

NATIONAL INSTITUTE FOR FUSION SCIENCE

開放磁場における電位と輸送機構

代表者 谷津 潔

(1993年4月6日受理)

NIFS-MEMO-9

1993年4月

RESEARCH REPORT NIFS-MEMO Series

This report was prepared as a preprint of work performed as a collaboration research of the National Institute for Fusion Science (NIFS) of Japan. This document is intended for information only and for future publication in a journal after some rearrangements of its contents.

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to the Research Information Center, National Institute for Fusion Science, Nagoya 464-01, Japan.

平成2，3，4年度
核融合科学研究所共同研究研究会
研究成果報告書

開放磁場における電位と輸送機構

代表者 谷津 潔
(筑波大学プラズマ研究センター)

Potential Formation and Transport
in Open Field Line Systems

Reports of NIFS Collaboration Workshop from 1990 to 1992
at National Institute for Fusion Science

Edited by
Kiyoshi Yatsu and Tadatsugu Hatori

Many studies have been reported on the potential formation in tandem mirrors and in many other systems. Plasma potentials are also interested in relation to the H-mode and divertor plasma in toroidal systems.

The workshops "Potential Formation and Transport in Open Field Line Systems" were organized three times as collaboration research at the National Institute for Fusion Science from 1990 to 1992. The workshops were aimed at the study of potential formation and related transport in various plasmas with emphasis on those in open magnetic field line systems.

This memo is a report of research progress during the three years and new researches presented at the workshops. These workshops were supported by NIFS for the three years. We are very grateful for the support.

Key words: tandem mirror, electric potential, sheath potential, divertor, bias voltage, radial transport, radio frequency wave

目 次

1.	はじめに	1
	筑波大学プラズマ研究センター 谷津 潔	
	核融合科学研究所 羽鳥尹承	
2.	Recent Results of GAMMA 10 Experiments	3
	筑波大学プラズマ研究センター 谷津 潔	
3.	タンデムミラーの電位形成とサーマルダイクの検討	9
	筑波大学プラズマ研究センター 際本泰士	
4.	The Effects of Electrostatic Potentials on Electron Velocity 16	
	Distribution Functions and on Plasma Confinement in GAMMA 10	
	筑波大学プラズマ研究センター 長 照二、平田真史、高橋栄一、	
	寺地徳之、竹内恵子、小波蔵純子、坂本宜照、	
	谷津 潔、玉野輝男、三好昭一	
5.	Potential Control and Fluctuation Studies in the GAMMA 10 24	
	Tandem Mirror	
	筑波大学プラズマ研究センター 間瀬 淳、犬竹正明、石井亀男、	
	板倉昭慶、玉野輝男	
6.	H I E Iにおける電位と輸送の制御	32
	京都大学工学部 八坂保能、酒井 道、島 正樹、	
	吉田 洋、岩見建一、板谷良平	
7.	ミラー型磁場に沿う電子流によるプラズマ電位形成	40
	東北大学工学部 畠山力三、倉盛文章、青山圭一、佐藤徳芳	
8.	Plasma Structure in front of an Electron Emissive Floated 46	
	Electrode	
	東北大学工学部 石黒静児、佐藤徳芳	
9.	磁場のミラー効果及び高温電子の空間電荷効果と電位制御	54
	姫路工業大学工学部 佐藤邦弘	
10.	高周波による径方向輸送の制御	61
	核融合科学研究所 羽鳥尹承	
11.	高気圧高周波放電におけるリング状プラズマ	64
	名古屋大学プラズマ科学センター 坂和洋一、堀 光良、	
	庄司多津男、佐藤照幸	
12.	磁化プラズマ中の渦運動	71
	静岡大学教養部 佐伯紘一	

1 3.	周辺プラズマの電子密度揺動の計測と解析	7 7
	核融合科学研究所 小森彰夫	
1 4.	Plasma Surface Interaction in GAMMA 10 in Relation to the 8 2	
	Confinement Performance	
	筑波大学プラズマ研究センター 谷津 潔、中嶋洋輔、 土屋勝彦、庄司 主	
1 5.	ヘリオトロンEにおける周辺電場とその制御	9 1
	京都大学ヘリオトロン核融合研究センター 水内 享	
1 6.	Response of the Edge Plasma Potential during AC Limiter 1 0 0	
	Biasing in HYBTOK-II Tokamak	
	名古屋大学工学部 上杉喜彦、千葉知雄、岡田明久、 佐々木 敏、高村秀一	
1 7.	Design of LHD Divertor and High Temperature Divertor 1 0 8	
	Operation	
	核融合科学研究所 大藪修義	

はじめに

プラズマ中に発生する電位の研究はタンデムミラーあるいはダブルレヤー等の研究と共に大きく進展した。更に、プラズマ中には電位を伴うますます多様な現象が見いだされ、研究が進められている。開放磁場系においてプラズマが容器壁と接する領域で生ずる現象がプラズマ電位に大きく影響することが示され、トーラス系のHモードあるいはダイバータにおける現象とも関連して注目されている。またプラズマの電位現象の研究は小型の基礎実験において多くの成果が得られている。

このようなプラズマ中の電位現象を多角的視点から比較研究するために、研究会「開放磁場における電位と輸送機構」が、核融合科学研究所共同研究研究会として3年間行われた。研究会ではタンデムミラー他開放磁場中における電位と輸送、二次電子放出がある場合のシース電位、トーラス系におけるプラズマ電位のバイアス電圧印加制御あるいはダイバータプラズマの研究等多くの課題に関して討論が行われた。装置の形態が違っていても共通の問題が多いことと共に、プラズマ中電位形成機構の研究の重要性があらためて認識された。本研究会の3年間において多くの研究における進展と共に、新しい研究への着手についても報告が行われた。

本メモは研究会参加者により、3年間における研究の進展、あるいは新しい研究についてまとめられたものである。プラズマ中電位形成ならびに電位に関連した課題に関する研究の現状を把握する参考となれば幸いである。最後に3年間にわたり本研究会を支持し援助してくれた核融合科学研究所に感謝申し上げます。

研究会代表者 筑波大学 谷津 潔、 同世話人 核融合科学研究所 羽鳥尹承

Recent Results of GAMMA 10 Experiments

K.Yatsu

Plasma Research Center, University of Tsukuba

Tsukuba, Ibaraki 305

1. Introduction

The experiments of plug and thermal barrier potential formation started in 1984. After the start of operation, plasma parameters developed steadily by a careful adjustment and a proper use of gas puffing and heating systems. Also contributed to the development is the improvement of the wall conditions attained by the ECR discharge cleaning and the installation of the helium cryopump system with the pumping speed of 2.6×10^6 l/s. Here, the development of the GAMMA 10 experiments during last several years are briefly reviewed.

2. Potential formation and confinement

It has been shown that the ion confining potential ϕ_c increases with the thermal barrier depth ϕ_b and the relation between the potentials is expressed well by the strong ECRH theory [1,2]. The potential ϕ_c of 2 kV has been attained with the barrier potential ϕ_b of 1.3 kV as shown in Fig.1. The axial ion confinement time has been improved according to the Pastukhov scaling law. The relation between the particle confinement time τ_p and the axial energy confinement time τ_E has been experimentally shown to be expressed by the relation obtained by the Pastukhov scaling as

$$\tau_E = \frac{3}{2} \tau_p \frac{1}{1 + (\phi_c / T_{ip})} \quad (1)$$

The potential $\phi_c + \phi_b$ is studied as a function of the central cell density n_c . Figure 2 shows the relation between the potential and n_c as a parameter of ECRH power[3]. Applying the Boltzman relation for the potential and the theoretical formular for strong ECRH to GAMMA 10 geometry, we obtain

$$\phi_c + \phi_b \simeq T_{ec} \{ 0.665 (n_p / n_c)^{2/3} (n_b / n_c)^{5.8/6.3} \}, \quad (2)$$

where T_{ec} , n_p and n_b are the central electron temperature and the plug and barrier densities. Since measurements indicate that the central pressure $n_c T_{ec}$ is nearly proportional to the plug-ECRH power P for a given n_p/n_c , the formula above gives

$$\phi_c + \phi_b \propto n_c^{-0.21} n_b^{-0.79} P. \quad (3)$$

The experimental results shown in Fig.2 is well explained by the relation above as shown by the dashed curves. This supports a mechanism for the potential formation employed in the strong ECRH theory.

The velocity distribution of ions escaping from the tandem mirror with a confining potential has been obtained by measuring energies of the escaped ions as a function of the pitch angle at the mirror end[4]. Data points in Fig.3 show the measured velocity distribution of the escaped ions. This indicates potential confinement of ions within the loss-cone and the expected hyperbolic curve:

$$\frac{m}{2} v_{||}^2 - \frac{m}{2} v_{\perp}^2 \left(\frac{B_p}{B_c} - 1 \right) = q\phi_p \quad (4)$$

where m and q are the ion mass and charge. B_p , B_m and B_b are magnetic field strengths (1.3 and 0.01 T) at the points of the maximum potential ϕ_p , the outermost magnetic mirror and the detector, respectively. This, in turn, becomes independent verification of the formation of a plug potential.

The energy confinement times τ_E estimated from measured ion losses at the ends are plotted against the plug-ECRH power P as a parameter of the central density (Fig.4). The energy confinement times agree with that estimated from the Pastukhov formula by using measured ϕ_c as shown by dashed lines in the Figure. The energy confinement time increases almost exponentially with P for a given n_c .

3. Plasma instabilities

Instabilities in the central cell plasmas has been studied in GAMMA 10.

A stability boundary for the flute interchange mode has been identified by independently varying the anchor and central-cell beta value β_a and β_c . Figure 5 shows experimentally obtained

stable beta region in GAMMA 10[5]. Violent low-frequency density fluctuations appear near the stable boundary and no plasma can be sustained above the threshold. The observed plasma pressure in the central cell greatly exceeds the stability limit predicted from a simple flute interchange theory for an isotropic plasma. This difference is explained by taking into account of the pressure anisotropy due to an intense ICRF heating.

A microscopic instability, Alfvén-ion-cyclotron(AIC) modes to be excited in a high beta plasma with pressure anisotropy, has been identified in the ICRF-heated central-cell plasmas. Frequencies of the spontaneously excited modes are slightly lower than the ion cyclotron frequency at the central-cell midplane. The observed magnetic field fluctuations strongly depend on the temperature anisotropy $A(=T_{\perp}/T_{\parallel})$ and the averaged beta value β_c . Here, T_{\perp} and T_{\parallel} are ion temperatures perpendicular and parallel to the magnetic field. Figure 6 shows the boundary between the regions with and without the magnetic fluctuations in the $A^2-\beta_c$ space. The observed boundary agrees reasonably well with a theoretically predicted stability boundary $\gamma = 0$ for a convectively unstable AIC mode[5,6]. Here, $\gamma = \gamma/\omega_c$; the growth rate normalized by the ion cyclotron frequency. The fluctuation amplitudes increase with an increase in the anisotropy parameter $\beta_{\perp} \propto A^2$. A relaxation of the pressure anisotropy due to the AIC mode fluctuations is observed. However, the AIC modes have negligibly small effects on the gross plasma confinement at the present level of the fluctuations.

Another possible instability is the ion-temperature-gradient instability. A decrease in the central-cell diamagnetic signal is observed when hydrogen gas is puffed into the central cell. Some causes are considered for the decrease in the diamagnetic signal. One is the MHD instability described above. Second is an increase in the charge exchange loss due to the input gas. However, there is a case where those two explanations seem unsuitable. In this case, the decrease of the diamagnetic signal is observed concomitant with a flattening of the radial density distribution. The plasma parameters in $\eta_{i\perp}$ and $\eta_{i\parallel}$ space is observed to become an unstable values, where $\eta_{i\perp} = d \ln T_{i\perp} / d \ln n_i$

and $\eta_{i||} = d \ln T_{i||} / d \ln n_i$. So, we are considering that the η_i mode is a possible instability and a further investigation will be continued. One thing to be pointed out here is that this study became possible by the development of the analysis of the charged exchange neutrals, and a detailed radial distribution of ion temperature becomes available.

References

- [1] R.H.Cohen, Phys. Fluids **26** (1983) 2774.
- [2] T.Cho, et al., Nuclear Fusion, Supplement Vol.2 (1989) 501.
- [3] T.Tamano, et al., 14th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Wurtzburg, 1992, paper C-4-3-1(C).
- [4] K.Ishii, et al., Nuclear Fusion **30** (1990) 1051.
- [5] M.Inutake, et al., 14th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Wurtzburg, 1992, paper C-4-3-2(C).
- [6] G.R.Smith, Phys. Fluids **20** (1984) 1499.

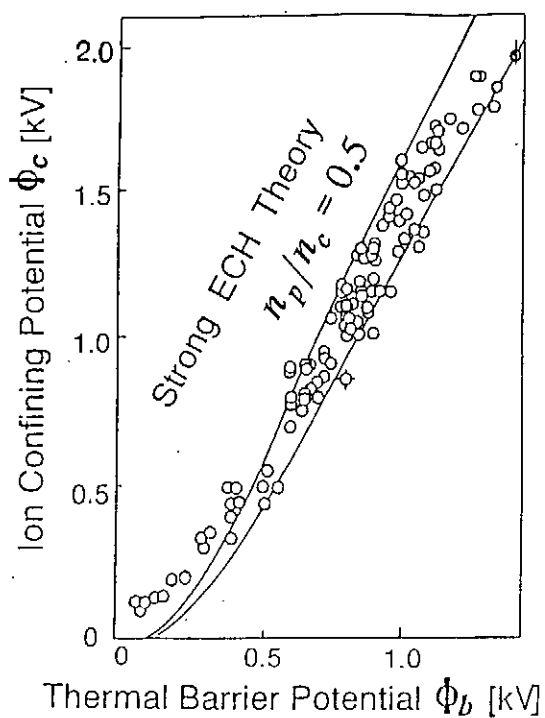


Fig.1 Relation between ϕ_b and ϕ_c is well expressed by the strong ECRH theory.

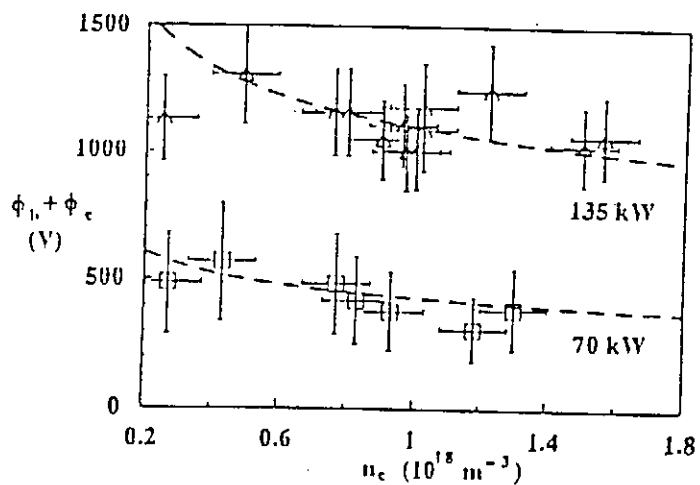


Fig.2 Dependence of $\phi_b + \phi_c$ on n_c .

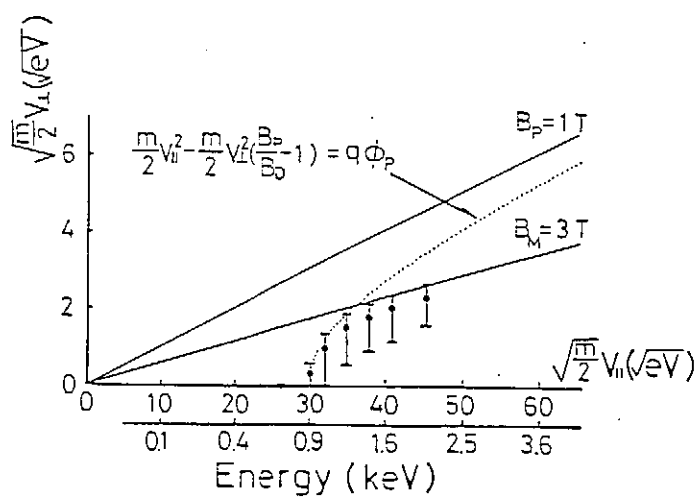


Fig.3 Velocity distribution of the end loss ion.

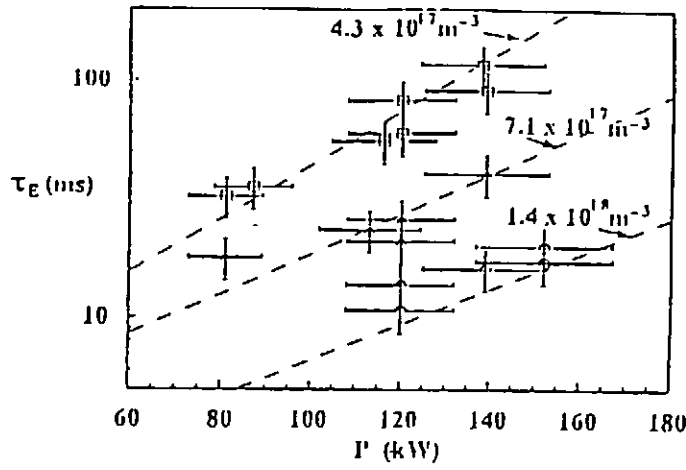


Fig.4

Dependence of τ_E on the plug ECRH power P .

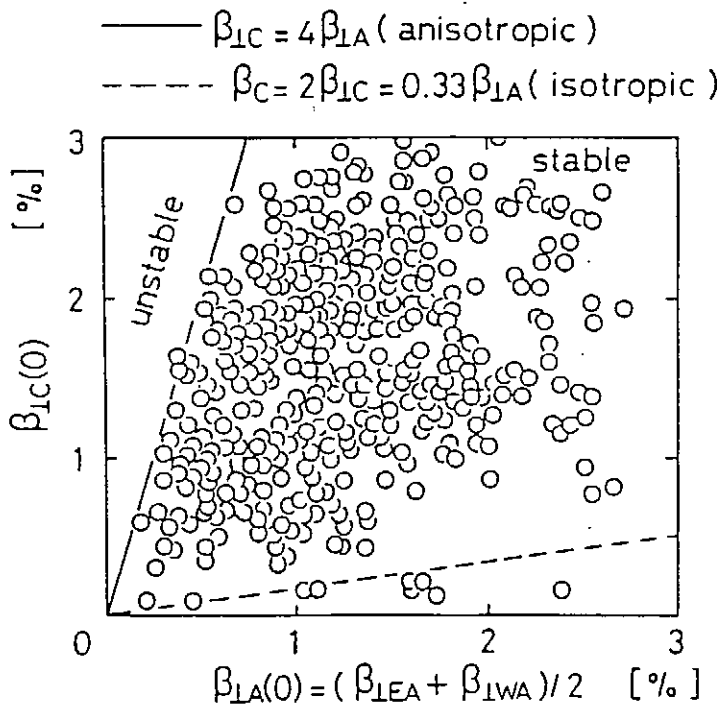


Fig.5 Stable beta region in GAMMA 10 central cell.

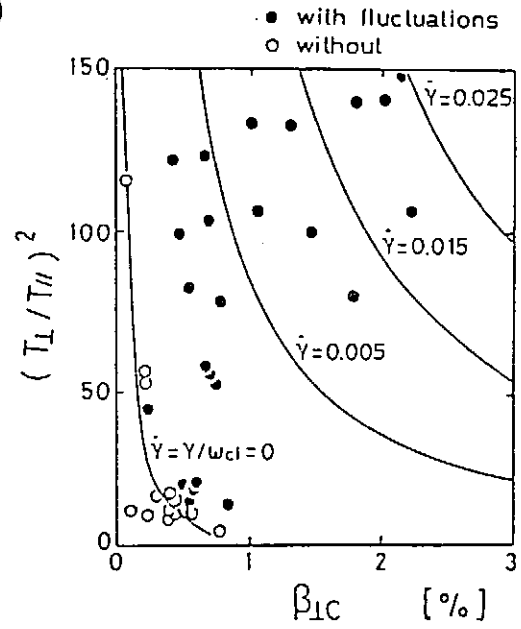


Fig.6 AIC stability boundary.

タンデムミラーの電位形成とサーマルダイクの検討

際本 泰士

筑波大学プラズマ研究センター

つくば市天王台 1-1-1

1 タンデムミラー電位の形成

タンデムミラーの最大の特徴はプラズマ中に電位分布を形成し、プラズマの輸送を制御しようとする点にある。現在までに GAMMA 10 ではプラズマ中に約 3kV、壁面のシース電位差を含めると約 5kV に達する電位差が形成されている。極めて電気伝導度の高いプラズマのなかでこのような大きな電位差を局所的に形成できるとはタンデムミラー以前には考えられなかったことであり、注目に値する。但し、核融合炉レベルではこの 10 倍以上の電位差を定常的に形成・制御する必要がある、現状との隔たりは大きい。技術的な進展はもとより必要であるが、物理的に解明すべき問題も深くかつ広範に渡っている。

タンデムミラーの当初の考えでは—sloshing ion 密度分布を基礎として、密度の谷の部分で磁気捕捉された高温電子の密度比を増大して電位の谷を深めて (thermal barrier)、その両側に分布する電子の熱交換を電位的に減少させることにより、外側の密度の山における電子加熱効率を向上させ、閉じ込め電位 (plug) 形成を容易にする—というシナリオが基本であった。reactor 規模のプラズマでは恐らくこのシナリオに回帰するのではないかと考えられるが、今までの実験結果によれば、磁場に沿った上記のように大きな電位分布はプラグ部加熱の ECRH(ECH-P) に同期して発生しており、電位形成の応答時間が短いため、高温電子の蓄積が主たる要因で thermal barrier 電位が形成されているとは考えにくい。プラグ部電子加熱に同期して、最も外側のミラー磁場に挟まれたプラズマの電位は真空容器壁に対して全体的に上昇し、その内部で高低の電位差が大きく現れる。また、容器両端でプラズマに接触している end plate の浮遊電位は深い負の値に落ち込むことが観測されている。即ち、ECH-P に伴って形成される電位分布は局所的に大きな変化を示し、かつ global な構造をもっている点に特徴がある。

この ECH-P のパワー源となるジャイロトロン出力に対して、磁気軸上の電位をプロットすると、図 1 に示すように、ほぼ直線的に電位差が増加する。ここで Φ_P は端損失イオンのエネルギースペクトルから決定したプラズマ中での最高電位である。加熱パワーを集中させたプラグ位置の電位に一致すると解釈しているが、この位置で計測しているわけではない。中央ミラー (Φ_C) とバリア (Φ_B) の電位はビームプローブで計測した、その位置の

電位である。また、 Φ_E は装置端に高抵抗を通じて浮遊させた金属板 (end plate) の電位である。中央ミラーのイオンに対しては $\phi_c = \Phi_P - \Phi_C$ が、電子に対しては $\phi_e = \Phi_C - \Phi_E$ 、またプラグ部の電子に対しては $\phi_{pe} = \Phi_P - \Phi_E$ が最大の閉じこめ電位となる。

このほぼ直線的なパワーと電位の対応は径方向の空間分布としても図2のように実現される。^[1] つまり、共鳴面で ECH-P の吸収パワーは実線で示す分布をするが、プラグ電位 Φ_P (黒丸) はそれと同じ形で分布する。さらに装置端に流出する電子の量も白丸で示すように同様な分布を示す。このような対応関係は共鳴層をマイクロ波ビームが貫く位置を横方向に移しても、位置を変えて同様に成立する。従って、マイクロ波の吸収により電子が加速され、その結果磁場方向に電子流が誘起される反作用として電位差が発生すると解釈される。電位の最高位置を通り電位が最も深い end plate に到達する電子はプラズマの全領域を通過するため、その効果が global なものとなることは理解できる。それではこのような電子の計測を通じてタンデムミラー全体の電位分布形成が理解できるのではないかというのが、最近の我々の取り組み方である。

end plate に開けた径が Debye 長さ程度の穴を通過する電子のエネルギー分布を計測した例を図3に示す。このスペクトルは end plate の浮遊電位に対応する減速電位において肩が観測され、これ以上のエネルギーを持つ電子が end plate に到達する。エネルギースペクトルは二つの Maxwellian の重ね合わせでよく近似することができて、これからのズレをフラックスで表すと全体の約1%以下である。低温成分の“温度”は数百 eV、高温成分の“温度”は数 keV であり、ECH-P パワーの増加に対して両方の温度とも上昇する傾向と高温電子 flux の割合が増加する傾向が観測されている。^[2]

このスペクトルを特徴的に表すパラメータとして、flux 比の重みをつけて平均した実効温度を考えて、その値に対してプラグと end plate 間の電位差をプロットすると、図4に示すように極めて相関のよい関係が見られる。^[3] 一方この電位差と thermal barrier とプラグの間の電位差 $\phi_{pb} = \Phi_P - \Phi_B$ との間の相関が強いことも分かっているから、端損失電子の計測を通じてプラズマ内部における電位分布形成機構を理解できる可能性が大きい。

そこで計測されたデータをもとに、ミラースロートから外側の電位分布を collisionless plasma の定常解として導出する理論モデルを開発した。^[4] この理論モデルでは、境界において分布関数を与えると、他の位置では磁場強度と電位の関数として各分布関数を決定できる。解くべき方程式は Poisson 方程式であるが、end plates の近く以外は荷電中性方程式で近似する。この方程式から磁場 (これは位置の関数) の関数として電位を求める。境界条件は次のように与える：

- end plate における観測と一致するように一次電子とイオンの分布関数をミラースロートにおいて与える。イオンについてはミラースロートに至るまでの電位差による加速分を考慮する。電位差は後で決める。電位降下により反射される電子も考慮する。
- end plate においては、一次電子の温度により決まる二次電子放出係数に応じた電子放出を与え、全体として正味電流がゼロとなるようにする。
- 多温度一次電子、二次電子、イオンの組み合わせでミラースロートにおいて荷電中性条件を課す。

以上から end plates の電位が決定される。

ミラースロットから出発して各位置において磁場の関数として、荷電中性条件より電位を決定する場合、イオンの加速エネルギーをうまく選ばないと、電位分布が不連続になる。この不連続分は局所的に Poisson 方程式を解くとつながるが、プラズマ内部でのシース的な急激な電位変化は現実には考えにくいから、連続な電位分布が得られるような加速エネルギーを iteration により決定する。

荷電中性方程式の解は磁場がミラースロット位置の数分の 1 以下に減った所から先は平坦になり、end plate の浮遊電位まで深くなることはない。そこで、Poisson の方程式を導入する。解くべき方程式を切り替える位置は、2つの解が滑らかに接続し、正しい位置で浮遊電位に到達するように iteration により決定する。

その結果の一例を図 5 に示す。end plate の近くでの電位分布はプローブにて計測した結果と良く一致している。また、ミラースロットにおける電位の連続条件から決定したイオンの加速エネルギーはプラグ電位からミラースロット電位までの落差に対応すると意味づけることができる。

いくつかの実験条件において端損失電子のエネルギースペクトルは広く変化する。これを各温度成分の流量に比例した重みをつけて実効的温度としてまとめ、その時のプラグから end plate までの電位差の観測値と理論モデルの結果とを比較すると、図 6 のようにまとめることができる。理論モデルの予測と実験結果の比は、実験条件にかかわらず、ほぼ 1 であるから、両者はよく一致していると考えることができる。磁場強度が急速に減少するミラースロット近くの領域の電位分布は、技術的に困難なこともあり、まだ直接観測されていないが、急速な下降の後平坦化するという予測がこの理論モデルで得られたことになる。

2 端損失熱流とその制御 (THERMAL DIKE)

ECH-P によって電位分布を形成する場合、イオンより遥かに大量の電子が end plate に到達する。end plate は浮遊電位にあるから、流入する高温の電子の電流を相殺するほどの量の二次電子が end plate から放出されていることになる。^[4]従って、end plate 位置での流入電子と二次電子の温度の差のほぼ比例して熱流の輸送 (損失) があることになる。現在の GAMMA 10 においてこの損失は支配的ではないが、プラズマ内部に対して thermal barrier を考えたのと同様に、プラグ部における電位形成の効率を上げるためには、二次電子との交換をできるだけ減らすことが重要である。

似たような事情がトーラスプラズマにおいても考えられるようになってきた。ダイバータ板の近くではプラズマに対向した板面の負荷熱流の集中を軽減するため、低温で衝突周波数の大きい比較的高密度のプラズマが好都合といわれる。一方、core plasma を包みこみその輸送特性に大きな影響を与える Scrape-Off Layer (SOL) プラズマの温度はあまり下げるわけにはいかない。SOL プラズマからダイバータへ磁場に沿って流れる熱流の制御はトーラスプラズマの閉じこめ改善を目指すうえで、極めて重要な問題となっており、タンドムミラー研究との大きな接点がうまれた。

この問題の解決策として Ohokawa はサーマルダイク (THERMAL DIKE) と呼ばれる概念を提案した。^[5] その基本的な考えは、通常弱磁場側にある冷たい電子の高温域への流入を磁気ミラー効果により抑制しようとするものである。ミラー効果を発揮するには磁場に対するピッチ角が大きくなければならないので、横方向エネルギーを ECRH により増加させる。冷たい電子が加熱されて、弱磁場側に反射されダイバータ板なり end plate なりに吸収されると、これはエネルギーの損失である。しかし、その代償を払っても、高温側の電子の流出量が大きく減少すれば、総合的には利得が期待できる。

タンデムミラー実験により、開放磁場中のプラズマでは電位差が少なくとも電子温度程度の大きさに形成されることが分かっている。そこで、磁場と電位の効果を考慮して、single particle model で反射に必要な横方向エネルギー増加分 ΔW_{\perp} を評価してみた。結果のみを示すと、加熱地点の磁場強度 B_r と反射を期待する地点までの最大磁場強度 B_m 、発生地点と反射地点の間の電位差 $\Delta\phi$ により次のように表すことができる。

$$\Delta W_{\perp} = e\Delta\phi \left(\frac{B_m}{B_r} - 1 \right)^{-1} \quad (1)$$

これによれば、ミラー比 B_m/B_r が大きいほど、また電位差 $\Delta\phi$ が小さいほど必要なエネルギー増分は小さく抑えることができると考えられる。開放端系では両端のミラー比を大きくとることが容易であるから、この点では有利である。トーラスにおいては、ミラー比は通常では大きくとることができない。大きくとるには、例えばバンドルダイバータのように磁束管をトロイダルコイルの外側まで引き出すなどの工夫が必要となる。従って電位差を大きくしない工夫が重要である。

エネルギー利得の計算を試みよう。高温域からはイオンと高温電子が流出し、低温プラズマ側からは冷たい電子が流入し、合計した場合の正味電流がゼロになる場合を考える。冷たい電子の逆流は高温域からの電子及びイオンのフラックスだけでなく冷たい電子のうち加熱されて反射率 R で戻るものからも発生する。この3種類のフラックスのそれぞれに対して、冷たい電子フラックスの発生する割合を $\gamma_e, \gamma_i, \gamma'_e$ とすると、パワーロス P_w は ECRH を行わない場合の値 P_0 で規格化して評価することができる。簡単のため $\gamma_e = \gamma_i = \gamma$, $\gamma'_e = \gamma'$ と仮定すると、

$$\frac{P_w}{P_0} = \frac{1-\gamma}{(1+\gamma)(1-\gamma'R)} \cdot \left(\frac{(1+(\alpha\gamma-\gamma')R)(1+\gamma-(\gamma+\gamma')R)}{1-\gamma+(\gamma-\gamma')R} + \alpha\gamma R \right) \quad (2)$$

但し、1次電子の温度で規格化した加熱パラメタ $\alpha = \Delta W_{\perp}/T_{ew}$ を導入した。

更に簡単化して $\gamma' = \gamma/2$ と置き、いくつかの α について、規格化したパワーロスの γ に対する依存性をプロットすると、図7のような結果が得られる。冷たい2次電子の発生率の大きな場合に規格化した損失パワーは小さくなり、THERMAL DIKE のメリットが顕著に現れる。例えば GAMMA 10 装置端部に 2.45GHz の ECRH を用いた THERMAL DIKE を作ることを想定すると、 $\alpha < 0.2$ であるから、その効果は明瞭に現れると期待される。

そこで重要なファクターとして、ミラー反射の確率を評価する必要がある。これは磁場分布と電位分布および加熱電界の強度に依存する。GAMMA 10 分布を例にとって、ECRH

の粒子シミュレーションを行ってみた。結果のみを示すと、end plate 近傍にて横方向エネルギー $W_{\perp 0}$ (eV) で発生し、共鳴加熱点に到達するまでに電位差により $W_{\parallel 0}$ (eV) まで加速された電子の加熱によるエネルギー変化分 ΔW 及び 磁気モーメント変化分 $\Delta\mu$ は最大波動電場 \tilde{E}_{max} との間で次の関係を満たす。

$$\Delta W = B_r \Delta\mu \quad (3)$$

$$\Delta W = \langle \Delta W \rangle + w \sin \theta \quad (4)$$

$$\langle \Delta W \rangle = 3.0 \tilde{E}_{max}^2 W_{\parallel 0}^{-0.23} \quad (5)$$

$$w = 10.3 \tilde{E}_{max} W_{\perp 0}^{1/2} W_{\parallel 0}^{-0.11} \quad (6)$$

但し、 θ は波動電場と粒子の横方向速度がなす位相差である。最初の式は加熱特性線を表している。第2式は加熱によるエネルギー変化の確率分布が最大と最小エネルギーにおいてピークすることを表しており、単純な拡散モデルでは記述しきれない面のあることを示している。図5に示した電位分布を参考にすると、加熱地点における磁場方向エネルギー $W_{\parallel 0}$ は end plate 近くのシース電位降下にはほぼ等しい。従って $W_{\perp 0}$ が温度 1eV の Maxwellian 分布で $W_{\parallel 0}$ が 500eV 程度の場合、反射率として 50% を得るのに必要な電界強度の評価を行うと、3kV/m 程度以上と予想される。即ち、吸収パワーとしては小さくとも電界強度は大きいことが要求されるから、このような条件を実現するには、マイクロ波を集光するかカットオフ特性やキャビティ特性を利用して電界を局所的に強める必要がある。

しかし、THERMAL DIKE 加熱によって速度分布のゆがんだ電子が蓄積すると、電位分布は変化し、ひいては加熱効率まで影響を受けると予想される。前節で報告した電位形成の理論モデルを更に拡張して、最近、このような加熱の結果予想される横方向への速度分布の広がりや蓄積する Yushmanov 捕捉電子の寄与をとり入れることができるようになった。^[6] このような速度分布の変形があるとき、予想される電位分布の計算結果を図8に示す。つまり、二次電子放出部から加熱地点までの電位上昇分は減少する。この結果、 $W_{\parallel 0}$ が減少するため加熱効率は増加するから、THERMAL DIKE 形成に要する電界強度を軽減することが可能となる。

このように、開放磁場配位における ECRH はタンデムミラーの閉じこめ電位形成に関して多くの重要な問題を提起しているだけでなく、THERMAL DIKE の例にも見られるごとく、トーラスと共通した興味ある問題への展開も期待されるようになった。将来トーラスへの適用も念頭に置きつつ、GAMMA 10 では開放端磁場中における熱流制御の物理機構の探求の一環として、THERMAL DIKE の原理実験計画を現在検討中である。

参考文献

- [1] T.Kariya *et al.*, Phys. Fluids 31 (1988) 1815.
- [2] K.Kurihara *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 58 (1989) 3453.
- [3] T.Saito *et al.*, to be published in Phys. Fluids (1993).

[4] K.Kurihara *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **61** (1992) 3153.

[5] T.Ohkawa, 核融合研究 **64** (1990) 305.

[6] Y.Tatematsu *et al.*, submitted for publication (1992).

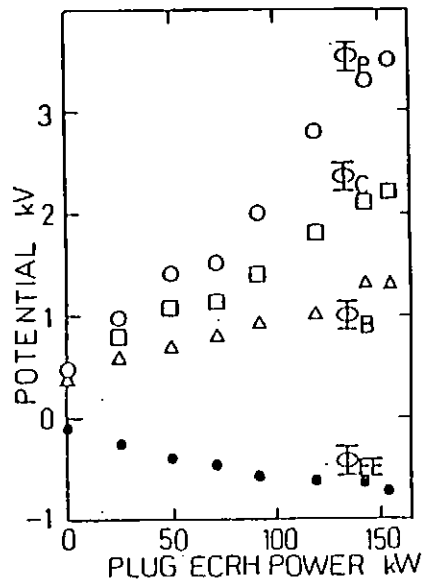


図 1

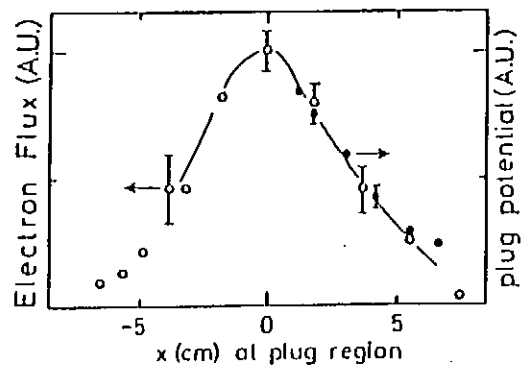


図 2

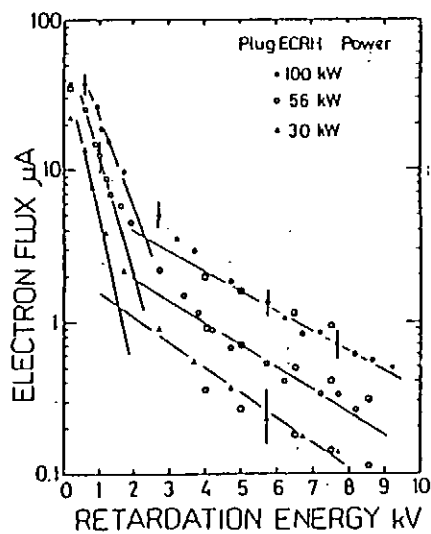


図 3

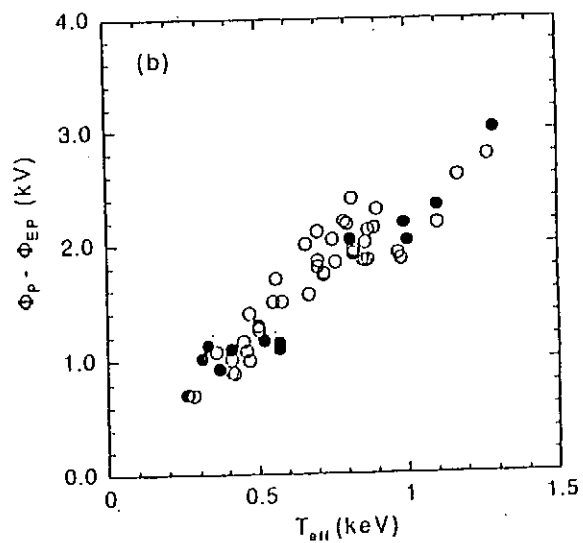
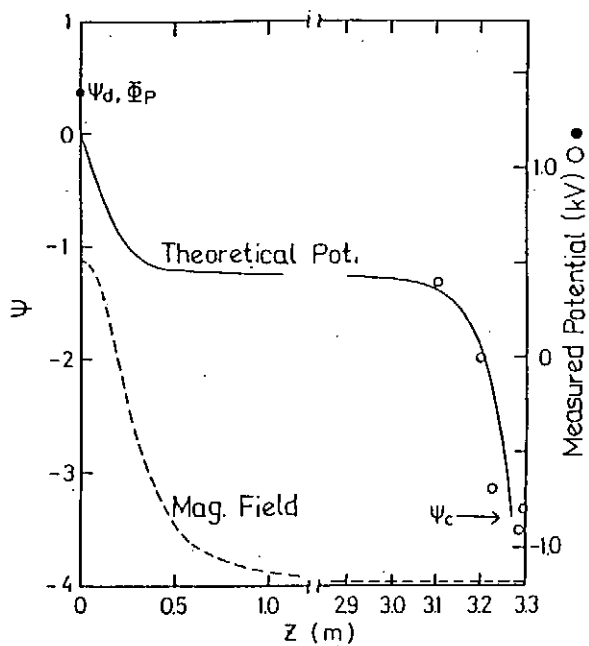
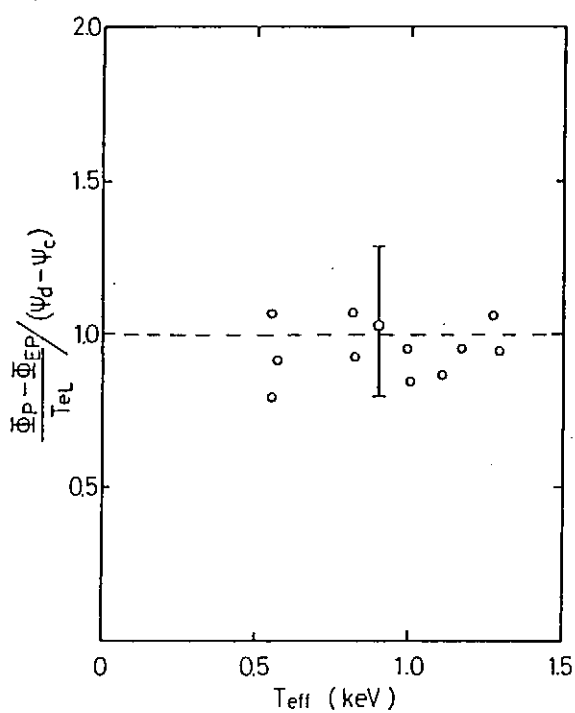


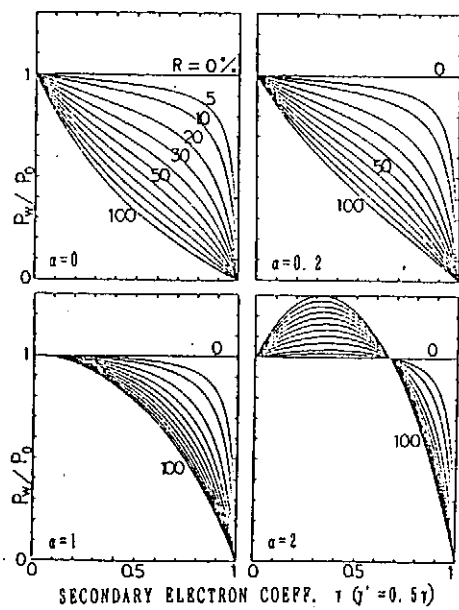
図 4



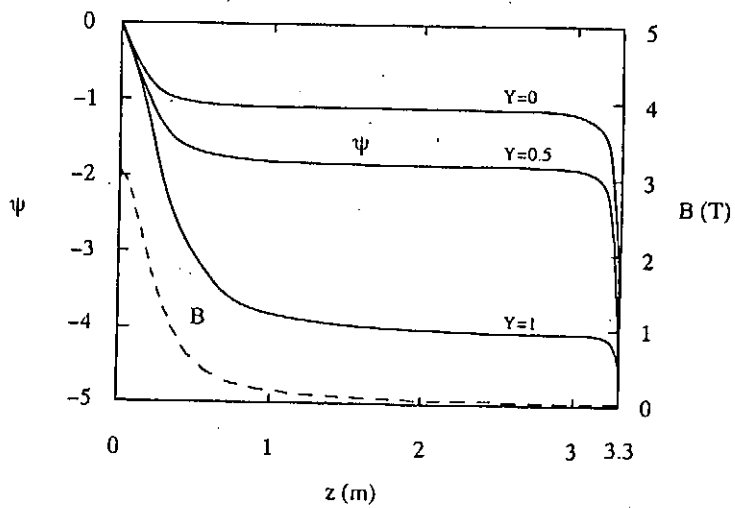
⊗ 5



⊗ 6



⊗ 7



⊗ 8

THE EFFECTS OF ELECTROSTATIC POTENTIALS ON
ELECTRON VELOCITY DISTRIBUTION FUNCTIONS AND
ON PLASMA CONFINEMENT IN GAMMA 10

T. Cho, M. Hirata, E. Takahashi, T. Teraji, A. Takeuchi,
J. Kohagura, Y. Sakamoto, K. Yatsu, T. Tamano, and S. Miyoshi

*Plasma Research Centre, University of Tsukuba,
Tsukuba, Ibaraki 305*

ABSTRACT

Several types of X-ray diagnostics have been employed for obtaining various shapes of electron velocity distribution functions as well as their spatial profiles in the central cell, the thermal-barrier region, and the plug region of the tandem mirror GAMMA 10. The relations of the data among these regions have been investigated for clarifying the effects of kilovolt-range electrostatic potentials in the plasmas on the electron distribution functions and on the electron energy confinement.

I . INTRODUCTION

In tandem mirrors, electron cyclotron heating (ECH) is utilized for the formation of a thermal-barrier potential ϕ_b in the barrier region and an ion confining potential ϕ_c in the plug region. These regions and the central cell are directly connected through magnetic field lines; however, these are separated by the electrostatic potentials. In this paper, different shapes of electron velocity distribution functions f_e in these three regions have been reported using various X-ray observations. These in turn demonstrate the effects of electrostatic potentials on f_e . Also, the relation between ϕ_c and ϕ_b is closely related to the shape of f_e . From the above viewpoints, this summary report has been prepared.

II . EXPERIMENTAL APPARATUS

The experiments have been carried out in GAMMA 10, which is a minimum-B anchored tandem mirror with outboard axisymmetric plug/barrier mirrors. It has an axial length of 27 m, and the volume of the vacuum vessel is 150 m³ (1). Microwaves are injected into the barrier region (barrier ECH) and the plug region (plug ECH). Neutral beams are injected to form sloshing ions in the plug/barrier regions. A recently installed ion cyclotron heating (ICH) system is employed for producing keV-range hot ions in the central cell. A new ECH system is also installed for central-cell electron heating.

X-ray energy spectra are obtained from X-ray pulse height analyses (PHA), ranging from 0.7 keV to 150 keV in the plug region and in the central cell using a Si(Li) detector and a pure Ge detector (2-4). X-ray PHA are also employed in the barrier region using a pure Ge detector and an NaI(Tl) detector (4,5). A two-dimensional X-ray tomography technique using microchannel plates (MCP) with 50 channels is employed in each region (4,6). The MCP was accurately calibrated in the energy range 0.01-82 keV using synchrotron radiation (7-10). Furthermore, a silicon surface barrier (SSB) detector is utilized for analysing the central-cell high energy electron component (warm electrons); synchrotron radiation is also used for obtaining its detailed energy response in the range from 60 eV to 20 keV (11-13). The data from the SSB detector are utilized for analysing the ratio of the warm electrons to the bulk electrons, combined with the data from the Si(Li) detector and the MCP (4). The data for ϕ_b and ϕ_c have been obtained using multigrid electrostatic loss ion energy analysers (ELAs) (14) and heavy ion (Au⁰) beam probes (15).

III. SCALING LAW OF POTENTIALS (ϕ_c vs ϕ_b)

The formation of ϕ_c efficiently enhanced by the formation of ϕ_b is one of the most important fundamental principles for ion confinement in tandem mirrors. Thus, the scaling law between ϕ_c and ϕ_b is essential for the future development in tandem mirrors.

The data points in Fig.1 have shown the relation between ϕ_c and ϕ_b . On the other hand, a

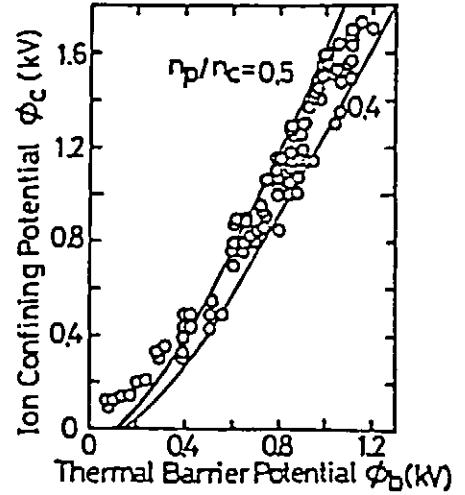


Fig.1 ϕ_c vs ϕ_b scaling

theoretical relation between ϕ_c and ϕ_b is calculated from Cohen's strong ECH theory (16). The solid curves in Fig.1 are the theoretical results using the data with $n_p/n_c=0.40-0.50$, where n_p and n_c denote the plug and the central-cell densities, respectively. As seen in Fig.1, good agreement between the data and the theory is obtained.

IV. A PLATEAU-SHAPED VELOCITY DISTRIBUTION FUNCTION FOR POTENTIAL TRAPPED ELECTRONS IN THE PLUG REGION

For clarifying the mechanism of the ϕ_c formation, it is essential to study f_e in the plug region. In association with the scaling study between ϕ_c and ϕ_b in Sec. III, a plateau shaped electron velocity distribution function f_e in the plug region is predicted by Cohen's strong ECH theory (16). In Fig. 2(b), the predicted model for f_e is shown under a standard axial potential profile (Fig. 2(a)); ϕ_{pb} shows a plug electron confining potential. The dominant population of plug electrons are trapped by ϕ_{pb} in the region P (Fig. 2(b)). The heating rate due to strong plug ECH dominates over the rate of Coulomb collisions for the electrons in the region P; thereby, the shapes of f_e are distorted from Maxwellian to the plateau shape.

Maxwellian electrons trapped by the plug/barrier mirror with a temperature of $T_{p,m}$ are located in the region M; these electrons are heated by both plug and barrier ECH. The electrons in the region L are lost from the plug region through the "loss cone"; however, these electrons flow into the central cell and become a heating source for the central-cell bulk electrons through their Coulomb collisions.

The X-ray PHA data in the plug region are shown with the Si(Li) detector (Fig. 3(a)). The data are taken during the period with $2\phi_{pb}=5.4$ kV and without ϕ_{pb} (5 ms after the decay of ϕ_{pb} , but heating powers except plug ECH are still being injected). A remarkable

feature is the quick decay of the X-rays below 5 keV after the ϕ_{pb} decay. However, a higher energy component does not change in either case as observed with the pure Ge detector (Fig. 3(b)) (for simplicity, a spectrum for $2\phi_{pb}=5.4$ kV alone is shown). This indicates the validity of the prediction for the region M in Fig.

2(b). A remarkable feature of these X-ray spectra is intense X-ray emission from the lower energy component, which is observed

only when ϕ_{pb} is formed. The solid curve in Fig. 3(a) is fitted by plateau (solid and dashed curves) and Maxwellian electrons (dotted ones); (b) 60 keV Maxwellian electrons.

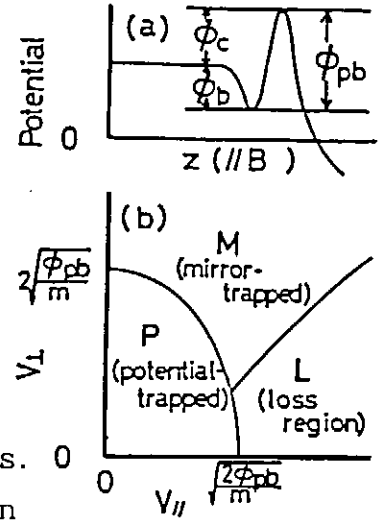


Fig. 2 (a) Axial potential profile; (b) A model of f_e in the plug region.

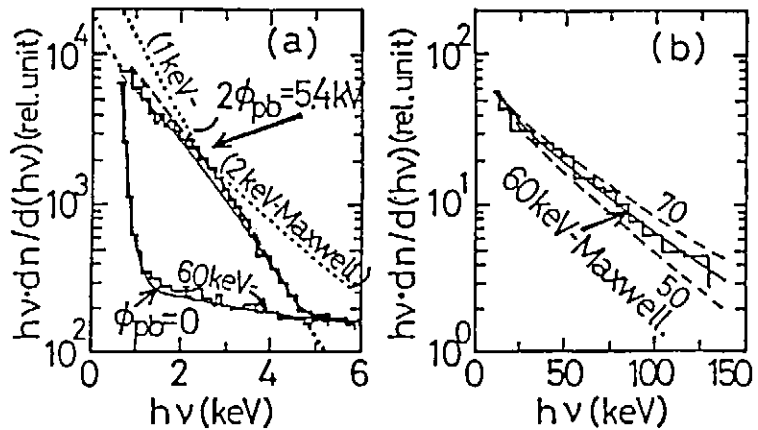


Fig. 3 (a) X-ray spectra in the plug region fitted by plateau (solid and dashed curves) and Maxwellian electrons (dotted ones); (b) 60 keV Maxwellian electrons.

using f_e in Fig. 2(b); here we use the data of $2\phi_{pb}=5.4$ kV for the ϕ_{pb} trapped plateau electrons along with the mirror trapped Maxwellian with a loss cone angle of 35° ($T_{pb}=60$ keV and 2.5 % to the total plug density). Also, the dashed curve is calculated using the radial profile data on X-ray emissivity reconstructed by a tomography technique and on ϕ_{pb} along with the theoretical model in Fig. 2(b). Good agreement between the X-ray spectrum in Fig. 3(a) and the calculations has been obtained.

V. MIRROR TRAPPED HOT ELECTRONS IN THE THERMAL BARRIER

In thermal barrier tandem mirrors, mirror confined hot electrons play an important role in the formation of thermal barriers. Figure 4 shows an X-ray energy spectrum observed with the NaI(Tl) detector. This spectrum is fitted by the dashed curve, which is calculated using a relativistic Maxwellian with a temperature T_{eb} of 60 keV and a loss cone angle of 55° as estimated from the axial X-ray profile. Here, we use the relativistic Born approximation corrected by the Elwert factor for the X-ray spectrum analyses. These hot electrons correspond to those in the region M (Fig. 2(b)), and these are also observed as the higher energy component with 60 keV in the plug X-ray spectrum (see Fig. 3).

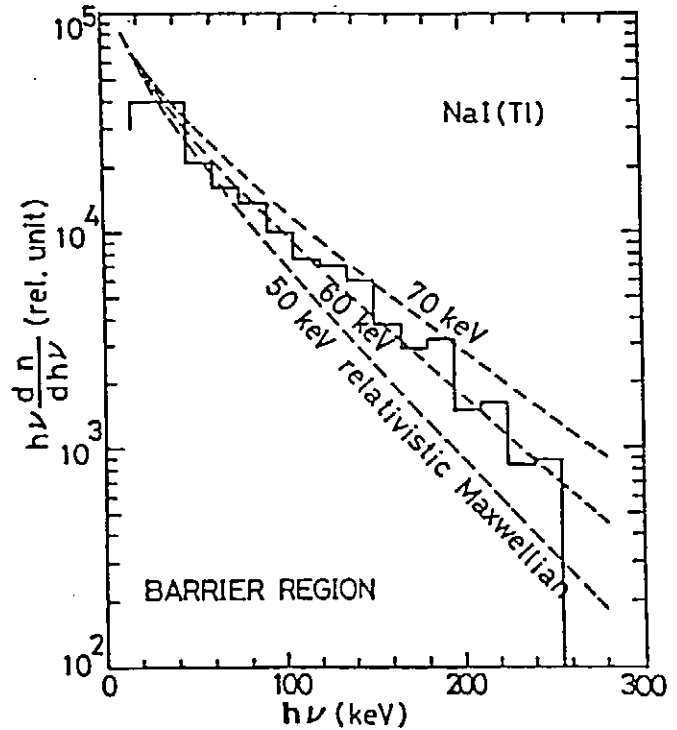


Fig. 4 An X-ray spectrum in the thermal barrier fitted by a 60 keV relativistic Maxwellian.

The values of T_{eb} have been measured to saturate at 60

keV with a successive increase of the hot electron density n_{bh} ; this fulfils the requirement of obtaining a large value of n_{bh} without increasing T_{eb} , which is desirable for MHD stability in the barrier region as well as for the formation of ϕ_b (4,5). X-ray tomographic reconstructions using two sets of the 50 channel MCP indicate that the radial profile of the hot electrons is peaked on the magnetic axis, which is desirable for the formation of ϕ_b in the core plasma. Also, a good axisymmetric radial profile is observed (4,6); this is important for preventing the formation of a local anisotropic electric field, which may cause particle confinement degradation.

VI. THE CENTRAL-CELL ELECTRONS CONFINED BY THERMAL-BARRIER POTENTIALS

We now proceed to the final issue of clarifying the effects of the above-described potentials on the central-cell bulk electrons. An increase with time of the bulk electron temperature in the central cell T_{ec} is observed during a period with the ϕ_b formation (3). The rate analyses using the energy balance equation for the bulk electron energy are utilized for the estimation of the electron energy confinement time τ_{ee} . To analyse the energy balance, it is necessary to obtain f_e in the central cell. This is made using X-ray PHA combined with the X-ray tomography. It is obtained that the central-cell electrons consist of bulk electrons with a few hundred eV along with the keV range warm electrons originated from the plug region (see Sec. III); this component is the dominant heating source for the bulk electrons through the slowing down process. Using these data, it is found that the central-cell electrons are confined by ϕ_b and that τ_{ee} scales well with the Pastukhov theory (17,18).

Also, one of the most important characteristics of f_e is its difference from those in the plug and the barrier

regions. This demonstrates the thermal isolation effect due to ϕ_b .

VII. SUMMARY

The electron velocity distribution functions f_e in the plug region, the thermal barrier region, and the central cell have been observed using X-ray diagnostics. Each f_e has its characterized shape strongly affected by electrostatic electron confining potentials, although these regions are directly connected through magnetic field lines:

(i) In the plug region, a plateau shaped f_e produced by strong plug ECH has been observed. These electrons are confined within the ellipsoidal boundary in the plug electron velocity space determined by ϕ_{pb} . This shape of f_e as well as the relation between ϕ_c and ϕ_b is consistently interpreted by Cohen's strong ECH theory.

(ii) In the thermal barrier region, magnetically trapped hot electrons produced by barrier ECH have been observed to be fitted by a 60 keV relativistic Maxwellian. These electrons play an important role in the formation of ϕ_b .

(iii) In the central cell, two component Maxwellian electrons are observed: The higher energy electron component coming from the plug region becomes the dominant heating source for the bulk electrons; the energy confinement of the bulk electrons is determined by ϕ_b and is consistently interpreted by Pastukhov's theory.

These different electron temperatures including their different shapes of f_e have demonstrated the significant effect of electrostatic potentials on electron confinement.

Also, the importance of the potentials for energy confinement is experimentally demonstrated.

REFERENCES

- (1) S.Miyoshi et al., in *Proceeding of the 13th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Washington, DC, 1990*, (IAEA, Vienna, 1991) Vol. 2, p.539.
- (2) T.Cho et al., *Phys. Rev. Lett.* 64 (1990) 1373.
- (3) M.Hirata et al., *Nucl. Fusion* 31 (1991) 752.
- (4) T.Cho et al., *Phys. Rev. A* 45 (1992) 2532.
- (5) T.Cho et al., *Nucl. Fusion* 27 (1987) 1421.
- (6) T.Cho et al., *Nucl. Instrum. Methods B* 66 (1992) 485.
- (7) M.Hirata et al., *Rev. Sci. Instrum.* 61 (1990) 2566.
- (8) N.Yamaguchi et al., *Rev. Sci. Instrum.* 60 (1989) 368;
2307
- (9) T.Cho et al., *Rev. Sci. Instrum.* 59 (1988) 2453;
60 (1989) 2337.
- (10) M.Hirata et al., *Nucl. Instrum. Methods B* 66 (1992) 479.
- (11) T.Cho et al., *Nucl. Instrum. Methods A* 289 (1990) 317.
- (12) T.Cho et al., *Phys. Rev. A* 46 (1992) 3024.
- (13) T.Cho et al., *J. Appl. Phys.* 72 (1992) 3363.
- (14) T.Cho et al., *Nucl. Fusion* 28 (1988) 2187.
- (15) K.Ishii et al., *Rev. Sci. Instrum.* 60 (1989) 3270.
- (16) R.H.Cohen, *Phys. Fluids* 26 (1983) 2774.
- (17) V.P.Pastukhov, *Nucl. Fusion* 14 (1974) 3.
- (18) R.H.Cohen et al., *Nucl. Fusion* 18 (1978) 1229;
19 (1979) 1295; 19 (1979) 1693.

Potential Control and Fluctuation Studies in the GAMMA 10 Tandem Mirror

Atsushi Mase, Masaaki Inutake, Kameo Ishii, Akiyosi Itakura, Teruo Tamano

Plasma Research Center, University of Tsukuba,
Tsukuba, Ibaraki 305

Abstract

The effect of the ambipolar potential on the stability of low frequency waves has been studied by applying a bias voltage to the end plates of GAMMA 10. The Fraunhofer-diffraction method and a reflectometer are used for the measurements of density fluctuations, and beam probes for potentials. Two types of instabilities, rotational driven modes with the lowest azimuthal mode number and drift waves with high mode number, are observed during the existence of confining potentials. The dispersion relations are in good agreement with drift wave theory including a Doppler shift due to $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ rotation velocity. The fluctuation level is observed to depend on the radial profile of the plasma potential. It is shown that the end plate biasing in a tandem mirror is useful for shaping the radial potential profiles to suppress the fluctuation-induced radial transport.

1. Introduction

In tandem mirrors, the end losses along magnetic field lines of force, a long term subject, are suppressed by a formation of confining potentials with thermal barrier [1,2]. Considerable attention has been focused on a study of radial transport consisting of ambipolar and nonambipolar losses [3,4]. The nonambipolar losses are associated with neoclassical resonant transport due to asymmetric magnetic geometries. On the other hand, the ambipolar losses may be caused by the plasma fluctuations. The radial electric field E_r due to the potential causes an $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ plasma rotation in the direction of the ion diamagnetic drift velocity, which may enhance instabilities such as rotational flute and drift wave modes and degrade radial confinement.

The radial electric field also plays an important role in tokamaks in connection with L-H transitions. It is considered that the onset of the transition is triggered by a change of E_r , which subsequently suppresses turbulent fluctuations and improves plasma confinement [5-7]. This H-mode behavior has been achieved in a controlled way by inducing radial electric field in the plasma edge using electrodes [8,9].

In this paper, we report the effect of the radial electric field on low frequency waves excited in the central cell plasma of the GAMMA 10 tandem mirror as measured with the Fraunhofer-diffraction (FD) method and a reflectometer. A FD system offers a

means of investigating k - ω spectrum of long wavelength waves which are considered to be more relevant to the anomalous transport. On the other hand, a reflectometer gives a localized information of the density fluctuations which is difficult to obtain by using the FD apparatus. Two methods are therefore complements each of the other.

2. Experimental Apparatus

The configuration of GAMMA 10 device is shown in Fig. 1. GAMMA 10 consists of a central cell, anchor cells, and axisymmetric end mirror cells. The anchor cells are minimum-B mirrors to suppress MHD instabilities. Plug and thermal barrier potentials are formed in the axisymmetric mirrors. Total length of GAMMA 10 is 27 m with the central cell vessel of 6 m in length and 1 m in diameter.

The present experiments are made for two different operational modes of GAMMA 10, ECRH-start mode and ICRF-start mode. In the ECRH-start mode, four gyrotrons providing electron cyclotron resonance heating (ECRH-B and ECRH-P) with a frequency of 28 GHz are applied following the gun-produced plasma injection in order to build up a plasma as well as to produce confining potentials with a combination of neutral beams. The ion cyclotron range of frequency (ICRF) is employed to heat ions in the central cell. On the other hand, a plasma is produced and heated by ICRF power in the ICRF-start mode. The neutral beams and gyrotrons are then applied for formation of confining potentials.

At each end of the machine, radially and azimuthally segmented plates are installed which can be biased to control the potential distribution as well as be floated through a 1 M Ω resistor. In the present experiment, we have applied a bias voltage V_B in the range of +1~-2 kV and study its effect on the density fluctuations. The potentials are measured with beam probes at the central cell, Φ_C , and barrier midplane, Φ_B . The radial profile of the potential is measured with the barrier beam probe. The profiles at the central cell are determined from those obtained at the barrier midplane assuming that the profiles are conserved along the magnetic flux tube.

The FD system [10] is located at the east side of the central cell, $z=2.4$ m, where z is the axial distance from the central cell midplane. A 100 mW output of frequency 45 GHz is focused to the plasma center by a fused-quartz lens. The frequency shifted scattered signal and the unshifted transmitted wave are focused via another lens onto a detector array. The intermediate frequency (IF) signals from the mixers are amplified by low noise amplifiers and fed to data processing system.

A broadband reflectometer with frequency of 7-18 GHz is also installed to the midplane of the central cell. A 150 mW output of YIG oscillator in cw mode is injected into the plasma through horn antennas with O-mode and X-mode propagation. For the measurements of density fluctuations, the single antenna is used as both transmitter and

receiver. The reflected wave is separated from the incident wave by a circulator, and is mixed with the unperturbed LO wave in a mixer. The resultant IF signals then fed to the same data processing system as the FD signals.

3. Experimental Results and Discussion

3.1 End plate biasing in ECRH-start mode

In the standard operational mode of floating end plates, the on-axis potentials at the plug, $\Phi_P(0)$ and at the end plate, $\Phi_E(0)$ are 2-3 kV and -(0.5-1) kV, respectively. The potential at the central cell, $\Phi_C(0)$ also rises to the 1-2 kV range. When the bias voltage V_B is applied to the end plates, the values $\Phi_C(0)$ and $\Phi_B(0)$ increase with increasing positive bias and decrease with increasing negative bias. We have observed that the radial profiles of the potential measured with the barrier beam probe have the shape of a well type at $V_B \leq -2$ kV when the ECRH-P is applied and at $V_B \leq -1$ kV after the ECRH-P is turned off, and they are peaked in the other cases [11].

The spectrum and amplitude of the density fluctuations measured with the FD system and the reflectometer are strongly depend on the values of V_B , that is, the radial electric field E_r . A dispersion relation of the wave agrees with drift wave theory, taking into account a Doppler shift due to $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ plasma rotation. In Fig. 2 is shown the normalized density fluctuations as a function of E_r . The fluctuation level is the maximum when $E_r \approx 0$ and decreases with an increase in $|E_r|$, regardless of its sign. The dots are obtained in the recent experiment.

Figure 3 shows the fluctuation amplitude for various values of V_B measured with the X-mode reflectometer. The reflectometer signal can be interpreted as enhanced wave scattering by local density fluctuations near the reflection layer of the incident wave. The frequencies 11.4 GHz to 13.2 GHz of the incident wave correspond to the critical densities of 2.2×10^{10} to $3.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ in the X-mode propagation. The value of the central cell density is in the range $n_C(0) = 3\text{-}6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Note that the fluctuation amplitude is enhanced in the plasma edge region when the large negative bias is applied.

It is important to study the correlation between the fluctuation and the plasma parameters, since it is possible that the waves excited in the present experiment cause the anomalous radial transport. Figure 4 shows the density, diamagnetic loop signal, and normalized H_α signal at the central cell as a function of the normalized density fluctuation. It is seen that the increased density fluctuations for the lower value of E_r degrade the plasma parameters due to the increase of particle transport.

3.2 End plate biasing in ICRF-start mode

In the ICRF-start mode, the density fluctuations with coherent and discrete spectrum are dominated when the confining potentials are formed by the application of ECRH-P, while the broad spectrum is mainly observed without ECRH-P. The frequency

of the lowest mode is close to $\omega_E/2\pi=E_r/2\pi rB$, the rotation frequency. The wavenumbers determined from the FD profiles are in the range of $k_\perp=0.1-0.3\text{ cm}^{-1}$. The \mathbf{ExB} -driven rotational modes with azimuthal mode number $m=1$ and 2 are candidates for these modes [12,13]. When these instabilities arise, the central cell plasma drops and very often cannot be sustained. Therefore, rotational instabilities are somewhat more dangerous than drift waves in tandem mirrors.

The destabilizing force due to the \mathbf{ExB} rotation can be estimated by the ratio α of the driving term from the rotation to that from effective gravity. A representation of α for an electrostatic flute mode is given by $\alpha=\omega_E^2/(g_0/a)$ [14]. The effective gravity g_0 due to magnetic field curvature is evaluated to be $g_0/a=(3/4)(a/L_B)^4\omega_{ci}^2$, where a is the e-folding radius of the plasma, and L_B is the magnetic scale length. In ICRF-start mode, the plasmas have relatively peaked density profile. Substitution of the experimental parameters ($\omega_E=5\times 10^4\text{ sec}^{-1}$, $\omega_{ci}=4\times 10^7\text{ sec}^{-1}$, $a=8-10\text{ cm}$, and $L_B=300\text{ cm}$) yields $\alpha\geq 1.7$. Therefore, the \mathbf{ExB} rotation has a high probability of driving the rotational mode.

The reflectometer measurements show that the rotational mode distributes into the core region of the plasma, while the drift wave exists mainly at the edge. Figure 5 shows the typical density profile of the ICRF-start mode and the reflectometer signals obtained at two different frequencies, 15 GHz and 18 GHz, for various values of V_B . The frequencies correspond to the critical densities of $6.8\times 10^{11}\text{ cm}^{-3}$ and $1.5\times 10^{12}\text{ cm}^{-3}$, respectively. It is seen that the negative bias suppresses the coherent rotational mode in the core region, however, it enhances the drift wave turbulence in the edge region. From the FD and the reflectometer measurements for various values of V_B , the fluctuation levels of these two modes are plotted as a function of $\Phi_C(0)$ as shown in Fig. 6. Although the data of the potential profiles are not processed yet, we may assume that $\Phi_C(0)$ is proportional to E_r for this experiment. The fluctuation level of the rotational modes is observed to have the minimum value when $\Phi_C(0)$ nearly equals to zero and increases with increase in $|\Phi_C(0)|$. Note that the drift wave turbulence enhances when rotational modes are minimized.

4. Summary

In summary, the potential control of plasmas has been carried out by applying a bias voltage to the end plates of the GAMMA 10 tandem mirror. In the ECRH-start mode with broad density profiles, the density fluctuations satisfying the dispersion relation of drift waves are suppressed by increasing the radial electric field regardless of its sign. The suppression of turbulence allows the enhancement of the plasma parameters such as the density and the diamagnetic loop signal, and lowers the H_α signal. In the ICRF-start mode with narrow density profiles, the rotational instabilities with the lowest azimuthal mode number are predominantly excited during the formation of confining potentials.

There are large changes in the central cell density when these instabilities exist. Therefore, it is better to lower the radial electric field by applying the moderate negative bias to suppress the instabilities and to avoid the plasma disruption. However, we have to be careful since the low electric field enhances drift waves in the edge region.

The present study shows that it may be possible to control the plasma instabilities by shaping the radial potential profiles using segmented end plates so as to suppress radial ambipolar transport

Acknowledgements

The authors would like to thank the members of the GAMMA 10 group of University of Tsukuba for their collaboration. This work was supported in part by a Grant-in-Aid for Scientific Research from the Japanese Ministry of Education, Science and Culture.

References

- [1]T.C.Simonen, S.L.Allen, D.E.Baldwin, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Kyoto, 1986 (IAEA, Vienna, 1987), Vol.2, p.231.
- [2]S.Miyoshi, T.Cho, H.Hojo, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Washington DC, 1990 (IAEA, Vienna, 1991), Vol.2, p.539.
- [3]R.A.Breun, N.Hershkowitz, P.Brooker, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Nice, 1988 (IAEA, Vienna, 1989), Vol.2, p.475.
- [4]T.Cho, H.Hojo, M.Ichimura, et al., *ibid.*, p.501.
- [5]K.C.Shaing, E.C.Crume,Jr., W.A.Houlberg, Phys. Fluids **B2**, 1492 (1990).
- [6]H.Biglari, P.H.Diamond, P.W.Terry, Phys. Fluids **B2**, 1 (1990).
- [7]R.J.Groebner, K.H.Burrell, R.P.Seraydarian, Phys. Rev. Lett. **64**, 3015 (1990).
- [8]R.J.Taylor, M.L.Brown, B.D.Fried, et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 2365 (1989).
- [9]R.R.Weynants, G.van Oost, G.Bertschinger, et al., Nucl. Fusion **32**, 837 (1992).
- [10]A.Mase, J.H.Jeong, A.Itakura, et al., Rev. Sci. Instrum. **61**, 1247 (1990).
- [11]A.Mase, A.Itakura, M.Inutake, et al., Nucl. Fusion **31**, 1725 (1991).
- [12]W.Horton, J.Liu, Phys. Fluids **27**, 2067 (1984).
- [13]G.D.Severn, N.Hershkowitz, R.A.Breun, J.R.Ferron, Phys. Fluids **B3**, 114 (1991).
- [14]J.Liu, W.Horton, J.E.Sedlak, Phys. Fluids **30**, 467 (1987).

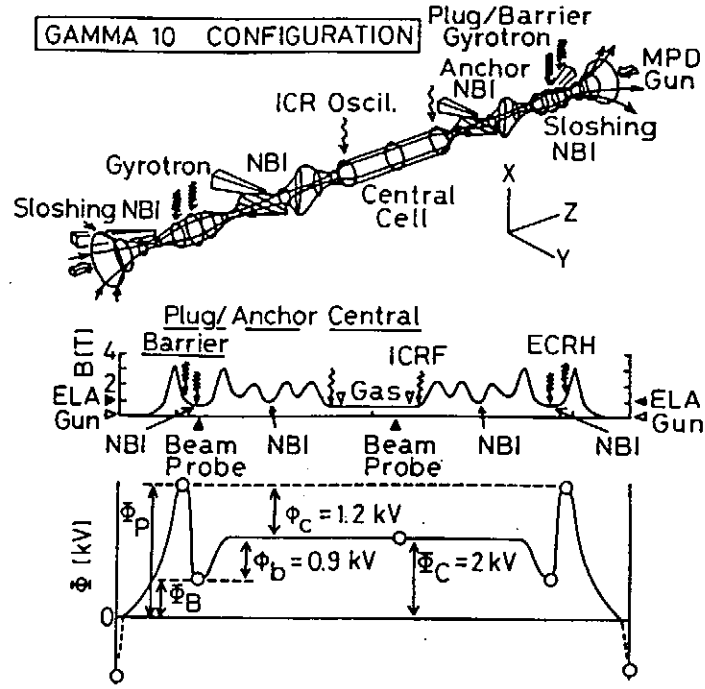


Fig. 1. Configuration of GAMMA 10 device.

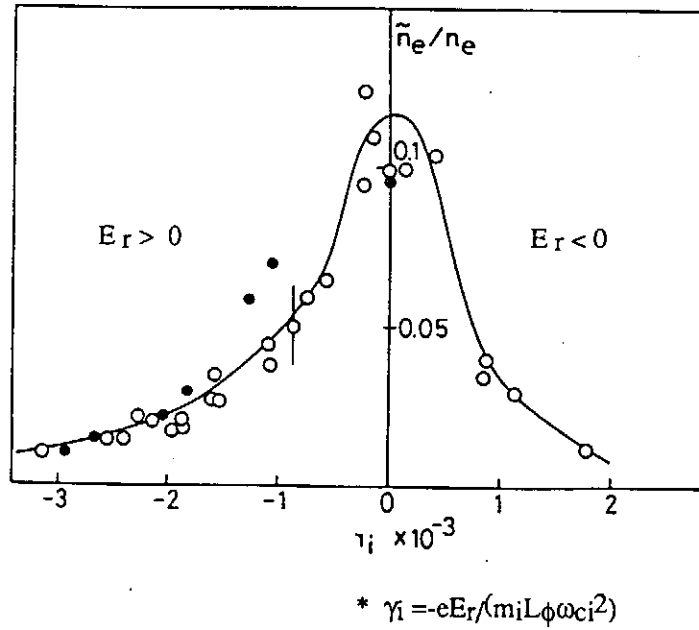


Fig. 2. Fluctuation level as a function of the radial electric field strength. Dots show newly obtained data.

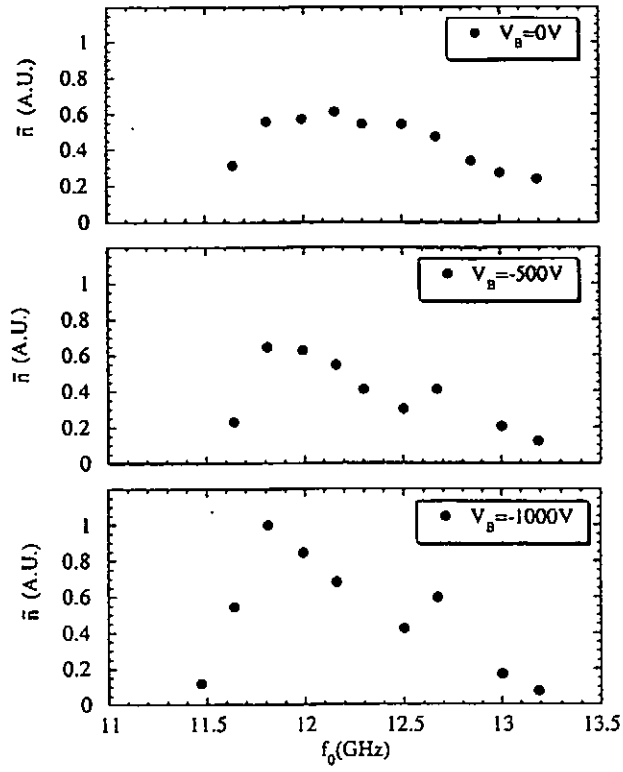


Fig. 3. Fluctuation level for various values of V_B as a function of the frequency of the reflectometer.

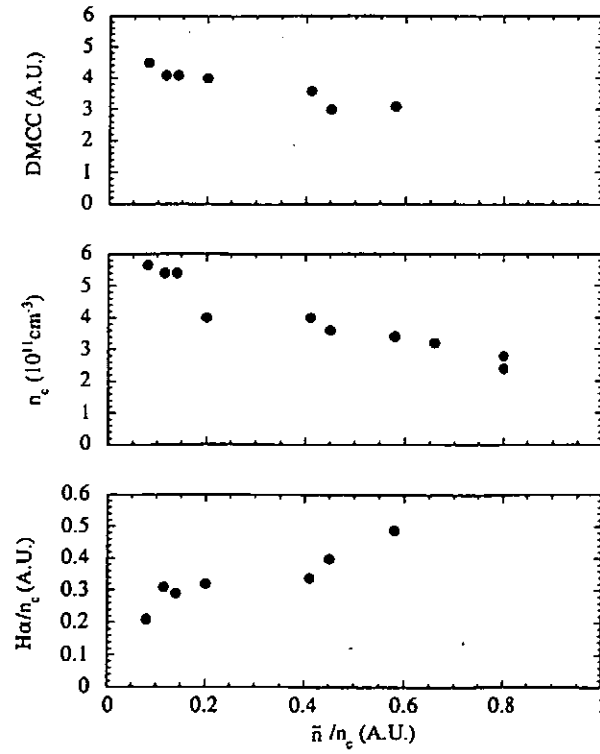


Fig. 4. Variation of the density, diamagnetic loop signal, and $H\alpha$ signal with fluctuation level.

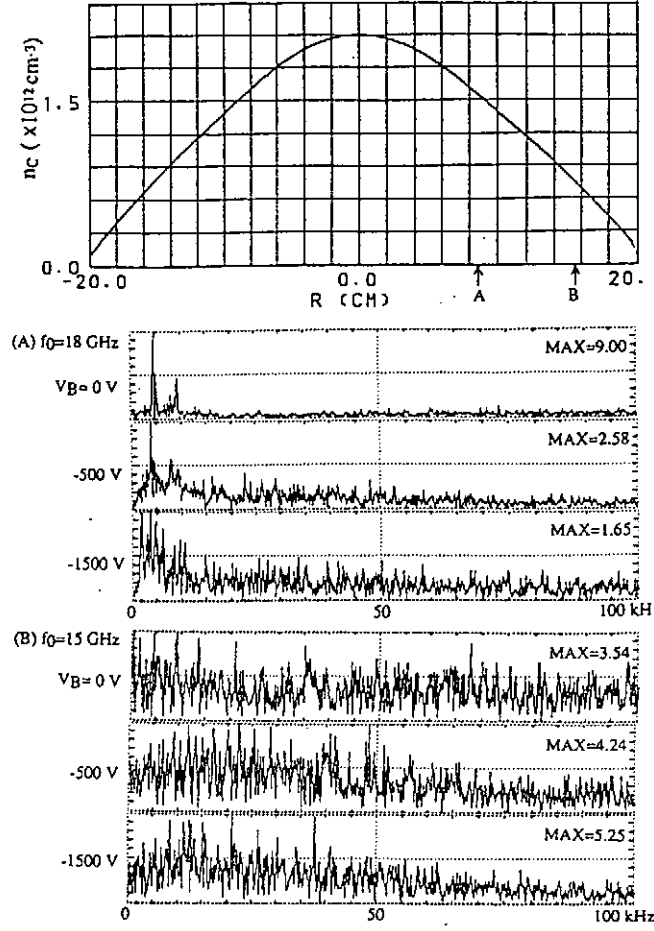


Fig. 5. Radial profiles of the density and frequency spectra of the reflectometer signals at two different positions.

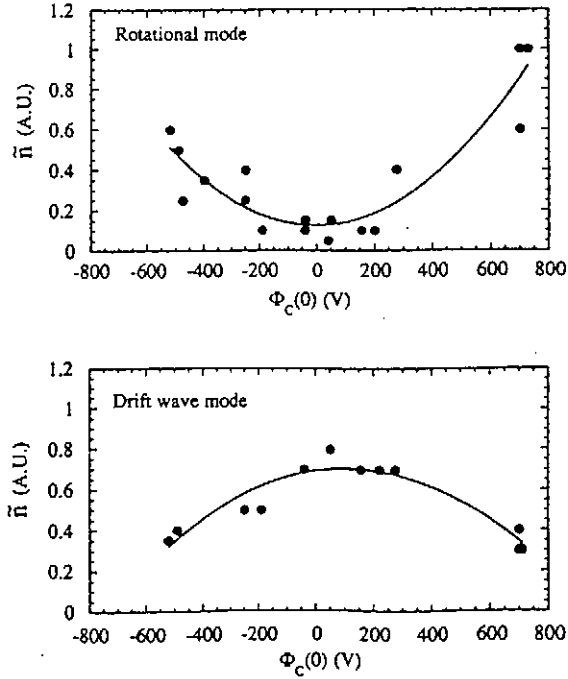


Fig. 6. Fluctuation levels of coherent rotational mode and drift wave turbulence as a function of the on-axis potential at the central cell.

HIEI における電位と輸送の制御

八坂保能、酒井道、島正樹、吉田洋、岩見建一、板谷良平

京都大学工学部電子工学教室

京都市左京区吉田本町

1. はじめに

HIEI タンデムミラーでは、ICRF (Ion Cyclotron Range of Frequencies) 波のみによるプラズマ加熱及び閉じ込めの実現を目指して実験的研究を行なっている。ICRF 波による MHD 安定化を行なうことによって完全軸対称 3 セル構造とすることを可能とし、ヘリコン/速波によるプラズマの生成を行なう。

セントラルセルのイオン加熱に関しては、これまで遅波の直接励起による加熱法が研究されてきた。しかし、この方法は、遅波の密度に対する伝搬特性を考慮した場合、高密度プラズマへの適用が困難となる。そこで我々は、高密度領域においても伝搬可能な速波を選択励起し、イオン-イオン混成共鳴層付近での遅波へのモード変換を利用した加熱方法を提唱している [1]。2 章において、モード変換領域での伝搬電磁界の波数測定および少数イオンのエネルギー分布の測定結果を示し、モード変換加熱の様子を明らかにする。

また、軸方向電位形成に関しても、ICRF 波のモード変換は重要な役割を担っている。セントラルセルでモード変換領域を透過した速波は、ミラー点を過ぎると強磁場側からイオン-イオン混成共鳴層に近づいていく。この場合、混成共鳴層のごく近傍で速波が波数の大きな静電波にモード変換し、電子と共鳴を起こすことが円筒形プラズマのモデルに対する分散関係の計算によって予測される。3 章において、このモード変換による伝搬電磁界の波数の変化、およびそれにとまなう電子加熱と局所的な電位の上昇すなわち閉じ込め電位形成について述べる。また、プラグセル部のアンテナより入射された ICRF 波によるサーマルバリアおよび閉じ込め電位形成の実験結果を示す。

このように軸方向閉じ込めが改善されるとともに、径方向の閉じ込めの改善が重要な課題となってくる。また、径方向閉じ込めの改善はミラー装置だけでなく、一般の磁場閉じ込め装置に共通の課題となっているという点で注目される。我々は、セントラルセルに位置するリミタに静電的なバイアス電圧を印加することによって、径方向の電位分布およびプラズマ回転の制御を行い、径方向の粒子輸送の制御を目指している。4 章において、バイアス印加による周辺部揺動の抑制、それにとまなう閉じ込め改善現象について述べる。

実験時における、2 種イオンプラズマ ($\text{He}+\text{H}$) の代表的なパラメータを以下に示す。いわゆる「高密度モード」においては、線密度 nl は $4 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ (リミター半径 13.5cm)、イオン温度 T_i 、電子温度 T_e は 15~25eV、また「高温モード」においては nl は $5 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ 、 $T_{i\perp}$ は 150~200eV、セントラルセルでの電子温度 T_{ec} は 25~35eV、プラグセルでの電子温度 T_{ep} は 45~90eV である。イオン閉じ込め電位と熱障壁電位は高温

モードにおいてそれぞれ 100V と 150V である [2]。以下、2 種イオンプラズマ (He+H) の生成に関して、混合ガス中に占める水素の混合割合を $\nu_{pu\text{ff}}$ ($\nu_{pu\text{ff}} = 2P_{H_2}/(P_{He} + 2P_{H_2})$)、ただし、 P_{H_2} 、 P_{He} は混合ガスにおける H_2 、He の分圧) で表現し、 $\nu_{pu\text{ff}}$ または (%) の表示によって表わすこととする。

2. セントラルセルにおけるイオン加熱

セントラルセルにおいては、中央部で励起したヘリコン/速波がスロート部で遅波にモード変換することにより、イオン加熱を行なう [1,2]。ここでは、このような高温モードにおける加熱機構を明らかにする。

図 1 に、ICRF 波の軸方向波数 k_{\parallel} の磁気プローブによる測定結果と、ICRF 波の分散関係の理論曲線を示す。理論曲線は、軸方向と半径方向に一樣な、冷たい円筒形プラズマを仮定して、数値計算によって得られたものである。速波の成分を実線で、遅波の成分を点線で表しており、斜線部は遅波の高次のモードを表している。ただし、プラズマは He+H(7%) の二種イオンプラズマで、プラズマ半径 5.5cm、導体壁半径 7cm、密度 $n = 1 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ として計算した。また、丸、三角の点は、それぞれ磁気プローブで測定した左旋円偏波成分 (B_+)、右旋円偏波成分 (B_-) の k_{\parallel} をプロットしたものである。左旋偏波成分は遅波、右旋偏波成分は速波に対応するものと考えられる。また、黒丸は負方向に伝搬する B_+ 、つまり遅波を表しており、 $k_{\parallel} < 0$ であるので、 $-k_{\parallel}$ をプロットしている。セントラルセルの $\omega > \Omega_H$ の領域においては、 B_+ 、 B_- ともに k_{\parallel} は小さく、正方向に伝搬している。一方、 $\Omega_H > \omega > \Omega_{ii}$ ($\omega = \Omega_{ii}$: イオン-イオン混成共鳴層、以下 HR 層) の領域においては、 B_- には変化が見られないが、 B_+ は k_{\parallel} が大きくなり、伝搬方向も反対になっている。これは、セントラルセルから伝搬してきた速波の一部が、HR 層において遅波にモード変換していることを示しており、数値計算の結果ともおおそ一致している。

図 2 は He+H(6%)、 $n = 1 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ 、入射 RF 電力が約 80kW のときの、高速中性粒子エネルギー分析器 (NPA) により測定した水素イオンのエネルギー分布である。最大磁場強度を B_m としたとき、 $B_m = 0.69 \text{T}$ の条件では HR 層が存在するが、 $B_m = 0.60 \text{T}$ の条件では存在しない。この 2 つの条件で、 T_i はそれぞれ 0.29keV、0.14keV と求められる。この温度の違いは、HR 層でのモード変換による加熱の有無によるものである。

これらの結果により、理論的に提案されていた、ミラー磁場配位における少数イオンの加熱機構 [3] が初めて実験的に証明された。

3. ICRF 波のモード変換による軸方向電位分布の改善

セントラルセルの中央で励起されたヘリコン/速波がプラグセル内へ伝搬するときには、強磁場側から HR 層に至ることとなるが、これまでの理論 [3] では、HR 層で速波から遅波に 100% モード変換され、その遅波が少数イオンのサイクロトロン共鳴層でイオンを強く加熱するとされていた。それに対し、HIEI における実験では、高温モードにおいて HR 層付近で強い電子加熱が観測された。

プラグセル内の HR 層近傍で、 k_{\parallel} を軸方向に可動な磁気プローブによって測定した。速波の k_{\parallel} は HR 層が存在しない場合、 $3\sim 4\text{m}^{-1}$ と評価されるが、HR 層が存在する場合には、波の位相 ($k_{\parallel}z$) は HR 層で不連続性を示し、大きな波数を持った波の存在が明らかとなった。さらに水素の混合割合 $\nu_{pu\text{ff}}$ を変えることによって HR 層の位置を変化させると、位相が不連続となる位置もそれに従って変化することが確認された (図 3)。電子の慣性を考慮に入れた冷たいプラズマの分散関係を数値計算によって求めた結果、強磁場側から入射した速波は、HR 層のごく近傍で k_{\parallel} の大きな波にモード変換し、HR 層で共鳴を起こすことが分かった。この共鳴点が水素のイオンサイクロトロン共鳴層と離れていることから、電子加熱はこの波のランダウ減衰によって引き起こされていると考えられる。図 4 に $\nu_{pu\text{ff}}$ に対するセントラルセルとプラグセルの電子温度 T_{ec} 、 T_{ep} を示す。図 4 によると、 $0.08 < \nu_{pu\text{ff}} < 0.13$ のとき (このときに HR 層が測定点付近に存在する) に $T_{ep}(z=103\text{cm})$ が $T_{ec}(z=0\text{cm})$ に比べて高くなっている。このプローブによる電子温度測定の信頼性を確認するために、He の 2 本のライン (5048\AA と 4713\AA) による発光強度比による T_{ep} の測定をあわせて行なった [4]。 $B_m=0.69\text{T}$ で $\nu_{pu\text{ff}}=0$ のとき (HR 層が測定点付近に存在しない) $T_{ep}=12\text{eV}$ 、 $\nu_{pu\text{ff}}=0.103$ のとき (HR 層が測定点付近に存在する) $T_{ep}=61\text{eV}$ という結果が得られ、プローブ測定の結果とよく一致した。また、 $\nu_{pu\text{ff}} > 0.16$ においては HR 層がプラグセルに存在しなくなるので T_{ep} が上昇せず、 $\nu_{pu\text{ff}} < 0.1$ において T_{ep} が低いことは、HR 層が水素のイオンサイクロトロン共鳴層と近いために、モード変換が起こらないことが原因と考えられる。図 5 に T_{ep} に対するプラグセルの空間電位 ($z=103\text{cm}$) を示した。これによると電子温度にはほぼ比例して、空間電位が上昇していることがわかる。この空間電位の上昇は、RF エンハンスドポテンシャルによって説明できる。すなわち、モード変換された静電的な遅波によって電子加熱が起こり、この電子の平衡状態の変化によって空間電位の上昇が起こっているものと思われる。また、この場合にセントラルセルの空間電位は T_{ep} の値にかかわらずほぼ 60V であるので、 T_{ep} が 50eV 以上のときに約 100V の閉じ込め電位が得られる。

$z = \pm 122\text{cm}$ に設置されたアンテナからバリア RF (1.5MHz) を入射するとプラグセル内の内側付近に電位のくぼみが観測された。図 6(a) にバリア RF を入射した場合としない場合の空間電位の軸方向分布を示す。バリア RF を入射しない場合には、約 50V の閉じ込め電位 (ϕ_p) が形成された (このとき $T_{ec}=20\text{eV}$ 、 $T_{ep}=33\text{eV}$)。バリア RF を入射した場合には、プラグセルの外側に約 90V の閉じ込め電位にともなって、アンテナのすぐそばに約 80V のサーマルバリア (ϕ_b) が形成された (このとき $T_{ec}=22\text{eV}$ 、 $T_{ep}=55\text{eV}$)。また、サーマルバリアによって、バリア RF によるプラグセルの電子加熱の効率が上がり、それによってプラグセル外側の電位が上昇するが、図 6(b) に T_{ep} に対するプラグ、バリア電位の差 $\phi_p + \phi_b$ を示す。これによると、ほぼ T_{ep} に比例して $\phi_p + \phi_b$ の値が上昇しているのがわかる。

4. リミタバイアスと径方向閉じ込めの改善

これまでに単純ミラーやタンデムミラーではエンドプレートバイアスが用いられてき

ており、その不安定性への効果が調べられてきた [5, 6]。我々はそれらとは異なり、高密度モードにおいてリミタにバイアスを印加する実験を行なった。

リミタにバイアスを印加しない場合、方位角方向モード数 2~4、周波数 5~20kHz のドリフト波不安定性が $r=10\sim13.5\text{cm}$ 付近で観測される。図 7 に、密度揺動および密度揺動と電位揺動信号間の位相差を示す。揺動信号間の位相差は、密度と電位揺動のプロープ信号の相互相関により測定された。これにより、不安定性は、密度勾配が存在する領域に局在し、信号間の位相差が正となる $10.5\text{cm} < r < 13.5\text{cm}$ で揺動による径方向外向きの粒子束が存在することがわかった。この粒子束は、古典拡散から予想されるものよりも、1 桁から 2 桁大きいと見積られる。

ここで、セントラルセル中に軸方向に配置された 4 つのリミタの 1 つに $-200\text{V}\sim200\text{V}$ の範囲の一定あるいはパルス状の直流電圧 V_B を加えた。リミタは通常 $V_F \sim -40\text{V}$ の浮遊電位にある。バイアス ($\geq 50\text{V}$) を印加すると、周辺部に存在した揺動レベルが約 1 桁減少し (図 7)、プラズマの線密度・反磁性信号は 1.5-2.0 倍に増加して、同時に HeI と H_α の発光強度が 0.5-0.7 倍に急激に減少することが明らかになった。また、このときリミタ電流も 0.6-0.8 倍に減少し、いわゆる分岐現象が観測されている。周辺部の揺動レベルが下がったことによって、揺動による外向き粒子束は約 1 桁減少したと見積られる。同時に、バイアス印加時に周辺部の密度勾配が大きくなっていることが観測された。すなわち、e-folding length で見積った周辺部での密度減衰長は、 3.2cm からバイアス印加によって 0.7cm へと大きく変化している。また、リミタ端の外側 (スクレイブオフ層) では、バイアス印加によって密度が $1/3\sim1/5$ に減少する。図 8 は $n(r=0)$ 、反磁性信号、および $r=12\text{cm}$ におけるドリフト波の密度揺動のバイアス電圧依存性を示す。プラズマの密度とエネルギーは、密度の揺動のレベルが小さくなるにつれて増加していることがわかる。つまり、周辺部の揺動による粒子損失が減少した結果、バルク部の閉じ込めが改善されたものと思われる。このような分岐現象を伴ったバルク部のプラズマパラメータの改善は、これまでのエンドプレートバイアス実験 [4, 5] では観測されていない。パルス状にバイアスした場合を含みさらに詳しい測定によると、 $V_B - V_F$ が $30\sim40\text{V}$ を越えると、方位角方向の回転速度が $\sim+1.3\text{km/s}$ から $\sim-1.2\text{km/s}$ へと急激に変化するのに伴って、ドリフト波不安定性による揺動が急に減少することがわかった。さらに密度の揺動レベルの変化は、バイアス電圧に対して履歴現象すなわち分岐を示した。このような特性は、トカマクにおいてみられる I モード から II モード への遷移に類似している。

図 9 に、方位角方向 2 カ所の揺動の相互相関の測定によるプラズマ回転の角速度の半径方向分布を示す。バイアス電圧を印加することによって、プラズマの周辺部 ($r > 8.5\text{cm}$) でのみ回転速度が変化し、またプラズマ回転に有為な大きさのシアが存在する ($9.0\text{cm} < r < 10.5\text{cm}$) ことが示されている。この回転速度の変化は、リミタ電流の分岐現象をともなった変化と関連して、周辺部の径方向電界がより負の方向に変化したためであると思われる。このような径方向電位分布の周辺部のみにみられる変化は、エンドプレートバイアス実験で以前に報告されたもの [5, 6] とは現象的に異なっている。また、観測された回転及び電界のシアの大きさは、シアによる周辺部揺動の抑制の理論 [7] と一致す

る。従って、リミタバイアス印加による揺動の減少は、シアによる安定化によるものと思われる。

以上の実験事実をまとめると、リミタへの静電的なバイアス電圧印加により、周辺部でのドリフト波不安定性による揺動が抑えられ、揺動による粒子輸送が減少した結果バルク部での径方向閉じ込めが改善された。バイアス印加によって、径方向の閉じ込め時間は、密度揺動レベルの変化の測定から約 9 倍改善されていると評価される。また、バイアス印加後の密度の時間変化 dN/dt の測定を用いて粒子バランスの式 $dN/dt = S - N/\tau_{\perp} - N/\tau_{\parallel}$ を計算した結果から、粒子閉じ込め時間は 0.9msec であったのがバイアス印加によって 2.3msec となり、約 2.5 倍の改善があると評価される。揺動抑制の機構としては、観測されたプラズマ回転のシアによる安定化が起こっているものと考えられる。この閉じ込め改善現象は、HeI と H α の発光強度およびリミタ電流の変化に分岐現象が観測されていることを考えると、トカマクで観測されている H モード現象と類似していると推測される。

- [1] Yasaka, Y. *et al.*, Phys.Fluids, B4 (1992) 1486.
- [2] Yasaka, Y. *et al.*, in Proc.13th IAEA-CN-53 (1990), C-4-13.
- [3] Lashmore-Davies, C. *et al.*, Phys.Fluids, 28 (1985) 1791.
- [4] Latimer, I. *et al.*, J.Quant.Spectrosc.Radiat.transfer., 10 (1970) 629.
- [5] Severn, G. *et al.*, Phys.Fluids, B3 (1991) 114.
- [6] Mase, A. *et al.*, Phys.Rev.Lett., 64 (1990) 2281.
- [7] Biglari, H. *et al.*, Phys.Fluids, B2 (1990) 1.

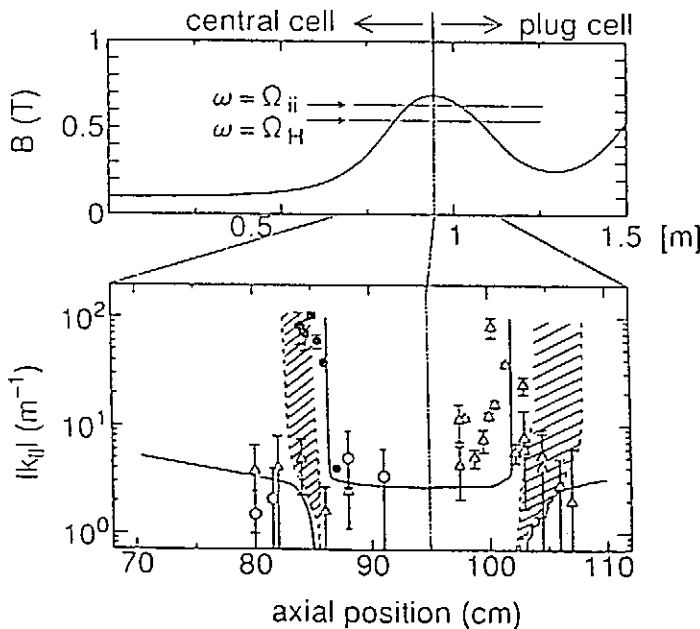


図1 磁場強度、測定された k_{\parallel} 、および分散関係より計算された速波および遅波の k_{\parallel} の軸方向分布。丸、三角の点は、それぞれ磁気プローブで測定した左旋偏波成分(B_{+})、右旋偏波成分(B_{-})の k_{\parallel} をプロットしたものである。理論曲線は、速波の成分を実線で、遅波の成分を点線で表しており、斜線部は遅波の高次のモードを表している。設定パラメータは実験条件と同じもの、すなわち、プラズマの半径は5.5cm、軸の中心から導体壁までの距離は7cm、プラズマはHe=93%, H=7%の二種イオンプラズマで、密度は $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ としている。

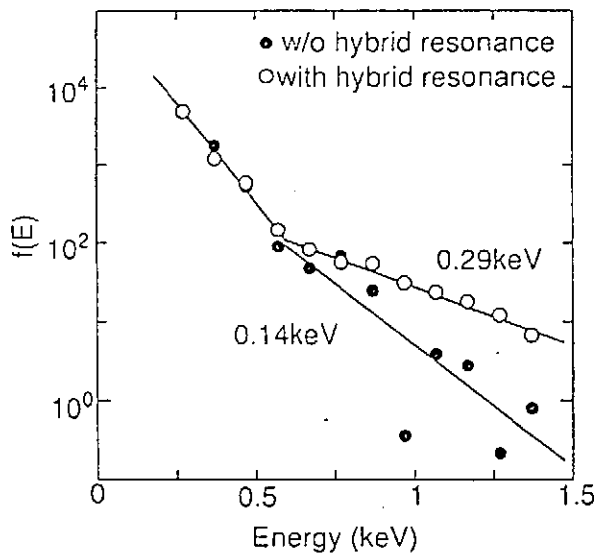


図2 NPAによる水素イオン（少数イオン）のエネルギー分布。白丸が水素のサイクロトロン共鳴層およびHR層が存在する場合、黒丸が水素のサイクロトロン共鳴層のみ存在する場合。

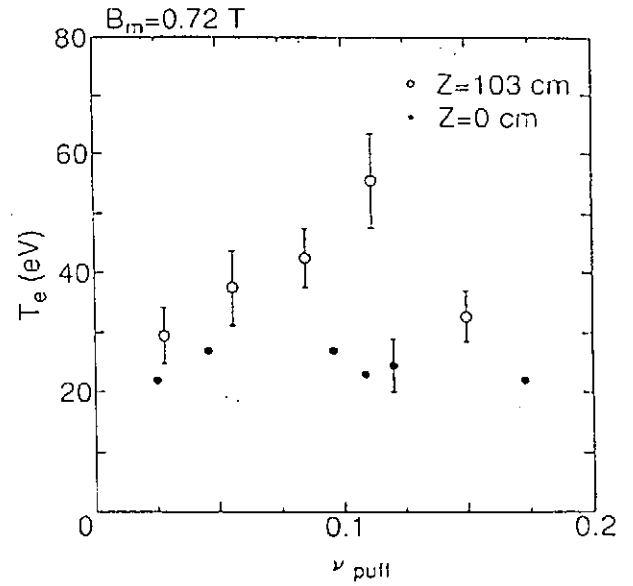


図4 少数イオンの割合を変化させたときの、セントラルセル ($z=0\text{cm}$) およびプラグセル ($z=103\text{cm}$) の電子温度の変化。

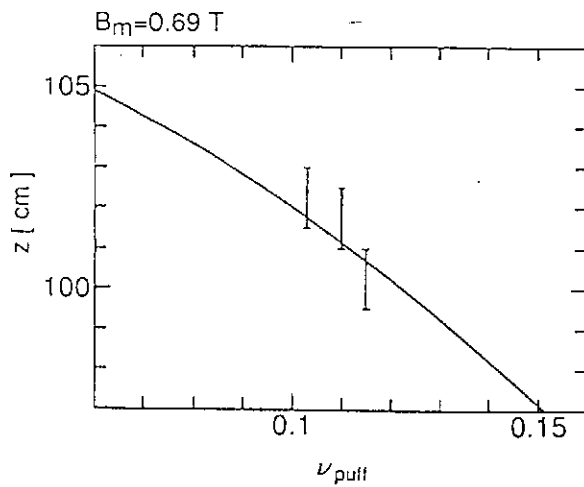


図3 少数イオンの割合を変化させたときの、HR層の計算位置（実線）と観測された k_{\parallel} の不連続点の位置（誤差棒）の変化。

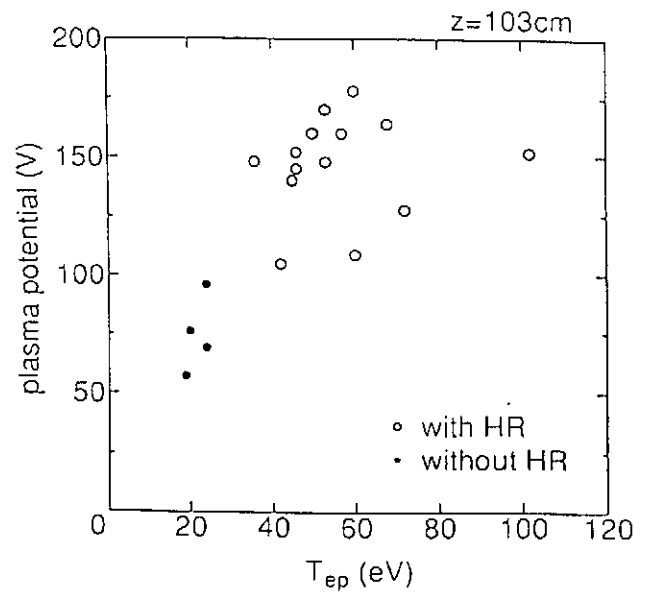


図5 プラグセル ($z=103\text{cm}$) の空間電位の、電子温度に対する依存性。

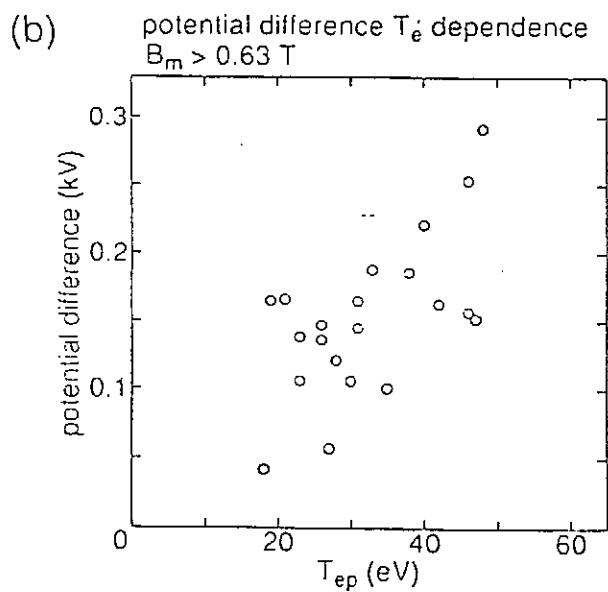
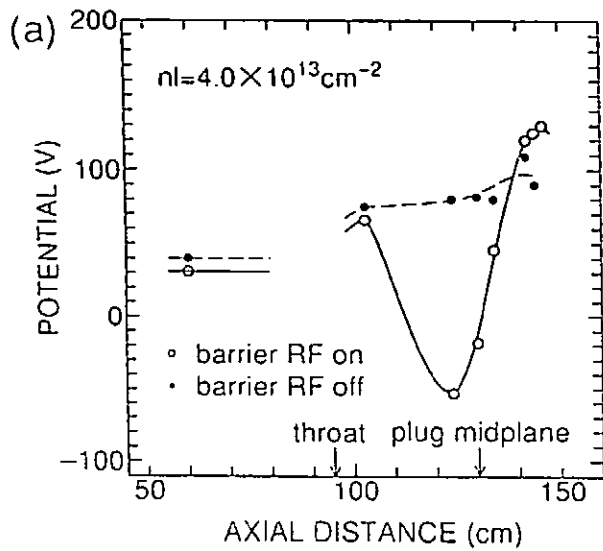


図 6(a) バリア RF 入射の有無による軸方向の電位分布の変化。
 (b) プラグセル ($z=142\text{cm}$) の空間電位の、電子温度に対する依存性。

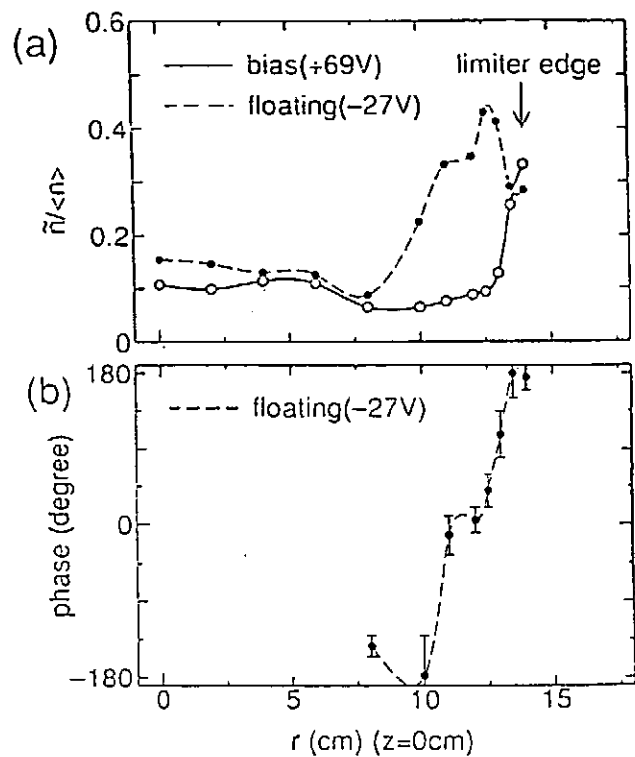


図 7 密度揺動レベルおよび密度揺動と電位揺動信号間の位相差の径方向分布。バイアス電圧がない場合 (floating)、およびバイアス印加の場合 (bias) を示す。

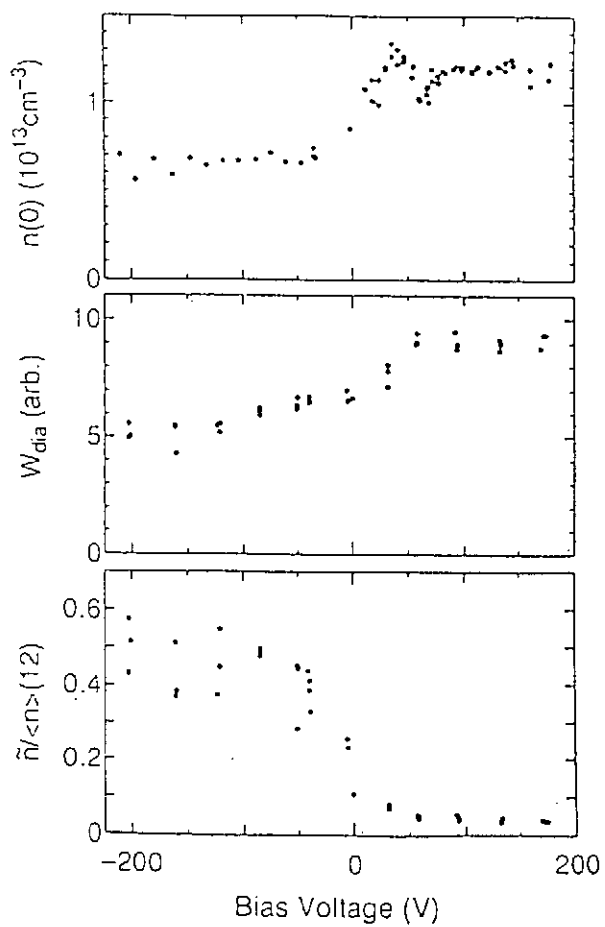


図8 中心密度、反磁性信号、および周辺部密度揺動レベルのバイアス電圧依存性。

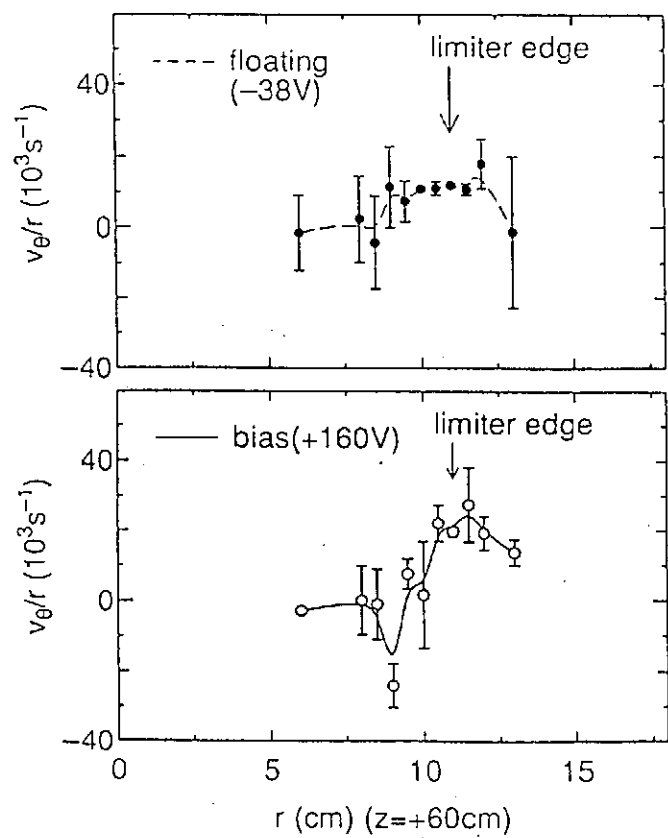


図9 プラズマ回転の角速度の径方向分布。バイアス電圧がない場合 (floating)、およびバイアス印加の場合 (bias) を示す。

ミラー型磁場に沿う電子流による プラズマ電位形成

畠山力三、倉盛文章、青山圭一、佐藤徳芳

(東北大学工学部)

仙台市青葉区荒巻字青葉

低気圧直流放電によって生成されたプラズマを、局所的ミラー型磁場に向けて流入させた場合に形成されるプラズマ電位の測定結果について述べる。流入プラズマの電子エネルギー分布関数上に十分なビーム成分が存在するときには、局所ミラー配位が磁場隆起あるいは磁場くぼみに対応して、そこでの電位分布はそれぞれ井戸型あるいは丘型となることが観測された。この結果は、従来報告されている超音速（高速）プラズマ流の場合と全く反対の電位構造であり、不均一磁場に沿う電子流によるプラズマ電位形成機構を新たに提示している。

1. INTRODUCTION: Electrostatic potential structures of plasma flows along inhomogeneous magnetic fields may have strong effects on particle acceleration and transport in magnetized plasmas. Main works on this topic have been concentrated on electrostatic potential formation in supersonic plasma flows, which is predominated by ion dynamics. Self-consistent potential variations in magnetic dips were analyzed in conjunction with a thermal barrier.¹ Measurements on electrostatic potential in supersonic plasma flows along magnetic dip and bump demonstrated the formation of potential well and hill, respectively.² A field-aligned potential difference in a high-speed plasma flow with anisotropic ion velocity distribution has been investigated,³⁻⁵ and a potential increase along converging magnetic field lines is clearly observed.⁶

Here we present potential profiles along a plasma flow with highly-anisotropic electron distribution in regions of local magnetic mirrors. Measured results contrast well with aforementioned results in case of the supersonic plasma flow.

2. EXPERIMENTAL METHODS AND RESULTS: A plasma with density $n \geq$

10^9 cm^{-3} is produced by an argon-gas discharge between a 5-cm-diam grid anode A and an oxide cathode K at one end of a straight 15.7-cm-diam stainless-steel vacuum chamber which is grounded electrically together with A. The argon gas is fed near K and the gas pressure around the machine center P_{Ar} is in the range $4 \times 10^{-3} - 5 \times 10^{-2} \text{ Pa}$. The plasma diffuses along a strong magnetic field $B (=1-4 \text{ kG})$ and is terminated by a floating 5.2-cm-diam endplate at $Z=250 \text{ cm}$ from A. Local magnetic bumps with mirror ratio $1 < R_m (=B_m/B_0) < 3.2$ and magnetic dips with $0.1 < R_m < 1$ can be produced between A and the endplate, axial half-widths of which are below 30 cm. Here B_0 represents a value at the uniform region and B_m at the bump top or dip bottom.



Fig.1. Axial potential profiles for magnetic bumps. $B_0=1.24 \text{ kG}$; $P_{\text{Ar}}=4.5 \times 10^{-3} \text{ Pa}$. A is anode and the other arrow indicates bump top.

The plasma potential ϕ is measured by an axially-movable small emissive probe.

The electron energy distribution function parallel to the magnetic field F_e is obtained from a derivative of the voltage V_p - current I_p characteristics of the Langmuir probe. In the uniform magnetic field ($R_m=1.0$), F_e is almost Maxwellian with temperature $T_e \approx 2 \text{ eV}$ for a higher $P_{\text{Ar}} (>1 \times 10^{-2} \text{ Pa})$. As P_{Ar} is gradually reduced, a high energy tail ($>10 \text{ eV}$) appears in F_e , resulting in a two-component Maxwellian type distribution with a sufficiently high tail-density for $P_{\text{Ar}} > 4 \times 10^{-3} \text{ Pa}$. The ion temperature is estimated to be $T_i \lesssim 0.5 \text{ eV}$. Main results described below are obtained under this gas-pressure

region, where the electron energy distribution f_e is highly anisotropic with respect to the B-field lines.

Figure 1 gives axial potential profiles in case of the magnetic bump. The monotonously decreasing profile along the plasma flow is observed under the almost uniform magnetic field, which is considered to result from an ambipolar diffusion. When R_m is increased, the potential well is formed in the region of the magnetic bump. The potential-well depth $\Delta\phi$ is of the order of $0.1 < -\Delta\phi/\bar{T}_e < 0.2$ for large R_m (≈ 3), where \bar{T}_e (≤ 12 eV) is an average temperature of the non-Maxwellian F_e for $R_m = 1.0$. Axial variations of F_e are measured for a typical R_m ($= 2.79$) as shown

in Fig.2. Almost no change of F_e is recognized in the uniform region between the plasma source and the magnetic bump. The density of high-energy tail is, however, observed to increase considerably along the converging magnetic field around the magnetic bump and in turn decrease as the magnetic field diverges downstream.

For the case of magnetic dip, on the other hand, an electrostatic potential hill appears in the region of magnetic depression as demonstrated in Fig.3. The potential-hill height $\Delta\phi$ increases when R_m decreases, i.e., the magnetic depression becomes large, which is smaller than the maximum value ($-\Delta\phi$) of the potential-well depth for the

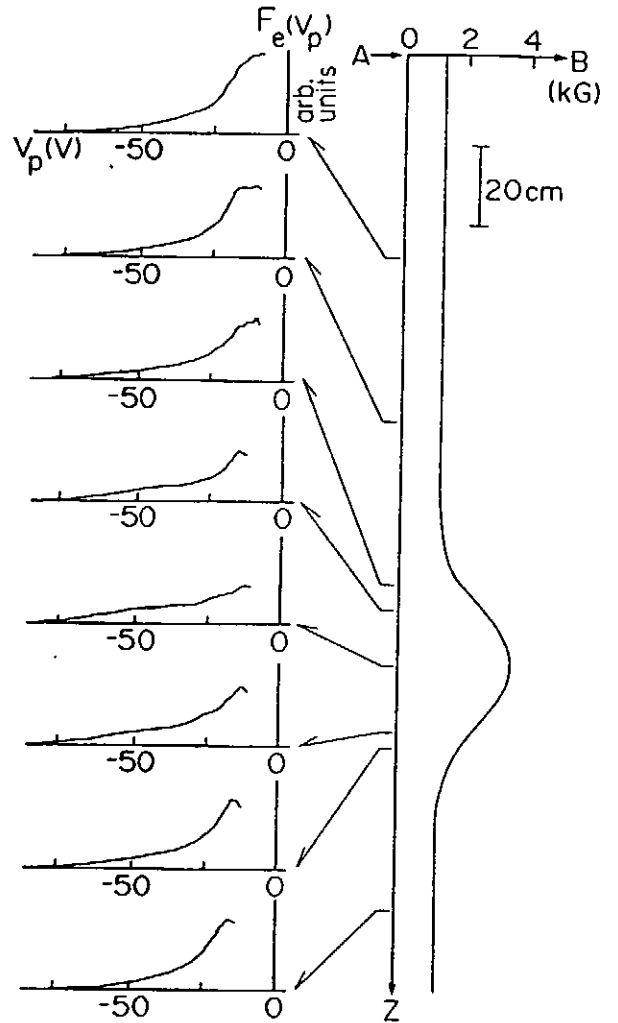


Fig.2. Variations of energy distribution along plasma flow. $R_m = 2.79$, $P_{Ar} = 4.5 \times 10^{-3}$ Pa.



Fig.3. Potential profiles for magnetic dips. $B_0 = 3.71$ kG, $P_{Ar} = 6.7 \times 10^{-3}$ Pa. Dip bottom is shown by arrow.

magnetic bump in Fig.1. F_e does not almost change except the region of nonuniform magnetic field in a typical magnetic configuration ($R_m = 0.28$), as presented in Fig.4. However, the density of high-energy tail drastically decreases along the plasma flow in the region of magnetic depression.

It is noticed that the potential well for the magnetic bump and the potential hill for the magnetic dip are gradually diminished when P_{Ar} is increased and finally disappear around 5×10^{-2} Pa, where $F_e(f_e)$ is almost Maxwellian (isotropic).

3. DISCUSSIONS: According to measured results mentioned above potential profiles around the magnetic bump and dip are quite different from those obtained previously for

the case of supersonic plasma flow. The highly anisotropic f_e and almost isotropic ion distribution f_i seem to be closely related to a mechanism for the local potential formation observed. Let us discuss a self-consistent scenario of electrostatic potential formation in a collisionless plasma flowing along a simply converging magnetic field $B(Z)$ with a minimum B_0 at the entrance and a maximum B_m at the exit. We consider the case where most of the electrons with a smaller average pitch angle with respect to the B-field lines pass through, but most of the ions with a larger average pitch angle are reflected by the magnetic barrier in the absence of

electrostatic potential, $\phi(z)=0$. Then a spatially decreasing potential profile $\phi(z)$ is expected to form in order to maintain the charge-neutral condition beyond the magnetic barrier. For the case of simply diverging magnetic field with a maximum B_0 and a minimum B_m , on the other hand, the density spatially decreases due to $\vec{v}_{\parallel}\vec{B}$ acceleration of charged particles in the absence of electrostatic potential. This local-density decrease is enhanced as their pitch angles become large. Thus, a monotonously increasing potential is expected to form to maintain the charge-neutral condition everywhere in case of the plasma flow with anisotropic electrons and almost isotropic ions.

We can calculate the local electron and ion densities $n_{e,i}(z)$ in both cases of converging and diverging magnetic fields by using Liouville's theorem and conservation law of particle's energy ϵ and magnetic moment μ .⁷ Self-consistent potential differences $\Delta\phi$ between the exit and entrance of the B-field configurations are obtained by substituting $n_{e,i}(z)$ into Poisson's equation. For simplicity, we apply a beam approximation with monoenergetic electrons and ions, which is represented by $f_{e,i}=C_{e,i}\delta(\mu-\mu_{e,i0})\delta(\epsilon-\epsilon_{e,i0})$. Here $C_{e,i}$ are normalizing constants. The result under the quasi-neutral approximation is as follows:

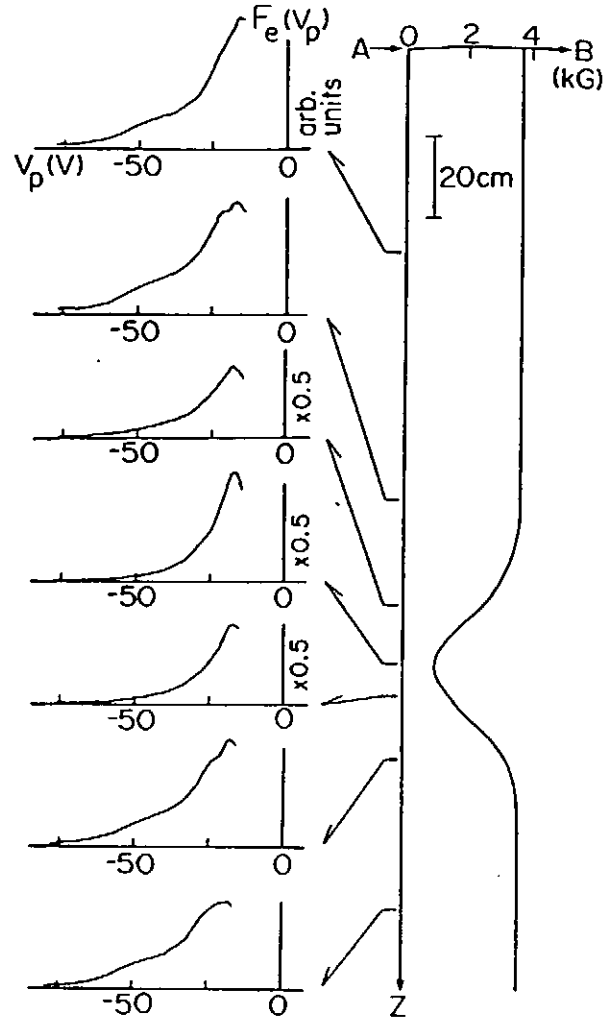


Fig.4. Variations of energy distribution along plasma flow. $R_m=0.28$, $P_{Ar}=6.7 \times 10^{-3}$ Pa.

$$\Delta\phi = \{\epsilon_{e//0}\epsilon_{i//0}/(\epsilon_{e//0}+\epsilon_{i//0})\}(\tan^2\theta_{i0}-\tan^2\theta_{e0})(1-R_m) \\ \approx \epsilon_{i//0}(\tan^2\theta_{i0}-\tan^2\theta_{e0})(1-R_m) \quad \text{for } \epsilon_{e//0} \gg \epsilon_{i//0}, \quad (1)$$

where a subscript "0", and $\theta_{e,i0} (= \arctan v_{\perp 0}/v_{//0})$ stand for a value at the entrance, and pitch angles of electrons and ions, respectively. Alfvén and Fälthammer derived the same equation under a more restricted condition.³ Since $\epsilon_{e//0} (\sim \bar{T}_e) \gg \epsilon_{i//0} (\sim T_i)$ and $\theta_{i0} \gg \theta_{e0}$ in our experiment, Eq.(1) gives a negative value around $-T_i(R_m-1)/e$ for $R_m > 1$ (magnetic bump) and a positive value around $T_i(1-R_m)/e$ for $R_m < 1$ (magnetic dip). These value predicted are consistent with the measured $\Delta\phi$ in Figs.(1) and (3).

結論と謝辞

磁力線方向の電子ビームを有するプラズマを局所的磁場隆起あるいは磁場くぼみ領域に導入すると、それぞれ井戸型あるいは丘型のプラズマ電位分布が観測された。この電位構造は、既に報告されている超音速（高速）プラズマ流の場合とは全く異なるので、本実験は、ミラー型磁場に沿う電子流による新たな電位形成機構を提示している。実際、等方的分布関数のイオンを背景に不均一磁場に沿う電子流から成る無衝突プラズマにおいて、準中性近似自己無撞着理論を構築すると、実験結果の電位構造を定性的に説明できる。

本実験を遂行するにあたって、石田裕康氏の技術的援助に感謝致します。

REFERENCES:

1. J. Kesner et al., Nucl. Fusion 21(1981), 1265.
2. Y. Suzuki et al., J. Phys. Soc. Jpn. 55(1986), 1568.
3. H. Alfvén and C. -G. Fälthammer, Cosmical Electrodynamics (Oxford Univ. Press, London, 1963), 2nd ed., p.162.
4. H. Persson, Phys. Fluids 6(1963), 1756 and 9(1966), 1090; Y. Serizawa and T. Sato, Geophys. Res. Lett. 11(1984), 595 and Phys. Fluids 29(1986), 2753; H. Washimi and I. Katanuma, Geophys. Res. Lett. 13(1986), 897.
5. R. Geller et al., J. Plasma Phys. 12(1974), 467.
6. N. Sato et al., Phys. Rev. Lett. 61(1988), 1615.
7. R. Hatakeyama et al., Plasma Phys. 22(1980), 25.

Plasma structure in front of an electron emissive floated electrode

Seiji Ishiguro and Noriyoshi Sato

*Department of Electronic Engineering,
Tohoku University, Sendai 980 Japan*

Abstract

Plasma structures generated by an electron emission from a floated electrode are investigated by using a particle simulation with a plasma source. A high-density low-temperature electron emission generates a negative potential dip which is accompanied by a low-frequency oscillation. Three regimes of plasma structure appear for an electron beam injection. When a high-flux electron beam is injected, an electron sheath is generated in front of the electrode. This reflects ions flowing to the electrode, and the plasma density thereby increases. When a low-flux electron beam is injected, no electron sheath is generated. When an intermediate-flux beam is injected, an electron sheath structure appears periodically in time. These results of beam injection are almost consistent with those of a Q-machine experiment.

I. INTRODUCTION

Potential formation and control between a plasma and a solid wall are important problems in variety of fields in plasma physics. The potential structure near a first wall of plasma confinement devices play a crucial role in electron heat flow and ion sputtering.¹ In reactive plasma processing, potential structure in front of the substrate influences characteristics of materials produced because impinging ion motion depends on the potential structure.² The sheath and pre-sheath have been extensively investigated since Tonks and Langmuir³ considered this problem for gas discharge plasmas. Recently, theoretical analyses^{4,5} and particle simulations^{6,7} considering both the plasma region and sheath region self-consistently for finite ion temperature plasmas are performed. The potential structures are investigated in various plasma parameters in detail. Electron emission from a wall like a secondary electron emission is expected to change the potential structure in front of the wall. For example, Hobbs and Wesson⁸ demonstrates the effects of the secondary electrons emitted from a wall on the potential difference between a plasma and the wall. This analysis, however, does not treat the plasma region self-consistently.

In the previous particle simulation works,^{9,10} we have studied the potential formation between an electron emissive floated plane electrode and a semi-infinite collisionless Maxwellian plasma. We have shown that a negative potential is created in front of the electrode when low-temperature thermal electrons are emitted. For an electron beam injection, we have found three regimes of potential structure. When a high-density electron beam is injected, the electrode is positively charged and a stationary electron sheath is created in front of the electrode. Most of the injected beam electrons are reflected by the sheath potential. Almost all of the ions which move to the electrode are also reflected by this sheath potential; as a result, the ion loss to the electrode is reduced. On the contrary, a low-density electron beam almost freely penetrates into the plasma region and no electron sheath is created. For an intermediate elec-

tron beam injection an electron sheath structure appears periodically in time. In that work, we does not employ a plasma source. In a laboratory plasma, however, like a Q-machine there is a plasma source. In a system with plasma source, ions flow from the plasma source region to the electrode, thus the ion velocity distribution is not Maxwellian. Does this difference bring any difference in behaviour of the plasma structure ? It is interesting to observe how the potential is formed and how the plasma behave in a system with a plasma source.

In Sec. II a simulation model is described. Section III presents simulation results. Conclusions are in Sec. IV.

II. SIMULATION MODEL

Computer simulations are performed using a one-dimensional particle simulation code. As schematically shown in Fig. 1, an electron emissive floated electrode is placed at $x = 0$ and a plasma emitter is placed at $x = L$, where L is the system length. Initially, half-Maxwellian ions and electrons are continuously emitted from the plasma emitter. Velocity distributions of the electrons and the ions emitted from the plasma emitter are given by

$$f_{Se,i}(v) = n_S \sqrt{\frac{m_{e,i}}{2\pi T_{Se,i}}} \exp\left(-\frac{m_{e,i}v^2}{2T_S}\right), \quad v > 0, \quad (1)$$

where n_S and T_S denote source density and source temperature, respectively, and e and i refer to electron and ion, respectively. In our simulations the ion source temperature is equal to the electron source temperature and the ion source density is equal to the electron source density. Thus the electron flux from the emitter is larger than the ion flux. This causes an electron sheath in front of the emitter. After electrons and ions fill the system, electrons are started to be emitted from the floated electrode placed at $x = 0$ into the system at a constant rate in time. A velocity distribution of the emitted electrons from the electrode is given by

$$f_{el}(v) = n_{el} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi T_{el}}} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2T_{el}}\right) \exp\left(\frac{e\phi_k}{T_{el}}\right), \quad v > \sqrt{\frac{e\phi_k}{2m_e}}, \quad (2)$$

where n_{el} , T_{el} , and ϕ_k denote density, temperature, and acceleration voltage, respectively. It is half-Maxwellian in the case of thermal electron emission ($\phi_k = 0$), and is truncated Maxwellian in the case of electron beam injection. A particle impinging on the electrode is removed from the system and the charge is assigned to the electrode. The opposite charge of the electron emitted from the electrode into the plasma is assigned to the electrode. The electric field is obtained by using a finite difference method under the condition of $E = 0$ at $x < 0$ and $\phi = 0$ at $x = L$. All simulations are done with the time step $\omega_{pS}\Delta t = 0.05$ in order to follow the particle motion accurately in the vicinity of the electrode, where the electric field is quit strong. Here, $\omega_{pS} (= (4\pi n_S e^2 / m_e)^{1/2})$ and Δt are the electron plasma frequency defined by using plasma source parameters and the time step width, respectively. The ion to electron mass ratios fixed to be $m_i/m_e = 400$ in order to get large ion sheath potential which repels electrons in front of the electrode before electron emission from the electrode starts. In the case of thermal electron emission, $T_{el}/T_S = 1, 1/4$, and $1/16$, and $n_{el}/n_S = 4, 1$, and $1/4$. For the electron beam injection, $T_{el}/T_S = 1/4$, $e\phi_k/T_S = 2, 5, 8$, and $n_{el}/n_S = 1/2, 1, 4$, and 8 . The system length is changed from $L = 100\lambda_{DS}$ to $L = 200\lambda_{DS}$. Here $\lambda_{DS} (= (T_S/4\pi n_S e^2)^{1/2})$

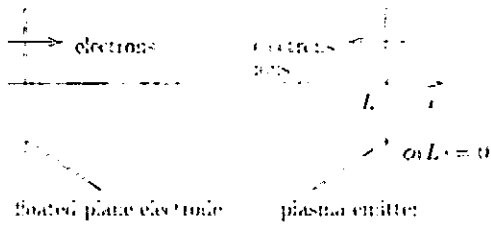


Fig. 1. One-dimensional simulation system.

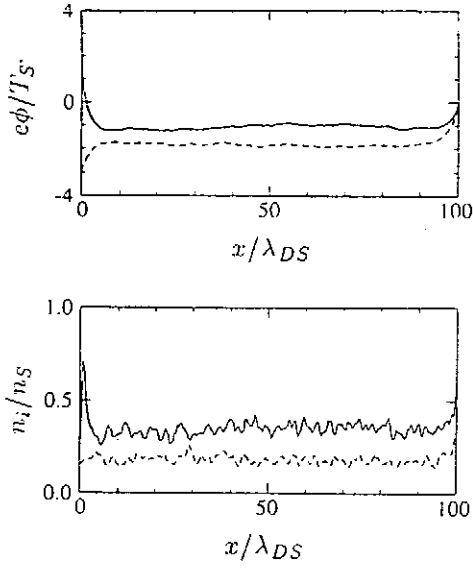


Fig. 3. Potential profile(a) and ion density profile(b) at $\omega_{pe}t = 4000$ with $T_{el}/T_S = 1$, $n_{el}/n_S = 4$, and $L = 100\lambda_{DS}$. Dashed lines show the profiles before electron emission at $\omega_{pe}t = 1900$.

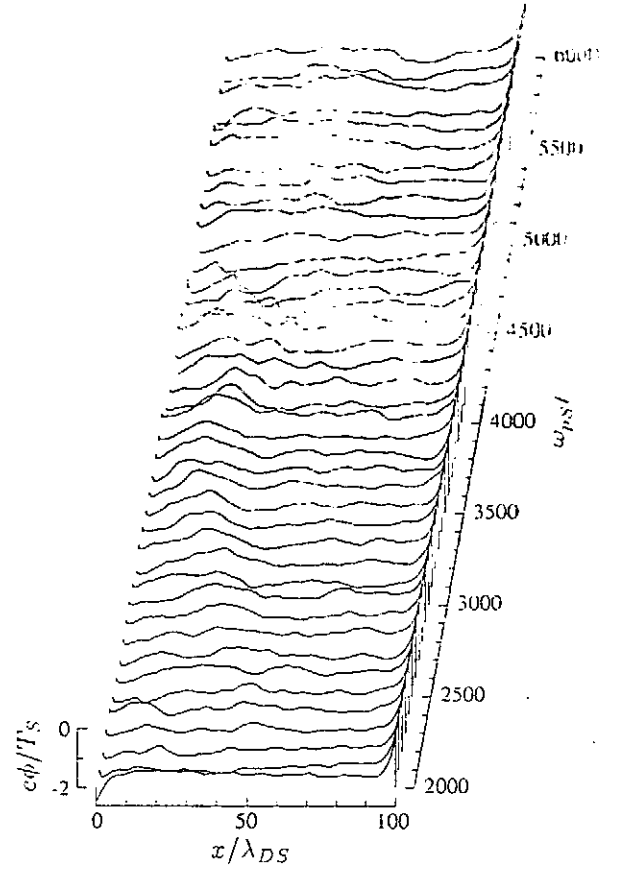


Fig. 2. Time evolution of potential profile with $T_{el}/T_S = 1/16$, $n_{el}/n_S = 4$, and $L = 100\lambda_{DS}$.

is the Debye length defined by using plasma source parameters. The spacial grid number is $NG = 256$ for $L = 100\lambda_{DS}$ and is $NG = 512$ for $L = 150\lambda_{DS}$ and $L = 200\lambda_{DS}$.

III. SIMULATION RESULTS

In this section we describe the simulation results. Initially electrons and ions are emitted from the plasma emitter placed at $x = L$. Electrons and ions fill the system and quasi-stationary state is attained. In our case with $m_i/m_e = 400$, the emitted ion to electron flux ratio is $\Gamma_{iS}/\Gamma_{eS} = n_S v_{tiS}/n_S v_{teS} = (m_e/m_i)^{1/2} = 1/20$; an electron sheath is formed in front of the plasma emitter and an ion sheath is formed in front of the electrode. Here, v_{teS} and v_{tiS} are the thermal velocity of emitted electrons and ions, respectively. The time average electron sheath potential is about $2T_S/e$ and the time average ion sheath potential is about T_S/e . Thus the total potential difference between the plasma emitter and the electrode is about $3T_S/e$, which is equal to the value from the currentless condition. This is given by $(T_S/e) \ln(m_i/m_e)/2 = 3.0T_S/e$. The plasma density is about $0.2n_S$. In all cases with $L = 100\lambda_{DS}$ electron emission from the floated electrode is started at $\omega_{pe}t = 2000$ after quasi-stationary state is attained.

A. THERMAL ELECTRON EMISSION

At first we present the results of the thermal electron emission. Figure 2 shows the time evolution of the potential profile for the case with $T_{el}/T_S = 1/16$, $n_{el}/n_S = 4$ and $L = 100\lambda_{DS}$. Each profile is averaged over twice of the plasma period $4\pi/\omega_{pS}$ of the plasma source. This is almost equal to the plasma period in the system. Just after the electron emission starts, a negative dip is created in front of the electrode. It is interestingly observed that a small potential hump moving to the electrode is created over and over. This hump is considered to be generated by a two-stream instability which is induced between the emitted electrons passing through the dip and ions.

In order to demonstrate the plasma density control by an emissive floated electrode, we show the high-temperature high-density electron emission case. Figure 3 shows the potential profile (a) and ion density profile (b) at $\omega_{pe}t = 4000$ in the case with $T_{el}/T_S = 1$ and $n_{el}/n_S = 4$. Dashed lines show the profiles before electron emission at $\omega_{pe}t = 1900$. The electrode potential is about $\phi_{el} = 2T_S/e$ and greater than the plasma emitter potential. Thus most of ions are reflected by the positive potential. This causes the ion density increase and the ion density is twice greater than that of before electron emission. A negative dip is not observed in front of the electrode.

B. ELECTRON BEAM INJECTION

At first we show the results for a high-density beam injection case with $n_{el}/n_S = 4$, $e\phi_k/T_S = 5$, and $L = 100\lambda_{DS}$. The beam density, the speed and the flux are $n_b = 0.25n_S$, $v_b = 3.2v_{teS}$, and $\Gamma_b = 0.8n_S v_{teS}$, respectively. Figure 4 shows the potential profiles before starting electron beam injection at $\omega_{pe}t = 1960$, after starting electron beam injection at $\omega_{pe}t = 2200$, 2600, and 3400. The electrode potential goes up just after starting electron beam injection. An electron sheath is created in front of the electrode. The potential difference of the sheath is almost $e\phi/T_S \simeq 5$, which is almost equal to the beam acceleration voltage. This electron sheath reflects most of the injected beam electrons. A potential minimum is observed in front of the electrode at $\omega_{pe}t = 3400$. This reduces the exchange between the electrons emitted from the plasma emitter and the electrons emitted from the floated electrode. The electrode potential is larger than that of the plasma emitter, thus most of ions are reflected in front of the electrode. Figure 5 shows the ion density profiles at $\omega_{pe}t = 1960$, 2200, 2600, and 3400. The ion density increases

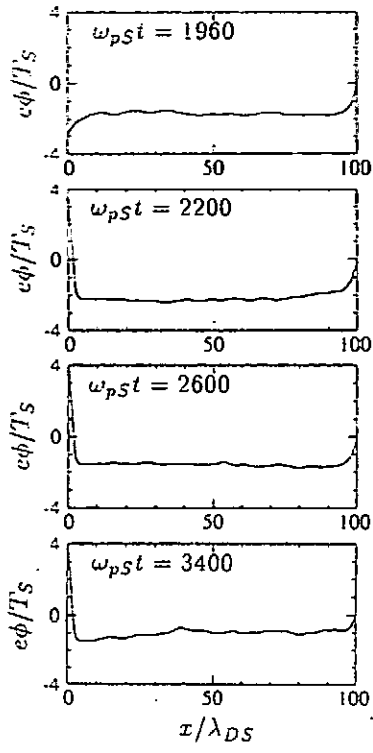


Fig. 4. Potential profiles at $\omega_{pet} = 1960$, 2200, 2600, and 3400 with $n_{el}/n_S = 4$, $e\phi_k/T_S = 5$, and $L = 100\lambda_{DS}$.

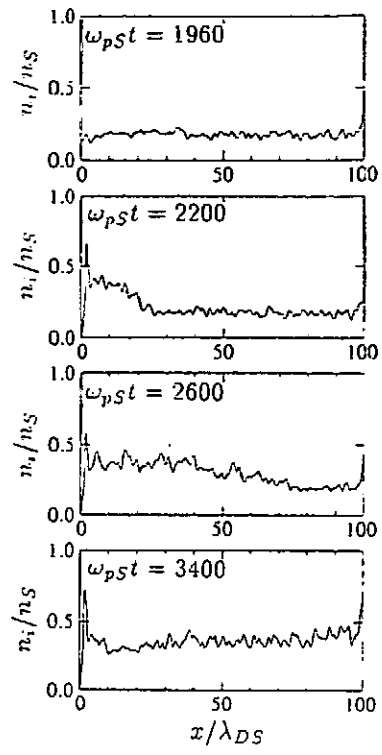


Fig. 5. Ion density profiles at $\omega_{pet} = 1960$, 2200, 2600, and 3400 with $n_{el}/n_S = 4$, $e\phi_k/T_S = 5$, and $L = 100\lambda_{DS}$.

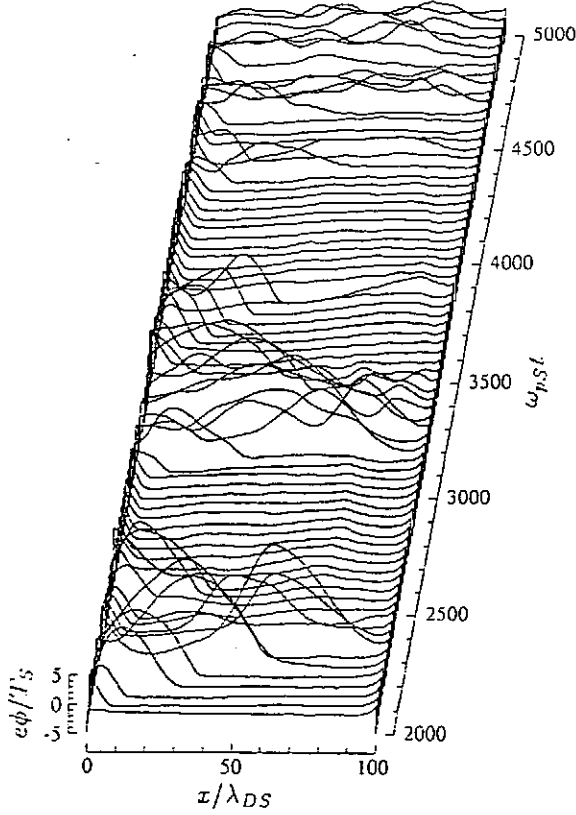


Fig. 6. Time evolution of potential profile with $n_{el}/n_S = 1$, $e\phi_k/T_S = 5$, and $L = 100\lambda_{DS}$.

from the left side of the system as reflected ions moving to the plasma emitter. The ion density is doubled at $\omega_{pet} = 3400$. In Fig. 8, we show the time development of the electrode charge (a) and the number of ions in the system (b). Just after starting electron beam injection the electrode charge spontaneously goes up, and it remains in a constant level. The number of ions starts to increase at $\omega_{pet} = 2000$ due to reflection by the electron sheath in front of the electrode and is doubled at $\omega_{pet} = 3000$. The period of increase is almost equal to the ion transit time $L/v_i \simeq L/0.1v_{teS} \simeq 1000\omega_{pS}^{-1}$.

Next, we present the results for the intermediate-density beam injection case with $n_{el}/n_S = 1$, $e\phi_k/T_S = 5$, and $L = 100\lambda_{DS}$. The beam density, the speed, and the flux are $n_b = 0.063n_S$, $v_b = 3.2v_{teS}$, and $\Gamma_b = 0.2n_Sv_{teS}$, respectively. Figure 6 shows the time evolution of the potential profile which is averaged over the period $4\pi/\omega_{pS}$. Just after starting electron beam injection, the electrode is positively charged and the potential goes up. A large potential hump appears over and over from $\omega_{pet} \simeq 2000$ to $\omega_{pet} \simeq 2600$. An electron sheath appears in front of the electrode at $\omega_{pet} \simeq 2600$, and survives until $\omega_{pet} \simeq 3000$. The potential profile is turbulent between $\omega_{pet} \simeq 3000$ and $\omega_{pet} \simeq 3800$. At $\omega_{pet} \simeq 3800$ an electron sheath structure in front of the electrode appears again and survives until $\omega_{pet} \simeq 4400$. After $\omega_{pet} \simeq 4400$, the turbulent state appears again. In Fig. 7, we show the time evolutions of the electrode charge (a), the current of the electrons emitted from the plasma emitter in the region $0 \leq x/\lambda_{De} \leq L/8$ (b), and the number of ions in the system (c). There is a strong oscillation after $\omega_{pet} \simeq 2000$, when a potential profile is disturbed. The electrode is kept positively charged from $\omega_{pet} \simeq 2600$ to 3000 and from 3700 to 4200, when an electron sheath is formed in front of the electrode. In this period, the current of the electrons emitted from the plasma emitter is in a small level because a negative potential structure is formed in front of the electrode. The number of ions in the system increases in the period when the electron sheath is formed because ions are reflected by the electron sheath, being continuously supplied from the plasma emitter.

Figure 8 shows the dependences of the potential structure on the beam density and velocity (a) and the injection beam flux and beam acceleration voltage (b). Circles, triangles, and crosses correspond, respectively, to the three regimes, i.e. the regime where a stationary sheath is created, the regime where an electron sheath structure periodically appears, and the regime where no electron sheath structure appears. Note that the electron flux toward the electrode in front of the electrode is $\Gamma_e = (2\pi)^{-1/2}n_Sv_{teS}\exp(e\phi_p/T_S) \simeq 0.1n_Sv_{teS}$, where ϕ_p is the potential of the plasma region. When an injected beam flux is much larger than the electron thermal flux toward the electrode, a stationary electron sheath is generated. When an injected beam flux is less than or almost equal to the electron thermal flux toward the electrode, no electron sheath structure appears. When an injected beam flux is a little larger than the electron thermal flux toward the electrode, an electron sheath appears periodically in time.

IV. CONCLUSIONS

Using a one-dimensional electrostatic bounded particle simulation code with a plasma source, we have investigated the plasma structure generated by the emission of electrons from a floated electrode in a plasma. When high-density low-temperature thermal electrons are emitted from the floated electrode, a negative potential dip is generated in front of the electrode. The existence of the negative potential dip in front of the electrode is found in our previous simulation.¹⁰ The depth is smaller than the previous one. This difference may be due to the difference in ion velocity distribution in front of the electrode. In addition, present simulation shows that a small potential hump appears periodically in time accompanied by the dip. The high-temperature high-density thermal electron emission generates a stationary electron sheath in front of the

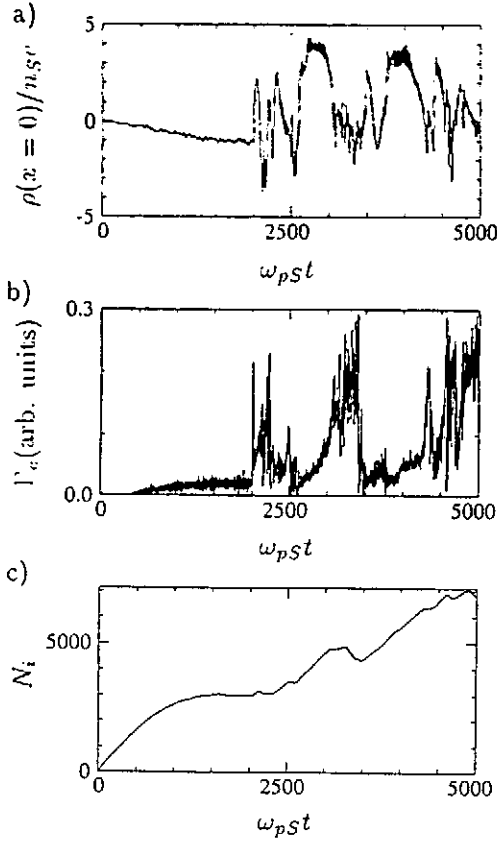


Fig. 7. Time evolutions of electrode charge(a) current of the electrons emitted from the plasma emitter in the region $0 \leq x/\lambda_{De} \leq L/8$ (b), and the number of ions in the system(c) with $n_{el}/n_S = 1$, $e\phi_k/T_S = 5$, and $L = 100\lambda_{DS}$.

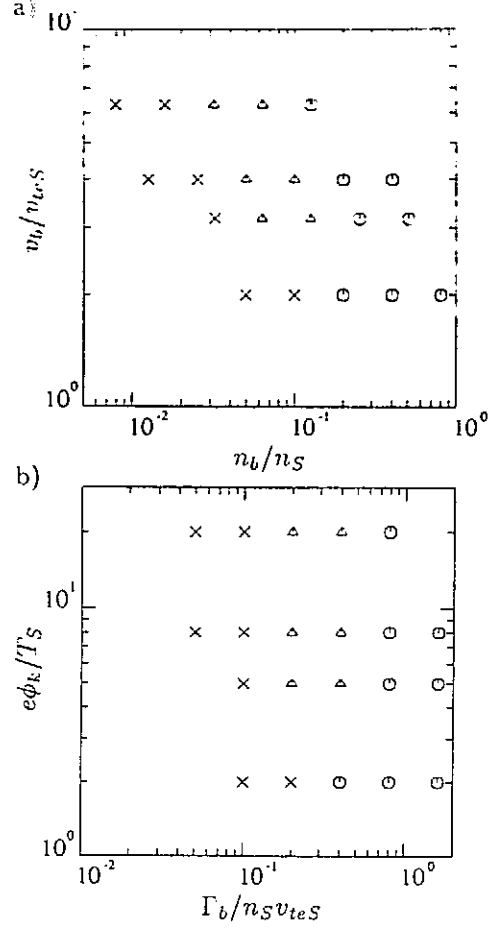


Fig. 8. Three regimes of potential structures in case of electron beam injection. Circles, triangles, and crosses show, respectively, the regime where a stationary electron sheath is created, the regime where an electron sheath structure periodically appears, and the regime where there appears no electron sheath.

electrode. This reflects ions moving to the electrode, and thus the ion density increases.

When an electron beam is injected into a plasma from a floated electrode, three different regimes of potential structure appears. For a high-flux electron beam injection the electrode is positively charged and a stationary electron sheath is generated in front of the electrode. For a low-flux electron beam injection an electron sheath is not generated and the beam penetrates into the plasma. For an intermediate-flux electron beam injection an electron sheath structure appears periodically in time. These three regimes are almost consistent with our previous simulation¹⁰ without a plasma source, although an ion velocity distribution is quite different.

Since the plasma emitter continuously supplies plasma particles, plasma density varies in different way from the sourceless simulation. When beam acceleration voltage is greater than the emitter sheath potential for a high-flux electron beam injection, the electrode potential becomes larger than the plasma emitter potential; thus ions are reflected by the electron sheath and the ion density increases.

In a Q-machine experiment,¹¹ three regimes of potential structure are also observed and are almost consistent with those in the present simulation.

References

1. A. H. Boozer, *Phys. Fluids* **19**, 1210(1976).
2. B. N. Chapman, *Glow Discharge Processes: Sputtering and Plasma Etching* (John Wiley & Sons, Inc., New York 1980).
3. L. Tonks and I. Langmuir, *Phys. Rev.* **34**, 876(1929).
4. G. A. Emmert, R. M. Wieland, A. T. Mense, and J. N. Davidson, *Phys. Fluids* **23**, 803(1980).
5. R. C. Bissell and P. C. Jonson, *Phys. Fluids* **30**, 779(1987).
6. L. A. Schwager and C. K. Birdsall, *Phys. Fluids* **B 2**, 1057(1990).
7. R. J. Proccassini, C. K. Birdsall, and E. C. Morse, *Phys. Fluids* **B 2**, 3191(1990).
8. G. D. Hobbs and J. A. Wesson, *Plasma Physics* **9**, 85(1967).
9. S. Ishiguro and N. Sato, in *Proc. 1989 Int. Conf. Plasma Phys.*, edited by A. Sen and P. K. Kaw (New Delhi, India, 1989) Vol.3, pp837-840.
10. S. Ishiguro and N. Sato, *J. Phys. Soc. Jpn.* **60**, 2218(1991).
11. W. Ding, R. Hatakeyama, S. Ishiguro and N. Sato, in *Proc. of Sectional Meeting of The Phys. Soc. Jpn.*(Gifu, Japan, 1990) p.160(3aR4).

磁場のミラー効果及び高温電子の 空間電荷効果と電位制御

佐藤 邦弘

姫路工業大学工学部

姫路市書写 2 1 6 7

1. 序

壁に接したプラズマ中の電位形成と粒子輸送に関する研究は、古くLangmuirの時代から現代に至るまで実験と理論の両面から数多くなされている。その多くは低気圧放電やプローブ特性に関係した研究で、磁化されていない低温のプラズマかまたは壁に垂直な一様磁場中のプラズマに限られている。ところで、核融合炉を目指した閉じ込め装置では、プラズマは空間的配位を持つ強磁場によって磁化されており、対向壁及び電極の形状も複雑である。また、プラズマは高熱流を有し、プラズマ中では高温化のための追加熱により非熱化粒子が発生する。従来の研究で考慮されなかったこれらの条件の下では、磁場閉じ込め核融合固有の解明されなければならない課題が存在する。

本研究の目的は、プラズマ閉じ込め装置における周辺プラズマの輸送と密接に関係するプラズマ中の電位形成を取り上げ、磁場の非一様性、非熱化粒子の存在、対向壁からの二次電子放出を考慮してシース及びプレシースの形成機構、構造安定性、熱絶縁性等の基本的特性を解明することである。

まず、多様な閉じ込め装置が共通に有する空間的に非一様な開放磁場の効果に注目し、プラズマ流の空間的広がりや磁場によるローレンツ力がプレシース電位の形成に与える影響について述べる。次に、プラズマの高温化に伴って発生する非熱化高速電子に注目し、シース・プレシースの構造に及ぼす高速電子の影響について述べる。さらに、高速電子及び壁から放出される二次電子のシース中における空間電荷効果と二次電子放出下におけるプラズマ熱流について解析した結果を述べる。

2. 磁場のミラー効果と電位制御

プラズマ中の広い領域にわたって粒子に働く力として、磁場強度の勾配に起因するローレンツ力がある。磁力線方向に磁場強度が変化すると、磁力線に沿って流出するプラズマの粒子密度が変わり、さらに、プラズマ粒子は磁場から磁力線方向の力を受ける。また、壁に流出する粒子に加え、磁場のミラー効果と形成される電位により捕捉される粒子あるいは反射される粒子が周辺プラズマ中に存在し得るようになる。このミラー効果を利用し

てプラズマを閉じ込め、プラズマ中の電位を制御しているのがタンデム・ミラーに代表されるミラー型閉じ込め装置である。ミラー装置におけるプラズマ閉じ込めと電位の制御に関していくつかのモデルが提案され、今日まで多くの解析結果が報告されている。しかしながら、それらのほとんどすべては閉じ込め領域のプラズマについての研究であり、磁場スロート付近及び壁に接した開放端部におけるプラズマ流と電位形成に関する研究はほとんどなされていない。

最近、ガス電離に伴って形成される末広がり磁場中のプレシース及びシースについて理論解析及びシミュレーション行われ、プラズマ粒子源の分布に応じて外部より適当な強度分布を持つ磁場を印加すれば、効果的にプレシース電位の空間分布やその電位降下の大きさを制御できることが示された¹⁻⁴⁾。末広がり磁場はまたイオンを壁の方向に加速する。イオンの流速が大きくなるとプラズマ流は安定なシース形成の必要条件であるボーム基準を満たし易くなり、このことより、末広がり磁場はシース電位を安定化させる効果をもつものと期待される^{1), 3)}。

最近、壁の熱負荷を軽減させる目的でミラー磁場とECRH電子加熱とを利用して対向壁近くの低温プラズマと閉じ込め領域周辺のプラズマとの間を熱的に遮蔽する方法が大河によって提案された⁵⁾。この方法について研究する場合、磁場スロートの内側から壁に至る定常的な電位の構造とその安定性が問題になる。磁場スロート近傍におけるプラズマ流に関しては流体コードを用いた Rognlien と Brengle の研究があり、定常的なプラズマの流速がスロート部で亜音速から超音速へ遷移することが指摘されている⁶⁾。ごく最近、図1に示す1次元モデルを用いて磁力線に沿った無衝突定常プラズマ流と其中での電位形成に関する研究が行われ、プラズマ流が磁場のスロートで一般化ボーム基準を等式で満たす場合のみ空間的に単調変化する定常かつ安定な電位が形成される事が運動論に基づく解析により明らかにされた^{7), 8)}。

図2はスロート部近くの電位の空間分布を示す。ここで、 ε_c はイオンの加速エネルギーを表すパラメータである。プラズマは $\varepsilon_c = 0.187 \text{ kTe}$ の時スロート部でボーム基準を等式で満たし、プラズマ流速はこの時イオン音速にほぼ等しくなる。ボーム基準を満たさない $\varepsilon < \varepsilon_c$ のパラメータ領域ではスロート近傍で連続的に変化する電位は形成され得なくなり、また、プラズマ中の電位はボーム基準を等式で満たす $\varepsilon = \varepsilon_c$ の場合のみ単調な軸方向分布を取り得る。

図3はスロート部から壁に達する領域の電位の空間分布である。プラズマ中の電位降下は磁場のミラー効果と電位とによってこの領域に捕捉される電子の粒子数 N_e^t の増加につれて大きくなる。このことは、対向壁近傍における磁場のミラー効果とECRHによる電子加熱とを併用してプラズマ中の電位を効果的に制御できることを示している。

トカマク装置のポロイダル・ダイバータでは、その幾何学的制約から磁場の強度分布を大きく変えることはできないが、バンドル・ダイバータやヘリカル装置のダイバータで

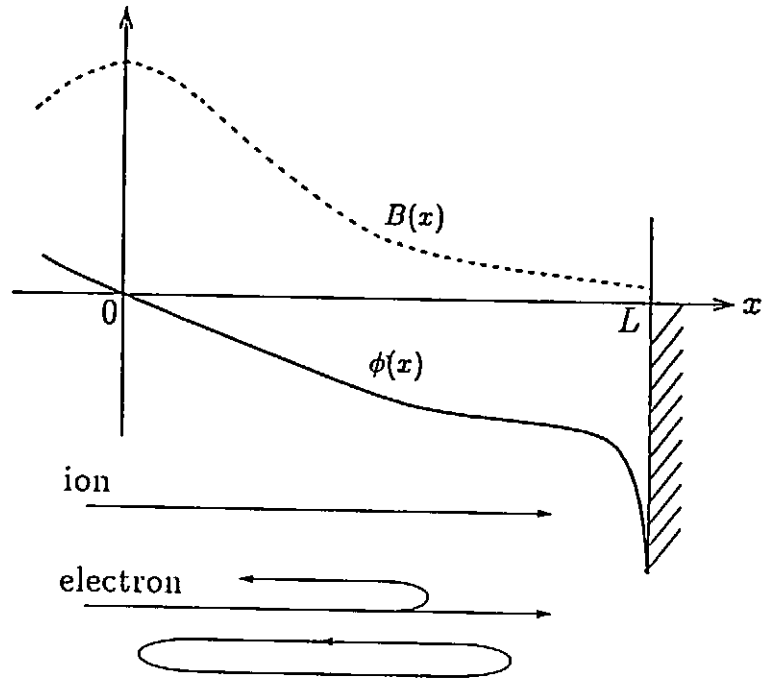


図 1. 磁力線方向の磁場強度分布 $B(x)$ と電位分布 $\phi(x)$ ^{a)}.

イオンは磁場と電位によって壁の方向に加速される。大部分の電子は電位によって反射されその一部は領域 $0 \leq x \leq L$ に捕捉される。

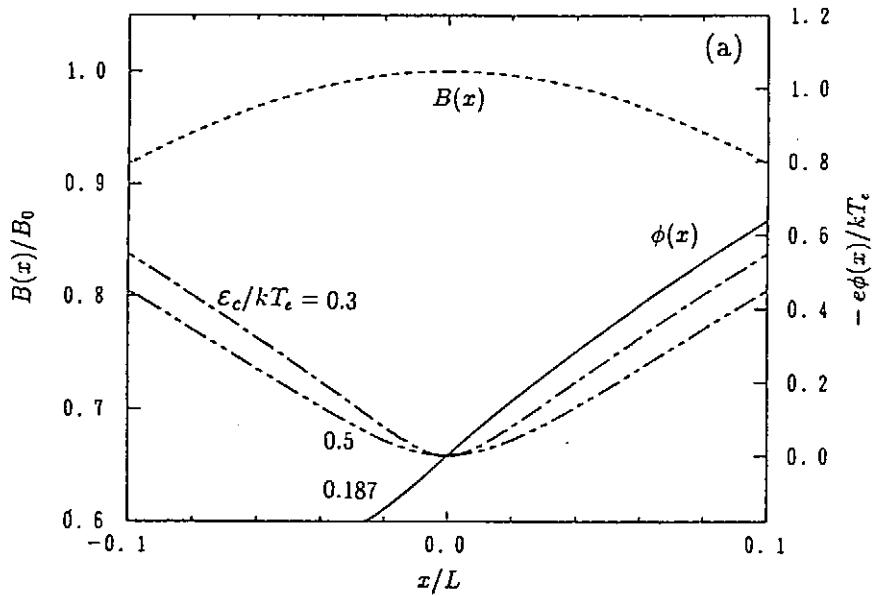


図 2. 磁場スロート近くの磁場の強度分布と磁力線に沿って流出する無衝突プラズマ中の電位分布^{a)}. イオンと電子の温度比は $T_i/T_e = 1$ であり、 $\epsilon_c/kT_e = 0.187$ の時プラズマ流は磁場のスロート $x = 0$ でボームの基準を等式で満たす。

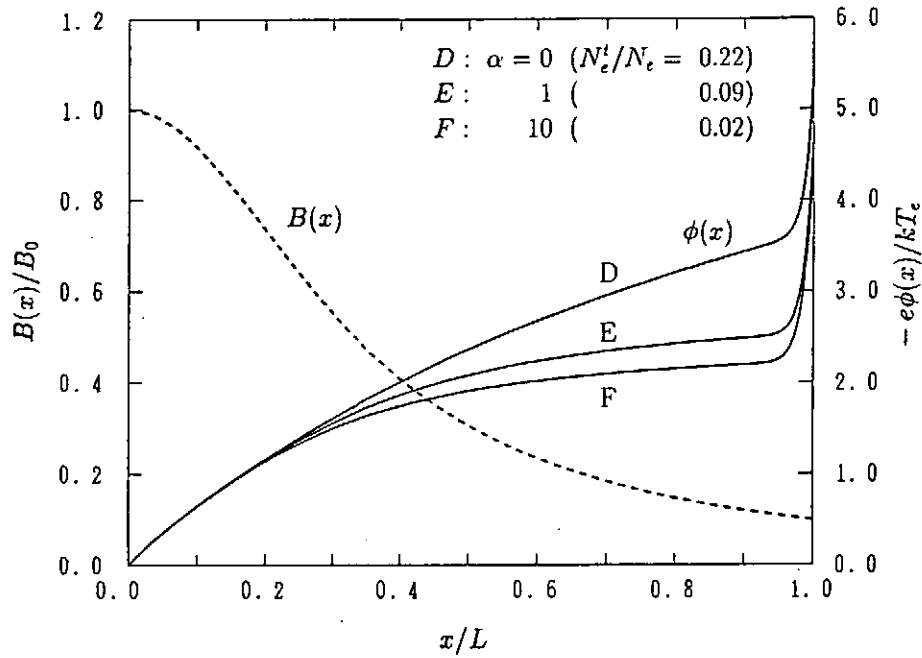


図3. 磁場の空間変化に伴って形成されるプラズマ中の電位の軸方向分布と捕捉電子の粒子数 N_e^t に対するその依存性⁹⁾. プラズマ・パラメータは $T_i/T_e = 1$ 、 $\epsilon c/kT_e = 0.187$ 、 $\lambda D/L = 0.005$ である。

はある程度変えることが可能であり⁹⁾、ミラー装置やFRC装置の開放端部に至ってはほとんど自由である。磁場のミラー効果を考慮した周辺プラズマの解析はこれまでにほとんど行われておらず、電位の構造、その安定性及び制御可能性に関する研究は今後の課題である。

3. 高温電子の空間電荷効果と熱流

イオン・サイクロトロン波や低域混成波による追加熱や電流駆動を行った際にトカマク装置のスクレイプ・オフ層で高温電子成分が生成され、また、タンデム・ミラー装置の開放端部においてもECRH加熱に伴い低温電子の他に高温電子の発生することが観測されている。このような高温電子の存在は、プラズマ中の電位構造に重要な影響を及ぼすだけでなく¹⁰⁾、シースの形成や壁からの二次電子放出、ひいては不純物の発生やプラズマの熱輸送に直接影響を与える。高温電子の存在によりシースの電位降下は大きくなる¹¹⁾。それ故、対向壁へ衝突するイオンのエネルギーが大きくなりスパッタリングは増大する。一方、高温電子は対向壁からの二次電子放出を引き起こし、これによってシース電位が減少し、電子の対向壁への熱流は著しく増大する。

ところで、高温電子や二次電子がプラズマ中に混在すると、これらの電子の空間電荷効果により壁前面のシース内では通常の正の空間電荷層の他に負の空間電荷層が同時に形成され得る。HobbsとWessonは二次電子の作る負の空間電荷層により二次電子放出が制限されることを示し、その時の熱流を求めた¹²⁾。この空間電荷効果による二次電子放出制限の下では、壁の前面には正と負の空間電荷層から成るダブルレイヤーが形成される。最近、

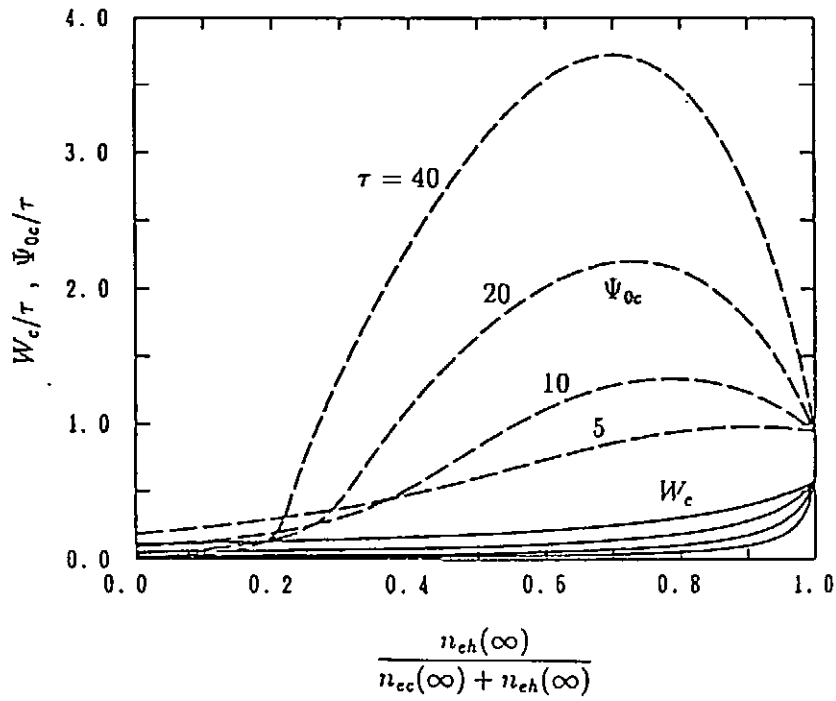


図 4. 空間電荷制限下におけるシース電位 $\Psi_{0c} = -e\phi_{0c}/kT_c$ と二電子温度プラズマのシース端における成分比 $n_{eh}(\infty)/(n_{ec}(\infty) + n_{eh}(\infty))$ に対するその依存性¹⁸⁾. ここに、 $\tau = T_h/T_c$ は高温電子と低温電子との温度比である。

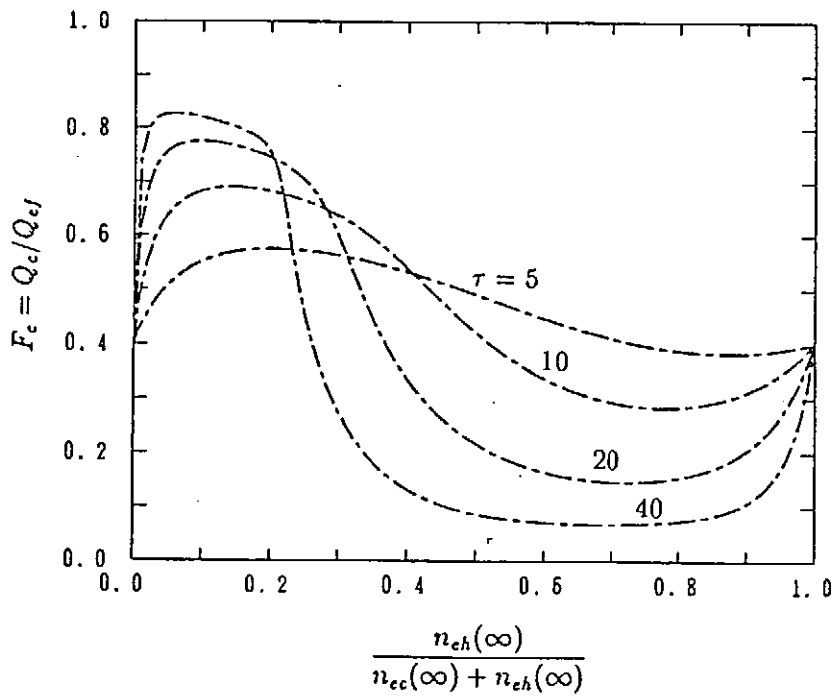


図 5. 空間電荷制限下におけるプラズマの熱流 Q_e の成分比 $n_{eh}(\infty)/(n_{ec}(\infty) + n_{eh}(\infty))$ に対する依存性¹⁸⁾. ここに、 Q_{ef} はシース電位が存在しない時の電子の熱流を表す。

プラズマのあるパラメータ領域で高温電子成分と低温電子成分とが電位によって分離し、プラズマ中に無電流ダブルレイヤーの形成され得ることが理論解析により示された¹⁰⁾。高温電子成分が混在して正と負の二つの空間電荷層から成るシースが壁の前面に形成される場合には、高温電子は二次電子放出を引き起こす反面、負の空間電荷層を作ることにより空間電荷制限下における二次電子放出を抑制する効果をもつ。

図4と図5は二次電子放出の空間電荷制限下における二電子温度プラズマのシース電位 ϕ_{0c} と壁への熱流 Q_c の高温電子のパラメータ n_{eh} と T_h に対する依存性を示している¹⁸⁾。ここに、 T_c は低温電子の温度であり n_{ec} は低温電子のシース端における電子密度、 Q_{ef} はシースの存在しない時の電子の熱流を表す。プレシース端において高温電子の成分比が小さいときには、二次電子放出に伴いシース電位は著しく低下し、空間電荷制限下における熱流はシースが形成されないときの熱流に近い値まで増大する。高温電子の温度が低温電子の10倍を越え、プレシース端におけるその粒子密度が低温電子の粒子密度に近くなると、シース内における負の空間電荷層の形成によって壁からの二次電子放出が抑制され、空間電荷制限下におけるプラズマ壁間の熱絶縁性が改善される。ただし、この計算では磁場は壁に垂直であるとし、粒子に働くローレンツ力の影響は考慮されていない。

高温ダイバータ運転時のプラズマ壁相互作用について調べる際には、非熱化電子及び二次電子の影響を無視できなくなる。この場合、上で述べた電子の空間電荷効果の他に磁場から受けるローレンツ力により壁からの二次電子放出が著しく抑制されることが予想され、磁力線に対して斜めに置かれたダイバータ板前面におけるシースの形成とそれに及ぼす二次電子の影響は基礎的でかつ興味ある課題である。

4. まとめ

一連の研究において、まず、多様な装置において共通に存在する磁場の非一様性に注目し、プラズマ流の空間的広がりや磁場によるローレンツ力がプレシース電位形成の機構を与えることを明らかにすると共に、磁場を利用した電位制御の可能性について検討した。次に、プラズマの高温化に伴って発生する非熱化高速電子に注目して解析し、高速電子がシース及びプレシースの構造に重大な影響を及ぼすことを明らかにした。さらに、高速電子及び対向壁から放出される二次電子のシース内における空間電荷効果について解析し、高速電子及び二次電子によってシース内に形成される負の空間電荷層が二次電子の放出を抑制することを示した。

ここで取り上げた基礎的な課題の他に、マグネティック・プレシースと磁場による熱絶縁効果、バイアス電圧に対するプラズマの非線形応答とプラズマ輸送、RFシースの構造とその挙動、アンテナとプラズマとの非線形結合等に関する課題、波動加熱、電圧印加、電子放出電極等による周辺プラズマの電位制御や電位を通じての不純物制御に関する課題、

さらには、周辺プラズマを通じてのプラズマ閉じ込めの改善や周辺プラズマの動的振る舞いの解明といった難しい課題がある。この研究で得た成果を基にして、今後、これらの実際的でかつ発展的な課題に取り組む予定である。

参 考 文 献

- 1) K. Sato, F. Miyawaki, and W. Fukui : Phys. Fluids B 1 (1989) 725.
- 2) M. A. Hussein and G. A. Emmert : Phys. Fluids B 2 (1990) 218.
- 3) K. Sato and F. Miyawaki : Phys. Fluids B 3 (1991) 1963.
- 4) M. A. Hussein and G. A. Emmert : Nucl. Fusion 29 (1989) 1721.
- 5) T. Ohkawa : Kakuyugo Kenkyu 64 (1990) 305.
- 6) T. D. Rognlien and T. A. Brengle : Phys. Fluids 24 (1981) 871.
- 7) K. Sato, H. Katayama, and F. Miyawaki : J. Phys. Soc. Jpn. 61 (1992) 3034.
- 8) K. Sato, H. Katayama, and F. Miyawaki : submitted to Phys. Fluids B.
- 9) N. Ohyabu : Kakuyugo Kenkyu 66 (1991) 525.
- 10) K. Sato and F. Miyawaki : Phys. Fluids B 4 (1992) 1247.
- 11) S. Takamura : Phys. Lett. A 133 (1988) 312.
- 12) G. D. Hobbs and J. A. Wesson : Plasma Phys. 9 (1967) 85.
- 13) K. Sato and F. Miyawaki : J. Phys. Soc. Jpn. 61 (1992) 1453.

高周波による径方向輸送の制御

羽鳥尹承

核融合科学研究所 名古屋市千種区不老町

プラズマを制御する手段として粒子ビームによるものと高周波を利用するものが考えられる。後者はゼロ周波数も含めて様々な周波数帯がある。高周波は加熱のために使用されることが多いであろうが、ここではプラズマ中静電ポテンシャルの制御を目的として荷電粒子の径方向輸送を高周波により選択的に制御する方法について述べる。

この手法はトーラスなどの閉じこめ方式にも適用可能であるが[1]、ここではミラー方式への適用を考える。荷電粒子ビームの入射による静電ポテンシャルの制御は古くから行われてきた。タンデムミラーでは端電極板をセグメントに分け、それに電位分布を与えることにより静電ポテンシャル分布を制御することが行われてきた。しかしこの方法は transit particle に対して効果を及ぼすものの、端電極から離れた場所に捕捉されている粒子には効果を及ぼさない。以下に述べる高周波法は捕捉粒子に対して特に効果的であるので、タンデムミラーにおける barrier pumping や中央部の静電ポテンシャル径方向分布の制御などに有効であろう。

原理

まず、角運動量と磁場を横切る粒子の輸送との関係について述べる必要がある。座標系は円筒座標 (z, r, θ) を採用し、荷電粒子の θ 方向の角運動量 p_θ は

$$p_\theta = \frac{e}{c}(rA_\theta^{(0)} + rA_\theta^{(1)}) + Mr^2\dot{\theta} \quad (1)$$

ここに M は粒子の質量、 e は電荷、 $A_\theta^{(0)}$ は静磁場のベクトルポテンシャルの θ 成分で、 $A_\theta^{(1)}$ は高周波磁場のベクトルポテンシャルをそれぞれ表している。(1) 式は各粒子にたいして厳密に成立するが、巨視的量和結び付けるために(1)式の両辺を時間で微分した方程式の平均 $\langle \rangle$ を計算する。この平均のとり方は二段階の平均を意味している。先ず巨視的スケールで見ての微小体積要素を考えその中に含まれる全ての荷電粒子を和し合わす。次に高周波の周期や粒子の旋回の周期に比べ十分長い輸送の時間スケールに比べれば十分に短い時間にわたる時間平均をとる。その結果次の式が得られる。

$$\langle \dot{p}_\theta \rangle = \frac{1}{c} \langle e\psi \rangle + \frac{1}{c} \langle e \frac{d}{dt} [rA_\theta^{(1)}] \rangle + \langle M \frac{d}{dt} [r^2\dot{\theta}] \rangle \quad (2)$$

ここに、

$$\psi = r A_\theta^{(0)} \quad (3)$$

であり、もし静磁場が軸対称であれば磁束関数 ψ は磁気面を与え従って平衡時のプラズマ密度は ψ の関数となっている。(2)式の右辺第一項は次のように書き変えることができる。すなわち、

$$\frac{1}{c} \langle e \dot{\psi} \rangle = \frac{1}{c} |\nabla \psi| J_\psi \quad (4)$$

ここに J_ψ は巨視的電流の ψ 方向の共変成分を意味していて、具体的には、

$$J_\psi = Ze\Gamma_\psi^i - e\Gamma_\psi^e \quad (5)$$

である。記号の説明は不要かもしれないが、 $Ze, -e$ はイオンと電子の電荷を表し、 $\Gamma_\psi^i, \Gamma_\psi^e$ はイオンと電子の粒子束の ψ 方向の共変成分である。さて、(2)式の右辺第二、三項は、第一項に比べて $(\xi/L)^2$ のオーダーだけ小さいことが証明できる。ただし ξ という量は高周波による粒子軌道の変動部分又は旋回運動の半径のオーダーの長さを表し、 L は巨視的量の空間スケールを表しているので、右辺第二、三項は第一項に比べ省略できる。その結果次の近似式が得られる。

$$\langle \dot{p}_\theta \rangle = \frac{1}{c} |\nabla \psi| J_\psi \quad (6)$$

(6)式は示唆に富んだ関係式である。トカマクにおける新古典拡散とか微視的不安定性に伴う異常拡散などにおいては、磁場を横切る方向の粒子束はなぜか巨視的電流 J_ψ を表す(5)式をゼロにするような関係が成り立っている。このことはintrinsic ambipolarityと呼ばれている性質であるが、もし以下の二つの事項に思い至れば(6)式より明瞭に分かる性質なのである。すなわち先ずトカマクの平衡磁場配位は軸対称性を持っている。次に、(6)式を導く際に行った空間平均の体積要素のスケールは粒子衝突や微視的不安定性の空間スケールに比べ十分大きい。従って粒子間の相互作用は体積要素内の相互作用で閉じていて体積要素外からの影響は無視できる。この二つの性質により(6)式左辺の全角運動量の時間変化は無視できることから、intrinsic ambipolarity が導かれる。

さてプラズマ中の静電場を制御するには磁場を横切る電流 J_ψ を流さなければならない。そのためにはintrinsic ambipolarityを破らなければならない。この性質を破るためには以下の三条件の内少なくとも一つを満たす必要がある。

- 1) 磁場の平衡配位に回転対称性が無い。
 - 2) 異常輸送の原因となる波動が、不安定性にせよ外的励起にせよ、その波長が巨視的空間スケールに比べて無視できないほどの長さになる。
 - 3) 外部より角運動量のソースを入射し(6)式左辺を有限にする。
- 高周波による径方向輸送の制御とはまさに第三番目の条件を満たすような方法を開発する

ことに他ならない。すなわち特定の荷電粒子の角運動量を選択的に変動させるのである。そのためには何らかの散逸機構が必要である。無衝突プラズマの場合は共鳴条件

$$\omega = p\omega_c + q\omega_b + r\omega_d \quad (7)$$

を満たすような周波数 ω を採用する。 $\omega_{c,b,d}$ はそれぞれ cyclotron, bounce, drift 周波数で、 p, q, r は整数である。

正味の角運動量の増加を果たすためにはその角度の方向に進行する波動を外部から印加すればよい。すなわち、

$$\vec{E} \propto \exp[i(m\theta - \omega t)] \quad (8)$$

のように変動する回転高周波が適している。具体的な粒子束の表式は gyrokinetic equation に基づいておこなった [2]。

応用

サイクロトロン共鳴 ($\omega = \omega_c$) の場合をミラーに適用すると、 $\Gamma_{\psi}^i \propto m$ が示せる [2]。すなわち高周波をミラーの対称軸の回りにイオンの旋回と逆回りに回転させるならば、イオンは外向きの径方向粒子束を得る。高周波の回転を反対にすればイオン粒子束の向きが逆転する。もし電子サイクロトロン共鳴を使えば電子粒子束の向きはイオンの時の反対になる。

バウンス共鳴 ($\omega = \omega_b$) の場合をミラーに適用すると、もし高周波をイオンの旋回と逆回りに回転させるなら、電子は内向きの径方向粒子束を得る [2]。この共鳴の場合は高周波エネルギーの吸収率と径方向粒子束との間に簡単な比例則が成り立つことを示せる [1]。

ミラーの場合、イオンのサイクロトロン振動数と電子のバウンス振動数が同じ程度の大きさであるから、タンデムミラーにおける thermal barrier pumping に応用できる。すなわち周波数をイオンのサイクロトロン周波数に選りイオンの旋回と逆方向に回転させる。この時イオンは外向きの径方向粒子束を得、バウンス共鳴する電子は内向きの粒子束を得る。

参考文献

- (1) S. Rijopoulos, T. Tajima, T. Hatori and D. Pfirsch: Nucl. Fusion, **26**, 627-632(1986).
- (2) H. Hojo and T. Hatori: J. Phys. Soc. Jpn, **60**, 2510-2513(1991).
- (3) H. Hojo and T. Hatori: submitted to J. Phys. Soc. Jpn

高気圧高周波放電における リング状プラズマ

坂和洋一、堀光良、庄司多津男、佐藤照幸

名古屋大学プラズマ科学センター

名古屋市千種区不老町

1. はじめに

R. T. SchneiderとP. H. Handel [1] によって、 $0.1-1 \text{ Torr}$ の重水素を用いた高周波放電（高周波電圧： $V_{rf} = 1 \text{ kV}$ ）において、狭い暗部によって分離された対になったディスク状の発光とそれに伴う 10^5 個/sオーダーの中性子の発生が観測された。この現象は、高周波とイオン振動との共鳴によって起こったプラズマキャビトンによるもの、と説明された[1、2]。我々は、この対となったディスク状発光の発生機構の解明を目的として実験を行なった[3]。

2. 実験

図1に実験装置の概略を示す。高周波（電力： $P_{RF} < 1.0 \text{ kW}$ 、電圧： $V_{RF} = \pm 0.5 - \pm 1.7 \text{ kV}$ 、周波数： $f = 1.2 - 1.5 \text{ MHz}$ ）を直径 100 mm のバイレックスガラスの外側に巻いた1対の電極（幅： $w = 60 - 100 \text{ mm}$ 、間隔： $d = 30 - 60 \text{ mm}$ ）に印加する。 V_{RF} はパルス状になっており、通常パルス幅： $\tau = 150 \mu\text{s}$ 、繰り返し時間： $t_r = 7 \text{ ms}$ で実験を行なった。実験は水素ガス（ガス圧： $p = 1 - 50 \text{ Torr}$ ）を用いて行なった。

数 10 Torr で放電が開始された後さらにガス圧（ p ）を上げていくと、 $p = p_1$ で、狭い暗部によって分離された1対の発光がディスク状ではなくリング状となって2つの電極の中央に発生した。このリング状発光をスキャニングダイオードアレカメラ（SDAC）で観測した結果、リング幅： 1 mm 、外径： 80 mm 、内径： 50 mm 、リング間暗部の幅： 2 mm となった。 p_1 からさらにガス圧を上げていくと、 $p = p_2$ で2対目のリングが現われる。このように、ガス圧の上昇に伴い、臨界ガス圧： $p = p_n$ で n 対目のリングが現われる。図2に $p = p_1$ 、 p_2 、 p_3 に於ける1対、2対、3対のリング状発光の写真を示す。

このような対になったリング状発光は、水素または重水素ガスを用いた時にのみはっきりとしたプロファイルを示した。ヘリウム、窒素、アルゴン、キセノンを用いた場合は、発光強度が低くリング幅やリング間暗部の幅が広いぼんやりとした1対のリング状発光は観測されたが、2対以上のリング対は観測できなかった。

図3（a）にSDACで測定したリング対の軸方向の位置（ x ）のガス圧（ p ）依存

性を示す。ここで、電極 ($x = +15 \text{ mm}$) から一番外側 (電極に近い側) のリング対までの距離を L 、隣り合うリング対間の距離を ℓ とする。例えば $p = p_2$ からガス圧を上げていくと、 L が小さくなり、それに伴い ℓ が大きくなる。 $p = p_3$ で ℓ があるしきい値を越えると、3 個目のリング対が電極間の中央に現われる。図 3 (a) より求めた L と ℓ のガス圧依存性を図 3 (b) と (c) にそれぞれ示す。ここで ℓ は一番外側のリング対とその内側のリング対間の距離である。図より、 $p < 15 \text{ mTorr}$ では L と ℓ は p に反比例 ($L, \ell \propto 1/P$) することがわかる。また、 L と ℓ の高周波電圧 (V_{RF}) 依存性を調べたところ、 L は V_{RF} に対して $L \propto V_{RF}$ の依存性を持つが、 ℓ は V_{RF} に依存しないという結果を得た。

プラズマ密度 (n_p) と電子温度 (T_e) はダブルプローブで測定した。図 4 に $V_{RF} = \pm 1.0 \text{ kV}$ 、 $d = 60 \text{ mm}$ における n_p の軸方向 [図 4 (a)] と径方向の分布 [図 4 (b)] を示す。 n_p は、軸方向には電極付近で、径方向には $r = 0 \text{ mm}$ で大きくなっている。また、 n_p は V_{RF} と共に増加するが、 $p = 0.1 - 10 \text{ Torr}$ では n_p は p の増加に伴い減少する。図 5 に $V_{RF} = 0.3 \text{ kV}$ と 1.0 kV における電子温度 (T_e) の p 依存性を示す。 p が低い時には $T_e = 2.5 - 4 \text{ eV}$ であるが、 $p > 5 \text{ Torr}$ では $T_e = 10.5 - 12.5 \text{ eV}$ と高い値を示した。この T_e が上昇し始める p は V_{RF} と共に大きくなる。 T_e は、計測されたプラズマ中での高周波電場 (E_{RF}) の p 、 V_{RF} 依存性と良く似た傾向を示しており、電子温度が高周波電場の影響を強く受けていることがわかる。

リング状発光の光学計測は、 $f/30$ のレンズで集光し光ファイバーを通してフォトマル (PMT) に導いて行なった。発光強度は、放電開始後しばらくは低いが、リングの発生と共に急激に上昇する。図 6 に 1 対のリング発生後の中央暗部をはさんだ左側リング [図 6 (a)] と右側リング [図 6 (b)] の発光強度の時間変化を示す。図には左側の電極に印加した V_{RF} ($V_{RF} = \pm 1.5 \text{ kV}$ 、 $f = 1.5 \text{ MHz}$) も合わせて示した。図より、1 対のリング状発光の中央暗部をはさんだ左側リングと右側リングは高周波の周期 (1.5 MHz) で on-off を繰り返しており、左側リングが発光するのは左の電極が正にバイアスされた時、右側リングが発光するのは右の電極が正にバイアスされた時であることがわかる。2 対以上のリングについても同様の結果が得られた。

図 7 に、7 対のリングの発生時刻をリング対の軸方向の場所の関数として示す。高周波電圧印加時刻を $t = 0$ とした。このように、リング対は電極に最も近い対から順に発生していることがわかる。

図 8 に、1 対のリング状発光が発生する条件における、時間分解されたフローティングポテンシャル (V_f) の軸方向の分布を示す。 $t = 10 \mu\text{s}$ では V_f は平坦な分布をしているが、 $t = 40 \mu\text{s}$ で電極間中央 ($x = 0 \text{ mm}$) に負のディップが形成され始める。リング対が発生した $t = 85 \mu\text{s}$ では、 V_f はリング間暗部で約 10 V の負のディップ

を、リング上では正のピークを持つ。この V_i の分布が時間平均されたプラズマポテンシャルの分布に等しいと仮定し空間電荷密度 ($n_i - n_e$) を求めると、リング間暗部の負のディップでは $-3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ (エレクトロンリッチ)、リング上の正のピークでは $+3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ (イオンリッチ) のオーダーとなった。このエレクトロンリッチなポテンシャルは、 $t = 100 \mu\text{s}$ をピークに次第に浅くなっていき、 $t = 300 \mu\text{s}$ で再び平坦な分布に戻る。これに対応して、リング対の発光強度も $t = 300 \mu\text{s}$ ではリング対発生前の低いレベルに戻る。

3. 考察

実験結果をまとめると以下のようになる。(a) リング対は電極に最も近い対から順に発生する、(b) 対状のリング発光の中央暗部はエレクトロンリッチになっている、(c) この中央暗部をはさんだ左側リングと右側リングの発光は高周波の周期で on-off を繰り返し、左(右)の電極が正にバイアスされた時に左側リング(右側リング)が発光する、(d) $L \propto V_{RF}/p$ 、 $\ell \propto 1/P$ の依存性を持つ。

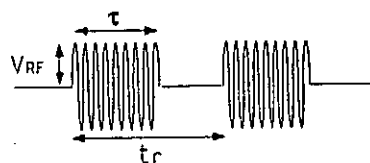
これらの実験結果より次のようなモデルを考えた。電極下の電子は強いシース電界によって軸方向に加速される。このシース電界による加速が中性粒子との弾性および非弾性衝突による減速よりも十分大きければ、シース領域を通過した時、電子は高周波電圧 (V_{RF}) のオーダーにまで加速される。シース領域からバルクプラズマ領域に進むと、中性粒子との衝突が支配的となり電子は減速され、電極から L (電極に最も近いリング対までの距離) 進んだ所でエネルギーを失い止る。そのため、ここではエレクトロンリッチのポテンシャルのディップが形成され、対状発光の中央暗部となる。このDCポテンシャルのディップにたまった電子は、高周波の半周期で左右交互にポテンシャルを駆け上がり発光を励起する。これが一番外側(電極近い側)のリング対となる。さらに、これらの電子はDCポテンシャルとバルクプラズマ中の弱い高周波電界によって再び内側に加速され、電離の平均自由行程進んだところで中性ガスを電離し、エレクトロンリッチのポテンシャルディップを形成する。これが内側のリング状発光対の中央暗部となる。つまり、 ℓ は電離の平均自由行程である。

現在、このモデルの詳細な解析が進行中である。

参考文献

- [1] R. T. Schneider and P. H. Handel, Fusion Technology 7, 316 (1985).
- [2] P. H. Handel and R. T. Schneider, Fusion Technology 7, 320 (1985).
- [3] T. Sato, T. Shoji, Y. Sakawa and M. Hori, Proc. 1992 International Conference on Plasma Physics, Vol. 16C Part III, p. 1965.

Applied RF Signal



Experimental Parameters

$$\tau = 150 \mu s$$

$$t_r = 7 \text{ ms}$$

$$w = 60 \sim 100 \text{ mm}$$

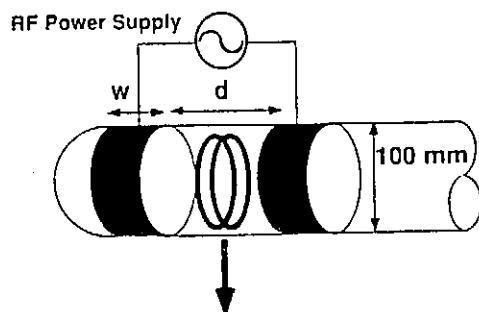
$$d = 30 \sim 60 \text{ mm}$$

$$V_{RF} = \pm 0.5 \sim \pm 1.7 \text{ kV}$$

$$f = 1.2 \sim 1.5 \text{ MHz}$$

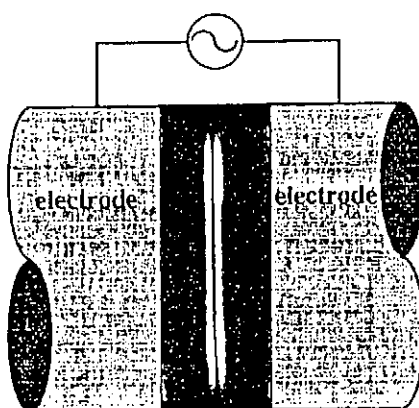
$$P_{RF} \leq 1.0 \text{ kW}$$

$$\text{H}_2 \text{ Gas } 1 \sim 50 \text{ Torr}$$



Scanning Diode-Array Camera (SDAC)

図 1 実験装置の概略図と実験条件



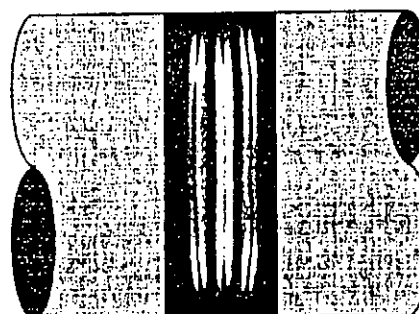
(a)

$$p_1 = 3.78 \text{ Torr}$$



(b)

$$p_2 = 4.68 \text{ Torr}$$



(c)

$$p_3 = 5.65 \text{ Torr}$$

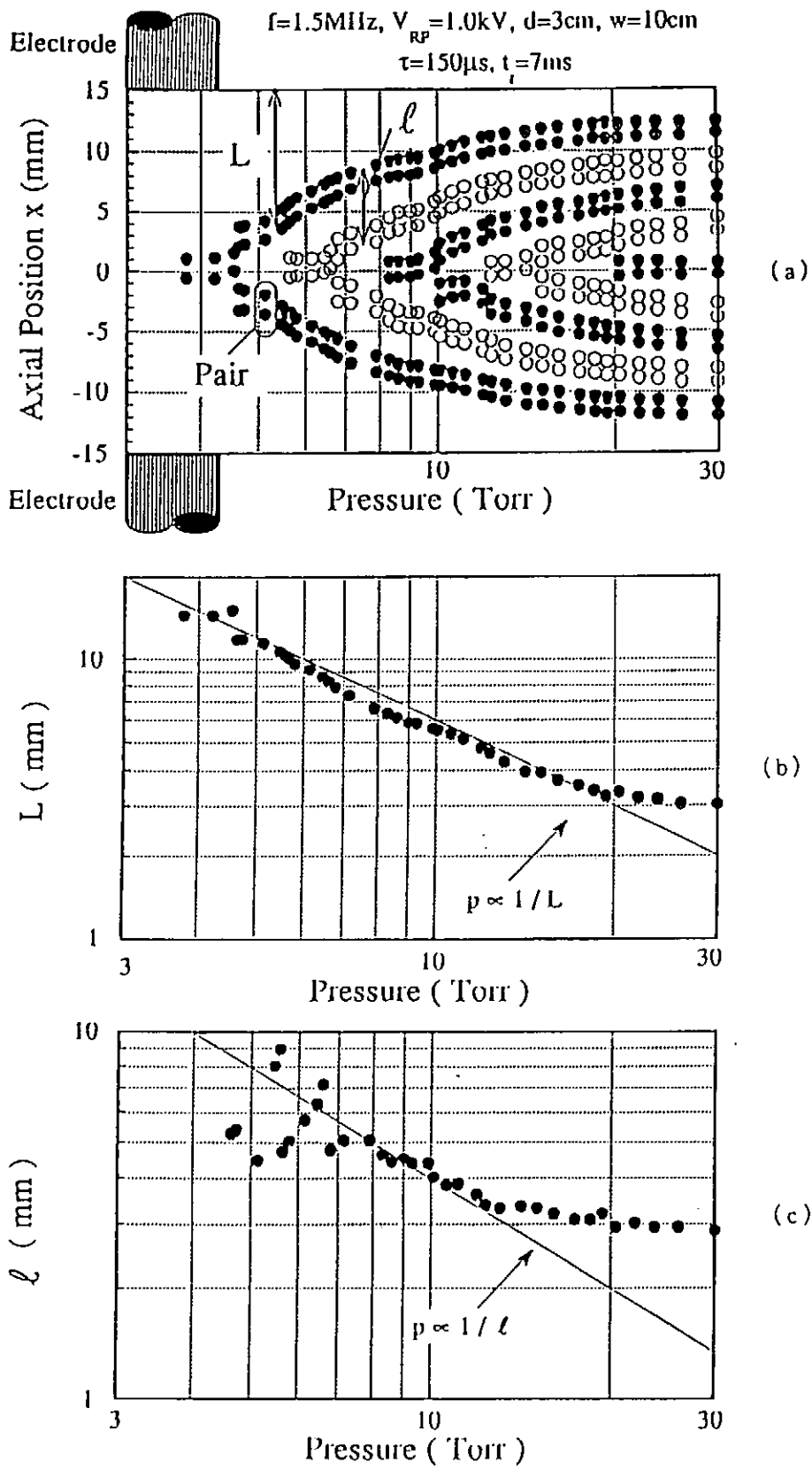


図3 (a) S D A Cで測定したリング対の軸方向の位置と (b) L , (c) ℓ のガス圧 (p) 依存性

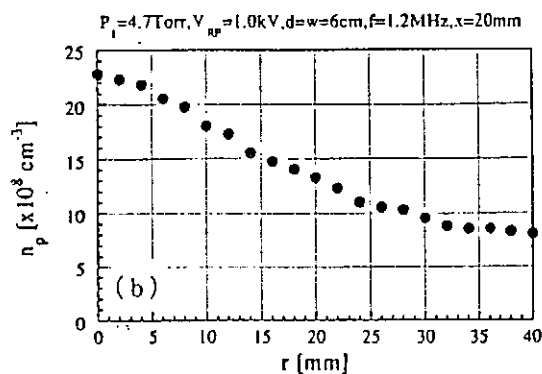
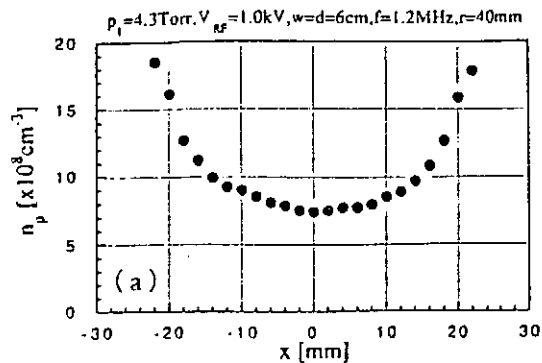


図4 プラズマ密度 (n_p) の

(a) 軸方向と (b) 径方向の分布

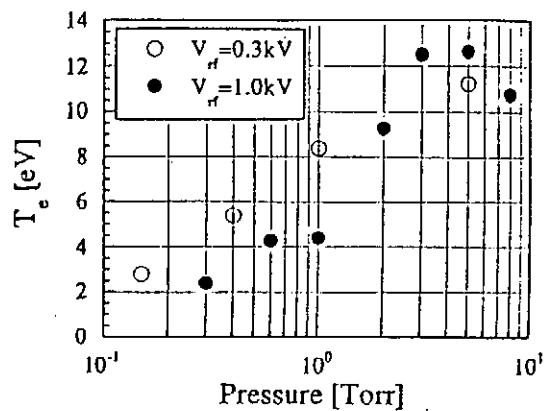


図5 $V_{RF} = 0.3 \text{ kV}$ と 1.0 kV

における電子温度 (T_e) の p 依存性

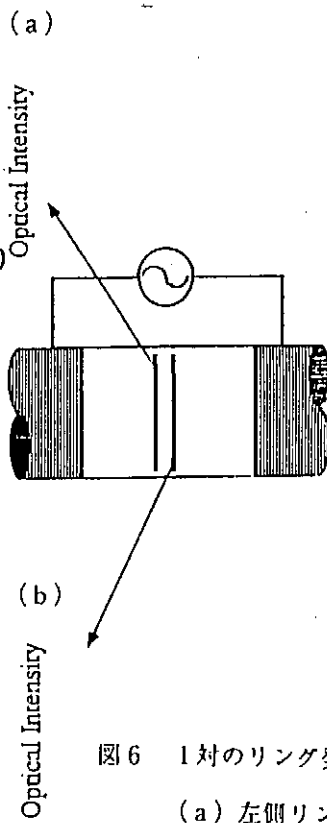
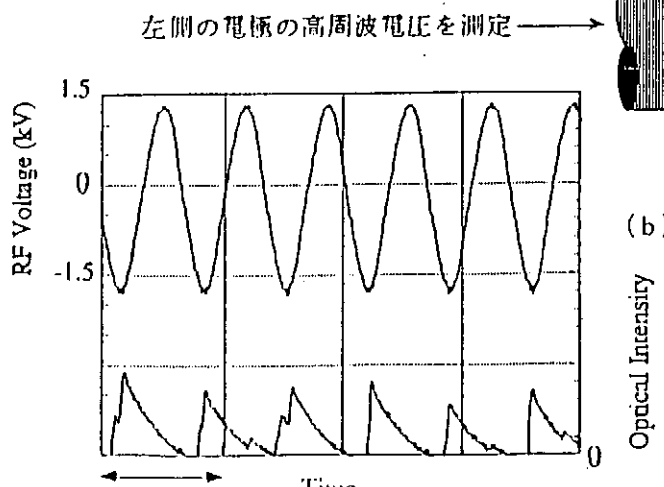
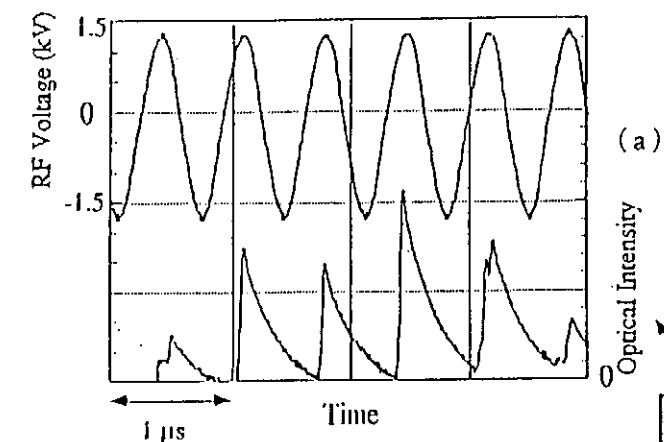


図6 1対のリング発生後の中央暗部をはさんだ

(a) 左側リングと (b) 右側リングの

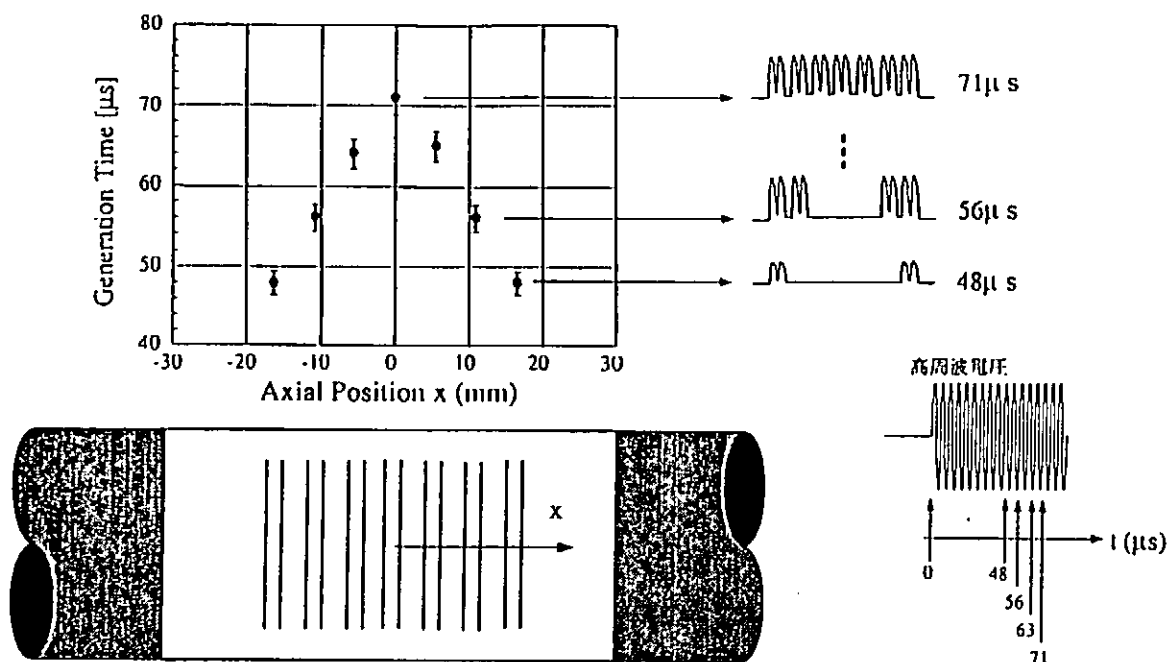


図7 7対のリング状発光の発生時刻

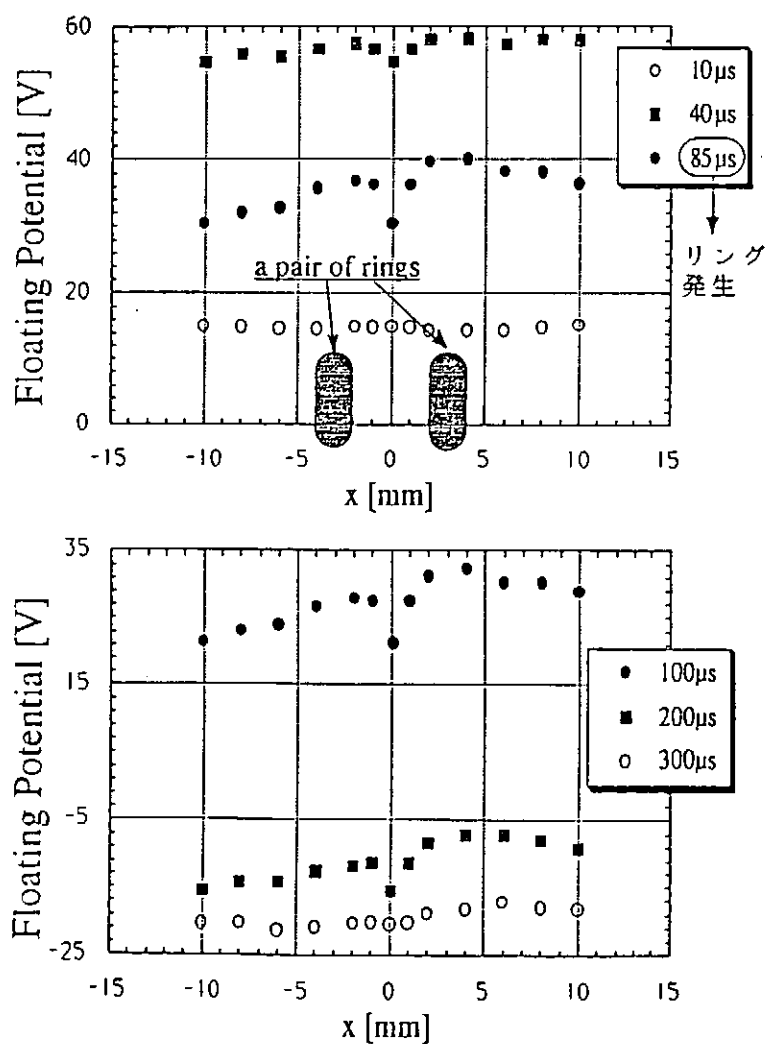


図8 1対のリング状発光が発生する条件における、時間分解されたフローティングポテンシャル

磁化プラズマ中の渦運動

——対流胞乱流スペクトラムと輸送

佐伯 紘一

静岡大学教養部

静岡市大谷 8 3 6

1. はじめに

磁気閉じ込め核融合装置において熱核融合点火条件を満足させるためには異常熱伝導、異常粒子拡散を抑えることが望ましい。一方、宇宙プラズマにおいても電離層・太陽磁気圏の全体の構造を理解するために、プラズマの輸送現象を解明することが必要である。ここでは磁場方向に一様なフルート型の低周波振動である対流胞乱流がどのように形成されているかを観測し、かつ対流胞乱流が密度分布にどのような影響を及ぼしているかを実験的に調べた。

実験では 2. 平面電界層を持つプラズマの場合と 3. 円筒電界層を持つプラズマの場合の 2 種類のプラズマにおける対流胞乱流を観測した。前者においては連続周波数スペクトラムになる場合が多く、一方、後者においては方位角方向のモード数で決まる特徴的な周波数を含んだ周波数スペクトラムになる。しかも、後者の場合、低モード数（特に $m = 1$ ）の対流胞の振幅が大きくなるに伴い中心部における急速なプラズマ密度の減少（sawtooth oscillation, plasma disruption）が起き、プラズマの径方向へのマクロな輸送が誘起されていることが分かった。以下に実験の初期的な結果を述べる。

2. 平面電界層を持つプラ

ズマにおける対流胞乱流
実験は核融合科学研
T P L 装置および静岡大磁
化プラズマ装置（図 1）を
用いて行なわれた。プラズ
マは酸化物カソードを用い
た放電により作られる。下
半面に作られたプラズマを

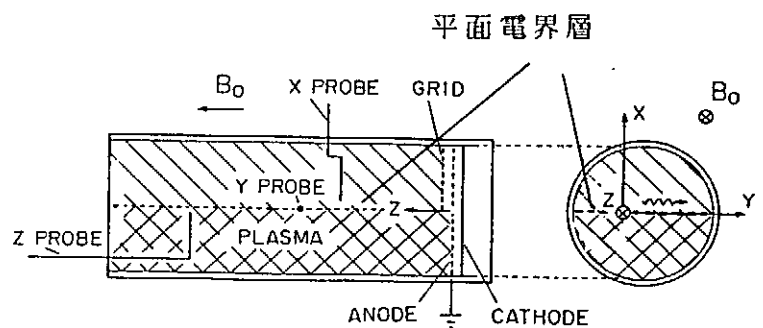


図 1 磁化放電プラズマ装置

上半面に拡散させ上下方向に密度勾配を生成し、かつメッシュグリッドに電圧を印加することにより密度勾配の部分に同時に電位勾配を生じさせる。この結果容器の中央部に密度勾配を伴った平面状の電界層（図2）が作られることになる。

電界層で得られる密度変動の乱流波形を図3に示す。図4に示すように周波数スペクトラムは連続であり特徴的な周波数は見られない。2点間の位相差の周波数依存性の観測よりこの変動の伝播方向は $E \times B$ ドリフト方向であり、かつその速度も $E \times B$ ドリフトの大きさに近い。また電位変動と密度変動の位相差は同相ではなく、むしろ逆相の場合が多い。これらの事実からこの変動は $E \times B$ ドリフトの速度シアにより生じた対流胞乱流と考えられる。

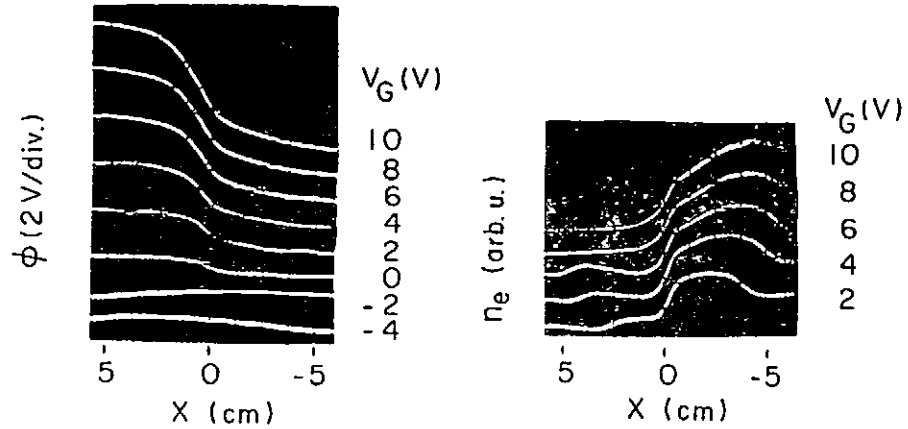


図2 プラズマの電位分布および密度分布

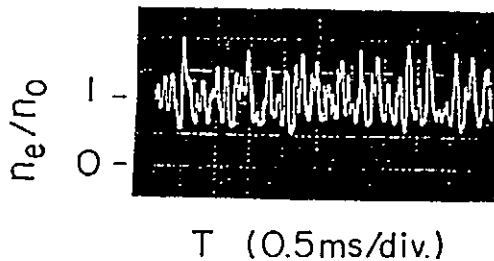


図3 平面電界層における乱流波形

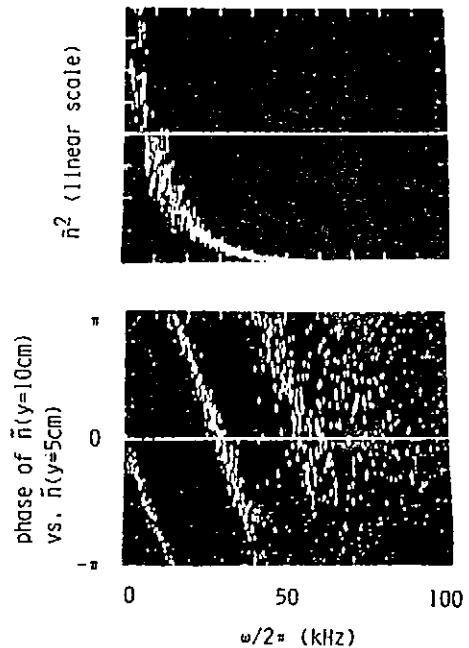


図4 乱流の周波数スペクトラムおよび2点間の位相差スペクトラム

高周波域における乱流のパワースペクトラムの周波数依存性は、図5から分かるように周波数のほぼ -5 乗かそれよりやや大きい程度である。R. H. Kraichnanは2次元の対流胞乱流を次元解析により調べ、エnstロフィ流が存在する慣性領域における乱流の波数依存性は波数の -3 乗となることを示した。¹⁾ 波の位相速度より $E \times B$ ドリフトによるプラズマ流の方が速いと仮定する (Taylor's hypothesis) と電位変動に関するパワースペクトラムの周波数依存性は -5 乗となって実験データを説明できる。

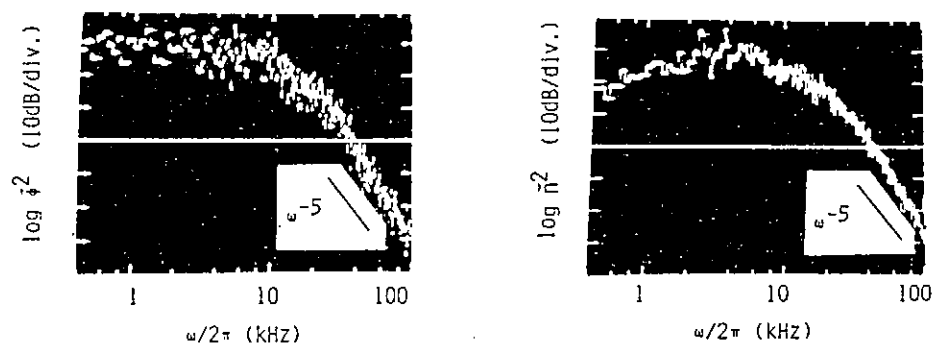


図5 電位変動と密度変動の周波数スペクトラム

3. 円筒電界層を持つプラズマにおける対流胞乱流

上記と同様の実験を円筒状のプラズマについて行なった。真空容器中央部に作られた円筒状のプラズマは径方向に拡散することによりなだらかな径方向密度勾配を持つ。さらに中心部に円形 (直径 5 cm) の穴あいたメッシュグリッドに電圧を印加することにより径方向に電界を印加する。したがって、密度勾配を伴った円筒状の電界層が得られる。

この結果、プラズマは方位角方向に $E \times B$ ドリフト速度で回転し、かつ電界 E が径方向に不均一であるために速度シアにより上記の実験と同様に

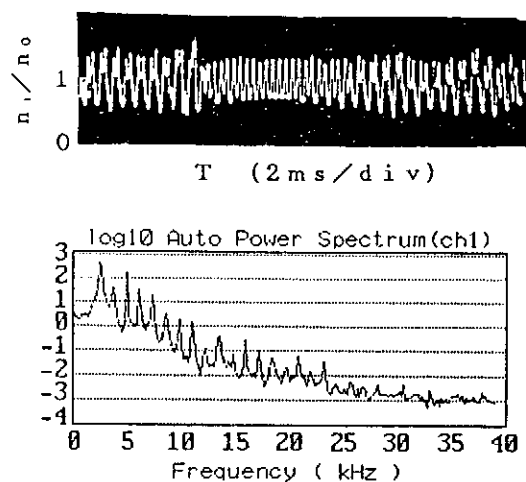


図6 円筒電界層における乱流波形およびその周波数スペクトラム

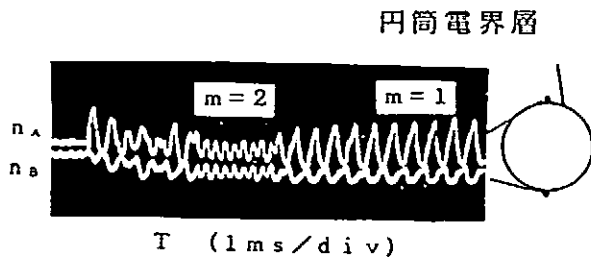


図7 乱流波形の方位角モード数

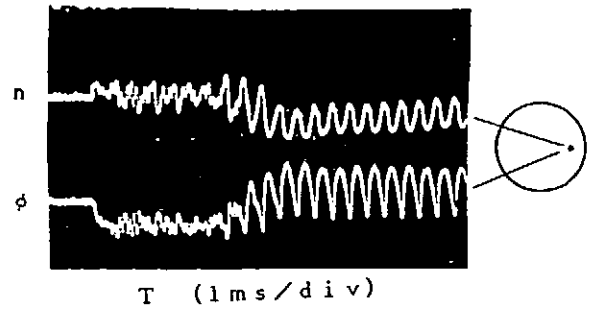


図8 プラズマ中心部近くにおける密度変動と電位変動の関係

対流胞乱流が成長する。上記の実験と大きく異なる点は方位角方向に伝播する乱流は方位角方向に周期条件を満たさなければならないことである。このため、得られた乱流波形（図6）は特徴的な周波数成分を含んでいる。乱流波形における方位角方向のモード数 m を調べたのが図7である。ここで乱流を観測しやすくするためにグリッドにステップ電圧を加えている。図より明らかのように $m=1$ 、 $m=2$ がそれぞれ独立に現われ、交互に入れ替わっている。また、それらが同時に存在することも多い。高次のモードも存在するが余り強くない。

対流胞乱流による輸送現象を調べるため、プラズマ中心部近くの密度変動と電位変動を調べたのが図8である。図よりグリッドにステップ電圧を印加後すぐに $m=2$ が励起されているが、その後 $m=1$ が励起され、その結果中心部のプラズマ密度が急激に減少している。この時、同時にプラズマ中に印加した電圧は平均的に見て元に値

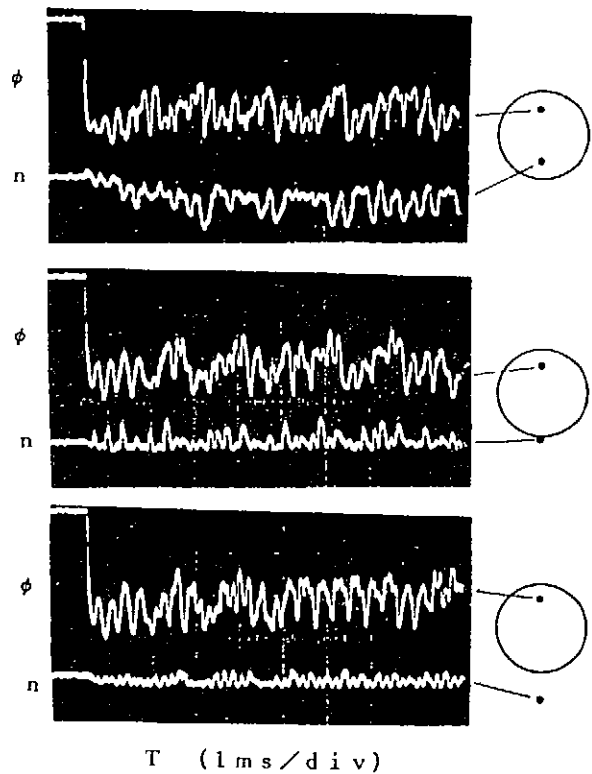


図9 密度変動の径方向依存性

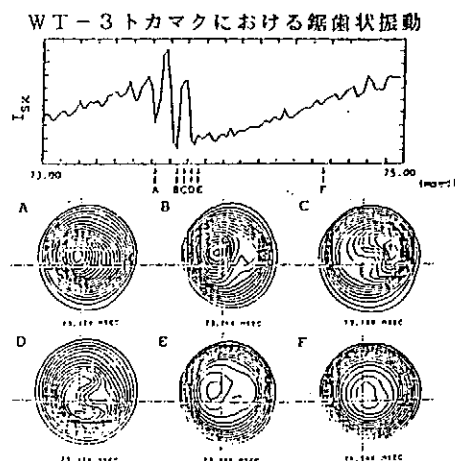
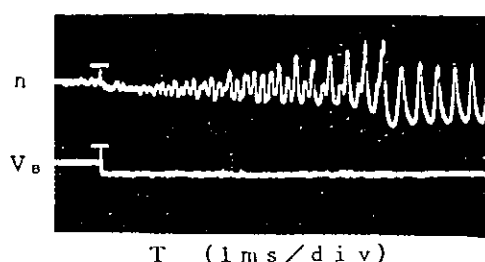


図 10 対流胞乱流により生じたプラズマ中心部における急激な密度の減少と、トカマクにおける鋸歯状振動の類似（文献 3 より転載）

に戻っている。図 9 は輸送現象の径方向依存性を調べるため、探針を径方向に移動して密度変動を調べた。変動は鋸歯状の振動が存在することを示している。しかも、中心部の電位が上昇した時、同時に中心部では密度が減少しているが、周辺部では増大している。すなわち、中心部のプラズマが周辺部に拡散している（または輸送されている）ことになる。このように、 $m=1$ モードの励起に伴い、プラズマ中央部の電位が上昇し、同時にプラズマの径方向拡散が生じている。

$m=1$ モードの励起に伴うプラズマの径方向拡散は、トカマクにおける sawtooth oscillation や plasma disruption に類似した点があることを示したのが図 10 である。WT-3 トカマクにおける軟 X 線の 2 次元分布の観測結果はトカマク中心部における密度減少の原因が $m=1$ モードにあることを明確に示している。²⁾ 勿論、トカマクにおける $m=1$ モードの励起はトカマク電流に伴う電磁流体的不安定性に起因しているが、その類似性は注目に値する。

4. まとめ

磁化プラズマ中におけるフルート型の渦運動（対流胞乱流）の性質を平面電界層を持つプラズマと円筒電界層を持つプラズマの 2 種類の場合について、実験的に調べた。平面電界層を持つプラズマにおいては、乱流の周波数スペクトラムが連続であり、特徴的な周波数は観測されない。とくに慣性領域（高周波領域）におけるスペクトラムの周波数依存性は、次元解析から求めた 2 次元一様乱流の理論では

ば説明することができる。一方、円筒電界層を持つプラズマの場合は、方位角方向の周期条件により、 $m = 0, 1, 2, \dots$ などのモードを示す特徴的な周波数成分が強く励起され、しかもモード間で複雑なエネルギーのやりとりをしている。特に、 $m = 1$ が成長する時には、径方向へのプラズマの拡散が強く誘起される。

（参考文献）

- 1) R. H. Kraichnan; Physics Fluids 10, 1417 (1967).
- 2) K. Hanada and K. Terumichi; プラズマの電流駆動と鋸歯状振動・MHD振動に関するワークショップ報告書（平成元年核融合特別研究） p 50 (1990).

周辺プラズマの電子密度揺動の計測と解析

小森彰夫

核融合科学研究所

名古屋市千種区不老町

ヘリカル装置においても、追加熱による閉じ込めの悪化が観測されており、トカマックの H モードのような閉じ込めの改善が重要な研究課題になっている。トカマックプラズマにおける L モードから H モードへの転移現象は、周辺プラズマの閉じ込めの改善により引き起こされると考えられており、その原因として電場の形成、不安定性の安定化等が挙げられている。不安定性が周辺プラズマの粒子輸送に大きな役割を果たしていることは、ビームプローブを用いた TEXTOR トカマックのスクレープオフ層の研究によっても明らかになっており、ヘリカル装置における周辺プラズマの揺動の研究は、ヘリカル装置の閉じ込めを改善する上で重要な役割を果たすものとして期待されている。

我々は、ヘリカル装置における周辺プラズマの揺動の振る舞いを解明するため、中性サーマルリチウムビームプローブを用いてヘリオトロン E と CHS の周辺プラズマを計測し、種々の解析を行っている。トカマック等の周辺プラズマで測定された揺動の多くが、パターンの繰り返しが見られず連続的なスペクトルを持つ波形であるため、これまで周辺プラズマは乱流状態になっていると言われてきた。しかし、最近、その揺動の波形の特徴から、周辺プラズマはカオス的な振る舞いをしているのではないかと考えられている。本報告では、周辺プラズマの揺動が少数自由度系のカオスになっているかどうかを判断するため、埋め込み法を用いて CHS の周辺プラズマの揺動の相関次元等を求めたので報告する。

測定に用いたビームプローブは中性サーマルリチウムビームと 10 チャンネルの光学測定系からなり、1 ショットで電子密度分布と密度揺動レベル分布を同時に測定できるという特徴を持っている。ビームはトーラスの主軸に対して 20° の角度でプラズマに入射するようになっている。これを図 1 に示す。測定は、ECR でプラズマを生成し、NBI で追加熱している場合、NBI と RF で追加熱している場合、RF で追加熱している場合について行った。

図 2 は、ビームプローブ信号の時系列データとこれを FFT 処理して得られたスペクトルを示している。この図から、CHS の周辺プラズマの揺動は、パターンの繰り返しが見られず連続的なスペクトルを持つ波形であることが分る。この波形が本当にカオスであるか否かはカオスを特徴づける物理量を求めて判定しなければならない。カオスを特徴づける物理量は、時系列を処理して得られる 2 次的な量である。これらの物理量のうち比較的容易に求められるものにアトラクターの相関次元とリャプノフ指数がある。カオスであることは、リャプノフ指数のうち正のものが 1 つ以上あることと同義である

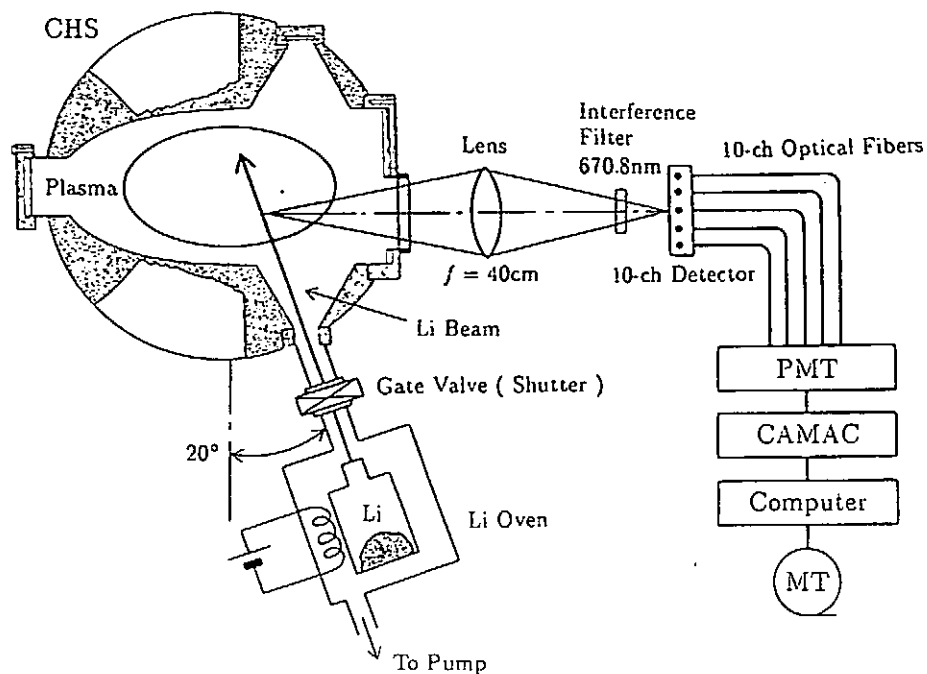


図 1

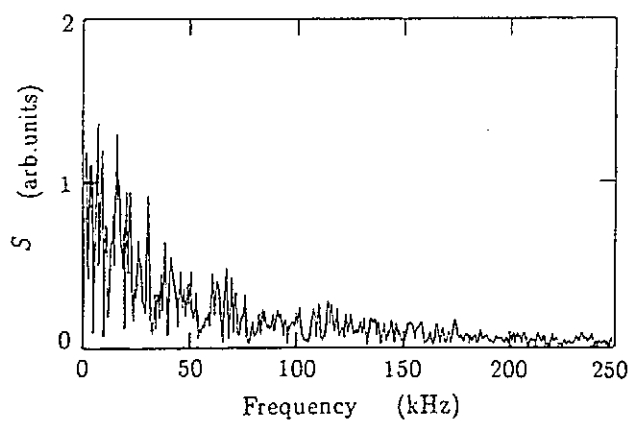
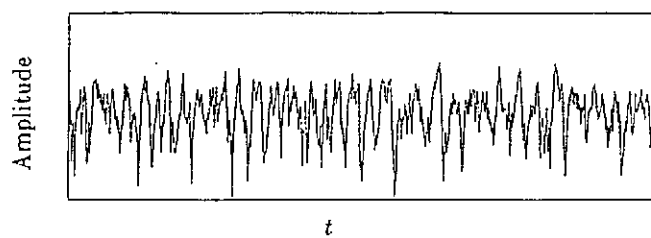


図 2

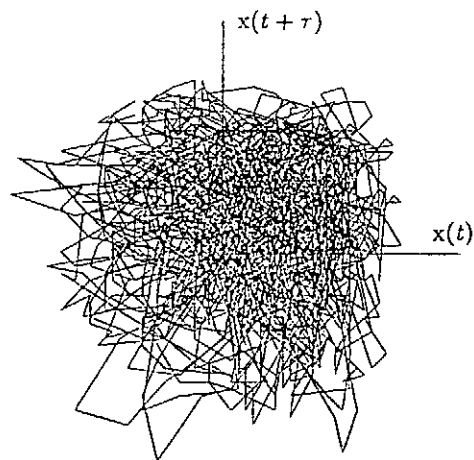


図 3

¹⁻³⁾。相関次元は非整数となることが多いが、非整数の次元を持つことはカオスの十分条件であっても必要条件ではない¹⁻³⁾。また、相関次元は相空間におけるいわゆるハウスドルフ次元の下限值となっている¹⁾。

相関次元は観測データの時系列 $J(t)$ から求めることができる。まず、 d 次元相空間における軌道を埋め込みの方法により $\mathbf{x}(t) = (J(t), J(t+\tau), J(t+2\tau), \dots, J(t+(d-1)\tau))$ として再構成する^{4),5)}。ここで τ は適当な時間遅れを表している。 $J(t)$ はデジタルオシロスコープで取り込むため、時間 t は不連続である。従って、相空間におけるアトラクターのポートレイトを表す d 次元のベクトル \mathbf{x}_i の集合が得られる。

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_i &= (J(t_i), J(t_i + \tau), J(t_i + 2\tau), \dots, J(t_i + (d-1)\tau)) \\ i &= 1, 2, 3, \dots, m \end{aligned} \quad (1)$$

図3は、この図2(a)の時系列から求めた2次元相空間におけるストレンジアトラクターのポートレイトを表している。周期アトラクターの場合ポートレイトは紐状の閉曲線となるが、図3では閉曲線内が埋め尽くされており、時系列のスペクトルが連続スペクトルであることを示している。相関次元 ν を計算するためのアルゴリズムは、Grassberger と Procaccia によって提案されたものが最も良く使われている⁶⁾。ベクトル \mathbf{x}_i の集合を用いて、相関集合 $C(r)$ は

$$C(r) = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{m^2} \sum_{i,j=1}^m H(r - |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|) \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 H はヘビサイド関数を表しており、変数が正の時 $H = 1$ 、それ以外の時 0 である。大きくも小さくもない r の中間領域で $C(r)$ は

$$C(r) \propto r^\nu \quad (3)$$

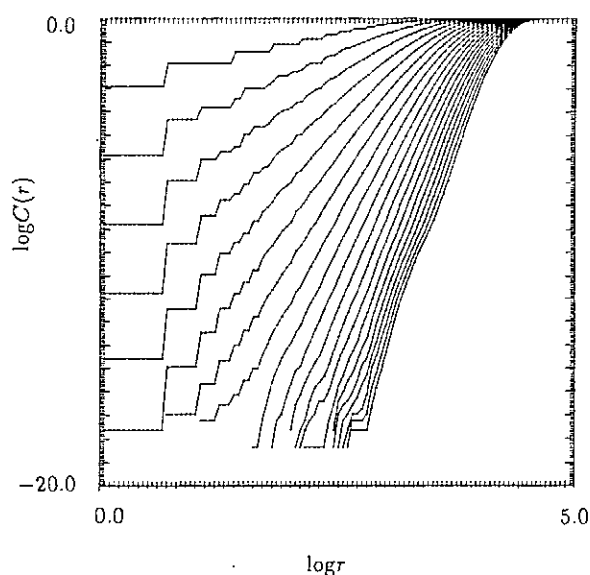


図 4

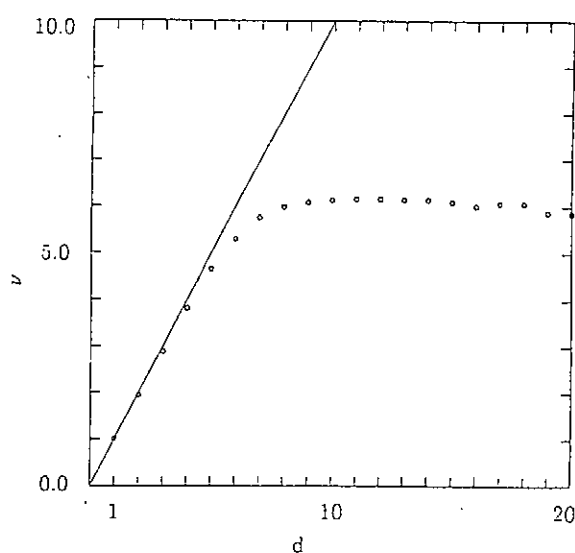


図 5

実験条件	相関次元 ν
NBI	6.21 ± 0.10
NBI + RF	8.36 ± 0.15
RF	6.05 ± 0.30

表 1

と近似できる。従って、 $C(r)$ の log-log プロットの傾きから ν の値を求めることができる。図 3(a) の時系列の場合、埋め込み次元 d を変えることにより図 4 に示したような $C(r)$ が得られる。図 5 には、この $\log C(r)$ - $\log r$ 曲線の傾きが d の関数として示されている。この図から、傾きは d が約 6 を越えると飽和すること、また、相関次元は約 6.2 であることが分る。表 1 は、ECR でプラズマを生成し、NBI で追加熱している場合、NBI と RF で追加熱している場合、RF で追加熱している場合について求められた相関次元を示している。この表から、相関次元が非整数となっていることと実験条件によりその値が異なっていることが分る。

今軌道上の点 \mathbf{x}_i の周囲に半径が無限に小さい球を考える。この球は軌道に沿って変形し、不安定方向には伸び安定方向には縮む。従って、 d 次元の楕円体となる。この楕円体の伸び縮みの指数関数的な平均拡大率あるいは平均縮小率がリヤプノフ指数である。 d 次元相空間には d 個の基底ベクトルが一般に存在するため、各ベクトル方向の無限に近接した 2 点から出発した軌道を考えると d 個のリヤプノフ指数 λ_i が得られる。一般にリヤプノフ指数は

$$\lambda_i = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{m\tau} \sum_{j=1}^m \ln \|\mathbf{D}\phi_{\mathbf{x}}^{\tau} \mathbf{e}_i^j\|$$

$$\mathbf{e}_i^{j+1} = \frac{\mathbf{D}\phi_{\mathbf{x}}^{\tau} \mathbf{e}_i^j}{\|\mathbf{D}\phi_{\mathbf{x}}^{\tau} \mathbf{e}_i^j\|}$$
(4)

で与えられる¹⁻³⁾。 $\mathbf{x}(t)$ は非線形方程式 $\dot{\mathbf{x}}(t) = \mathbf{F}(\mathbf{x}(t))$ の解でフローを ϕ^t とすると $\mathbf{x}(t) = \phi^t(\mathbf{x}(0))$ となる。 $\mathbf{D}\phi_{\mathbf{x}}^{\tau}$ と \mathbf{e}_i^j はそれぞれ \mathbf{x} における ϕ^t の微分と \mathbf{x}_j における基底ベクトルを表している。リヤプノフ指数の最大値を λ とすると、安定な周期軌道では $\lambda = 0$ である。 $\lambda > 0$ の場合、軌道は不安定でカオスが発生していることを示している。この時、軌道の少なくとも一方向の初期値のずれは平均として指数関数的に増大している。リヤプノフ指数の計算には、相関次元が高くなれば高くなるほど長い時系列データが必要で、

ある⁷⁾。本研究で用いた CHS の時系列データ数は約 1 万 6 千点とその高い相関次元に比べて少ないため、言明することはできないが、ECR で生成されたプラズマを RF で追加熱している場合、 $\lambda > 0$ となる傾向があることが分った。

本研究により、CHS の周辺プラズマの揺動は、比較的低い値の非整数の相関次元を持つこと、カオスの振る舞いをしている可能性のあること等が分った。今後の課題は、時系列データの数を増やし、最大リャプノフ指数を正確に求めることである。

参 考 文 献

- 1) P. Bergé, Y. Pomeau and C. Vidal: *Order within Chaos* (Wiley, New York, 1986).
- 2) 森 肇 他: 月刊フィジクス 52 (1985).
- 3) 香田 徹 他: カオス—カオス理論の基礎と応用, 合原一幸編著 (サイエンス社, 東京, 1990).
- 4) F. Takens: in *Dynamical Systems and Turbulence*, edited by D. A. Rand and L. S. Young (Springer-Verlag, Berlin, 1981) p. 366.
- 5) N. H. Packard, J. P. Crutchfield, J. D. Farmer and R. S. Shaw: Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 712.
- 6) P. Grassberger and I. Procaccia: Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 346.
- 7) J. -P. Eckmann and D. Ruelle: Physica 59D (1992) 185.

Plasma Surface Interaction in GAMMA 10 in Relation to the Confinement Performance

K.Yatsu, Y.Nakashima, K.Tsuchiya, M.Shoji
Plasma Research Center, University of Tsukuba
Tsukuba, Ibaraki 305

1.Introduction

In GAMMA 10 experiments, it became clear that the wall conditions with a small wall-recycling and a low impurity contamination are essential to attain a high plug and thermal barrier potential. The plug potential ϕ_c of 2.0 kV has been achieved with the thermal barrier potential dip ϕ_b of 1.3 kV [1]. The wall condition suitable for the formation of such high potentials is achieved by a large helium cryopump with a total pumping speed of 2.6×10^6 l/s and an active wall conditioning by ECR discharge cleaning followed by pulsed-ICRF plasma shots. The wall condition is monitored by the measurement of wall recycling, SAGE(Surface analysis of Adsorbed Gas by Electron impact) and the measurement of plasma impact disorption(PID). In this paper, the study of plasma wall interaction in GAMMA 10 is described in relation to the effects on the improvement of the plasma confinement performances.

2. Wall Conditioning and Diagnostics

2.1 Wall conditioning

Figure 1 shows a schematic view of the GAMMA 10 device. The plasma heating, vacuum and diagnostic systems are shown in relation to location of plasma surface interaction. The upper part of Fig.1 shows the axial distribution of the magnetic field strength and the potential, where circles indicate measured values.

When the chamber is vented to air, baking is carried out at 100°C for three days. The ECR discharge cleaning starts 10 hours before turn off baking and continues for 30 hours. The ECR discharge cleaning is carried out by 2.45 GHz microwaves in the

central cell with two sets of 1.3 kW magnetron oscillator. The central cell magnetic field is 220 G with the mirror ratio of 5. So the resonance zones exist at both ends of the cell. The hydrogen pressure is maintained at $4-9 \times 10^{-5}$ Torr. A plasma of the density $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and the electron temperature 4.5 eV is produced with a FWHM radius of 20 cm. After the ECR discharge cleaning, wall conditioning by pulsed-ICRF plasma production with 60 ms duration is carried out under the normal experimental condition at every twelve minutes for several days. The ICRF power is about 2×250 kW. During this wall conditioning procedure, the wall condition is monitored by SAGE, PID and measurements of the dynamic pressure during the plasma shots. The plasma confinement experiments can be started after several days of the ICRF shots and are continued for about four weeks. This procedure is named one series. Then, the experiments are interrupted for outgassing the liquid helium cryopump. The outgassing procedure takes about ten days. The next series of experiments starts with the ECR discharge cleaning.

2. Diagnostics for plasma surface interaction

2.1 Monitoring of basic vacuum condition

The base pressures in seven regions of the GAMMA 10 vacuum chamber are monitored by fast ionization gauges, which are nude-type Bayard-Alpert gauges with magnetic shields. Residual gases are analyzed by two quadrupole mass spectrometers(QMA) installed in the central and in the end regions. The partial pressure is periodically measured in shot-to-shot intervals during experiments.

2.2 Measurements of dynamic pressure and wall recycling coefficient

In the case of open-ended system, the ionized particles flow into the end regions, so that the wall recycling is somewhat different from toroidal systems. Figure 2(b) shows the time evolution of the central-cell pressure P_c measured with the fast ionization gauge for cases with ICRF pulses and without pulses(only gas puffing). The pressure increments are measured

at the end of the ICRF pulse for cases with plasma(ΔP^v) and without plasma($\Delta P^{v \sim 0}$). The value ΔP^v is much smaller than $\Delta P^{v \sim 0}$ because the gas is ionized by the plasma and transported to the end regions(plasma pumping). The ratio $\Delta P^v / \Delta P^{v \sim 0}$ decreases with the progress of the wall conditioning and the ratio is a good measure of indicating the wall condition[2]. The ratio is 0.3 after the ECR discharge cleaning and decreases to 0.09 after several hundreds of ICRF plasma shots. This result indicates that wall bombardment by energetic charge-exchange neutrals produced in the ICRF-heated plasma is effective in reducing the wall recycling after the wall conditioning by ECR discharge cleaning. This ratio is easy to measure and is periodically monitored several times during a series of experiments.

The wall recycling coefficient γ is calculated to qualitatively evaluate the wall condition from the change of the dynamic pressure by using following equations:

$$V_i \frac{dp_i}{dt} = Q_i - (S_{pi} + S_i) p_i + \sum_j C_{ij} (p_j - p_i), \quad (1)$$

$$Q_i = Q_i^g + Q_i^{wr}, \quad (2)$$

where V_i , p_i and Q_i are the volume, pressure, and gas load of the i th chamber, C_{ij} is the conductance between the i th and j th chamber. S_{pi} and S_i are the pumping speeds of the plasma pumping and vacuum pumps. The gas load Q_i consists of the gas input Q_i^g by gas puffs and gas load Q_i^{wr} by the wall recycling. The gas load Q_i^g is determined by the pressure change in the case without plasma.

The pumping speed and wall recycling are expressed as

$$S_{p \text{ p}} = \frac{1}{2} n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_{ion} V_p + \frac{1}{4} n_m v_{th} A_p \beta, \quad (3)$$

$$Q^{wr} = \frac{1}{2} (\gamma - 1) n_i n_0 \langle \sigma v \rangle_{ex} V_p, \quad (4)$$

where n_e and n_i are the electron and ion density, n_0 and n_m the atomic and molecular hydrogen density, $\langle \sigma v \rangle_{ion}$ and $\langle \sigma v \rangle_{ex}$ the rate coefficients of ionization and charge exchange, v_{th} the thermal velocity of molecular hydrogen, V_p and A_p the plasma volume and the plasma surface area. The fraction of ions produced from molecules is β . Here we take $\beta=0.65$ by accounting the atomic processes[6]. The wall recycling coefficient γ is

defined as

$$\gamma = \frac{\{(\text{reflected neutral atoms}) + (\text{molecules leaving wall}) \times 2\}}{(\text{neutral atoms striking wall})} \quad (5)$$

The plasma pumping is taken to be proportional to the plasma line density as shown in Figs.2(a) and (c). As shown in Fig.2(d), γ is about 1 during an ion temperature of 1 keV and decreases to about 0.7 with the decrease of ion temperature by turn off the 6.2MHz ICRF pulse. The determination of γ is important not only from the viewpoint of plasma surface interaction but also to obtain the actual gas loading for calculating the particle confinement time. The relation between the ratio $\Delta P^w / \Delta P^{w=0}$ and γ is shown in Fig.3, where γ decreases usually from the upper end of the error bar shown in the figure to the lower end during a shot with the both 6.2 MHz and 9.6 MHz ICRF heating pulses.

3.3 SAGE and PID

The diagnostic SAGE has been described before[3]. The gas desorbed by electron impact is analyzed with the mass spectrometer(Fig.4). This diagnostic has the advantage of active analysis of the wall surface without introducing any gas.

The measurement of PID has been newly applied to GAMMA 10 as one of the surface analysis methods(Fig.5)[4]. The gas desorbed during a plasma shot is mass-analyzed with the magnetically shielded QMA. The time delay of the measurement is several tens of ms due to the conductance of the duct between the QMA and the chamber, which is smaller than the time constant of the pressure change in the central cell. The increase of the QMA output due to the plasma production(ΔP_{PID}) is plotted in Fig.6 as a function of the SAGE value(ΔP_{SAGE}). Both ΔP_{PID} and ΔP_{SAGE} decrease with the number of ICRF plasma shot. One of the feature to be noted is that the ΔP_{PID} of hydrogen(M=2) decreases proportionally to the ΔP_{SAGE} . Since no gas is introduced during the SAGE measurement, the results indicate that the wall recycling of hydrogen decreases with the wall conditioning.

3.4 Improvement of the DEGAS code

The densities of the central plasmas in most experimental

conditions are $1-5 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$, so that hydrogen gas has significant effect in the plasma gas interaction. The DEGAS code has been improved by taking into account of the effect of hydrogen gas. The density of atomic hydrogen in a plasma is very important to determine the particle source and the charge exchange time in the study of particle and energy confinement times. Figure 7 shows the radial density distribution of atomic hydrogen determined by using the DEGAS code together with the H α measurement.

4. Improvement of plasma confinement performance

GAMMA 10 had been used Ti-gettering pumping system before the installation of the helium cryopump system. At that time, the ECR-DC had not yet been operated, so that thousands of ICRF plasma shots had been required to achieve a good wall condition. Now, a few hundreds of the ICRF shots are enough to obtain the identical wall condition. This is due to the ECR-DC and the clean vacuum condition attained by the helium cryopump.

With the improvement of the wall condition, the impurity concentration is reduced and the excess gas load due to the wall recycling also reduced. A larger thermal-barrier depth and higher temperature of the passing ions are observed under the good vacuum conditions, which results in a longer barrier duration and higher electron temperature[5]. The $n\tau$ value (n : central density, τ : particle confinement time) of $2.4 \times 10^{12} \text{cm}^{-3} \text{s}$ is obtained with the plug and thermal barrier potentials of 1.5kV and 1.2kV at the ion temperature of 2.0 keV. The development of ϕ_c and ϕ_b since 1984 is plotted in Fig.8. This improvement is considered partly due to the improved wall conditioning and vacuum pumping system.

5. Summary

The good wall condition required for the good plasma confinement has been reached in GAMMA 10 by the ECR-DC and the helium cryopumping system. The wall recycling coefficient γ obtained from measurements of dynamic pressure change is observed to decrease with the progress of the wall conditioning. The newly

applied PID measurement also shows that the hydrogen recycling decreases with the wall conditioning. The large plug and thermal barrier potentials are attained under such good wall condition. The above results are important from the viewpoint not only of controlling the gas feed but also of the estimation of particle source to investigate the particle confinement.

References

- [1] T.Tamano et al., Fourteenth International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Wurtzburg, 1992, paper C-4-3-1(C).
- [2] K.Yatsu, Y.Nakashima, S.Moriyama, T.Cho, M.Ichimura, Y.Imai, M.Inutake, S.Miyoshi, N.Yamaguchi, J. Vac. Sci. Technol. **A6** (1989) 2546
- [3] Y.Nakashima, M.Ichimura, Y.Imai, M.Inutake, A.Mase, S.Miyoshi, F.Tsuboi, D.Tsubouchi, N.Yamaguchi, K.Yatsu, Y.Sakamoto, K.Okazaki, L.S.Peranich, B.Leikind, J. Nucl. Mater. **162-164** (1989) 812.
- [4] Y.Nakashima et al., to be published in J. Nucl. Materials.
- [5] T.Cho et al., 12th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna, 1989), Vol.2, p.501.

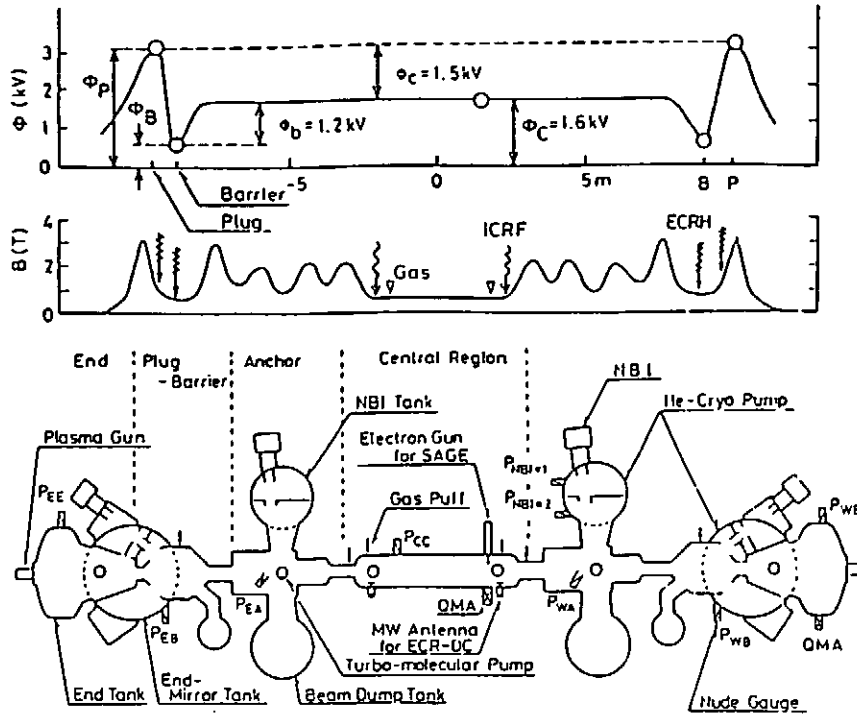


Fig.1 Schematic of the GAMMA 10 device and axial distributions of magnetic field strength and potential.

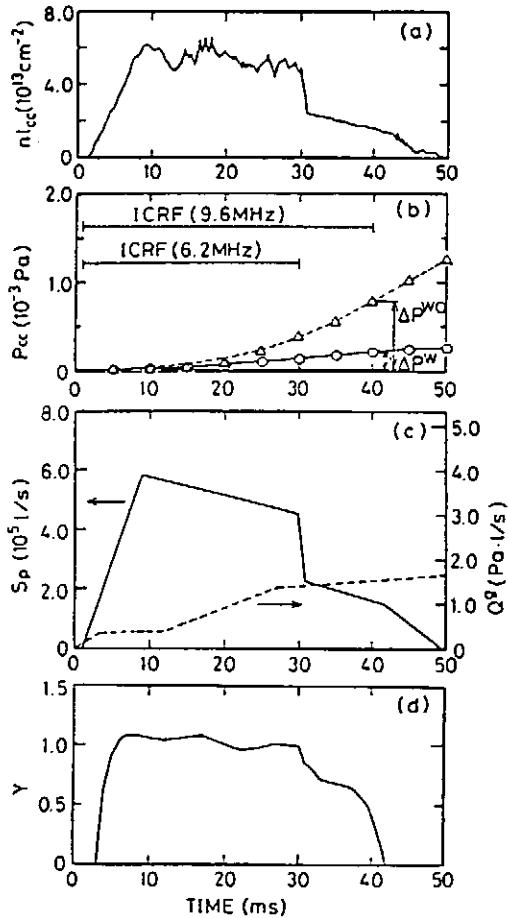


Fig.2

(a) Time evolution of the electron line density in the central cell.
 (b) Time evolution of the central pressure with plasma (solid line) and without plasma (dashed line).
 (c) Plasma pumping S_p (solid line) was taken to be proportional to plasma density. Gas loading Q^g is estimated from the case without plasma.
 (d) Calculated wall recycling coefficient γ .

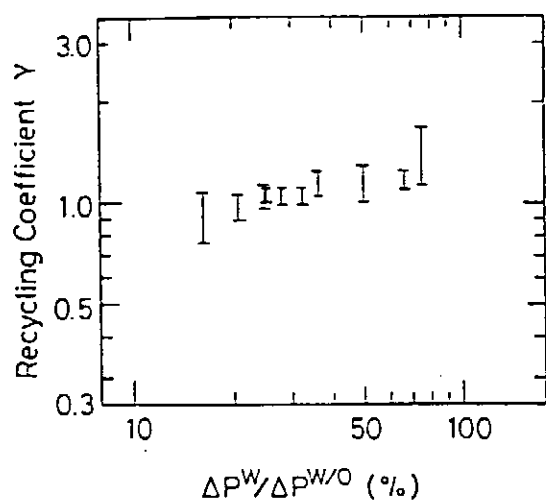


Fig.3

Relation between $\Delta P^W / \Delta P^{W/O}$ and γ . γ decreases usually from the upper end of the error bar to the lower end during a shot with ICRF heating pulse.

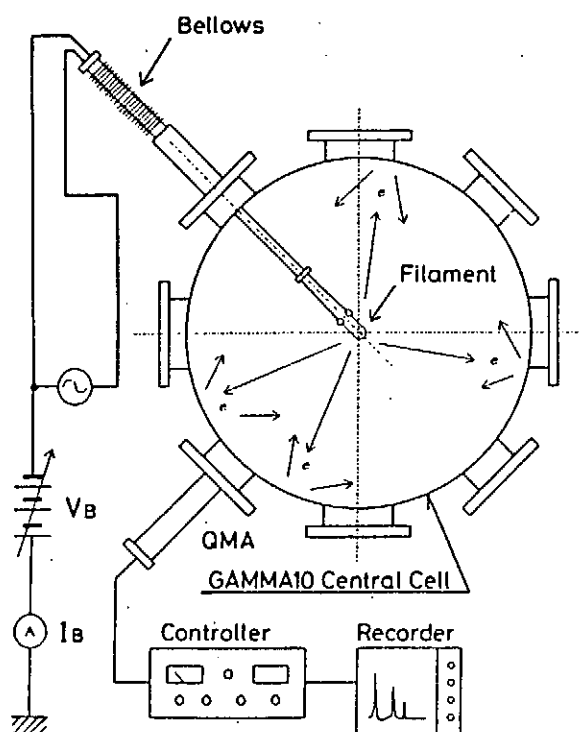


Fig.4 Schematic view of the SAGE diagnostic system with the cross-sectional view of the GAMMA 10 central cell.

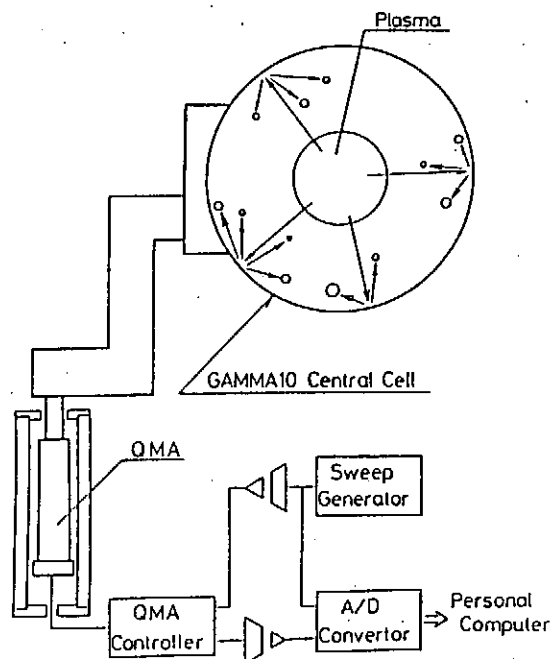


Fig.5 Schematic view of the PID system (Plasma Impact Desorption measurement).

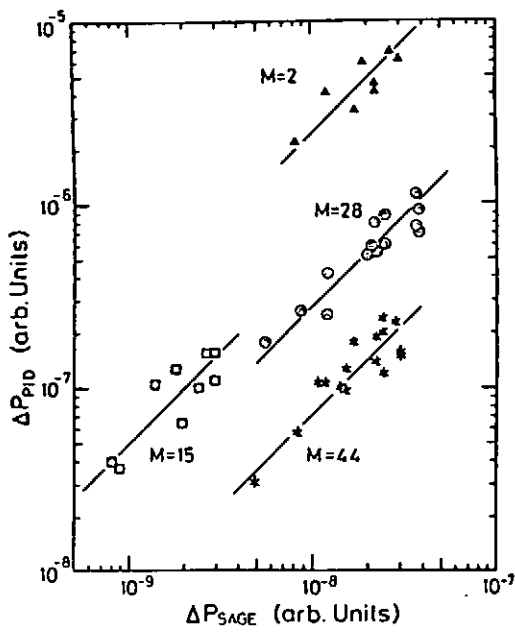


Fig.6

ΔP_{PID} is proportional to ΔP_{SAGE} .
They decrease with the progress
of the wall conditioning.

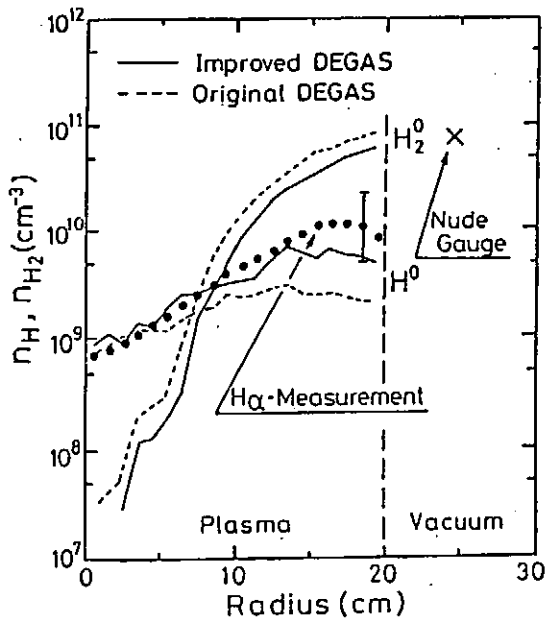


Fig.7 Radial density distribution
of molecular hydrogen and atomic
hydrogen.

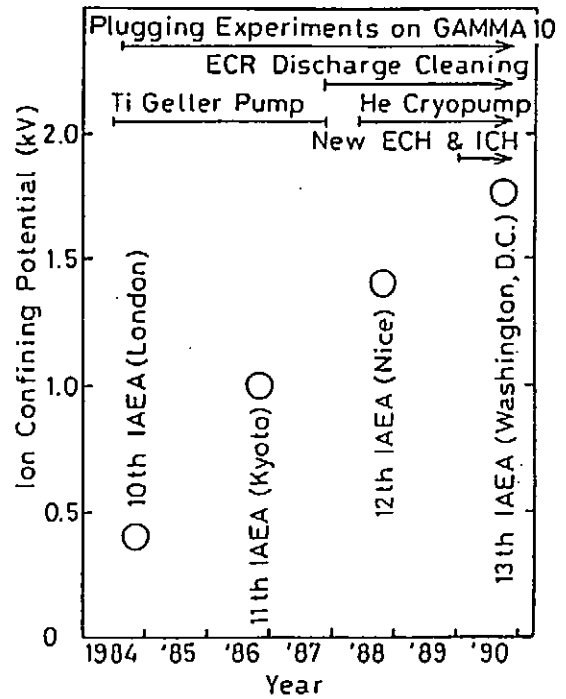


Fig.8 Development of ϕ_c and ϕ_b
since 1984.

ヘリオトロンEにおける周辺電場とその制御

水内 亨

京都大学ヘリオトロン核融合研究センタ

京都府宇治市五ヶ庄

1. はじめに

“プラズマ” “閉じ込め” を考えるとき、閉じ込められたプラズマの性能はもとより、このプラズマを如何に制御するかが重要な鍵となる。一方、磁場閉じ込めにとって、周辺領域はコア・プラズマにとっての境界条件となっている。したがって、境界条件を変えることにより、どの程度のコア・プラズマ制御が可能であるかを実験的に確かめておくことは重要な課題と言えよう。

周辺プラズマを制御する方法として、基本的には、以下の3点があるだろう。一つは、周辺プラズマは固体表面との接触があることから、プラズマ-表面相互作用の点からの方法で、新素材の採用やボロニゼーション等による表面改質、放電による表面のコンディショニング等が考えられる。次は、磁場構造・磁場配位に関する方法で、リミタ配位やダイバータ配位の選択の他、磁場のリップルやエルゴダイゼーションの応用等が考えられるだろう。三つ目は、周辺プラズマのプラズマパラメータを直接操作しようとするもので、周辺部の選択的加熱、ガス供給や不純物入射等の他に、プラズマ電位の制御が考えられる。

このような背景の下、ヘリオトロンEの周辺部において自発的に生じているプラズマ電位の計測およびその制御を試みている。

2. 磁場構造とプラズマ電位¹

ヘリオトロンE装置のセパトロクス領域の磁力線は、本来エルゴディックな性質を持っているが、そこを流れるプラズマにとっては、壁（あるいは他の構造物）で終端されるため、磁力線の壁までの長さが意味を持ち、この長さ、連結長、で特徴づけられる、ある種の構造を有している。図 2-1 はその1例で、最外殻磁気面の少し外側から出発する多数の磁力線が、あるポロイダル面を貫通する場所を示した図である。貫通点の集合は、一見、トカマクにおけるダイバータの磁場構造のように見えるが、磁力線の動きは、トカマクのスクレイプオフ層のように層を作らず、ある領域内をランダムに動く。図中、点が多数集まって濃く見える領域に囲まれた空白領域が、磁力線が短い距離で壁と交わる領域である。我々の興味は、このような磁力線の壁までの連結長の長い領域と短い領域が混じりあったような磁場構造が、周辺プラズマ分布、あるいはダイバータへの粒子・熱負荷にどのような影響を与えているか、そして中心プラズマに対してどのような影響を与えるかという点にある。

このようなエルゴディックな開いた磁場構造中のプラズマ電位に関する実験として、高村等の行なったエルゴディックリミタ実験²がある。これによると、磁力線の貫通パタンのO点とX点ではプラズマ電位に差があること、エルゴディック領域の等電位線に島状の構造が見られることが報告されている。

図 2-2 は、ラングミュアプローブを用いて測定したヘリオトロンEのセパトリクス領域におけるイオン飽和電流および floating potential の径方向分布を示している。同図 (a)は図 2-1 中 A-A' で示した経路に沿って、(b)は B-B' に沿って測定している。どちらの場合においても、イオン飽和電流分布は比較的単調に減少しており、局所的な磁力線の長さの変化に対する影響が不明確である。これに対し、floating potential 分布にはいくつかの凹凸が観測され、それ等は、磁力線構造と対応している様に見える。この観測では、電子温度の情報がないので、プラズマの空間電位がこのような変動をしているのか、電子温度が変動しているかは不明であるが、他の場所での計測例を参考にとすると、電子温度の変化はあまり大きくないものと推察される。ヘリオトロンEでの観測では比較的大きな磁場構造に対する変化しか確認できていないが、このようなプラズマ電位の変化が閉じ込め領域のごく近傍での微細構造においても反映されているとすると、ExBドリフトにより、セパトリクス領域のプラズマ中に流れを生むことになり、ダイバータへの不均一な流れの原因の一つともなり得る。ただし、実験的には、NBIプラズマの様な比較的高密度/高加熱時に対しては、浮動電位分布にも明確な凹凸が見られなくなることから、高村等が指摘しているように、周辺部での衝突過程（電子の平均自由行程と磁力線長の関係）も影響しているものと考えられる。

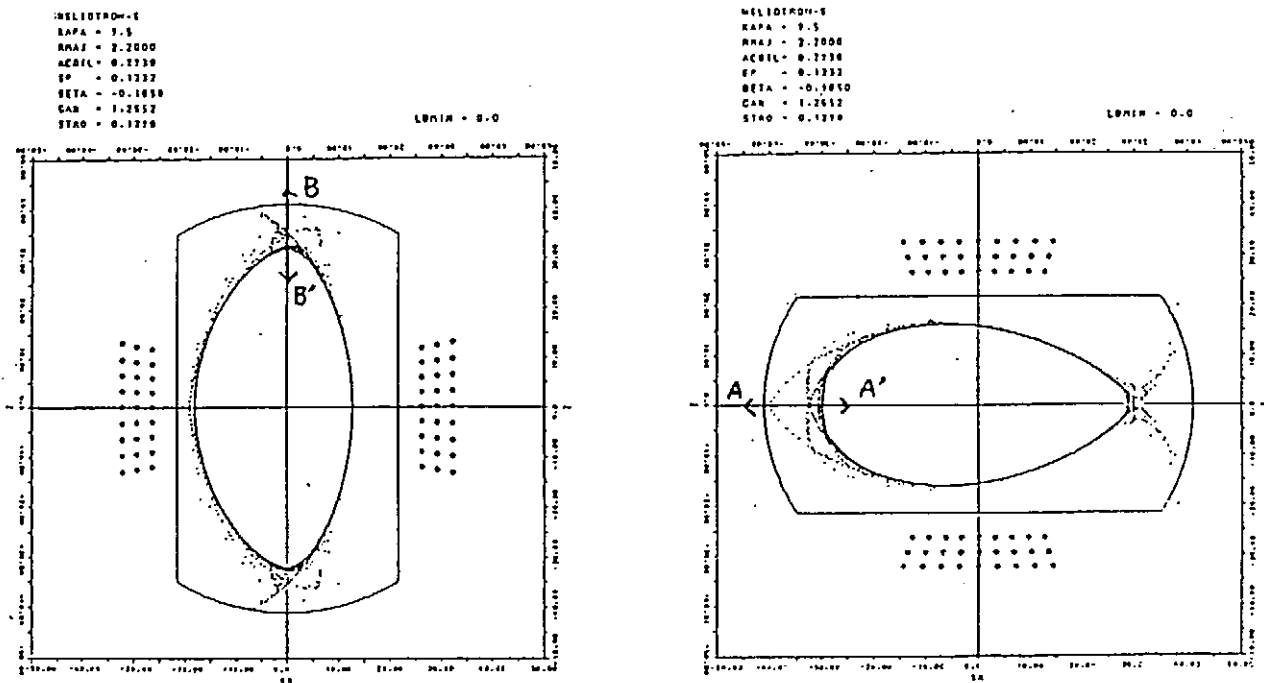


図 2-1 ヘリオトロンEの周辺磁場構造（磁力線の貫通パターン）

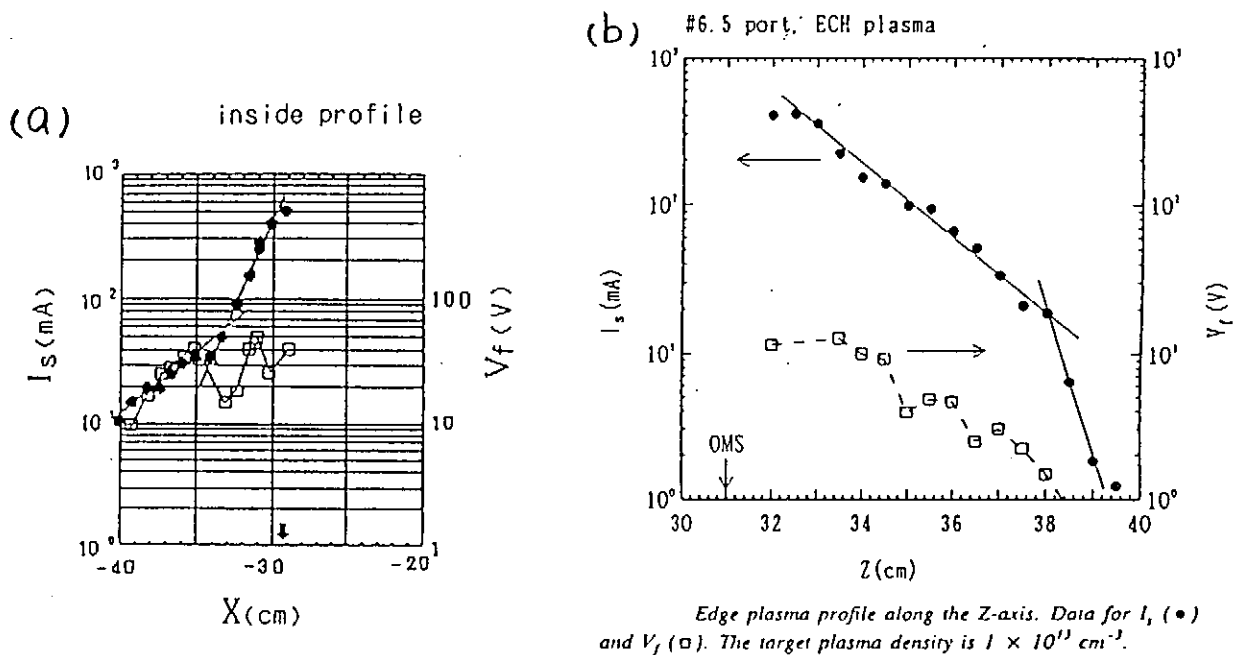


図2-2 ヘリオトロンEのセパトリクス領域領域におけるイオン飽和電流 (●) および floating potential (□) 分布の例

3. セパトリクス領域 (ダイバート層) 中の電流³

ヘリオトロンEにおいてダイバートレース部の熱負荷分布を測定するために1ヘリカルピッチ中の4断面に設置しているカロリメータアレイの各受熱板の放電管電位に対する floating potential を測定したところ、ECHプラズマの”デンシティクランプ”発生時に幾つかの特定の場所でパルス状の電位変化が見られた(図3-1)。パルス状電位変化の極性は場所によって異なるが、少なくとも現在観測しているプローブ配置では、負極性のスパイクが最も特徴的である。これはデンシティクランプを生ずるようなコア・プラズマの閉じ込めの変化がセパトリクス領域近傍の磁場構造を通じてダイバートレース部へ伝わったものと考えられる。

一方、準定常状態においても floating potential は各場所で同じでなく、大きさ及び極性が異なることが見出された(図3-2)。また、この準定常状態における floating potential は、閉じ込め磁場の向きを逆転すると、ほとんどの場所でその極性が反転した。さらに、極性の異なる受熱板の位置に着目し、ヘリカル対称を仮定して磁力線による受熱板相互の結合状態を数値計算により調べたところ、異符号の位置同士は磁力線で結ばれている割合が大きいことが判った。(ただし、前述のように周辺領域の磁力線はエルゴディックな性質を持つため、完全な1対1対応とはなっていない)

DISTRIBUTION OF (FLOATING) POTENTIAL

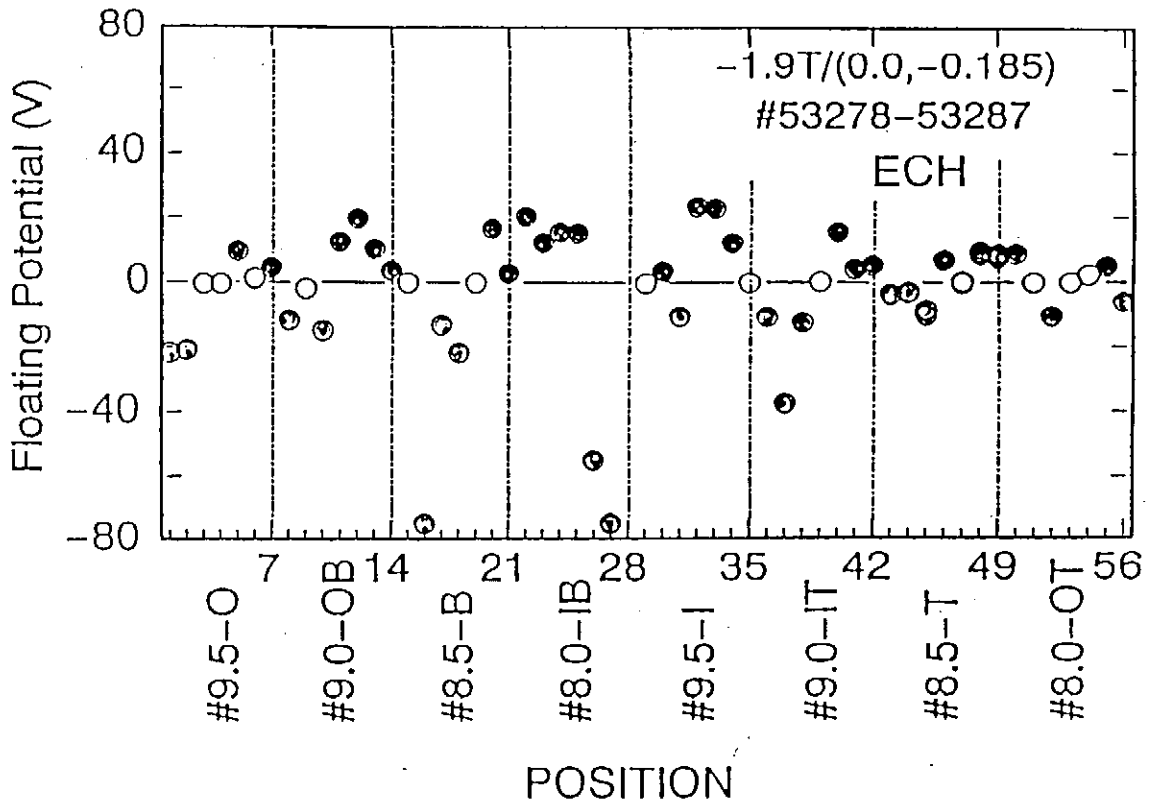


図3-2 ダイバートレース部における floating potential 分布の例

このような電流を生ずる原因として、閉じ込め磁場を反転すると floating potential の極性が逆転することから、grad Bドリフトと、閉じ込め磁場の時間変化に伴い発生している周回電圧が考えられる。前者に対しては、予測される電流密度は、およそ $3\text{--}30\text{ A/m}^2$ と少なく、直接主要な要因となっているとは考えにくい。一方、後者は、 0.1 V 程度の周回電圧で、 $10\text{--}300\text{ A/m}^2$ 程度の電流が期待できるため、可能性はある。この他、トカマクにおいて議論されているようなダイバートレース部でのプラズマ温度差で電流が励起される可能性もあるが、ヘリオトロンEでは現時点では温度に関するデータが不足しており、今後の研究を待たねばならない。

このように、金属壁で囲まれている場合にはセパトリクス領域中に電流が流れて全体としての平衡が保たれているとすると、もし、このような電流を流れなくすると、コア・プラズマはどのような影響を受けるかに興味があるが、これは今後の課題の一つであろう。

4. 周辺電場の制御とその効果⁴

上述してきたような自発的な周辺プラズマ電位分布を大幅に変化させてコア・プラズマ閉じ込めとの関連を調べるための第一歩として、ヘリオトロンEにおいて、既存の炭素材製レール型リミタヘッド⁵に電圧を印加することによる周辺プラズマ電位制御を試みた。リミタ位置はトラス中1箇所、トラス下側から挿入される。

リミタ挿入長が短い場合、リミタヘッドの大部分はヘリオトロンEのもつ本来のセパトトリクス領域内にあり、リミタとしての機能は弱い。このような状況でリミタヘッドに電圧を印加すると、セパトトリクス領域内の磁力線のうち、リミタと交わるものだけが影響を受ける。従って、セパトトリクス領域内を、半ばエルゴディックに動いている磁力線の一部だけが電圧印加の影響を受け、すぐ隣の磁力線は影響を受けないような状況が生じ得る。このように隣接する磁力線間でプラズマ電位が異なってくると、 $E \times B$ ドリフトによりセパトトリクス領域を流れるプラズマ流を変え得る⁶。

図 4-1 は、このように浅い挿入時に、時間的に変動する正電圧を印加した場合の、 H_{α} 線強度およびダイバータトレース部でのイオン飽和電流値を、いくつかの異なる場所で測定したものであり、壁への粒子負荷の時間変化を反映している。（実線が電圧印加時、一点鎖線は電圧を印加しない時のもの）図からわかるように、電圧印加によりダイバータトレース部への粒子負荷の増加するところと減少するところがある。これは、上述のような理由による $E \times B$ ドリフトによるセパトトリクス領域領域中のプラズマの流れの変化によるものと考えられる。このように、周辺領域のエルゴディックな磁力線の一部をバイアスすることにより、プラズマの流れを変える方法は、例えば、ダイバータ負荷の不均一な集中を避ける技術へと拡張が可能であろう。特にヘリカルダイバータにおいては、ダイバータ板を利用した電位操作が必ずしも容易でないことが予想されるため、本実験のようなセパトトリクス領域中に設置した小電極の利用も面白いかもしれない。

リミタを充分挿入すると、ダイバータ配位からリミタ配位へと遷移し、ダイバータへの粒子流が減少し、リミタ印加電圧の変化による変動もあまり目立たなくなる。このような状況でのリミタ径より外での floating potential 分布の電圧印加による変化の例を図 4-2 に示す。図からわかるように、正電圧印加時には floating potential は単調に押し上げられているように見えるが、負電圧印加時には、ある場所から急激に電位低下が見られる。

リミタの影の部分で測定したイオン飽和電流にみられる揺動成分の割合は、リミタへの電圧印加により減少する傾向が見られた。floating potential の揺動成分も同様の傾向が見られるが、イオン飽和電流のそれほど明かではない。このような揺動の減少は、しかし、そこでの密度分布を大幅に変えるには至っていないようである。（多少急峻化している場合もある）揺動成分の詳しい解析は今後の課題である。

トカマクで観測されるHモードにおいては、スクレイブオフ層の少し内側に強い電界が観測されており、輸送障壁との関連が議論されている。また、リミタとしては機能しないような小電極を最外殻磁気面より内側に挿入して電圧印加するいわゆる“電極モード”により、Hモード的な放電が得られたとする報告も多い。これに対し、リミタへの電圧印加では、リミタが最外殻磁気面を規定するため、そして、リミタ径より内側では、直接

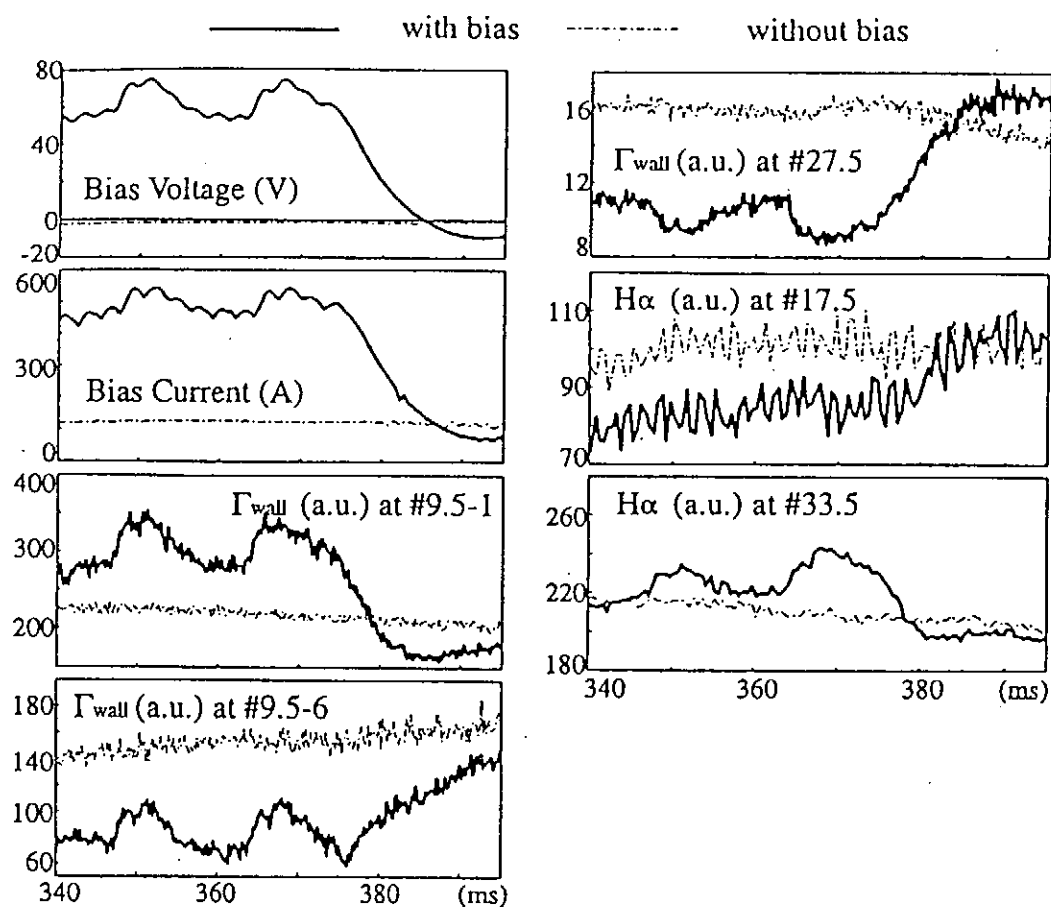


図4-1 セパトロクス領域のリミタへの電圧印加によるダイバータ負荷の変化の例

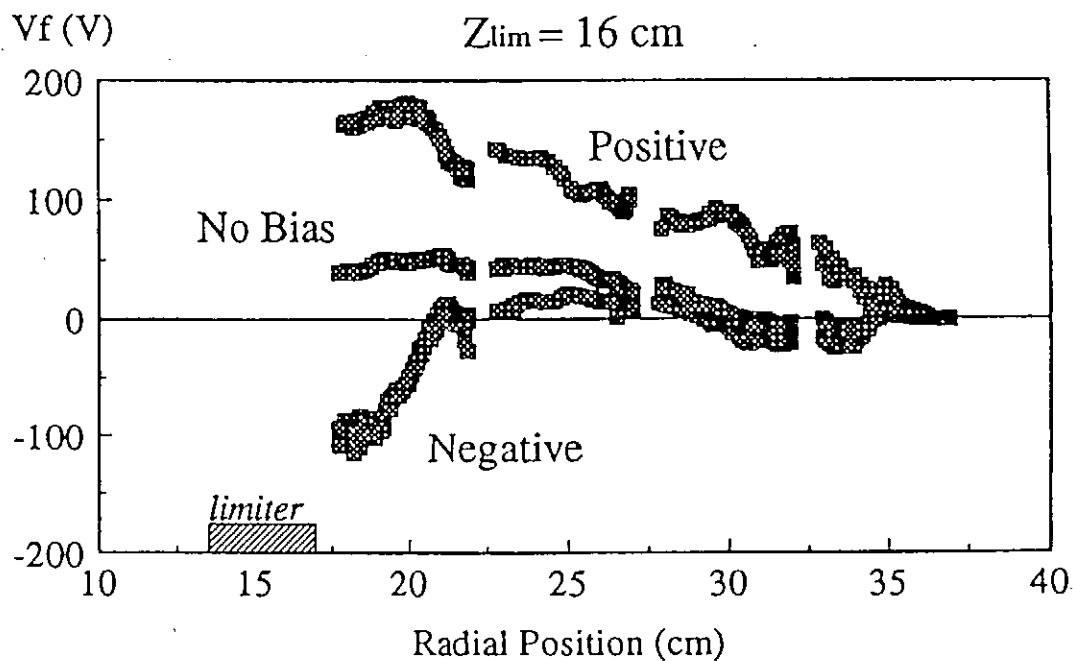


図4-2 リミタに電圧を印加したことによるfloating potential 分布の変化

電界の変化を引き起こさないと考えられるため、上述のような状況にはならないと思われる。(リミタ径より内側での電界に関する測定は、現在のところ出来ていない) しかしながら、NBIプラズマに対して、あるリミタ位置で、ある程度の負電圧を印加した時、電圧を印加しない場合とほぼ同じか僅かに高い線平均電子密度のプラズマに対し、リミタを見込まない場所はもちろん、リミタを見込む場所においてもH α 線強度の減少が観測された(図 4-3)。このことは、粒子閉じ込めの改善を示唆するものかもしれない。因みに、ヘリカル装置であるATFでのリミタへの電圧印加実験⁷では、正電圧印加時に粒子閉じ込めの改善を観測している。(エネルギー閉じ込めの改善は観測されていない)

今回のリミタバイアス実験では、原因は明らかではないが、不純物の影響が大きく(不純物の発生量自身が大きと思われる)、電圧印加による閉じ込めへの影響をマスクしている可能性がある。また、ECHプラズマにおいては、電圧印加により、その極性にかかわらず、SX信号の強度の増加およびその分布がピーキングしてくることが観測された。密度、温度の変化があまり観測されていないことを考慮すると、不純物の輸送に対し、リミタへの電圧印加が何らかの影響を与えたものと推察される。不純物入射法等による今後の研究が必要である。

リミタの挿入は、そのみでもNBIにより入射された高速捕捉粒子の軌道損失構造に影響を与えるが、電圧印加は、軌道損失構造をさらに変えている可能性もある。この原因を解明するためにも閉じ込め領域内の詳細な分布計測が必要である。

5. おわりに

周辺部操作によるコア・プラズマ制御法の開発を念頭に、ヘリオトロンEでの周辺部のプラズマ電位計測および制御を試みている。

壁までの磁力線の長さを指標とするような周辺磁場構造によりプラズマ電位分布が影響を受けること、金属壁を回路の一部としてセパトリクス領域に電流が流れているらしいこと等が判ってきた。また、局所的にセパトリクス領域内のプラズマ電位を変えることにより、ダイバータ負荷等を制御できる可能性を示した。さらに、粒子閉じ込めの改善を示唆するような実験結果も得られている。次のステップとして、小電極とリミタとを組み合わせたコア・プラズマの閉じ込め改善への取り組みを間もなく行なう予定である。

• $Z_{lim} = -18 \text{ cm}$, $V_b = -200 \text{ V}$

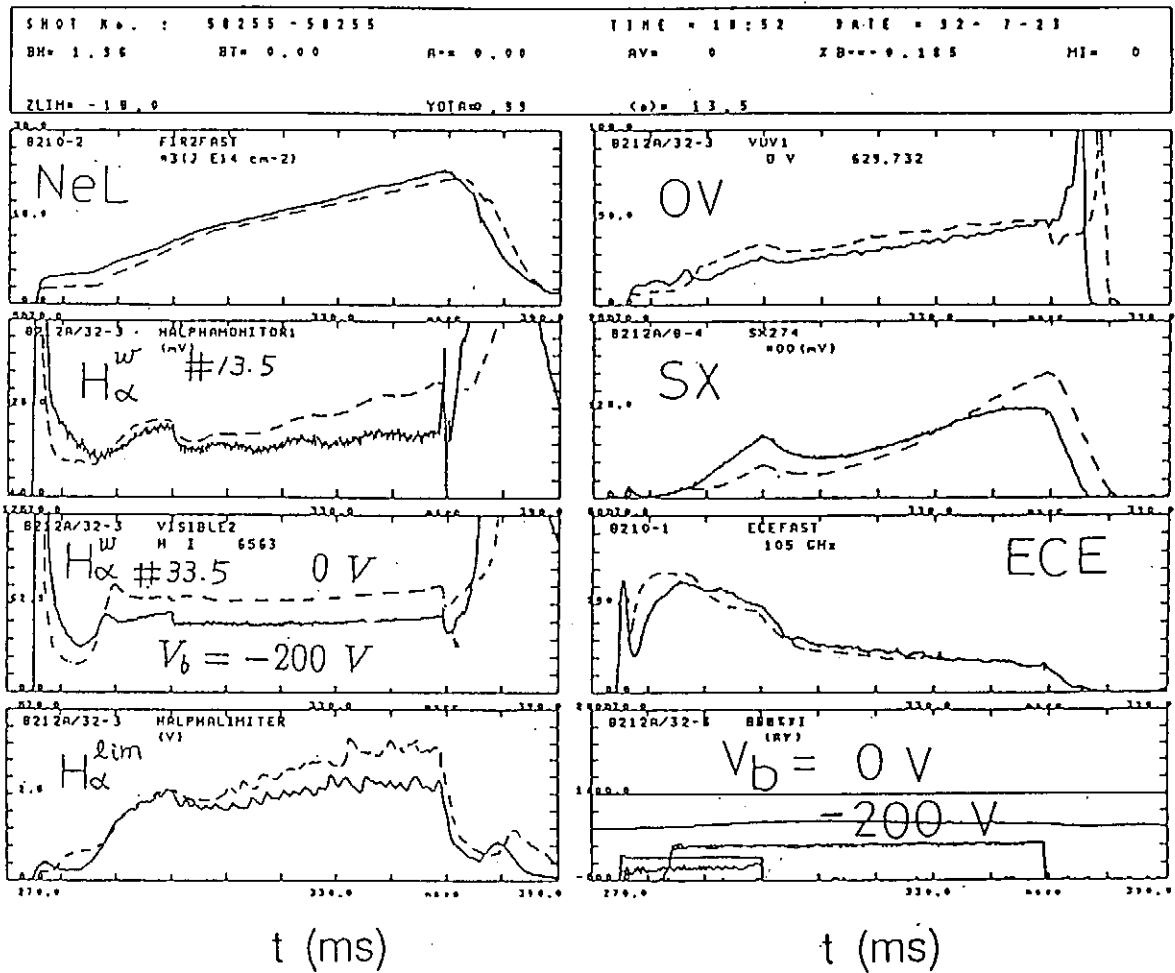


図4-3 リミタ配位でのリミタへの電圧印加による変化の例

参考文献

- 1 T. Mizuuchi, et al., J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 105.
H. Matsuura, et al., Nucl. Fusion 32 (1992) 405.
- 2 S. Takamura, et al., Phys. Fluids 30 (1987) 144.
- 3 T. Mizuuchi, et al., Proc. 8th Stellarator Workshop (Kharikov, USSR, 1991).
T. Mizuuchi, et al., Proc. 8th EPS (Berlin, 1991) D17.
ヘリオトロングループ、1992年秋の物理学会講演。
- 5 T. Mizuuchi, et al., J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 719.
- 6 R.P. Doerner, et al., Phys. Rev. Letters 62 (1989) 159.
- 7 T. Uckan, et al., ORNL Report ORNL/TM-12075.

Response of the edge plasma potential during AC limiter biasing in HYBTOK-II tokamak

Y. Uesugi, T. Chiba, A. Okada, S. Sasaki and S. Takamura

Department of Electrical Engineering and Electronics
School of Engineering, Nagoya University
Nagoya, 464-01, Japan

ABSTRACT

Experimental research on the modification of the edge radial electric field by limiter biasing and its time response has been performed in a small research tokamak, HYBTOK-II. In the DC negative biasing, the potential drop at the edge increases linearly with the limiter current. The plasma potential in the positive biasing increases in proportion to the bias voltage, generating the strong positive radial electric field at the edge region. The suppression of the electrostatic fluctuation observed during the positive biasing is related to the \mathbf{ExB} velocity shear formed by the positive biasing. When the bias voltage is changed in time, the limiter current changes in response to the bias voltage and consequently, the plasma potential in the edge region oscillates in time. An oscillating radial electric field induces the radial polarization drift in addition to the \mathbf{ExB} drift in the poloidal direction. As the oscillation amplitude of the radial electric field increases, the radial diffusion processes of heavy ions would be modified by this radial polarization drift and collision process. This radial diffusion process due to the polarization drift might be employed for impurity exhaust, such as helium ash. We have been studying the time response of the plasma potential during AC limiter biasing and the possibility of the impurity exhaust based on the enhanced radial diffusion due to the radial polarization drift.

1. Introduction

Recent theoretical[1,2] and experimental[3-5] studies on the improved confinement like H-mode, indicate that the radial electric field(E_r) and/or sheared poloidal rotation velocity in the edge region has an important role on the plasma transport processes. This result suggests that the plasma confinement can be improved by controlling the edge electric field a few centimeters inside from the last closed magnetic surface or the separatrix. Active control of the plasma potential, such as divertor biasing, has a possibility to obtain the improved confinement by modifying

E_r . In CCT[4] and TEXTOR[5] the radial current generated by a small emissive electrode inserted into the edge plasma, triggered the bifurcation phenomena like H-mode. This bifurcation phenomenon is explained by the force balance between $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ driving force induced by the radial current and the poloidal damping force, such as viscous damping and TTMP. These experiments show that the electrode biasing(polarization) can modify the intensity and spatial distribution of E_r .

Usually the polarization experiment employs a DC biasing to obtain a steady state of the modified E_r profile and improved confinement. When the bias voltage to the electrode is changed in time periodically, the radial current changes in response to the bias voltage. Consequently, the plasma potential and E_r change periodically. Time varying E_r induces the polarization drift in the radial direction in addition to the poloidal $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift. The polarization drift velocity(U_p) depends on the mass of charged particles. If the radial excursion of the charged particle due to the polarization drift is much larger than its Larmor radius, the radial diffusion is enhanced by the polarization drift through the classical collision process.

Selective pumping of impurities, especially helium ash from a core plasma of fusion reactor is one of the crucial issues to obtain a steady state operation of the fusion reaction. Accumulation of helium ash in the core plasma reduces the efficiency of D-T reaction. The process of helium exhaust can be divided into two processes. The helium transport is dominated by the cross field diffusion in the core region and parallel motion is important for the transport from the edge region to the divertor and the pumping duct through the scrape off layer(SOL). In the present experiment we have been studying the spatial and temporal behaviour of the plasma potential and radial electric field during AC limiter biasing, and possibility of the selective exhaust of impurities using the radial polarization drift induced by AC biasing.

In the next section a brief review of the polarization drift and an estimation of the oscillation amplitude of E_r necessary for the enhancement of the impurity diffusion is given and experimental results on AC limiter biasing are shown in third section. The discussion on experimental results and summary are given in final section.

2. Enhancement of Radial Diffusion by Polarization Drift

2.1 Polarization Drift

When the magnetic and electric fields vary slowly, in the sense that

$$1 \gg \delta \approx \frac{\rho |\nabla B|}{B}, \frac{1}{\Omega B} \frac{dB}{dt}, \quad (1)$$

the motion of a charged particle can be obtained using a perturbation expansion, where ρ and Ω are the Larmor radius and cyclotron frequency of a charged particle, respectively.[6] The lowest order perpendicular drift is $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift given by

$$\mathbf{U}_{0\perp} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (2)$$

The second order perpendicular drift due to the particle inertia is given by $\mathbf{U}_{1\perp}$ as,

$$\mathbf{U}_{1\perp} = \frac{1}{\Omega B} \mathbf{B} \times \frac{d\mathbf{U}_{0\perp}}{dt}. \quad (3)$$

The time derivative of $\mathbf{U}_{0\perp}$ is

$$\frac{d\mathbf{U}_{0\perp}}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U}_0 \cdot \nabla \right) \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (4)$$

Equations (3) and (4) yield the nonlinear polarization drift. Its linear part is then given by

$$\mathbf{U}_p = \frac{1}{\Omega B} \frac{\partial \mathbf{E}_\perp}{\partial t}. \quad (5)$$

Equation (5) shows that the polarization drift velocity is proportional to the mass of a charged particle and time derivative of the perpendicular electric field. When the oscillating radial electric field is generated in a cylindrical plasma, charged particles drift in the radial direction periodically. When the oscillating radial electric field is given by $\delta E_r = |\delta E_r| e^{j\omega t}$ and $\omega \ll \Omega_i$, the radial excursion length induced by the polarization drift is given by ,

$$\Delta_p \approx \frac{1}{\Omega B} |\delta E_r|. \quad (6)$$

2.2 Estimation of Radial Diffusion due to Polarization Drift

Here, we estimate the oscillation amplitude of E_r necessary for the enhancement of the radial particle diffusion. The diffusion coefficient of ionic species for a general random walk process is given by

$$D = v_i \Delta^2, \quad (7)$$

where v_i and Δ are the ion collision frequency and the excursion between collisions. The classical diffusion coefficient is then given by $D_c \sim v_i \rho_i^2$, where ρ_i is the ion Larmor radius. When $\Delta_p > \rho_i$, the induced polarization drift modifies the classical diffusion. Then $|\delta E_r|$ must satisfy

$$\frac{|\delta E_r|}{B} > v_{ti}, \quad (8)$$

where v_{ti} is the ion thermal velocity. In the present estimation it must be satisfied that $v_i \ll \omega \ll \Omega$. With increasing the oscillation frequency close to the specific ion cyclotron frequency the previous analysis on the polarization drift can not be applied

since eq. (1) is violated. When the left hand polarized wave with $\omega \sim \Omega_{ci}$ is excited, the resonant acceleration of the ion perpendicular to the magnetic field is occurred and the ion Larmor radius becomes large. The perpendicular velocity gain between collisions is roughly given by

$$\Delta V_{\perp} \approx \frac{|\delta E_{\perp}|}{B} \Omega_{ci} v_i^{-1}, \quad (9)$$

where δE_{\perp} is the rf electric field of the left hand polarized wave perpendicular to the magnetic field. The condition for $|\delta E_{\perp}|$ similar to eq. (8) is then given by

$$\frac{|\delta E_{\perp}|}{B} > \rho_i v_i. \quad (10)$$

From eqs. (8) and (10) we can estimate the amplitude of the perpendicular electric field necessary to enhance the cross-field diffusion using polarization drift.

The diffusion coefficient in the case of $\omega \sim \omega_{ci}$ is then given by

$$D_{\perp} \approx \frac{|\delta E_{\perp}|^2}{B^2} v_i^{-1}. \quad (11)$$

For example, when $B=1T$, $T_i=20eV$, $n_i=10^{19}m^{-3}$ the perpendicular electric field necessary to enhance the helium diffusion is $|\delta E_r| > 35 V/cm$ and $|\delta E_{\perp}| > 1 V/cm$ for He^+ , and $|\delta E_r| > 10 V/cm$ and $|\delta E_{\perp}| > 0.6 V/cm$ for Fe^{3+} . From the mass dependence of eqs.(8) and (10) the threshold electric field decreases with increasing the particle mass.

3 AC Limiter Biasing Experiment

AC limiter biasing experiment has been carried out in HYBTOK-II tokamak to generate the oscillating E_r in the edge and SOL region by limiter biasing technique. Machine parameters of HYBTOK-II are summarized in Table-I. We employ two circular poloidal limiters located on the opposite side in the toroidal direction. Limiter bias voltage is fed from a capacitor bank through a transistor switch. Since the bias power supply is unipolar in the present experiment we change the polarity between the limiter and the vacuum chamber to compare the positive and negative biasing. The plasma parameters are measured with movable Langmuir probes. The electrostatic and magnetic fluctuations are picked by

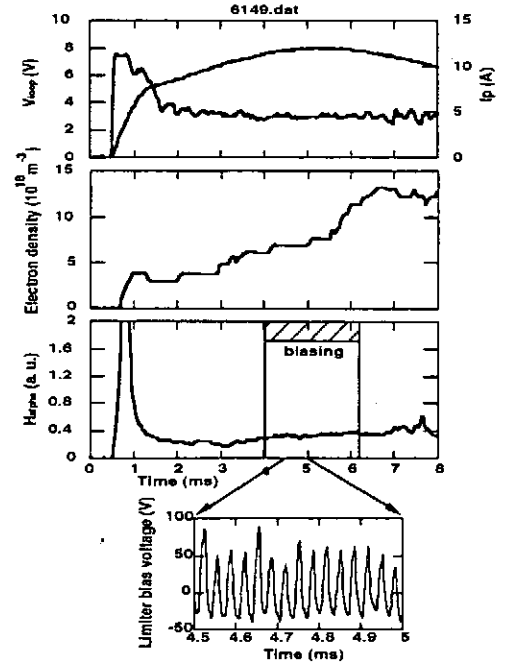


Fig. 1 Typical waveforms of the HYBTOK-II plasma during AC biasing.

Langmuir probes and magnetic probes, respectively. Typical wave forms in the case that the bias voltage is positive and its frequency is 30 kHz are shown in Fig.1. In the previous DC biasing experiment we have observed that the electron density profile is drastically modified by limiter biasing while the electron temperature is unchanged.[7,8] The plasma potential rises in proportion to the positive bias voltage. In the negative biasing, however, the decrease of the plasma potential is much smaller than the applied bias voltage. The potential drop in the negative biasing is proportional to the limiter current, which suggest that the potential formation during limiter biasing is determined by the radial ion current.

In the case of the AC biasing the conventional Langmuir probe measurement with a probe voltage sweeping can not be applied since the plasma parameter changes quickly in time during AC biasing. We estimate the plasma potential during AC biasing, assuming that the electron temperature is not changed and $\Delta V_s \approx \Delta V_f$, where ΔV_s is the change of the plasma potential and ΔV_f is that of the floating voltage. In Fig. 2 typical wave forms of the bias voltage, limiter current,

floating potential and fluctuation of the ion saturation current at $r=10$ cm are shown in the case of $V_b=+85$ V and $f=10$ kHz. In the positive polarity the floating potential follows the limiter bias voltage clearly, while in the negative polarity the potential change is not so clear as that in the positive biasing. We measured the spatial change of the floating potential, ion saturation current and their fluctuation components shot by shot. From Fourier analysis of probe signals we can obtain the frequency dependence of the potential change during AC limiter biasing. Typical examples of the amplitude and relative phase shift of the periodic floating potential change (δV_f) at $f=40$ kHz are shown in Fig. 3. The amplitude of δV_f ($\sim \delta V_s$) is nearly flat beyond the limiter and has a steep gradient between the limiter and the wall ($r=12.8$ cm) both in the negative and positive polarity. With increasing the bias frequency the spatial profile of δV_f tends to peak. A decrease of δV_f with the bias frequency comes from the frequency response of the bias power supply and that of the plasma itself. The relative phase shift between the floating potential and the limiter current has a weak spatial dependence as shown in the figure. Consequently, it is concluded that the

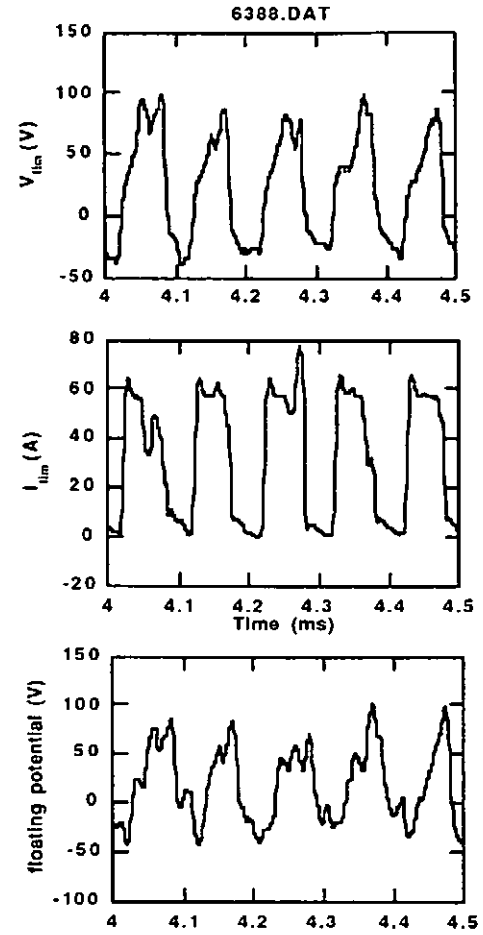


Fig.2 Typical waveforms of the limiter bias voltage, limiter current and floating potential in the positive polarity.

plasma potential is varied simultaneously in space. Phase difference between the plasma edge near the wall and $r \sim 9$ cm is about 0.45 radian in the negative polarity and 0.62 radian in the positive polarity. These phase differences correspond to time differences of 1.8 μ s and 2.5 μ s, respectively. The spatial profile of the phase shift in the positive polarity is different from that in the negative. In the positive polarity the phase shift near the wall is in advance of that at the edge beyond the limiter, and vice versa in the negative polarity. This difference should be related to the electron and ion cross-field transport during AC biasing. We can obtain the frequency dependence of δV_f profile by changing the bias frequency. Figure 4 shows the radial profiles of δV_f during AC limiter biasing normalized by the applied bias voltage, taking the bias frequency as a parameter. From Fig. 4 it is shown that the periodic potential change in the core region is about $(0.6-0.8)V_{lim}$ in the negative polarity and $(0.8-1)V_{lim}$ in the positive polarity. With increasing the bias frequency the δV_f profile becomes broader in the positive polarity, which means that the radial electric field tends to penetrate into the core region with increasing the frequency.

From the amplitude of ΔV_s we can obtain the space potential and the radial electric field (E_r) during AC biasing, assuming that $\Delta V_s \sim \Delta V_f$. Figures 5(a) and (b) show the spatial profile of the space potential and the radial electric field during 40 kHz AC biasing. As shown previously in Sec. 2, the diffusion coefficient based on the perpendicular polarization drift depends on the amplitude of the oscillating E_r (δE_r). When the AC limiter bias voltage of ± 85 V is applied from the

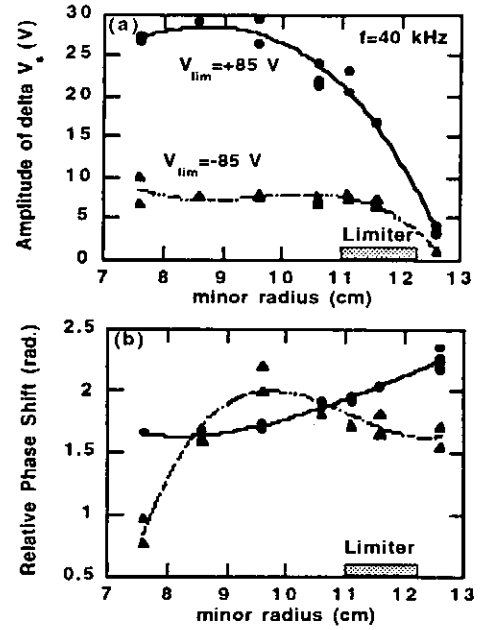


Fig.3 Amplitude(a) and relative phase shift(b) of the oscillating plasma potential obtained from Fourier analysis of the Langmuir probe signals at the fundamental frequency.

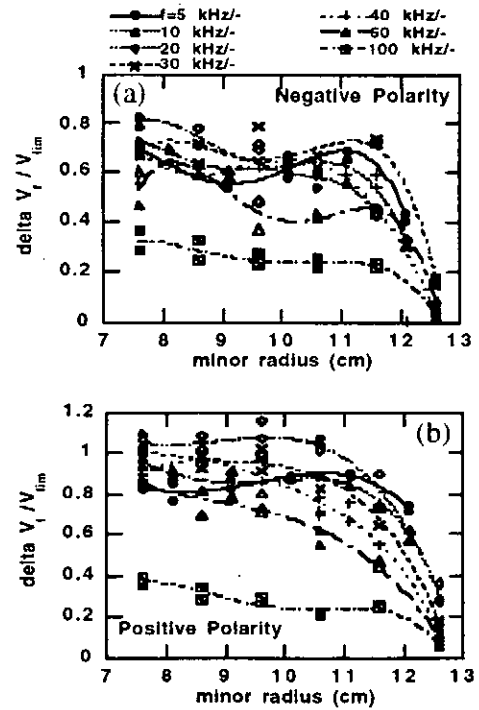


Fig. 4 Radial profiles of the amplitude of oscillating V_f normalized by the net limiter voltage, taking the bias frequency as a parameter. The DC supply voltage is 85 V.

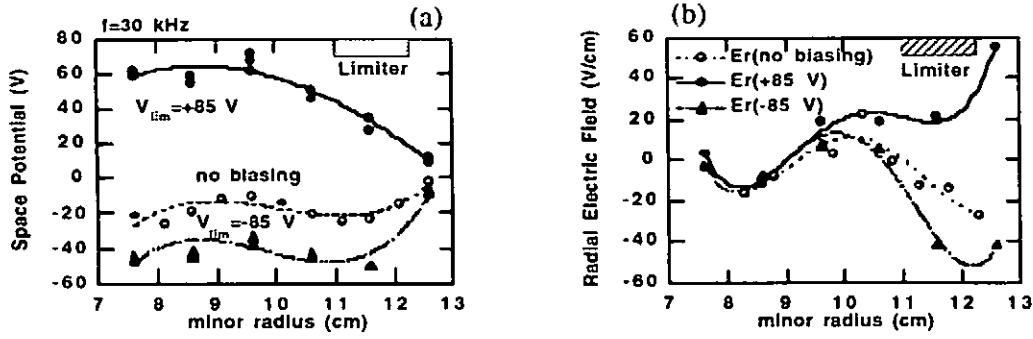


Fig. 5 Radial profile of the space potential (a) and radial electric field(b) calculated from the space potential profile.

capacitor bank, the amplitude of the periodic oscillation of E_r is then the difference between the E_r profile at $V_b=-85$ V and that at $V_b=+85$ V in the figure. In the present AC bias experiment the oscillating E_r is observed in SOL between the limiter($r=11$ cm) and the wall($r=12.8$ cm). The amplitude of δE_r is about 35 V/cm at $r=11.6$ cm and $f=40$ kHz. The frequency dependence of δE_r is shown in Fig. 6.

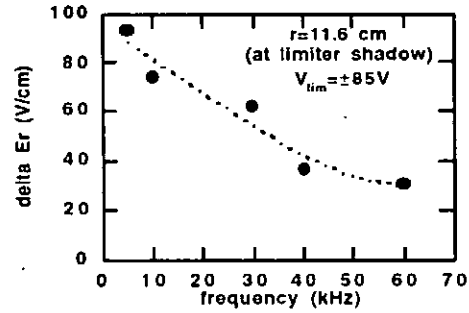


Fig. 6 Frequency dependence of the amplitude of oscillating E_r at $r=11.6$ cm.

With increasing the bias frequency δE_r decreases gradually, which is related to both the frequency response of the plasma itself and that of the bias power supply. The oscillating limiter voltage actually applied to the limiter(δV_{lim}) drops from 50 V to 10 V when the bias frequency is varied from 5 kHz to 100 kHz. Although the real frequency dependence of δE_r is much different from that shown in Fig. 8, we can generate the oscillating E_r at the edge region as high as $\delta E_r \sim 30$ V/cm at frequencies up to 60 kHz. We believe that the value of δE_r increases significantly if the bias voltage is kept constant against the frequency change.

4. Discussion and Conclusion

The radial electric field, which oscillates periodically in time and in phase with respect to the space, is generated in SOL region by AC limiter biasing. The amplitude of the oscillating E_r , for example, is as high as 60 V/cm in SOL at a frequency of 30 kHz when the voltage swing of AC bias voltage is from $V_{lim}=-15$ V to $V_{lim}=+40$ V. We think that the electrode biasing with AC power supply, such as divertor plate AC biasing, can be applied to the impurity exhaust by the enhancement of the cross field

diffusion using the polarization drift and/or the ion cyclotron resonance. The spatial profile of the phase shift of δV_f is related to the electron and ion radial transport during the limiter biasing. Further study is necessary to clarify this problem.

In addition to the AC biasing, the modulated electron beam injection is an alternative candidate to generate the oscillating E_r . In the previous electron beam injection experiment we have obtained δE_r of about 10 V/cm by the electron beam injection of 35 A. In this case the modulation of E_r is occurred mainly on the flux surface where the injected hot electrons drift toroidally.

In near future we will test the present concept for impurity exhaust using the polarization drift and ion cyclotron resonance in NAGDIS-I[9] and simulate the particle diffusion during the AC biasing, taking account of the real configuration of the oscillating E_r . These results will be published elsewhere.

Acknowledgment

The authors are grateful to Mr. M. Takagi for his excellent technical assistance and to Mr. S. Watanabe for fruitful discussion on the data analysis. This work was partially supported by the Japan Ministry of Education, Science and Culture through a grant-in aid for scientific research(Contract No. 02780007).

References

- [1]Shaing, K.C., Crume E.C. Houlberg, W.A. Phys. Fluids B, 2(1990)1492.
- [2]Itoh, S.-I., Itoh, K., Phys. Rev. Lett., 60(1988)2276.
- [3]Groebner, R.J., Burrell, K.H. and Seraydarian, R.P., Phys. Rev. Lett., 63(1990)3015.
- [4]Taylor, R.J., Brown, B.D., Fried, B.D., et al., Phys. Rev. Lett., 63(1989)2365.
- [5]Weynants, R.R., Oost, Van, G., Bertschinger, G., Boedo, J., et al., Nucl. Fusion, 32(1992)837.
- [6]Hazeltine, R.D., Meiss, J.D., Plasma Confinement, Addison Wesley, Redwood City(1992)33.
- [7]Takamura, S., Kinoshita, S., and Uesugi, Y., IEEE Trans. on Plasma Science, 19(1991)885.
- [8]Uesugi, Y., Yamakawa, Y., Chiba, T. and Takamura, S., J. Nucl. Mater., 196-198(1992)452.
- [9]Masuzaki, S., and Takamura, S., Jpn. J. Appl. Physics, 29(1990)2835.

DESIGN OF LHD DIVERTOR and HIGH TEMPERATURE DIVERTOR OPERATION

N.Ohyabu

National Institute for Fusion Science
Furocho, Chikusa-ku, Nagoya, 464-01

With the inherent advantage of the stellarator as an attractive steady state reactor, there has been growing interest in the stellarator. We are constructing a large superconducting heliotron/torsatron device ($B = 4\text{T}$, $R = 3.9\text{ m}$), called the Large Helical Device (LHD), aiming at demonstrating the attractiveness of the helical device at more reactor relevant plasma parameters [1]. A built-in divertor configuration exists for heliotron/torsatron devices. This advantage has not been explored in any existing helical device, and the LHD device will be the first helical device to demonstrate various divertor functions such as impurity control and enhancement in the energy confinement. The LHD divertor configuration should be as flexible as possible so as to be able to accommodate a wide range of operational scenarios of the divertor. To this end, we have designed a large vacuum vessel for the installation of closed divertor chambers of a reasonable size.

The magnetic topology and the associated divertor plasma behaviour needs to be understood theoretically before the LHD divertor system is designed. A helical divertor magnetic configuration in LHD is depicted in Fig.1(a),(b). A closed surface region is surrounded by a stochastic region generated by overlapping of the islands ($n = 10$) which somewhat naturally exist in the outer region. The field lines escaping from this region pass through thin, curved surface layers before reaching the X-point and then the divertor plate. The existence of edge surface layers is a peculiar feature of this type of helical divertor [2]. A surface layer consists of several layers, each of which again consists of multiple layers. Such a structure is generated by successive folding and stretching processes as the field lines rotate poloidally. The former process occurs because the radial position of the X-point changes with poloidal angle as much as $\sim 1/3$ of the plasma radius. The latter is caused by the high local rotational transform and shear at the edge on the larger major radius side of the torus.

To study the structure of the divertor channel, the field lines are traced from the stochastic region until reaching a helical plane ($\theta = -[5\phi + \theta_0 + 0.1 \sin(5\phi + \theta_0)]$) rotating with helical coils. In the real device, the divertor plates are located at $r=1.55\text{ m}$ near this plane. The effect of the perpendicular plasma transport is taken into account by field line tracing with a random walk process (at every 0.2 m step, positions of the field lines deviate by δ in the plane perpendicular to the field lines with random azimuthal angles). Puncture plots of the field lines in this plane are shown in Fig.1(c). A strong poloidal asymmetry is seen in the plots. The fine structure of the edge surface layer is clearly seen when it is traced exactly, i.e. $\delta = 0$. For a random walk process with $\delta = 1.2\text{ mm}$ which corresponds to an effective perpendicular diffusion

coefficient of $0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ for a plasma with a temperature of 100 eV , i.e. a value that is smaller than a typically observed edge value), the fine structure is smoothed out completely. We expect that the distributions of the heat and particle fluxes in the plane for the LHD experiments are close to those with $\delta = 1.2 \text{ mm}$. On the basis of this estimate, the maximum heat flux on the divertor plate with a field line incident angle of 30° is expected to be $\sim 5 \text{ MWm}^{-2}$ for a standard 20 MW LHD discharge.

Divertor operation with a high density, cold divertor plasma [3,4] can reduce impurity sputtering and enhance edge radiation, a promising boundary control which we plan to pursue in the LHD experiments. The vague boundary discussed above has poor confinement properties and thus may provide a cold, radiative edge volume reducing the heat flux on the divertor plate [4], but may, in turn, prevent the formation of an H-mode edge temperature pedestal, which leads to an improvement of core energy confinement [5]. This has led us to propose a high temperature divertor plasma operation, as will be discussed in the following.

High temperature divertor plasma operation has been proposed to improve the energy confinement in helical devices as well as in tokamaks [6]. In this operational mode, the divertor plasma temperature is raised by efficient pumping in the divertor chamber. An elevated divertor temperature will lead to an improvement of the core plasma, as observed in H-mode discharges.

The divertor temperature (T_{div}) is estimated from power balance in the divertor channel. We consider a steady state discharge heated (Q_{in} (input power)) and fuelled (Γ_{in} (particle flux)) by neutral beam injection alone, illustrated in Fig.2(a). We assume that the pumping efficiency of the divertor is ξ , i.e. a fraction (ξ) of the particles reaching the divertor plates (Γ_{div}) are pumped and the same amount of the particles need to be fuelled by neutral beam injection, i.e. $\xi \Gamma_{\text{div}} = \Gamma_{\text{in}}$. The power injected into the main plasma region (Q_{in}) flows into the divertor channel, and the power balance ($Q_{\text{in}} = \gamma T_{\text{div}} \Gamma_{\text{div}}$) at the sheath of the divertor plate, is satisfied where γ is the heat transmission coefficient. From these relations, the divertor temperature is given by $T_{\text{div}} = (Q_{\text{in}} / \Gamma_{\text{in}}) \xi / \gamma$. For a parameter set (beam energy ($Q_{\text{in}} / \Gamma_{\text{in}}$) $\sim 200 \text{ keV}$, $\gamma \sim 10$, $\xi \sim 0.2$), T_{div} becomes as high as 4 keV , which is significantly higher than the values observed at the pedestal of the H-mode discharges.

We have studied a high temperature divertor plasma, i.e. a collisionless divertor plasma in a one dimensional model as illustrated in Fig.2(b). An equal number of ions and electrons with temperature T_0 are supplied between the divertor plates. Ions simply flow to the divertor plates. A negative electric potential is set up for the ambipolar flow condition and electrons with parallel kinetic energy less than the potential amplitude are trapped by the potential. The electron distribution functions in the divertor channel, calculated by a Fokker-Planck code, [7] are shown for two different collisionalities. When the mean free path becomes much longer than $(M/m)^{1/2} L$ (where M/m is the ion-electron mass ratio and L is the distance between the divertor plates), the trapped electron density becomes nearly equal to the ion density, even with a potential amplitude of $< eT_0$ and the average perpendicular energy of the trapped electrons is much greater than the parallel energy as is shown in the case on the right hand side of Fig.2c. On the other hand, for a marginally collisionless case (on the left handed side of Fig. 2c), the potential amplitude is

less than eT_0 , but the temperature distribution is isotropic.

Such a collisionless effect becomes important for the energy balance with secondary electron emission. At temperatures above 100 eV, secondary electrons emitted from the divertor plate become a source of cold particles, which lower the divertor electron temperature. This effect can be included in γ [8]; $\gamma = 7.8$ without secondary electron emission and $\gamma \approx 10$ when the secondary emission rate is 0.7. But when it exceeds ~ 0.7 , γ increases rapidly and then saturates at ~ 23 , because of the space charge limit. When the divertor plasma electrons are collisionless, the secondary electrons emitted from the divertor are first accelerated by the sheath potential and barely trapped by the potentials. They eventually hit the divertor plate during the thermalization process. The parallel energy with which they hit the plates is nearly zero and the perpendicular average energy is a fraction of the sheath potential, in contrast to the conventional collisional sheath model where both average energies at which they strike the plates are equal to T_e , the electron temperature. Thus the collisionless effect substantially reduces the cooling effect by secondary electrons and, hence, γ .

In this operation, the density profile is maintained by a combination of deep fuelling such as pellet or neutral beam injection and particle pumping. Thus the diffusion coefficient (D) and hence the particle confinement become important in determining the energy confinement. This is desirable for the energy confinement in LHD where the high neoclassical ripple induced electron heat loss ($1/\nu$ regime) tends to suppress the temperature gradient. However, the effective D may not be high because the ions are confined by $E \times B$ drift (ν -regime). The radial electric field in such a plasma regime is positive and, hence, a neoclassical outward impurity pinch [9] may prevent impurity contamination in the core plasma.

For this operation in LHD, we plan to instal a pump system with an overall pumping efficiency of $\sim 20\%$ in the divertor chamber. For reactor design, we are trying to find divertor configurations which guide the heat and particle fluxes towards a remote region, away from the main coil system, thereby making particle pumping and heat removal achievable.

REFERENCES

- [1] IYOSHI, A., FUJIWARA, M., MOTOJIMA, O., OHYABU, N., YAMAZAKI, K., Fusion Technology 17 (1990) 169.
- [2] AKAO, H., J. Phys. Soc. Japan 59 (1990) 1633.
- [3] MAHDAVI, M., ALI, DEBOO, J.C., HSIEH, C.L., OHYABU, N., et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1602.
- [4] OHYABU, N., Nucl. Fusion 21 (1981) 519.
- [5] WAGNER, F., BECKER, G., BEHRINGER, K., CAMPBELL, D., EBERHAGEN, A., et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1408.
- [6] OHYABU, N., Kakuyugo-Kenkyu 66 (1991) 525.
- [7] KATANUMA, I., KIWAMOTO, Y., SAWADA, K., MIYOSHI, S., Phys. Fluids 30 (1987) 1142.
- [8] HOBBS, G.D., WESSON, J.A., Plasma Phys. 9 (1967) 85.
- [9] SHAIN, K.S., Phys. Fluids 26 (1983) 3164.

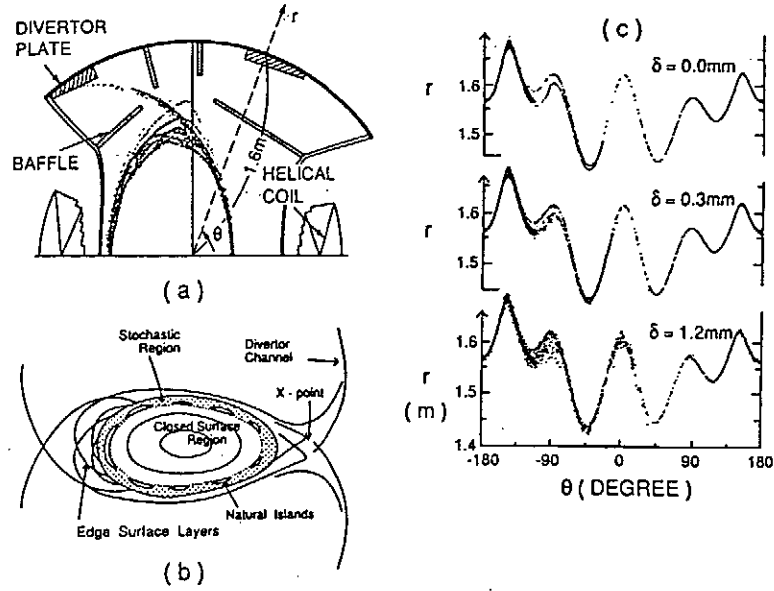


Fig. 1

- (a) Poloidal cross-sectional view ($\phi = 0$) of the LHD helical divertor.
 (b) Illustration of the LHD edge magnetic configuration ($\phi = 18^\circ$).
 (c) Puncture plots of the field lines on a helical plane ($\theta = -[5\phi + \theta_0 + 0.1 \sin(5\phi + \theta_0)]$) in the divertor chamber (shown in Fig. 1(a)) for three different random walk parameters.

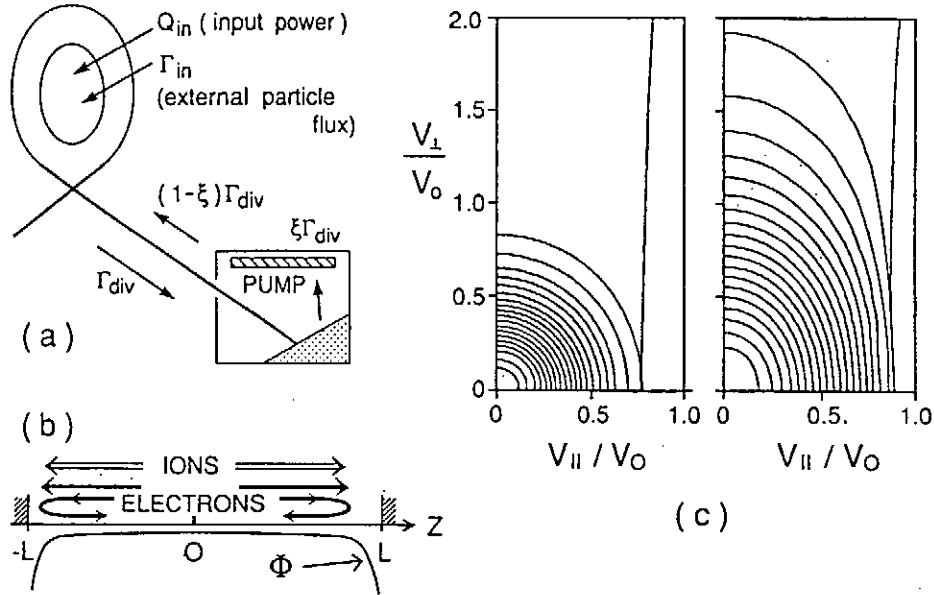


Fig. 2

- (a) Simplified heat and particle balances in the high temperature divertor plasma operation. (ξ : pumping efficiency).
 (b) A one dimensional model with a collisionless divertor plasma.
 (c) Electron velocity distributions in the model divertor (4b) at two different collisionalities; $\lambda_e / L = 36$ (3) for the left hand side case and $\lambda_e / L = 360$ (240) for the right hand side case. Here λ_e is the electron mean free path at a temperature of T_0 (the numbers in the parentheses are those estimated by the temperature (the average kinetic energy) of the trapped electrons) and L is a half of the distance between the divertor plates. ($V_0 = (kT_0/m)^{1/2}$).

NIFS-MEMOシリーズ出版リスト
(Recent Issues of NIFS-MEMO Series)

- NIFS-MEMO-1 都築哲哉、東井和夫、松浦清剛、「パソコンによる JIPP T-IIU プラズマの
平衡位置フィードバック制御」1991年 4月
T.Tsuzuki, K.Toi and K.Matsuura, "Feedback Control of Plasma Equilibrium
with Control System Aided by Personal Computer on the JIPP T-II Tokamak" ;
Apr.1991 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-2 久保田雄輔、大林治夫、宮原 昭、大野和子、中村光一、堀井憲爾、
「環境磁界の研究 (I) 三次元積分磁束計の開発」1991年 7月
Y.Kubota, H.Obayashi, A.Miyahara, K.Ohno, K.Nakamura and K.Horii,
"Development of Three-Dimensional Compact Magnetic Dosimeter for Environmental
Magnetic Field Monitoring" , July,1991 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-3 「核融合科学研究所技術研究会; 1991年3月19、20日 土岐文化プラザ」1991年8月
"Proceedings of Symposium on Technology in Laboratories; Mar. 19, 20, 1991"
Aug. 1991 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-4 「プラズマ中におけるカオス現象」1991年8月
"Chaotic Phenomena in Plasmas " , Aug. 1991 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-5 山崎耕造、「ファジー論理のトロイダルプラズマ制御への応用」1992年2月
"Fuzzy Logic Application to Troidal Plasma Contol " , Feb. 1992 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-6 平成 3 年度 核融合科学研究所 支援調査共同研究報告書 「大出力マイクロ
波源の開発に関する調査研究」1992年4月
"Development of High Power Microwave Source " , Apr. 1992 (In Japanese)
- NIFS-MEMO- 7 平成 3 年度 核融合科学研究所 共同研究(調査支援研究) 研究成果報告書
「プラズマにおけるカオス現象」1992年11月
"Chaotic Phenomena in Plasma, II" , Nov. 1992 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-8 NIFSシンポジウム報告書「核融合炉材料照射用強力中性子源の設計と大学の役割」
1993年1月
"Design of Intense Neutron Source for Fusion Material Study and the Role of
Universities" , Jan. 1993 (In Japanese)