

JAERI - M
88-229

JT-60におけるヘリウムビームを用いた
プラズマ電流分布の計測

1988年11月

西野 信博*・久保 博孝・小出 芳彦
逆井 章・杉江 達夫・竹内 浩

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）
あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城
県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun,
Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1988

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 山田軽印刷所

JT-60におけるヘリウムビームを用いたプラズマ電流分布の計測

日本原子力研究所那珂研究所臨界プラズマ研究部

西野 信博*・久保 博孝・小出 芳彦

逆井 章・杉江 達夫・竹内 浩

(1988年10月25日受理)

プラズマ中の電流分布は、プラズマの閉じ込めや安定性の情報を与えるばかりでなく、トカマク炉に必須の低域混成波などの非誘導方式による電流駆動技術を開発する上で重要な情報を与える。しかしながら、プラズマ中の電流分布を直接測定することは不可能なので、通常、プラズマ電流が作るポロイダル磁場を測定し、その電流分布を算出しなければならない。

今回、JT-60においてHeビームからの線スペクトルのゼーマン効果を利用したポロイダル磁場測定法を計画した。この方法は、磁場に垂直な方向から測定することにより、ゼーマン分離した π 成分の線スペクトルが磁場の方向に直線偏光した光となることを利用したものである。この光の偏光面の角度を測定し、その角度とトロイダル磁場の角度との差からポロイダル磁場を算出する。受光器を複数台用意することにより、ポロイダル磁場の空間分解の測定が原理的に可能である。但し、プローブビームとして考えている現存の能動粒子線(200 keV, 0.6 A, 100 ms)を使用した場合、電子密度で $6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以上のプラズマではビームの減衰がおおきく光量が小さいためプラズマからの迷光との比が1以下になると予想される。対象としたLHCDプラズマは、電子密度がこれ以下の値なのでそれほど問題にならないが、将来的にはより高電子密度での測定方法の開発が必要である。

Measurement of the Current Distribution in
JT-60 Plasma by He Beam

Nobuhiro NISHINO*, Hirotaka KUBO, Yoshihiko KOIDE
Akira SAKASAI, Tatsuo SUGIE and Hiroshi TAKEUCHI

Department of Large Tokamak Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received October 25, 1988)

The current distribution in a tokamak plasma concerns with plasma confinement and MHD stabilization, moreover, this gives the helpful information of the current drive technique by non-inductive method, for example LHCD, necessary in a tokamak fusion reactor. However, it is impossible to measure the current distribution directly, we have to measure the poloidal magnetic field instead of this distribution.

We propose the poloidal field measurement in JT-60 by Zeeman effect of line spectra from neutral He beam. When viewing perpendicular to the magnetic field direction, the π components of the splitting lines are polarized parallel to the field. The local field direction is determined from the polarization angle of the spectral line. A spatially resolved measurement can be realized by several detection systems.

When using the active beam apparatus (200 keV, 0.6A, 100 ms) as probe beam of this system, the photon number and SN ratio are small in case of the electron density being larger than $6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ because of beam attenuation.

The electron density is smaller than $6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ in LHCD experiments, therefore it is able to measure the current distribution in JT-60. However, the new method will be needed in high density plasma.

Keywords: He Beam, Current Distribution, Plasma, JT-60, Current Drive
Technique, Plasma Confinement, MHD Stabilization

* Hitachi, Ltd.

目 次

1. 序	1
2. 測定の原理	1
3. He ビームの測定系の諸量	2
4. He ビーム発光量の評価	2
4.1 He ビームの減衰	3
4.2 He ビームの励起	3
4.3 JT-60 におけるビームの発光量の計算	4
5. 空間分解能	5
5.1 測定量の評価	5
5.2 波長分解能と空間分解能の関係	5
6. 測定方法の検討	6
6.1 π 成分を先に分光する方法	7
6.2 偏光成分を先に分離する方法	7
7. 測定精度の評価	8
7.1 統計誤差	8
7.2 プラズマからの迷光による誤差	9
7.2.1 制動輻射光	9
7.2.2 他の線スペクトル	9
7.3 プラズマ中での光過程	10
7.4 トロイダルコイルの誤差磁場	10
7.5 振動による誤差	11
7.6 誤差評価の結果	11
8. ま と め	11
謝 辞	12
参 考 文 献	12
付 録 角度誤差の評価	25

Contents

1. Introduction	1
2. Theory	1
3. Characteristics of He beam and optics system	2
4. Evaluation of light emission of He beam	2
4.1 Attenuation of He beam	3
4.2 Excitation of He beam	3
4.3 Calculation of light emission of He beam in JT-60 plasma ..	4
5. Spatial resolution	5
5.1 Estimation of photon number to be measured	5
5.2 Relationship of wavelength resolution and spatial resolution	5
6. Study of the measurement optics	6
6.1 Method of the wavelength previously resolved	7
6.2 Method of the polarized component previously separated	7
7. Estimation of the measurement error	8
7.1 Statistical error of photon counting	8
7.2 Error due to the stray light of plasma	9
7.2.1 Bremsstrahlung	9
7.2.2 Line radiation	9
7.3 Error due to the electro-magnetic process in plasmas	10
7.4 Error due to the toroidal field coil	10
7.5 Error due to the mechanical vibration	11
7.6 Summary	11
8. Conclusion	11
Acknowledgments	12
References	12
Appendix Estimation of Error of Angle	25

1. 序

トカマクは外部から誘起されるプラズマ電流によってプラズマの生成と閉じこめを行なう装置であり、そのプラズマ中の電流分布は、閉じこめと安定性を研究する上で重要な役割を果たしている。この電流の誘起方式は、プラズマを2次コイルとみなした電磁誘導方式でありパルス運転である。トカマク方式による核融合炉を実現するためには、トカマクの定常化が必要とされている。これまで、トカマクの定常化のために低域混成波による電流駆動がJFT-2において初めて実証されてから、数々のトカマクで追試実験が行なわれJT-60においては2MAの電流駆動が実現された。また、中性粒子ビームによる電流駆動もDITEで行なわれて以来、数々のトカマクで実証されTFTR等の大型トカマクでもその駆動方式の研究が精力的に行なわれている。これらトカマクの非誘導方式による電流駆動は、トカマク炉を実現する上で必須の開発項目である。プラズマの電流分布はそのプラズマ閉じこめ特性に強く関係しているため、電流駆動は閉じこめ方式を最適とする形状の電流分布を生成維持しなければならない。そのため、プラズマ中の電流分布計測技術はトカマクの定常化を実現するために必須のものであり、今後ますます重要になってくると予想される。

しかしながら、電流分布の直接測定は現在のところ不可能であり、代わりにプラズマ電流によってつくられるポロイダル磁場を測定する方式がこれまで用いられてきた。ポロイダル磁場の測定方法は、主に2つの方法がある。1つは、プラズマに遠赤外レーザを通すことにより、ファラデー効果によるこのレーザの偏光角の変化からポロイダル磁場を測定する方法⁽¹⁻³⁾であり、もう1つは磁場中でゼーマン効果により分離した中性原子ビームの線スペクトルの π 成分が、磁場の方向に直線偏光していることを利用して、この偏光角を測定する方法⁽⁴⁻⁷⁾である。この内、前者の方法は、偏光角の大きさがプラズマ中のレーザの通過領域の磁場と電子密度の積の積分量に比例するためその空間分布を求めるためには、プラズマ断面で多数のレーザを通す必要がある。後者の方法では、入射ビームは1つでも偏光角の空間分布測定が原理的に可能である。そのため将来の核融合炉を想定すると後者の方法がポートのアクセスビリティからみても有力な方法と考えられる。

本報告では、JT-60に設置されているイオン温度計測用能動粒子線He原子ビームをプローブビームとしたポロイダル磁場計測について報告する。はじめに、Heビームからの光量を評価し、次に測定方法を検討し、その精度を評価する。

2. 測定の原理

プラズマに入射された中性原子ビームは、荷電交換反応、電子やイオンとの衝突による電離等によりイオン化し、減衰する。そして、ビームの一部は電子、イオンとの衝突により励起されて

1. 序

トカマクは外部から誘起されるプラズマ電流によってプラズマの生成と閉じこめを行なう装置であり、そのプラズマ中の電流分布は、閉じこめと安定性を研究する上で重要な役割を果たしている。この電流の誘起方式は、プラズマを2次コイルとみなした電磁誘導方式でありパルス運転である。トカマク方式による核融合炉を実現するためには、トカマクの定常化が必要とされている。これまで、トカマクの定常化のために低域混成波による電流駆動がJFT-2において初めて実証されてから、数々のトカマクで追試実験が行なわれJT-60においては2MAの電流駆動が実現された。また、中性粒子ビームによる電流駆動もDITEで行なわれて以来、数々のトカマクで実証されTFTR等の大型トカマクでもその駆動方式の研究が精力的に行なわれている。これらトカマクの非誘導方式による電流駆動は、トカマク炉を実現する上で必須の開発項目である。プラズマの電流分布はそのプラズマ閉じこめ特性に強く関係しているため、電流駆動は閉じこめ方式を最適とする形状の電流分布を生成維持しなければならない。そのため、プラズマ中の電流分布計測技術はトカマクの定常化を実現するために必須のものであり、今後ますます重要になってくると予想される。

しかしながら、電流分布の直接測定は現在のところ不可能であり、代わりにプラズマ電流によってつくられるポロイダル磁場を測定する方式がこれまで用いられてきた。ポロイダル磁場の測定方法は、主に2つの方法がある。1つは、プラズマに遠赤外レーザを通すことにより、ファラデー効果によるこのレーザの偏光角の変化からポロイダル磁場を測定する方法⁽¹⁻³⁾であり、もう1つは磁場中でゼーマン効果により分離した中性原子ビームの線スペクトルの π 成分が、磁場の方向に直線偏光していることを利用して、この偏光角を測定する方法⁽⁴⁻⁷⁾である。この内、前者の方法は、偏光角の大きさがプラズマ中のレーザの通過領域の磁場と電子密度の積の積分量に比例するためその空間分布を求めるためには、プラズマ断面で多数のレーザを通す必要がある。後者の方法では、入射ビームは1つでも偏光角の空間分布測定が原理的に可能である。そのため将来の核融合炉を想定すると後者の方法がポートのアクセスビリティからみても有力な方法と考えられる。

本報告では、JT-60に設置されているイオン温度計測用能動粒子線He原子ビームをプローブビームとしたポロイダル磁場計測について報告する。はじめに、Heビームからの光量を評価し、次に測定方法を検討し、その精度を評価する。

2. 測定 の 原理

プラズマに入射された中性原子ビームは、荷電交換反応、電子やイオンとの衝突による電離等によりイオン化し、減衰する。そして、ビームの一部は電子、イオンとの衝突により励起されて

発光する。この時の線スペクトルは磁場によりゼーマン効果が生じるため数本に分離する。もし、十分磁場が強い場合は正常ゼーマン効果となり、通常3本に分離する。この線スペクトルは元の線スペクトルと波長が変わらない π 成分と長、短波長側にシフトする σ 成分からなる。 π 成分はもともと直線偏光した光であり、 σ 成分は円偏光した光である。磁場と垂直な方向から観測すると、 π 成分は磁場の方向に直線偏光しており、 σ 成分は、磁場に垂直な方向に直線偏光している。この様子を図1に示す。また、分離したこれらの成分の波長差（ゼーマン幅）は、次式で考えられる。

$$\Delta\lambda_z = 4.67 \cdot 10^{-9} z \cdot B \cdot \lambda_0^2 \quad (1)$$

ここに、 $\Delta\lambda_z$ は波長差（Å）、 z はLandéの因子で1に近い数、 B は磁場（T）、 λ_0 は元の線スペクトルの波長（Å）である。

従って、磁場に垂直方向から π 成分または σ 成分の光の偏光角を測定すると、その方向から磁場の方向が与えられる。通常は、測定しやすいもとの直線偏光の光である π 成分を利用する。

3. Heビームと測定系の諸量

プローブビームとして考えている能動粒子線は、JT-60プラズマのイオン温度検出用に据え付けられている。このビーム性能⁽⁹⁾を表1に示す。また、図2に、この能動粒子線装置と測定系、JT-60の位置関係を示す。ビームは、プラズマ上部から鉛直下向きに入射され、真空容器入口付近のコリメータにより削られる。その結果、ビームの断面積はプラズマ中心の位置で直径約50 mmとなる。コリメータを出たビーム強度は、最大0.6 Aで、発散角は、 0.18° である。図3にプラズマ中心の位置でのビームの強度分布を示す。このビームを見込む窓としては、斜め上方向のポートを利用する。このポートから、ビームを約40度で見込む。真空容器のポートの付け根には、窓から視野を制限するためにスリットがつけられている。このスリットの位置を図4に示す。スリットは、プラズマ中心から約3 mの所にあり、窓とプラズマ中心のほぼ真ん中に位置する。

4. Heビーム発光量の評価

本節では、測定すべきHeの線スペクトルの π 成分の発光量を検討する。測定すべき線スペクトルは、偏光角を測定するための偏光素子を使用するため、波長領域としては可視領域に限られる。図5にHe Iのgrotrian diagramを示す。この図から、He Iで発光しやすいと思われる線スペクトルは、 $2^1S - 3^1P$ (5015.7 Å)、 $2^1P - 3^1D$ (6678.2 Å)の2つである。ビームの発光量はビームの減衰量、線スペクトルによる励起率、プラズマの密度によって決定される。4.1節では、プラズマ中でのビームの減衰を、4.2節ではプラズマ中でのビームの励起を検討し、

発光する。この時の線スペクトルは磁場によりゼーマン効果が生じるため数本に分離する。もし、十分磁場が強い場合は正常ゼーマン効果となり、通常3本に分離する。この線スペクトルは元の線スペクトルと波長が変わらない π 成分と長、短波長側にシフトする σ 成分からなる。 π 成分はもともと直線偏光した光であり、 σ 成分は円偏光した光である。磁場と垂直な方向から観測すると、 π 成分は磁場の方向に直線偏光しており、 σ 成分は、磁場に垂直な方向に直線偏光している。この様子を図1に示す。また、分離したこれらの成分の波長差（ゼーマン幅）は、次式で考えられる。

$$\Delta\lambda_z = 4.67 \cdot 10^{-9} z \cdot B \cdot \lambda_0^2 \quad (1)$$

ここに、 $\Delta\lambda_z$ は波長差（Å）、 z はLandéの因子で1に近い数、 B は磁場（T）、 λ_0 は元の線スペクトルの波長（Å）である。

従って、磁場に垂直方向から π 成分または σ 成分の光の偏光角を測定すると、その方向から磁場の方向が与えられる。通常は、測定しやすいもとの直線偏光の光である π 成分を利用する。

3. Heビームと測定系の諸量

プローブビームとして考えている能動粒子線は、JT-60プラズマのイオン温度検出用に据え付けられている。このビーム性能⁽⁹⁾を表1に示す。また、図2に、この能動粒子線装置と測定系、JT-60の位置関係を示す。ビームは、プラズマ上部から鉛直下向きに入射され、真空容器入口付近のコリメータにより削られる。その結果、ビームの断面積はプラズマ中心の位置で直径約50 mmとなる。コリメータを出たビーム強度は、最大0.6 Aで、発散角は、 0.18° である。図3にプラズマ中心の位置でのビームの強度分布を示す。このビームを見込む窓としては、斜め上方向のポートを利用する。このポートから、ビームを約40度で見込む。真空容器のポートの付け根には、窓から視野を制限するためにスリットがつけられている。このスリットの位置を図4に示す。スリットは、プラズマ中心から約3 mの所にあり、窓とプラズマ中心のほぼ真ん中に位置する。

4. Heビーム発光量の評価

本節では、測定すべきHeの線スペクトルの π 成分の発光量を検討する。測定すべき線スペクトルは、偏光角を測定するための偏光素子を使用するため、波長領域としては可視領域に限られる。図5にHe Iのgrotrian diagramを示す。この図から、He Iで発光しやすいと思われる線スペクトルは、 $2^1S - 3^1P$ (5015.7 Å)、 $2^1P - 3^1D$ (6678.2 Å)の2つである。ビームの発光量はビームの減衰量、線スペクトルによる励起率、プラズマの密度によって決定される。4.1節では、プラズマ中でのビームの減衰を、4.2節ではプラズマ中でのビームの励起を検討し、

発光する。この時の線スペクトルは磁場によりゼーマン効果が起きるため数本に分離する。もし、十分磁場が強い場合は正常ゼーマン効果となり、通常3本に分離する。この線スペクトルは元の線スペクトルと波長が変わらない π 成分と長、短波長側にシフトする σ 成分からなる。 π 成分はもともと直線偏光した光であり、 σ 成分は円偏光した光である。磁場と垂直な方向から観測すると、 π 成分は磁場の方向に直線偏光しており、 σ 成分は、磁場に垂直な方向に直線偏光している。この様子を図1に示す。また、分離したこれらの成分の波長差（ゼーマン幅）は、次式で考えられる。

$$\Delta \lambda_z = 4.67 \cdot 10^{-9} z \cdot B \cdot \lambda_0^2 \quad (1)$$

ここに、 $\Delta \lambda_z$ は波長差 (\AA)、 z はLandeの因子で1に近い数、 B は磁場 (T)、 λ_0 は元の線スペクトルの波長 (\AA)である。

従って、磁場に垂直方向から π 成分または σ 成分の光の偏光角を測定すると、その方向から磁場の方向が与えられる。通常は、測定しやすいもとの直線偏光の光である π 成分を利用する。

3. Heビームと測定系の諸量

プローブビームとして考えている能動粒子線は、JT-60プラズマのイオン温度検出用に据え付けられている。このビーム性能⁽⁹⁾を表1に示す。また、図2に、この能動粒子線装置と測定系、JT-60の位置関係を示す。ビームは、プラズマ上部から鉛直下向きに入射され、真空容器入口付近のコリメータにより削られる。その結果、ビームの断面積はプラズマ中心の位置で直径約50 mmとなる。コリメータを出たビーム強度は、最大0.6 Aで、発散角は、 0.18° である。図3にプラズマ中心の位置でのビームの強度分布を示す。このビームを見込む窓としては、斜め上方向のポートを利用する。このポートから、ビームを約40度で見込む。真空容器のポートの付け根には、窓から視野を制限するためにスリットがつけられている。このスリットの位置を図4に示す。スリットは、プラズマ中心から約3 mの所にあり、窓とプラズマ中心のほぼ真ん中に位置する。

4. Heビーム発光量の評価

本節では、測定すべきHeの線スペクトルの π 成分の発光量を検討する。測定すべき線スペクトルは、偏光角を測定するための偏光素子を使用するため、波長領域としては可視領域に限られる。図5にHe Iのgrotrian diagramを示す。この図から、He Iで発光しやすいと思われる線スペクトルは、 $2^1S - 3^1P$ (5015.7\AA)、 $2^1P - 3^1D$ (6678.2\AA)の2つである。ビームの発光量はビームの減衰量、線スペクトルによる励起率、プラズマの密度によって決定される。4.1節では、プラズマ中でのビームの減衰を、4.2節ではプラズマ中でのビームの励起を検討し、

4.3節でJT-60プラズマパラメータにおけるビームの発光量を評価する。

4.1 Heビームの減衰

ビームはプラズマ中で電子、イオン等との衝突による電離及びイオンとの荷電交換反応により減衰する。この時の主な電子過程は、

- 1) イオンとの衝突電離 (σ_i^i)



- 2) イオンとの荷電交換反応 (σ_{cx})



- 3) 電子との衝突電離 (σ_i^e)



の3つである。従って、プラズマ中のHeビームの強度 I_{He} は

$$I_{\text{He}}(r) = I_{\text{He}}(0) \exp\left(-\int (\langle \sigma_i^e \rangle n_e + \sum \sigma_{cx} n_i^z + \sum \sigma_i^i n_i^z) dr\right) \quad (5)$$

と表わせる。

但し、電子との衝突電離の場合の断面積は、実効断面積 $\langle \sigma_i^e \rangle = Q_{ie} / V_{\text{He}}$ (Q_{ie} は電離率、 V_{He} はHe原子の速度)で置き換えてある。

4.2 Heビームの励起

He原子の励起過程はおもに電子、イオン(プロトン)との衝突励起である。

- 1) イオンとの衝突励起 (σ_{ex}^i)



- 2) 電子との衝突励起 (σ_{ex}^e)



プラズマ中のイオンとHe原子の衝突の相対速度は、ビームのエネルギー(~ 200 keV)がイオン温度(≤ 10 keV)に比べて大きいのでHe原子の速度で決まり、電子との衝突では電子の熱速度がHe原子に比べて大きいので電子の速度で決まると考えられる。この時、Heビームの励起率 Q_{ex} は以下のように近似できる。

$$Q_{ex}^e = 1.6 \cdot 10^{-5} f_{ij} \cdot g(\beta) \cdot \exp(-\beta) / E_{ij} \cdot Te^{1/2} \quad (8)$$

$$Q_{ex}^i = \sigma_{ex}^i \cdot V_{\text{He}} \quad (9)$$

ここに、 f_{ij} は振動子強度、 E_{ij} は遷移のエネルギー、 β は E_{ij} / T_e 、 $g(\beta)$ は gaunt 因子、 V_{He} は He 原子の速度である。但し、電子による励起率には Mewe の式を使用した。この時、単位体積あたりのビームの発光量 $Ih\nu$ は、

$$Ih\nu = n_e n_{He} Q_{ex}^e + n_i n_{He} Q_{ex}^i \quad (10)$$

と表わせる。ここに、 n_{He} は He 原子の密度で、ビームの強度 $I(r)$ 、ビームの断面積 $S(r)$ としたとき、 $n_{He} = I(r) / eS(r) V_{He}$ である。

線スペクトルの平均寿命は約 10^{-8} 秒で、この時間に He の原子の進む距離は 200 keV のエネルギーでも 3 mm 程度であるため、局所的な He ビームの発光量 $Ih\nu(r)$ は、式 (10) でよい近似である。この $Ih\nu$ は σ 成分と π 成分の合計の光量であるから、求める π 成分の光量はこの $Ih\nu$ に π 成分の光量比 $g (= 1/3)$ を掛ければよい。

4.3 JT-60 におけるビームの発光量の計算

4.1, 4.2 節に述べた方法を JT-60 プラズマに適用してビームの発光量を計算する。単位強度のビーム当りの発光量は、励起率と分岐確率の積で決まる。この励起率を前に示した 2 つの線スペクトルで計算すると、 $2^1S - 3^1P$ (5015.7 Å) と $2^1P - 3^1D$ (6678.2 Å) では同定度の励起率となる。しかしながら、実測値の断面積では、 $2^1P - 3^1D$ (6678.2 Å) の方が $2^1S - 3^1P$ (5015.7 Å) より 1 桁小さく、計算値の励起率と合いそうにない。これは、励起率の計算に用いた Mewe の式が $2^1P - 3^1D$ 遷移のように禁制遷移のときは信頼性が低いことによる。従って、光量がより正確に計算できると予想される $2^1S - 3^1P$ (5015.7 Å) について考察する。まず、JT-60 の代表的プラズマパラメータで発光量の空間分布を求め、次に、電子密度、電子温度、不純物量依存性を調べる。光量の空間分布を求める際に、電子密度、温度分布⁽¹⁰⁾ として、

$$n_e = n_e(0) \times (1 - (r/a)^n)^m, \quad n = 2, m = 0.4 \quad (11)$$

$$T_e = T_e(0) \times (1 - (r/a)^n)^m, \quad n = 2, m = 2 \quad (12)$$

イオン密度、温度分布として

$$n_i^z = n_i^z(0) \times (1 - (r/a)^n)^m, \quad n = 2, m = 0.4 \quad (13)$$

$$T_i = T_i(0) \times (1 - (r/a)^n)^m, \quad n = 2, m = 2 \quad (14)$$

を考える。中心電子密度を $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、電子温度を 3 keV とし、中心イオン温度、密度をそれぞれ $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、2 keV とした時の光量の空間分布を電子密度を図 6 に示す。但し、不純物量として炭素 1% を考慮してある。入射側のビームの減衰が小さい所では、光量分布は、ビームの強度分布よりもむしろ電子密度分布の形をしている。また、出口側ではビームの減衰による光量の低下が大きく、光量分布はビームの強度分布の形をしている。従ってビームの入射側から測定すると光量が大きく取れる。プラズマ中心での光量は、およそ $10^{16} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ 程度であり、通常の線スペクトルの光量 (約 $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$) と比べると大きいとは言えない。

次に、プラズマ中心におけるビームの光量 $Ih\nu(0)$ のプラズマパラメータ依存性を調べる。

図7から9に、 $I_{h\nu}(0)$ の電子密度、温度、不純物量依存性を示す。これらの図から明らかのように、電子密度依存性は、きわめて大きい、温度依存性は、ほとんどなく、また、不純物量依存性も電子密度のそれよりも大きくはない。このことは、光量を決定する要因として、電子密度によるビームの減衰の寄与が支配的であることを意味している。

5. 空間分解能

プラズマ中のポロイダル磁場分布を測定するためには、初めに述べたようにHeの線スペクトルの内、ゼーマン分離している π 成分の光を分光し、かつ、この偏波面の角度を測定しなければならない。図1に示したように、この角度は磁気面に垂直方向から測定すると正しい磁力線の方角を与えるが、それ以外の方向から測定すると測定角の正弦の値だけ磁力線の方角を小さな角で与える。特に、磁気面の接線方向から測定すると、磁力線の方角は測定できない。従って、測定する方向としては、磁気面に垂直方向から測定する方が都合がよい。一方、空間分離能をあげるためには、ビーム方向と測定方向は垂直に近いほどよい。図2に示したように、JT-60に据え付けられたHeビームの入射方向は真空容器中心(ほぼプラズマ中心)に向けて鉛直下向き方向であるため、この2つの条件は、相反する。また、ビームの発光スペクトルは、ビームの速度によりドップラーシフトを起こす。そのため、測定体積を大きくとると線スペクトルが幅を持ち、 π 成分と σ 成分の光を分離できなくなる。次節で、測定すべき偏光角の大きさを、2節で波長分解能の関係について述べる。

5.1 測定量の評価

最初に、どの程度の大きさの角を測定すればよいかをJT-60でのポロイダル磁場の大きさから評価する。JT-60のポロイダル磁場は、プラズマ電流1.5 MA、プラズマ半径が0.9 mの時に、0.3 T程度であり、この時の偏光角は、およそトロイダル磁場が4.5 Tとして、 $1/15$ rad(約4.5度)である。トカマクでは、ポロイダル磁場はトロイダル磁場に比べて小さいため偏光角(=ポロイダル磁場/トロイダル磁場)は、ポロイダル磁場に比例すると考えて良い。LHCD実験などでは、2~3 MAのプラズマ電流を流すため、実際のポロイダル磁場の大きさはこの値の約2倍となる。但し、空間分布を得るためには、最大偏光角の $1/10$ 程度は測定する必要がある。図10に、ポロイダル磁場の空間分布の1例を示す。縦軸は、1 MA当りのポロイダル磁場とトロイダル磁場4.5 Tとした時の偏光角である。

5.2 波長分解能と空間分解能の関係

π 成分を分光測定できるためには、 π 成分と σ 成分の波長が測定体積からくるすべての光に対して分離されていることが必要である。従って、線スペクトルの広がり、ゼーマン幅に比べて

図7から9に、 $I_h \nu(0)$ の電子密度、温度、不純物量依存性を示す。これらの図から明らかのように、電子密度依存性は、きわめて大きい、温度依存性は、ほとんどなく、また、不純物量依存性も電子密度のそれよりも大きくはない。このことは、光量を決定する要因として、電子密度によるビームの減衰の寄与が支配的であることを意味している。

5. 空間分解能

プラズマ中のポロイダル磁場分布を測定するためには、初めに述べたようにHeの線スペクトルの内、ゼーマン分離している π 成分の光を分光し、かつ、この偏波面の角度を測定しなければならない。図1に示したように、この角度は磁気面に垂直方向から測定すると正しい磁力線の方角を与えるが、それ以外の方向から測定すると測定角の正弦の値だけ磁力線の方角を小さな角で与える。特に、磁気面の接線方向から測定すると、磁力線の方角は測定できない。従って、測定する方向としては、磁気面に垂直方向から測定する方が都合がよい。一方、空間分離能をあげるためには、ビーム方向と測定方向は垂直に近いほどよい。図2に示したように、JT-60に据え付けられたHeビームの入射方向は真空容器中心(ほぼプラズマ中心)に向けて鉛直下向き方向であるため、この2つの条件は、相反する。また、ビームの発光スペクトルは、ビームの速度によりドップラーシフトを起こす。そのため、測定体積を大きくとると線スペクトルが幅を持ち、 π 成分と σ 成分の光を分離できなくなる。次節で、測定すべき偏光角の大きさを、2節で波長分解能の関係について述べる。

5.1 測定量の評価

最初に、どの程度の大きさの角を測定すればよいかをJT-60でのポロイダル磁場の大きさから評価する。JT-60のポロイダル磁場は、プラズマ電流1.5 MA、プラズマ半径が0.9 mの時に、0.3 T程度であり、この時の偏光角は、およそトロイダル磁場が4.5 Tとして、 $1/15$ rad (約4.5度)である。トカマクでは、ポロイダル磁場はトロイダル磁場に比べて小さいため偏光角(=ポロイダル磁場/トロイダル磁場)は、ポロイダル磁場に比例すると考えて良い。LHCD実験などでは、2~3 MAのプラズマ電流を流すため、実際のポロイダル磁場の大きさはこの値の約2倍となる。但し、空間分布を得るためには、最大偏光角の $1/10$ 程度は測定する必要がある。図10に、ポロイダル磁場の空間分布の1例を示す。縦軸は、1 MA当りのポロイダル磁場とトロイダル磁場4.5 Tとした時の偏光角である。

5.2 波長分解能と空間分解能の関係

π 成分を分光測定できるためには、 π 成分と σ 成分の波長が測定体積からくるすべての光に対して分離されていることが必要である。従って、線スペクトルの広がり、ゼーマン幅に比べて

小さい必要がある。ビームの線スペクトルが広がりをもつ理由として最も効果が大きいのは、ビームのドップラーシフトのばらつき（ドップラー幅）があげられる。その他、自然幅（ $\Delta\lambda_n$ ）及びシュタルク幅（ $\Delta\lambda_s$ ）がある。ドップラー幅には、2種類ある。1つは、ビームのエネルギーのばらつきによるドップラー幅、2つめは、測定している視野とビームの発散からくるドップラー幅である。従って、ビームの線スペクトル幅は、

$$\Delta\lambda_b = (\Delta\lambda_\omega^2 + \Delta\lambda_e^2 + \Delta\lambda_s^2 + \Delta\lambda_n^2)^{1/2} \quad (15)$$

ここに、 $\Delta\lambda_\omega$ は、角度の差によるドップラー幅、 $\Delta\lambda_e$ は、エネルギーのばらつきによるドップラー幅である。自然幅及びシュタルク幅は、このドップラー幅に比べて無視できる大きさであるため、通常 $\Delta\lambda_b$ として、2つのドップラー幅の平均自乗和 $\Delta\lambda_d$ をとる。

$$\Delta\lambda_b = \Delta\lambda_d = (\Delta\lambda_\omega^2 + \Delta\lambda_e^2)^{1/2} \quad (16)$$

$\Delta\lambda_e$ はイオン源の性能によって決まる量であり、 $\Delta\lambda_\omega$ の大きさは、測定系に依存する量である。この $\Delta\lambda_d$ が、さきに述べたゼーマン幅 $\Delta\lambda_z$ より小さいことが必要であるから、

$$\Delta\lambda_b < \Delta\lambda_z \quad (17)$$

$\Delta\lambda_z$ は磁場の大きさで決まっているため、この $\Delta\lambda_b$ の制限は、式(17)から $\Delta\lambda_\omega$ の大きさに制限となるため、測定系の幾可を制限する。

JT-60の代表的な磁場の大きさは4.5 Tであり、ゼーマン幅の式(1)に従うとHe I $2^1S - 3^1P$ (5015.7 Å)のゼーマン幅 $\Delta\lambda_z$ は、0.53 Åである。また、ビームのエネルギーのばらつきは最大±400 eVで、これはビームエネルギー200 keVの時、ビームと視野の交差角を θ として、 $\Delta\lambda_e = 0.2 \times \cos(\theta)$ Åに対応する。ビームを斜め上ポートから測定するとして、 θ は約60度になるので $\Delta\lambda_e$ は、およそ0.10 Åとなる。従って、 $\Delta\lambda_z > \Delta\lambda_d$ なる条件を満足するには、 $\Delta\lambda_\omega < 0.52$ Åであることが必要である。この値から、ビームと視線の交差角の広がり範囲 $\Delta\omega$ (図4参照)の上限が決定される。200 keVのビームエネルギーでは、 $\Delta\omega < 8.4 \times 10^{-3}$ である。測定領域のビームに沿った長さを1、測定用窓の実効径を ϕD 、窓と測定領域までの距離をLとするとこの角は、およそ $(1 / \sin \theta + D) / L$ である。Lは約6 mで、 $\sin \theta \sim 0.866$ なので $1.151 + D$ は50 mm以下となる。例えば、ビームに沿って、約1 cm測定するとDは30 mmにすればよい。これは、立体角でおよそ 7×10^{-5} に対応する。

一般に、ゼーマン幅は波長の2乗に比例し、ドップラー幅は波長に比例するので、波長が大きいほど $\Delta\omega$ は大きくとれる。

6. 測定方法の検討

このポロイダル磁場計測装置に必要なことは、可視域の光の偏光角を分光して測定することである。従って、可視光の分光、可視光の偏光角の測定の2つができなくてはならない。このステッ

小さい必要がある。ビームの線スペクトルが広がりをもつ理由として最も効果が大きいのは、ビームのドップラーシフトのばらつき（ドップラー幅）があげられる。その他、自然幅（ $\Delta\lambda_n$ ）及びシュタルク幅（ $\Delta\lambda_s$ ）がある。ドップラー幅には、2種類ある。1つは、ビームのエネルギーのばらつきによるドップラー幅、2つめは、測定している視野とビームの発散からくるドップラー幅である。従って、ビームの線スペクトル幅は、

$$\Delta\lambda_b = (\Delta\lambda_\omega^2 + \Delta\lambda_e^2 + \Delta\lambda_s^2 + \Delta\lambda_n^2)^{1/2} \quad (15)$$

ここに、 $\Delta\lambda_\omega$ は、角度の差によるドップラー幅、 $\Delta\lambda_e$ は、エネルギーのばらつきによるドップラー幅である。自然幅及びシュタルク幅は、このドップラー幅に比べて無視できる大きさであるため、通常 $\Delta\lambda_b$ として、2つのドップラー幅の平均自乗和 $\Delta\lambda_d$ をとる。

$$\Delta\lambda_b = \Delta\lambda_d = (\Delta\lambda_\omega^2 + \Delta\lambda_e^2)^{1/2} \quad (16)$$

$\Delta\lambda_e$ はイオン源の性能によって決まる量であり、 $\Delta\lambda_\omega$ の大きさは、測定系に依存する量である。この $\Delta\lambda_d$ が、さきに述べたゼーマン幅 $\Delta\lambda_z$ より小さいことが必要であるから、

$$\Delta\lambda_b < \Delta\lambda_z \quad (17)$$

$\Delta\lambda_z$ は磁場の大きさで決まっているため、この $\Delta\lambda_b$ の制限は、式(17)から $\Delta\lambda_\omega$ の大きさに制限となるため、測定系の幾可を制限する。

JT-60の代表的な磁場の大きさは4.5 Tであり、ゼーマン幅の式(1)に従うとHe I $2^1S - 3^1P$ (5015.7 Å)のゼーマン幅 $\Delta\lambda_z$ は、0.53 Åである。また、ビームのエネルギーのばらつきは最大±400 eVで、これはビームエネルギー200 keVの時、ビームと視野の交差角を θ として、 $\Delta\lambda_e = 0.2 \times \cos(\theta)$ Åに対応する。ビームを斜め上ポートから測定するとして、 θ は約60度になるので $\Delta\lambda_e$ は、およそ0.10 Åとなる。従って、 $\Delta\lambda_z > \Delta\lambda_d$ なる条件を満足するには、 $\Delta\lambda_\omega < 0.52$ Åであることが必要である。この値から、ビームと視線の交差角の広がり範囲 $\Delta\omega$ (図4参照)の上限が決定される。200 keVのビームエネルギーでは、 $\Delta\omega < 8.4 \times 10^{-3}$ である。測定領域のビームに沿った長さを1、測定用窓の実効径を ϕD 、窓と測定領域までの距離をLとするとこの角は、およそ $(1 / \sin \theta + D) / L$ である。Lは約6 mで、 $\sin \theta \sim 0.866$ なので $1.151 + D$ は50 mm以下となる。例えば、ビームに沿って、約1 cm測定するとDは30 mmにすればよい。これは、立体角でおよそ 7×10^{-5} に対応する。

一般に、ゼーマン幅は波長の2乗に比例し、ドップラー幅は波長に比例するので、波長が大きいほど $\Delta\omega$ は大きくとれる。

6. 測定方法の検討

このポロイダル磁場計測装置に必要なことは、可視域の光の偏光角を分光して測定することである。従って、可視光の分光、可視光の偏光角の測定の2つができなくてはならない。このステッ

プは、同時にはできないので、測定手段としては、2通り考えられる。1つは、光をその偏光成分を損なうことなく分光した後、偏光角の測定をする方法、他は、さきに偏光角を2つの成分に分けそれぞれの光を分光する方法である。どちらの方法を取るにせよ、4節で示したように、ビームの発光量は大きくないので測定装置の透過率が大きい方法を使用する必要がある。1節では、従来使用されている π 成分の分光を先にし、偏光分離を後にする測定方法について述べる。2節では、今回計画している偏光成分を先に分離し、分光を後にする測定例について述べる。

6.1 π 成分を先に分光する方法

従来使用されている π 成分を先に分光する方法は、干渉フィルターとファブリペロー干渉計、ファラデーローテータを使用する光学系である⁽⁴⁾。図11にこの方法を示す。まず、プラズマからの光を集光レンズで集め、干渉フィルターとファブリペロー干渉計に導く。干渉計によって、分光された π 成分の光はファラデーローテータを通り、その後、ウォラストンプリズムに導かれる。ウォラストンプリズムは、結晶の軸に対して垂直方向と水平方向の偏波している成分に光を分離する。その光をそれぞれホトマルで受光し、各々の信号が一致するようにフィードバックでファラデーローテータの回転角を調整する。この時の、ファラデーローテータに必要な電流から元の光の偏光角が導ける。この方法の特徴としては、分光する際に、 π 成分の偏光面を変化させないようにしなければならないことである。従って、分光器の様な偏光成分によって透過率が変化するものは使用できず、通常ファブリペロー干渉計が使われる。この測定法の利点は、偏光成分の差を取ることににより、プラズマの迷光などの無偏光の光による誤差が小さいことがあげられる。欠点としては、分光するとき使用している干渉フィルター、ファブリペロー干渉計及びファラデーローテータの透過率が小さいため、光量が大きくとりにくいことである。参考文献(4)には直接透過率は書かれていないが、各光学素子の透過率は干渉フィルターで0.3～0.5程度、ファブリペロー干渉計で約0.2、ファラデーローテータでおよそ0.2～0.5と予想される。このため、光学系全体の透過率はよくても0.005程度と予想される。さらに、検出効率(～0.2)を考えに入れると、各偏光成分のカウントレイトは、約 500 sec^{-1} 程度となり、今回のJT-60の計測には実用的な計測とはいいがたい。

6.2 偏光成分を先に分離する方法

前節で述べた方法とは逆に、先に偏光成分を分離し、その後、 π 成分を分光する方法も考えられる。図12に、その方法を示す。

まず、プラズマからの光を集光レンズで集め、 $1/2$ 波長板で偏光面を 45° 回転させてトロイダル方向を 45° にする。その後、ウォラストンプリズムに入れることにより、偏光成分を同程度の強度の光にして分離する。次に、それぞれの偏光成分の光を $1/4$ 波長板を通し円偏光に変えてから、分光器の入口スリットに入るようにプリズムを使って、像を回転させて分光器に導く。この場合、それぞれの偏光成分の信号の大きさから偏光角を計算する。この方法の特徴は、分光する過程ではすでに偏光成分に分かれているので、原理的には、どんな分光装置を使用してもよいこ

とである。従って、透過率の大きい分光器を使用することにより、光量が小さくても測定しやすい。

3.3節に示したように、Heビームの光量は 10^{16} photons \cdot m⁻³ \cdot sec⁻¹ \cdot sr⁻¹ 程度であり、5.2節で示した測定限界の立体角から計算すると測定系の入口に入ってくる光量は、高々 10^6 sec⁻¹ である。この光量は、光学系のロスを考えると光子カウンティング領域の測定となる。次に、各々の測定系の透過率を概算する。但し、分光計の波長分解能は、ゼーマン幅に比べて小さいことが必要であるため、0.1 Å以下とする。従って、分光器の性能として、測定波長での高分解能、高透過率が要求される。また、入口スリットには、2つの光点が上下にはいるため、像の収差が小さい事も要求される。可視分光器の中では、この要求に沿うものは、リトロ型分光器であり、今回の測定装置にこの型を採用した。

表2に、各光学素子の透過率を示す。この方法では、全体の透過率は分光器とウォラストンプリズムの透過率でほぼ決定されている。予想される総合透過率は、0.2程度である。

従って、ビームの光子カウントレイトは、 5×10^4 sec⁻¹ 程度となる。

それでも光量は、ビームのパルス幅が0.1 secなので、光子数にして 5×10^3 程度であり、次節で述べる統計誤差のための角度誤差が生じる。

7. 測定精度の評価

本節では、測定精度の評価をする。測定誤差の要因となるのは、ビーム光量の統計誤差、迷光、プラズマ中での偏波面の回転が挙げられる。その他、偏光角の誤差となる原因には、JT-60に起因するトロイダルコイルの誤差磁場、機械的振動、また、測定装置に起因する機械の設置誤差、回路ノイズ等がある。以下に現時点で評価が可能な要因について考察する。1から3節では測定上避けられない、光量の統計誤差とプラズマに起因する誤差について述べる。4節では、トロイダル磁場の非一様性について、5節では、振動による誤差について述べる。

7.1 統計誤差

本測定は、ビームから得られる光量が小さく、光子カウンティング法で測定するため、統計誤差が生ずる。統計誤差は、カウント数がNであったとき、 $1/\sqrt{N}$ で表わされる。Nは約 5×10^3 (photons \cdot s⁻¹) であるから、この誤差は、 1.4×10^{-2} 程度となる。統計誤差分のみかけの光量を無偏光の光として考えると、光量との比が 1.4×10^{-2} となり、これから生ずる角度の相対誤差 σ_{st} は、付録1から

$$\sigma_{st} = 1 / (1 + 1.4 \times 10^{-2}) \sim 1.4 \times 10^{-2} \quad (18)$$

である。

とである。従って、透過率の大きい分光器を使用することにより、光量が小さくても測定しやすい。

3.3節に示したように、Heビームの光量は 10^{16} photons \cdot m⁻³ \cdot sec⁻¹ \cdot sr⁻¹ 程度であり、5.2節で示した測定限界の立体角から計算すると測定系の入口に入ってくる光量は、高々 10^6 sec⁻¹ である。この光量は、光学系のロスを考えると光子カウンティング領域の測定となる。次に、各々の測定系の透過率を概算する。但し、分光計の波長分解能は、ゼーマン幅に比べて小さいことが必要であるため、 0.1 \AA 以下とする。従って、分光器の性能として、測定波長での高分解能、高透過率が要求される。また、入口スリットには、2つの光点が上下にはいるため、像の収差が小さい事も要求される。可視分光器の中では、この要求に沿うものは、リトロ型分光器であり、今回の測定装置にこの型を採用した。

表2に、各光学素子の透過率を示す。この方法では、全体の透過率は分光器とウォラストンプリズムの透過率でほぼ決定されている。予想される総合透過率は、0.2程度である。

従って、ビームの光子カウントレイトは、 5×10^4 sec⁻¹ 程度となる。

それでも光量は、ビームのパルス幅が 0.1 sec なので、光子数にして 5×10^3 程度であり、次節で述べる統計誤差のための角度誤差が生じる。

7. 測定精度の評価

本節では、測定精度の評価をする。測定誤差の要因となるのは、ビーム光量の統計誤差、迷光、プラズマ中での偏波面の回転が挙げられる。その他、偏光角の誤差となる原因には、JT-60に起因するトロイダルコイルの誤差磁場、機械的振動、また、測定装置に起因する機械の設置誤差、回路ノイズ等がある。以下に現時点で評価が可能な要因について考察する。1から3節では測定上避けられない、光量の統計誤差とプラズマに起因する誤差について述べる。4節では、トロイダル磁場の非一様性について、5節では、振動による誤差について述べる。

7.1 統計誤差

本測定は、ビームから得られる光量が小さく、光子カウンティング法で測定するため、統計誤差が生ずる。統計誤差は、カウント数が N であったとき、 $1/\sqrt{N}$ で表わされる。 N は約 5×10^3 (photons \cdot s⁻¹) であるから、この誤差は、 1.4×10^{-2} 程度となる。統計誤差分のみかけの光量を無偏光の光として考えると、光量との比が 1.4×10^{-2} となり、これから生ずる角度の相対誤差 σ_{st} は、付録1から

$$\sigma_{st} = 1 / (1 + 1.4 \times 10^{-2}) \sim 1.4 \times 10^{-2} \quad (18)$$

である。

7.2 プラズマからの迷光による誤差

プラズマからの迷光の原因には、主に2つ考えられる。1つは、制動輻射光であり、1つは、他の線スペクトルである。測定したい線スペクトルは微弱光なので、制動輻射光は誤差の主要因となりえる。また、近くの波長領域に他の強い線スペクトルが存在すれば、誤差が大きくなると予想できる。

7.2.1 制動輻射光

制動輻射光の強度は、

$$dE/dtdv d\lambda = 2.04 \cdot 10^{-35} n_e n_z z^2 g_{ff} e^{-144z/T_b} / \lambda^2 T_b^{1/2} \quad (19)$$

(J · s⁻¹ · m⁻³ · Å⁻¹)

で表わされる。ここに、 g_{ff} は gaunt 因子、 T_b は 100 eV 単位で表わした T_e 、 λ は波長(Å)、 n_e 、 n_z はそれぞれ電子、イオンの密度(m⁻³)である。

測定波長範囲である 5000 Å 付近では、光のエネルギーが約 2 eV なので、単位体積単位時間当りの光子数は、式(19)をこのエネルギーで割れば得られる。但し、制動輻射光は、プラズマ全体から出ているので、視線方向に積分する必要がある。

測定精度を評価するには、測定すべき線スペクトルとその波長の制動輻射光の強度比を知る必要がある。ビームの入射側を測定するとして、明らかに、プラズマ中心での強度比がいちばん小さい。そこで、第3章の光量計算に使用したプラズマパラメータの空間分布でプラズマ中心での強度比を計算すると約5である。

次に、プラズマ中心でのこの強度比のプラズマパラメータ依存性を図13～15に示す。強度比が1になる電子密度の量は、不純物量(炭素)1%、電子温度1 KeVから10 KeVの範囲で、約 6×10^{19} m⁻³ である。この値は、現在のLHCDの電流駆動プラズマの電子密度より大きい。さらに高密度のプラズマの測定をするためには、将来なんらかの対策が必要となる。また、電子密度が 3×10^{19} m⁻³ の時強度比を1にする不純物量は約10%以上であり、電子温度はこの範囲では、対応する量はない。この制動輻射光はバックグラウンドとして差し引くことによって影響を小さくできる。この時の誤差は、制動輻射光の統計誤差の2倍と考えてよい。

通常のLHCD等のプラズマパラメータで考える限り、電子密度 3×10^{19} m⁻³ 以下のJT-60 プラズマでは、ビームの光量と制動輻射光と強度比は5以上あるため、制動輻射光による角度の相対誤差 σ_{br} は、付録1から

$$\sigma_{br} = (1/5)^{1/2} \times \sigma_{st} \quad (20)$$

となる。

7.2.2 他の線スペクトル

測定波長領域に、他の強い線スペクトルがあるかどうかを検討する。表3に、測定波長領域で同定されたJT-60 プラズマの線スペクトルの波長表を示す。この表は、第一壁がTiC壁の時の

ものでTiの低電離の線スペクトルが多く同定されているが、グラファイト壁に変更後はTiの量がかなり減少するので、問題にはならないと考えられる。CIVの2次光も多次除去フィルターを用いれば問題ない。従って、表で見る限り特に強い線スペクトルはないと考えられる。但し、グラファイト壁に変更後の写真がないので、再度写真測定が必要である。また、波長表によるとこの波長領域付近ではC、Oの低電離イオンの線スペクトルが存在する。これらの線スペクトルは通常放電の初期にのみ強く光るため、電流分布を測定する時刻には問題にはならないと予想している。

7.3 プラズマ中での光過程

プラズマ中ではいくつかの光過程があるが、この測定の誤差の原因となり得るのは、プラズマによるファラデーローテーションである。磁場の方向を測定するためには、線スペクトルがプラズマから偏光面の角度を保存して出てくる必要がある。プラズマ中でのファラデーローテーションは、プラズマ-波相互作用として知られ、その回転角 α (rad)は次式で与えられる⁽¹¹⁾。

$$\alpha = 2.6 \times 10^{-33} \lambda^2 n_e B l \quad (21)$$

ここに、 λ (Å)は光の波長、 n_e (m^{-3})は電子密度、 B (T)は光の進行方向の磁場の大きさ、 l (m)は長さである。

これから、JT-60での線スペクトルの偏光面の回転を計算する。 λ として、 5015.7 (Å)を、 n_e を $6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ とし、 l を 0.9 mとする。また、 B は光の進行方向に平行な成分なので、最大でもポロイダル磁場の大きさであるから 0.3 Tすると、

$$\alpha = 2.6 \times 10^{-33} \times 5015.7^2 \times 6 \times 10^{19} \times 0.3 \times 0.9 = 1.1 \times 10^{-6}$$

となる。測定角は $1/15$ rad程度になるので、プラズマ中の光過程による相対誤差 σ_{rot} は、最大でも 1.6×10^{-5} 以下である。

7.4 トロイダルコイルの誤差磁場

トロイダルコイルの誤差磁場はトロイダルコイルの製作誤差や設置誤差などにより生ずる。この誤差を概略見積る。Heビームは、トロイダルコイルの中心を通るため、この線上での誤差磁場の大きさを調べればよい。この値は、JT-60トロイダル電源設計報告書〔12〕に記載されていて、コイル中心を通る垂線上で最大約 20 (G)程度と見積られている。この誤差磁場と中心でのトロイダル磁場 4.5 Tとの比は、 4.4×10^{-4} である。また、磁場の時間的な揺動は、トロイダルコイルの電流制御と磁場のしみこみ時間で決まる。通常、電流制御は、 $\pm 5 \times 10^{-3}$ の精度で行い、しみ込み時間が秒のオーダーなので、中性粒子ビームのパルス幅 0.1 秒の間には 5×10^{-4} 以下の誤差となる。従って、トロイダルコイルの誤差磁場による角度誤差は最大で 9×10^{-4} rad以下で、その相対誤差 σ_{bt} は、測定角 $1/15$ radとして、 1.4×10^{-2} 以下となる。

7.5 振動による誤差

プラズマの放電時の振動が測定系を振動させる可能性があるため、その大きさを評価する。測定装置が設置される計測やぐらの実測値はないので、計測装置用架台の振動で評価する。この架台の放電時の振動は、実測値の振幅で約1 cmである。角度の誤差の要因となるのは平行移動以外の振動であるから、やぐらの高さを25 mとして、角度の誤差は、 $1/2500 = 4 \times 10^{-4}$ 程度である。従って、振動による相対誤差 σ_{vib} は、 6×10^{-3} 以下と考えられる。

7.6 誤差評価の結果

本節では、1節から5節までに述べてきた誤差をもとに総合誤差 σ_{total} を求める。それぞれの誤差は独立事象であると考えられるので、総合の誤差の大きさを、各々の誤差の2乗和の平方根で評価するのが妥当である。従って、

$$\sigma_{total} = (\sigma_{st}^2 + \sigma_{br}^2 + \sigma_{rot}^2 + \sigma_{vib}^2)^{1/2} \quad (22)$$

で表わされる。

1節から5節で求めた値を代入してみると、

$$\sigma_{total} = ((1.4 \times 10^{-2})^2 + 1/5 (1.4 \times 10^{-2})^2 + (1 \times 10^{-4})^2 + (1.4 \times 10^{-2})^2 + (6 \times 10^{-3})^2)^{1/2} \sim 2 \times 10^{-2}$$

程度となる。

従って、LHCD等の電流駆動実験 ($n_e \leq 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) では、電流分布計測は十分可能である。

但し、この誤差評価は、プラズマを定常状態として求めているので、測定時間 (0.1 秒) の間にプラズマパラメータ (特に、電子密度) が変化している場合は、もっと大きくなると予想される。

8. ま と め

JT-60 プラズマにおけるHe ビームを利用した電流分布計測を計画した。この方法は将来的にも有望と考えられる中性原子の線スペクトルのゼーマン効果を利用した方法であり、He ビームとしては、イオン温度計測用の能動粒子線 (200 keV, 0.6 A, 100 ms) を考えた。その結果、以下のことが判明した。

- 1) 測定すべき線スペクトルの光量は、プラズマ中心でおよそ $1 \times 10^{16} \text{ photons} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ であり、通常の不純物の線スペクトルの値 $1 \times 10^{20} \text{ photons} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ に比べると小さい。
- 2) 光量はおもに電子密度によるビームの減衰で決定され、電子温度 1 ~ 10 keV の範囲ではそ

7.5 振動による誤差

プラズマの放電時の振動が測定系を振動させる可能性があるため、その大きさを評価する。測定装置が設置される計測やぐらの実測値はないので、計測装置用架台の振動で評価する。この架台の放電時の振動は、実測値の振幅で約 1 cm である。角度の誤差の要因となるのは平行移動以外の振動であるから、やぐらの高さを 25 m として、角度の誤差は、 $1/2500 = 4 \times 10^{-4}$ 程度である。従って、振動による相対誤差 σ_{vib} は、 6×10^{-3} 以下と考えられる。

7.6 誤差評価の結果

本節では、1 節から 5 節までに述べてきた誤差をもとに総合誤差 σ_{total} を求める。それぞれの誤差は独立事象であると考えられるので、総合の誤差の大きさを、各々の誤差の 2 乗和の平方根で評価するのが妥当である。従って、

$$\sigma_{total} = (\sigma_{st}^2 + \sigma_{br}^2 + \sigma_{rot}^2 + \sigma_{vib}^2)^{1/2} \quad (22)$$

で表わされる。

1 節から 5 節で求めた値を代入してみると、

$$\begin{aligned} \sigma_{total} = & ((1.4 \times 10^{-2})^2 + 1/5 (1.4 \times 10^{-2})^2 + (1 \times 10^{-4})^2 + (1.4 \times 10^{-2})^2 \\ & + (6 \times 10^{-3})^2)^{1/2} \sim 2 \times 10^{-2} \end{aligned}$$

程度となる。

従って、LHCD 等の電流駆動実験 ($n_e \leq 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) では、電流分布計測は十分可能である。

但し、この誤差評価は、プラズマを定常状態として求めているので、測定時間 (0.1 秒) の間にプラズマパラメータ (特に、電子密度) が変化している場合は、もっと大きくなると予想される。

8. ま と め

JT-60 プラズマにおける He ビームを利用した電流分布計測を計画した。この方法は将来的にも有望と考えられる中性原子の線スペクトルのゼーマン効果を利用した方法であり、He ビームとしては、イオン温度計測用の能動粒子線 (200 keV, 0.6 A, 100 ms) を考えた。その結果、以下のことが判明した。

- 1) 測定すべき線スペクトルの光量は、プラズマ中心でおよそ $1 \times 10^{16} \text{ photons} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ であり、通常の不純物の線スペクトルの値 $1 \times 10^{20} \text{ photons} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ に比べると小さい。
- 2) 光量はおもに電子密度によるビームの減衰で決定され、電子温度 1 ~ 10 keV の範囲ではそ

れほど変化しない。また、不純物量が大きいほどビームの減衰により光量は小さくなる。

3) LHCD等の電流駆動実験 ($n_e < 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) での電流分布計測が可能である。

但し、ビーム光と制動輻射光の光量比は電子密度が大きくなると急激に小さくなるので将来的にはより高電子密度での測定方法を検討する必要がある。

謝 辞

本報告をまとめるにあたり、不断の激励と支援を頂きました、鈴木前臨界プラズマ計測室長及び船橋臨界プラズマ計測室長、田村早苗臨界プラズマ研究部長に感謝します。また、本報告に関して有益な議論をして頂きました、名古屋大学プラズマ研究所藤田順治教授と門田清助教授に感謝します。

参 考 文 献

- 1 C. H. MA et al : Rev. Sci. Instrum. 56 (5) 1986 p. 1994
- 2 D. P. Hutchinson, K. L. vander Sluis, P. A. Staats : ORNL 5498
- 3 D. P. Hutchinson, P. A. Staats, K. L. vander Sluis : Nucl. Fusion 21 (12) 1981 p. 1535
- 4 K. McCormick et al : IPP III/107
- 5 A. Nishizawa, J. Fujita : IPPJ DT 133
- 6 W. P. West, D. M. Thomas : Rev. Sci. Instrum 56 (5) 1985 p. 1071
- 7 W. P. West : Rev. Sci. Instrum 57 (8) 1986 p. 2006
- 8 K. Kadota et al : Rev. Sci. Instrum 56 (5) 1985 p. 857
- 9 T. Itou et al : JAERI-M 86 - 114
- 10 JT-60 team : JAERI-M 87 - 009
- 11 F. DeMarco and S. E. Segre : Plasma Phys. 14 (1972) 245
- 12 T. Nishio et al : JAERI-M 7846
- 13 S. Tuji et al : JAERI-M 86 - 006

れほど変化しない。また、不純物量が大きいほどビームの減衰により光量は小さくなる。

3) LHCD等の電流駆動実験 ($n_e < 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) での電流分布計測が可能である。

但し、ビーム光と制動輻射光の光量比は電子密度が大きくなると急激に小さくなるので将来的にはより高電子密度での測定方法を検討する必要がある。

謝 辞

本報告をまとめるにあたり、不断の激励と支援を頂きました、鈴木前臨界プラズマ計測室長及び船橋臨界プラズマ計測室長、田村早苗臨界プラズマ研究部長に感謝します。また、本報告に関して有益な議論をして頂きました、名古屋大学プラズマ研究所藤田順治教授と門田清助教授に感謝します。

参 考 文 献

- 1 C. H. MA et al : Rev. Sci. Instrum. 56 (5) 1986 p. 1994
- 2 D. P. Hutchinson, K. L. vander Sluis, P. A. Staats : ORNL 5498
- 3 D. P. Hutchinson, P. A. Staats, K. L. vander Sluis : Nucl. Fusion 21 (12) 1981 p. 1535
- 4 K. McCormick et al : IPP III/107
- 5 A. Nishizawa, J. Fujita : IPPJ DT 133
- 6 W. P. West, D. M. Thomas : Rev. Sci. Instrum 56 (5) 1985 p. 1071
- 7 W. P. West : Rev. Sci. Instrum 57 (8) 1986 p. 2006
- 8 K. Kadota et al : Rev. Sci. Instrum 56 (5) 1985 p. 857
- 9 T. Itou et al : JAERI-M 86 - 114
- 10 JT-60 team : JAERI-M 87 - 009
- 11 F. DeMarco and S. E. Segre : Plasma Phys. 14 (1972) 245
- 12 T. Nishio et al : JAERI-M 7846
- 13 S. Tuji et al : JAERI-M 86 - 006

れほど変化しない。また、不純物量が大きいほどビームの減衰により光量は小さくなる。

3) LHCD等の電流駆動実験 ($n_e < 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) での電流分布計測が可能である。

但し、ビーム光と制動輻射光の光量比は電子密度が大きくなると急激に小さくなるので将来的にはより高電子密度での測定方法を検討する必要がある。

謝 辞

本報告をまとめるにあたり、不断の激励と支援を頂きました、鈴木前臨界プラズマ計測室長及び船橋臨界プラズマ計測室長、田村早苗臨界プラズマ研究部長に感謝します。また、本報告に関して有益な議論をして頂きました、名古屋大学プラズマ研究所藤田順治教授と門田清助教授に感謝します。

参 考 文 献

- 1 C. H. MA et al : Rev. Sci. Instrum. 56 (5) 1986 p. 1994
- 2 D. P. Hutchinson, K. L. vander Sluis, P. A. Staats : ORNL 5498
- 3 D. P. Hutchinson, P. A. Staats, K. L. vander Sluis : Nucl. Fusion 21 (12) 1981 p. 1535
- 4 K. McCormick et al : IPP III/107
- 5 A. Nishizawa, J. Fujita : IPPJ DT 133
- 6 W. P. West, D. M. Thomas : Rev. Sci. Instrum 56 (5) 1985 p. 1071
- 7 W. P. West : Rev. Sci. Instrum 57 (8) 1986 p. 2006
- 8 K. Kadota et al : Rev. Sci. Instrum 56 (5) 1985 p. 857
- 9 T. Itou et al : JAERI-M 86 - 114
- 10 JT-60 team : JAERI-M 87 - 009
- 11 F. DeMarco and S. E. Segre : Plasma Phys. 14 (1972) 245
- 12 T. Nishio et al : JAERI-M 7846
- 13 S. Tuji et al : JAERI-M 86 - 006

表1 中性子ビームの諸量

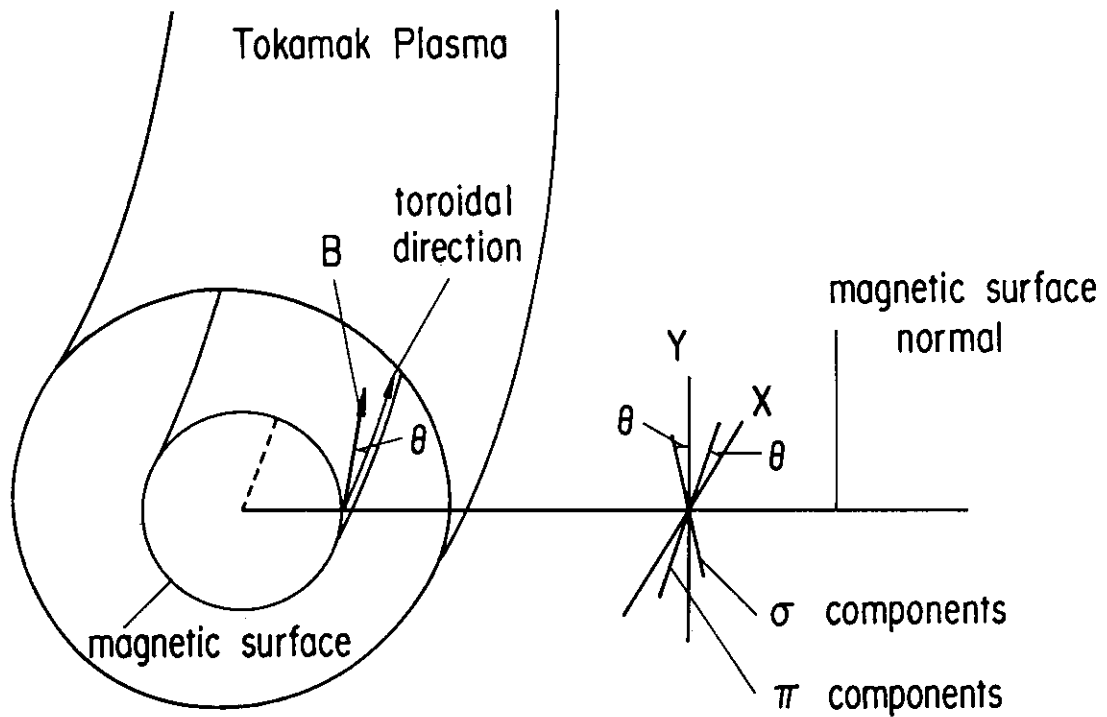
イオン種	He
エネルギー	$\leq 200\text{keV}$
強度	0.6A
発散角	0.18°
パルス幅	0.1 sec

表2 光学素子とその透過率

光学部品名	透過率
集光レンズ	≥ 0.96
1/2波長板	≥ 0.96
ウォラストンプリズム	~ 0.6
1/4波長板	≥ 0.96
リレイレンズ (x3)	≥ 0.96
ダブプリズム	≥ 0.96
分光器	~ 0.4

表3 JT-60の写真撮影で同定された5000 Å付近の線スペクトル

イオン種	波長 (Å)	コンフィギュレーション
Ti IV	2546.85 X2	4d ² D - 4f ² F ^o
Ti III	2540.02 X2	a ³ D - z ³ F
Ti II	2535.88 X2	b ⁴ F - y ⁴ D ^o
Ti II	2534.64 X2	b ⁴ F - y ⁴ D ^o
Ti I	5064.65	a ³ F - z ³ D ^o
Ti II	2531.27 X2	b ⁴ F - y ⁴ D ^o
C IV	2529.98 X2	4f ² F ^o - 5g ² G
Ti III	2527.80 X2	a ³ D - z ³ F ^o
Ti II	2525.62 X2	b ⁴ F - y ⁴ D ^o
Ti II	2524.66 X2	b ⁴ F - y ⁴ D ^o
Ti I	5039.96	a ³ F - z ³ D ^o
Ti I	5036.46	b ³ F - w ³ G ^o
Ti I	5035.91	b ³ F - w ³ G ^o
Ti III	2516.01 X2	a ³ D ^o - z ³ F ^o
Ti I	5014.277	a ⁵ F - y ⁵ G ^o
Ti I	5014.185	a ³ F - z ³ D ^o
Ti I	5007.209	a ⁵ F - y ⁵ G ^o



X axis parallel to toroidal direction
 Y axis parallel to poloidal direction

The unshifted component (π) of a normal Zeeman triplet is polarized parallel to the magnetic field B

図1 ゼーマン分離した線スペクトルの偏光角とトカマクプラズマ中の磁場の方向との関係

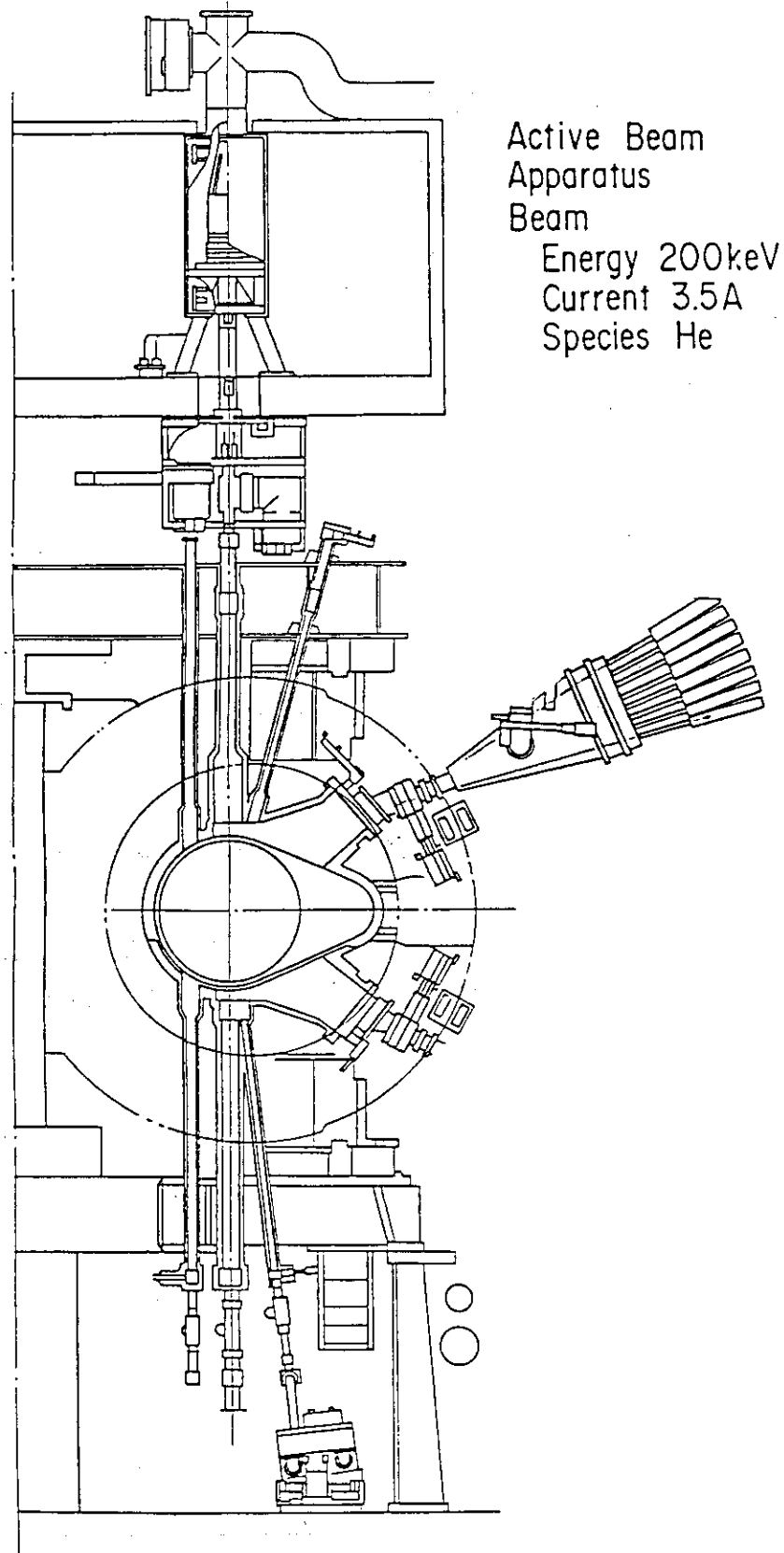
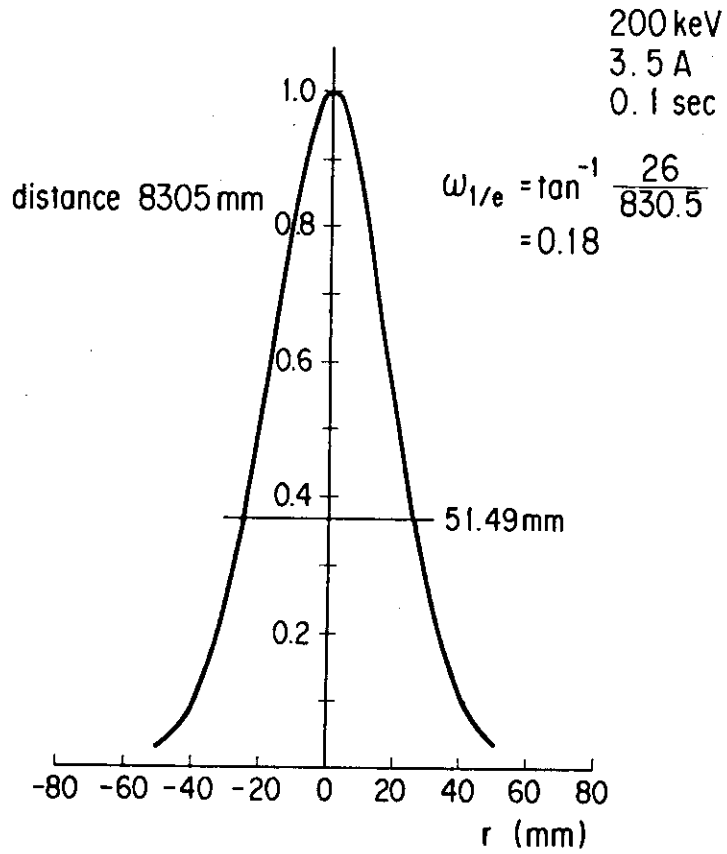


図2 JT-60 と能動粒子線装置，測定系との位置関係



Intensity Profile of He Beam

図3 プラズマ中心でのHeビームの強度分布

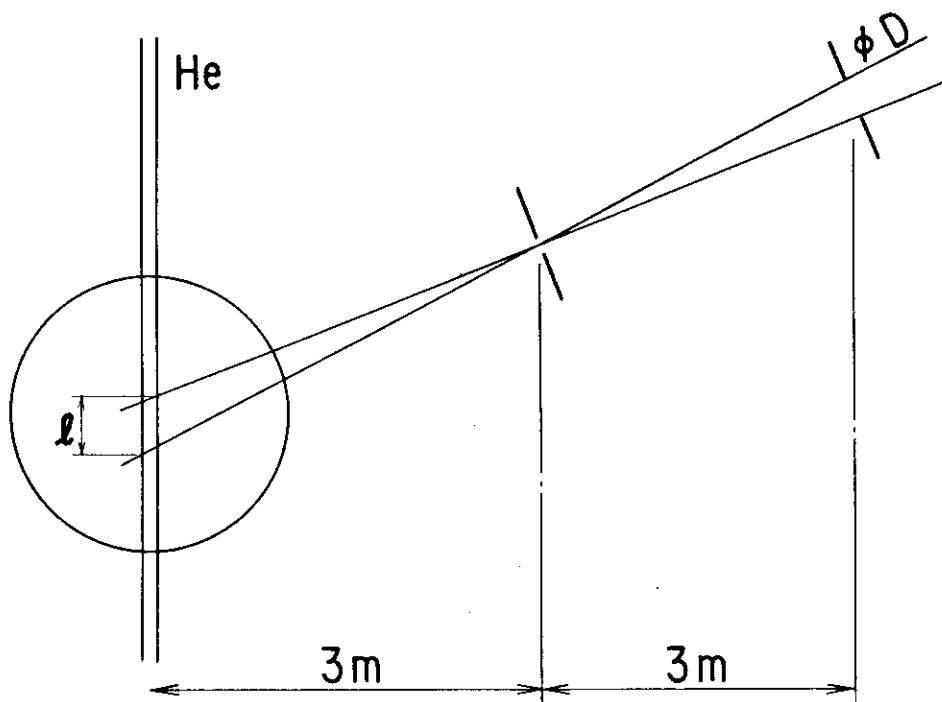


図4 スリットと窓の位置関係

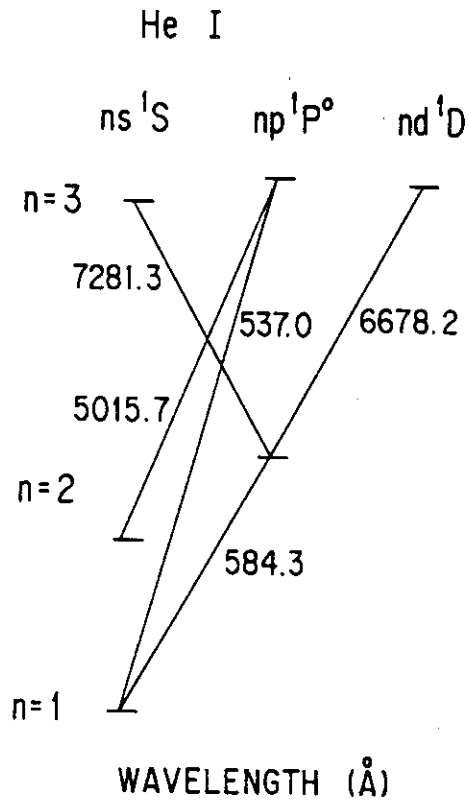


図5 He I のグロトリアン・ダイアグラムの一部

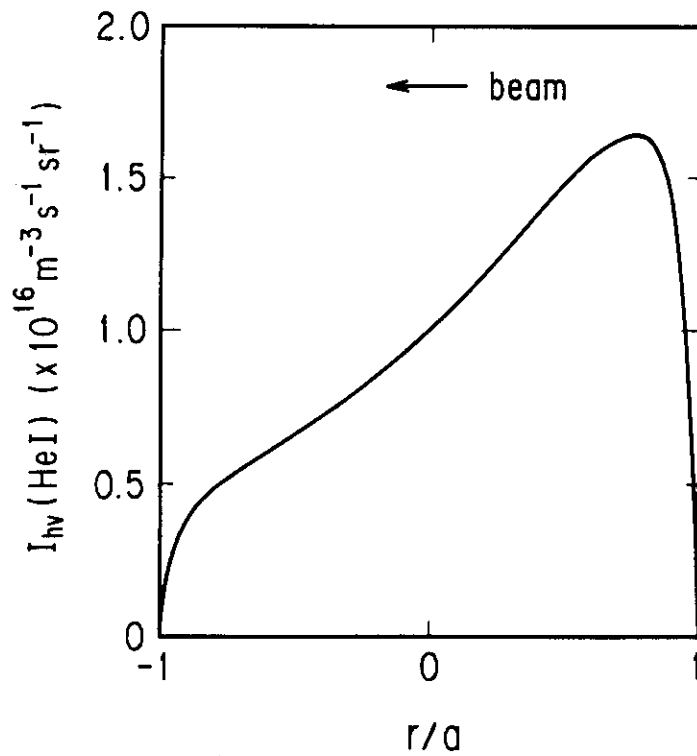


図6 電子密度分布とHeビームの発光量分布の一例

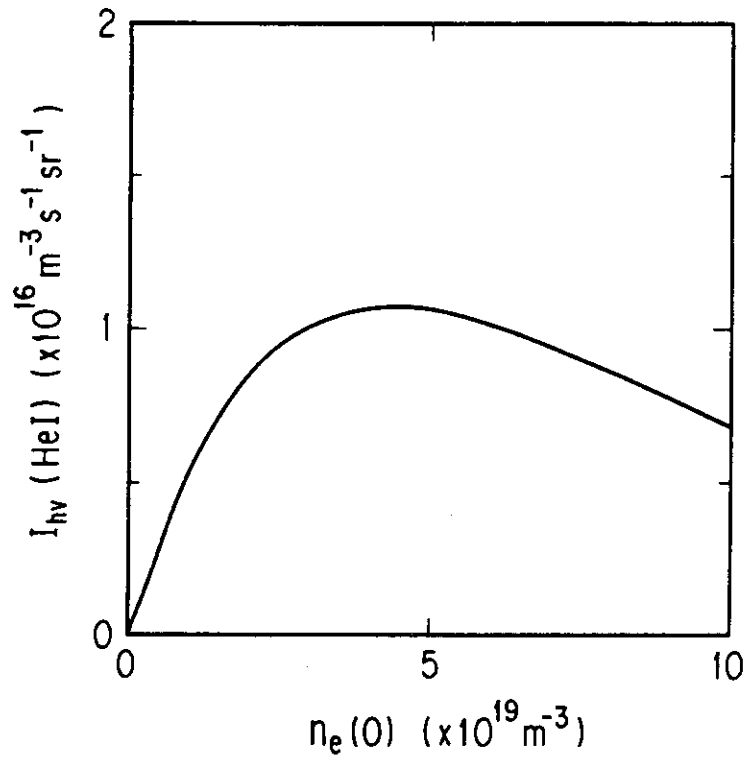


図7 プラズマ中心でのHeビーム発光量の電子密度依存性

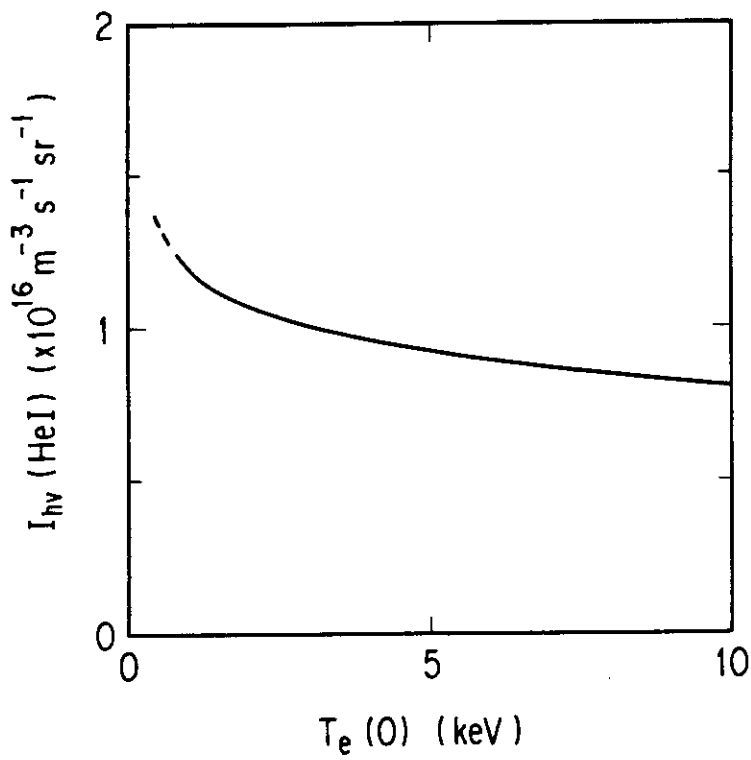


図8 プラズマ中心でのHeビームの発光量の電子温度依存性

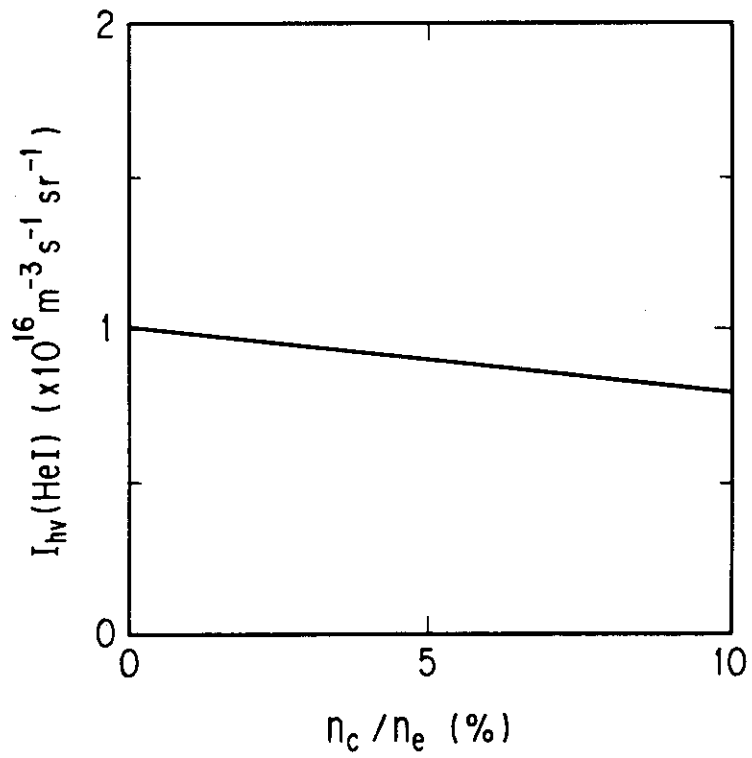


図9 プラズマ中心でのHeビームの発光量の不純物量依存性

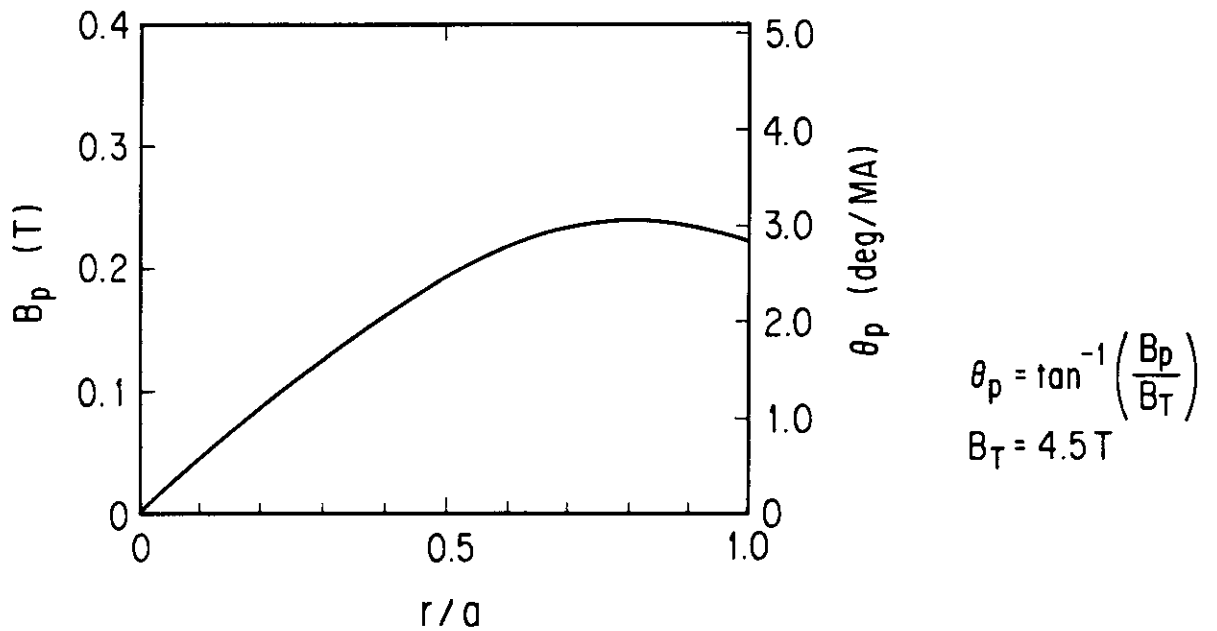


図10 ポロイダル磁場の空間分布の例
 $j(r) = j(0)(1 - (r/a)^2)^3$ として計算した

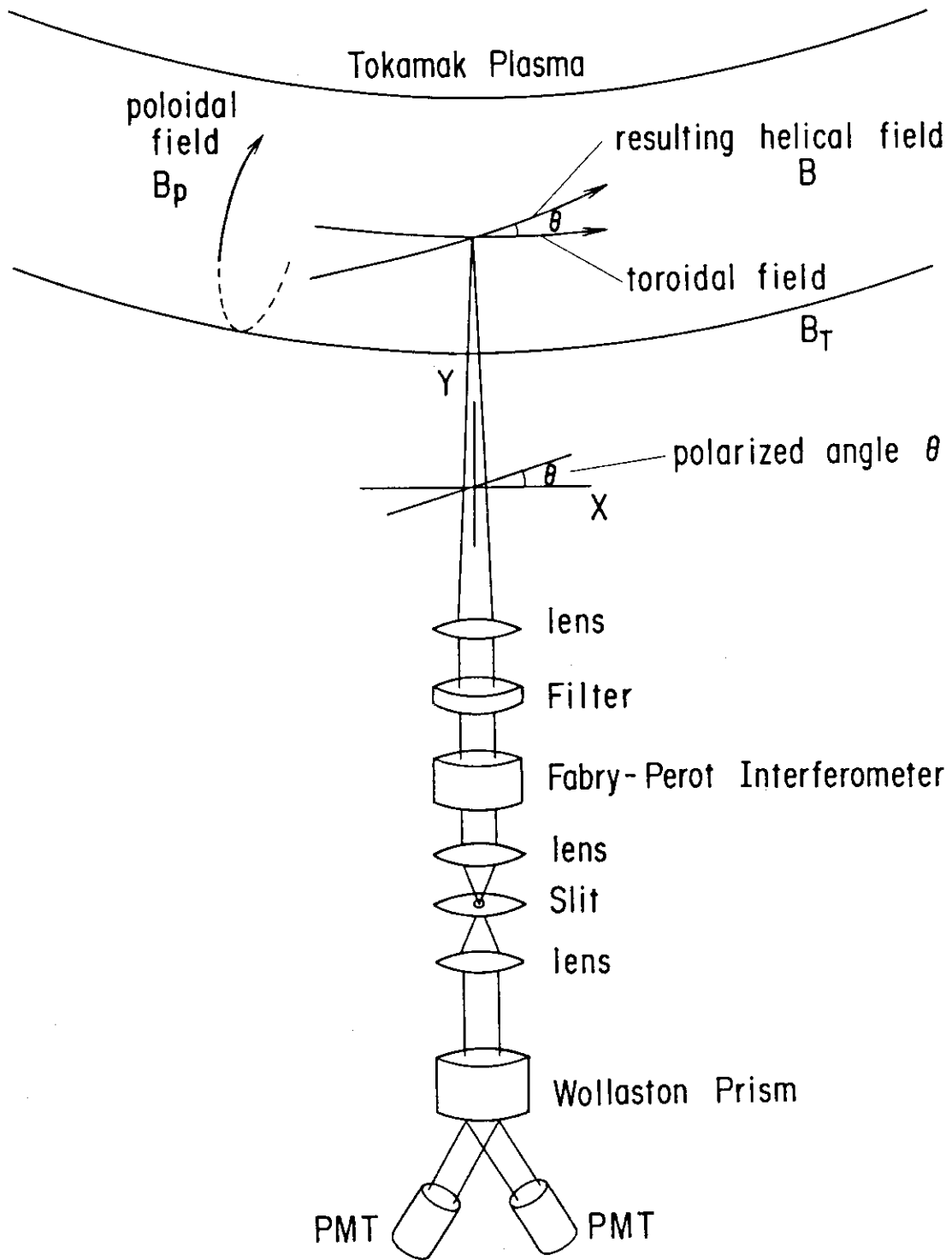


図 11 π 成分を先に分光する光学系の代表例

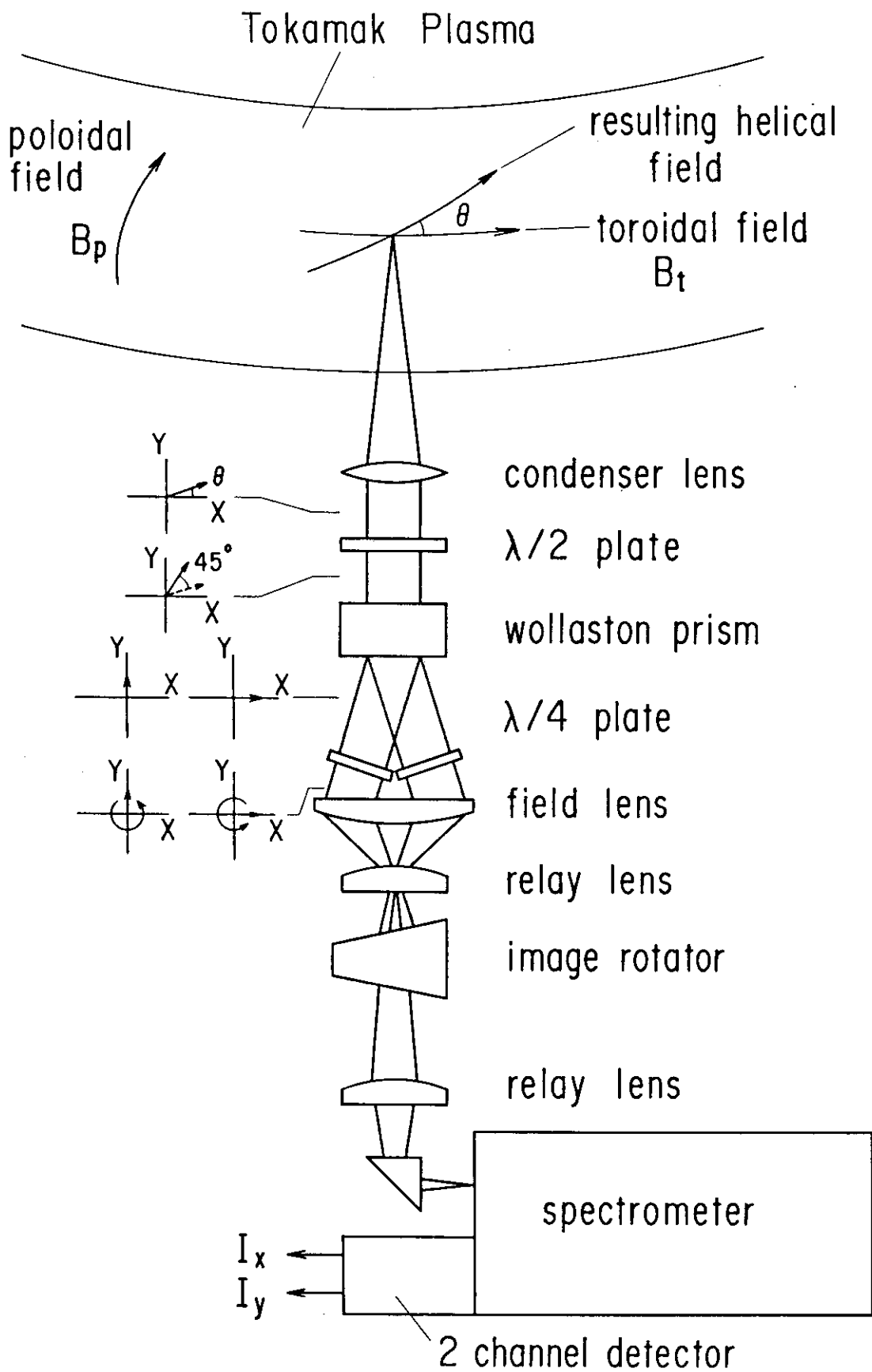


図 12 偏光成分を先に分離する光学系の例

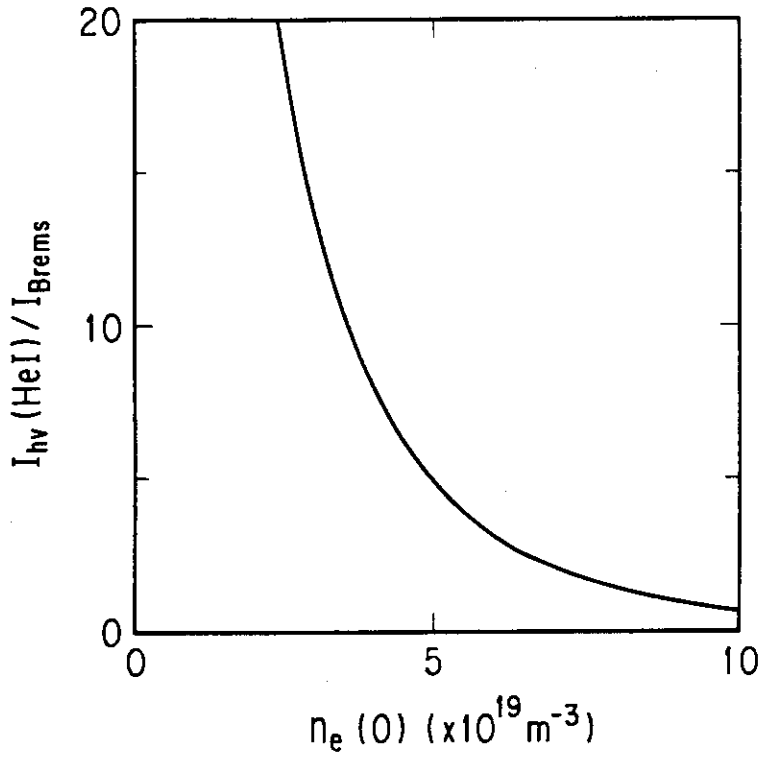


図 13 プラズマ中心に於けるHeビームの発光量とそれを測定する視線での迷光量との強度比の電子密度依存性

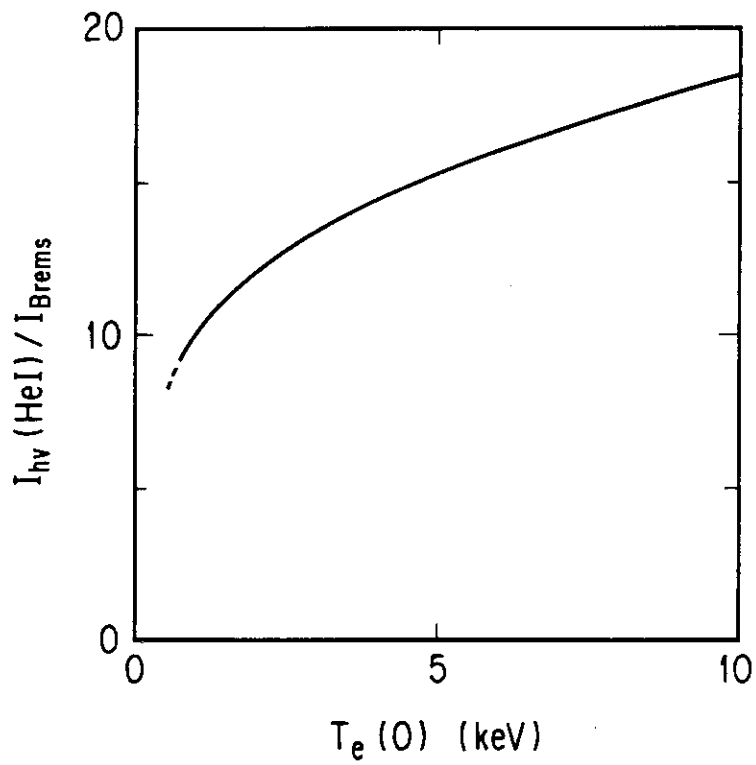


図 14 プラズマ中心に於けるHeビームの発光量とそれを測定する視線での迷光量との強度比の電子温度依存性

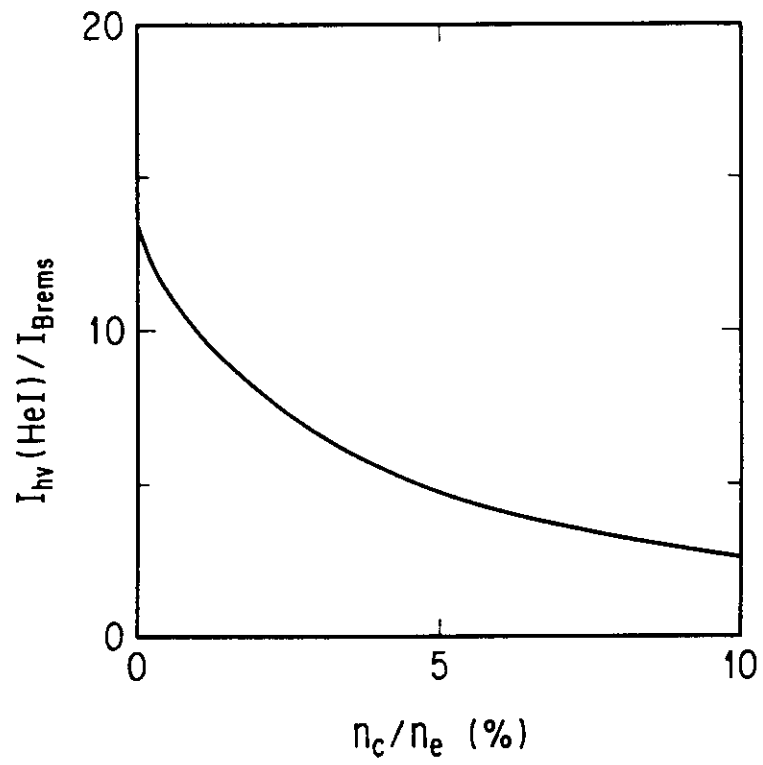


図 15 プラズマ中心に於けるHeビームの発光量とそれを測定する視線での迷光量との強度比の不純物量依存性

付録 角度誤差の評価

座標軸を右手系に取ったとき、等しい波長の無偏光の光と角 θ に直線偏光した光が同時に Z 方向から入射しているとする。それぞれの光の電場強度を E_c 、 E_t とすると、x 方向の成分 E_x と y 方向の成分 E_y は、

$$E_x = E_c \cos(\omega t + \delta) + E_t \cos \theta \sin \omega t \quad (1-1)$$

$$E_y = E_c \sin(\omega t + \delta) + E_t \sin \theta \sin \omega t \quad (1-2)$$

と表わされる。光量は、電場の 2 乗に比例するので、x 方向の光量 I_x と y 方向の光量 I_y は、位相定数 δ がランダムとすると

$$I_x = E_c^2 / 2 + E_t^2 \cos^2 \theta \quad (1-3)$$

$$I_y = E_c^2 / 2 + E_t^2 \sin^2 \theta \quad (1-4)$$

となり、この時の見かけ上の偏光角 θ_m は、

$$\tan \theta_m = (I_y / I_x)^{1/2} \quad (1-5)$$

となる。

直線偏光した光の光量と無偏光の光の光量の比を α とすると、 $E_t^2 : E_c^2 = 1 : \alpha$ であるから、

$$\tan^2 \theta_m = (\sin^2 \theta + \alpha / 2) / (\cos^2 \theta + \alpha / 2) \quad (1-6)$$

となり、 θ と θ_m の関係をうる。これは、 θ の関数であるが、

$$d\theta_m / d\theta = \cos \theta \sin \theta / ((\cos^2 \theta + \alpha / 2) (\sin^2 \theta + \alpha / 2))^{1/2}$$

となる。偏光角を測定するときは、通常 x 成分と y 成分の光量が同定度の角を基準に測定する。この時、 $\theta \sim 45$ 度であり、 $d\theta_m / d\theta \sim 1 / (1 + \alpha)$ となる。