

JAERI-Tech  
2000-090



JP0150305



JFT-2Mにおける多チャンネルMSE測定装置

2001年 2月

神谷 健作・三浦 幸俊

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、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。  
入手の間合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 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。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2001

編集兼発行 日本原子力研究所

JFT-2M における多チャンネル MSE 測定装置

日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ研究部

神谷 健作<sup>\*</sup>・三浦 幸俊

(2000年12月8日受理)

運動シュタルク効果 (Motional Stark Effect) を用いたプラズマ電流密度分布 (内部ポロイダル磁場分布) 及び径電場分布計測を, JFT-2M 装置における加熱用水素中性粒子ビーム (電流方向, 及び逆電流方向入射) を利用して行うことに関する検討を行った. JFT-2M の P10 ポートを利用することにより, 2 系統のビームを同時に, かつ接線方向の視線で見込むことができ, 高空間分解能の計測が可能となる. さらに Dual-MSE の手法を用いて径電場の寄与を分離し, 精度良く磁場のピッチ角 ( $\gamma_p = \tan^{-1}(B_p/B_r)$ ) と径電場が求められる. 2 系統のビームを利用した MSE による径電場測定は, 従来の手法と比べて最も精度よく径電場が求められる可能性があり, 世界で初めての試みである. 偏光角が  $0.1^\circ$  の精度で測定できた場合, 径電場はおよそ 4.0 [kV/m] 程度の精度で求められることが分かった.

The Multichannel Motional Stark Effect Diagnostic in the JFT-2M Tokamak

Kensaku KAMIYA<sup>※</sup> and Yukitoshi MIURA

Department of Fusion Plasma Research  
(Tokai Site)

Naka Fusion Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received December 8, 2000)

Simultaneous measurements of profiles of the magnetic field pitch angle and the radial electric field ( $E_r$ ) using Motional Stark Effect polarimetry (MSE) are discussed. Using 'P10' port in the JFT-2M tokamak, it can be possible to view two neutral beam lines (one is co-parallel to the plasma current and the other is counter-parallel) simultaneously and near tangentially to the toroidal magnetic field from only one spectroscopic instruments. It provides the highest sensitivity in  $E_r$  with good spatial resolution and the magnetic field pitch angle is also measured with a smallest uncertainty. Such a method of  $E_r$  measurement with MSE using two beam lines, which is the first attempt in the world, can provide the best accuracy among other techniques. If polarization angle is obtained with an accuracy of 0.1deg., then  $E_r$  can be determined within an accuracy of about 4 kV/m.

**Keywords :** MSE, q-profile, Radial Electric Field, Tokamak, JFT-2M

---

※ Fellow of Advanced Science : The Graduate University for Advanced Studies

目次

1. はじめに	1
2. 計測原理	2
2.1 シュタルク効果	2
2.2 高周波変調による偏光解析	2
2.3 Dual-MSE による径電場の分離	3
3. 多チャンネル MSE 計測システム	4
3.1 中性粒子ビーム	4
3.2 空間分解能, 及び視野	5
3.3 入射光学系	5
3.4 光ファイバーバンドル	6
3.5 検出部	6
4. まとめ	7
謝辞	7
参考文献	7
付録	15

Contents

1. Introduction	1
2. Principle of Diagnostic	1
2.1 Stark Effect	2
2.2 Modulation Technique	2
2.3 Measurements of $E_r$ using Dual-MSE Method	3
3. Multichannel MSE Diagnostic System on JFT-2M	4
3.1 Neutral Beam Injection System on JFT-2M	4
3.2 Spacial Resolution and Geometry of Measurement	5
3.3 Design of Light Collection Optics	5
3.4 Fiber Optic	6
3.5 Detector Part	6
4. Summary	7
Acknowledgements	7
References	7
Appendix	15

## 1. はじめに

トカマク型装置におけるプラズマ電流は、プラズマを発生させるだけでなく、そのプラズマを閉じ込める磁場を形成するために必要である。その為、プラズマの平衡、及び安定性に対するプラズマ電流密度分布の果たす役割を理解することが重要となる。プラズマ外部における磁場測定のみではプラズマ形状、及びグローバル・パラメータ ( $\beta_p$ , 或いは  $I_p$ ) についての情報しか得られないが、プラズマ内部における磁場測定と合わせて用いることで、平衡解析によるフィッティングから再構成される電流密度分布、及び  $q$  分布の信頼性を大きく向上できる。今日まで、プラズマ内部における電流密度分布、及び  $q$  分布測定についてのさまざまな手法が試みられてきた。代表的な手法として、ファラデー回転を利用した内部トロイダル磁場測定があげられる<sup>1)</sup>。しかしながらその観測量はプラズマの密度に依存するだけでなく線積分量であるので、空間分布の情報を得る為にはアーベル変換をする必要があり、特に高  $\beta$ , 或いは非円形プラズマを扱う場合は誤差が大きい。ここで述べるプラズマ内部における磁場測定の手法は、中性粒子ビームから発せられるスペクトル線を偏光させる運動シュタルク効果 (Motional Stark Effect) を利用したものである<sup>2,3)</sup>。MSE 計測の利点は、シュタルク分離した  $\sigma$  成分、或いは  $\pi$  成分の偏光方向から磁場のピッチ角をプラズマの密度、及び温度に関係なく求められるだけでなく、観測点をビームとの交点に局在化できることにある。さらに加熱用中性粒子ビームを用いる場合はプラズマ内部まで強い発光が観測され、高密度プラズマ、或いは大型装置においても比較的高精度の測定が可能である。これらの利点は、外部磁場測定と合わせてプラズマの平衡を決定する上で強い拘束条件となり得る<sup>4,5)</sup>。MSE 測定を用いてプラズマ電流密度分布、及び  $q$  分布が精度良く再構成できるようになるとともに、中性粒子ビームや RF 等を用いてプラズマ電流密度分布を能動的に制御することによるプラズマの閉じ込め改善、及びディスラプション回避等についての技法が世界中のトカマク型装置で試みられ、プラズマ電流密度分布、及び  $q$  分布の果たす役割が定量的に精度良く評価されるようになった。

従来の MSE 計測では、プラズマ中の径電場の大きさはローレンツ電場に比べて十分小さいものとしてその寄与は無視されてきた。しかし中性粒子ビームによる加熱パワーの増加とともにプラズマ中に大きなトロイダル方向の回転が誘起され、それによって形成される大きな径電場 (径方向の力のつり合いで決定される) の寄与は無視できないことが明らかになった<sup>6)</sup>。しかしながらこの問題は MSE 計測における径電場の sensitivity を示すものであり、MSE 計測によって径電場を比較的容易に直接測定できる可能性を示唆する。径電場の測定は、 $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$  のシア流による乱流の抑制<sup>7)</sup>を通じて、H-mode のような改善閉じ込め状態の物理を理解する上で特に重要となる。近年、DIII-D 及び TFTR 装置において、MSE による磁場のピッチ角と径電場の同時測定が実施された<sup>8,9)</sup>。DIII-D 装置では 1 系統のビームラインを異なる視線で見込む方法が用いられている。この場合、一方はトロイダル磁場に対して接線方向の視線 (径電場の影響が最も大きくなる)、他方は垂直方向の視線 (径電場の影響が最も小さくなる) からそれぞれ偏光角を測定し磁場のピッチ角と径電場とを分離する。TFTR 装置では、1 系統のビームライン上の異なるエネルギー成分 ( $E_0$  及び  $E_0/2$ ) を接線方向の視線から見込む方法が用いられる。DIII-D 装置で用いられている方法は、径電場を比較的精度良く求められるが、空間分解能が悪くなる (トロイダル磁場に対して垂直方向からの視線では、ビームの径方向の広がりを経路積分することによる)。TFTR 装置で用いられている方法は、高空間分解能で、かつ同一点を観測できる利点があるが、 $E_0/2$  成分の減衰が大きいため径電場の測定精度が悪くなる。

一方、JFT-2M 装置では 2 系統ビーム (電流方向、及び逆電流方向入射) を一つの光学系からトロイダル磁場に対して接線方向の視線で見込むことにより、高空間分解能で高精度の径電場測定が可能となる。又、径電場の影響を分離することにより、磁場のピッチ角も精度良く求められることになる。本稿では、JFT-2M における径電場計測を含めた MSE 測定の原理、及び設計について検討した結果を述べる。

## 2. 計測原理

## 2. 1 シュタルク効果

MSE 計測は、加熱、或いは診断用中性粒子ビームがプラズマ中の磁場を横切ることによって、ビーム中の原子がローレンツ電場 ( $E = v \times B$ ) を感ずることによる運動シュタルク効果を利用する。そして中性粒子ビームの発するスペクトル線の偏光角からプラズマ内部の局所的な磁場のピッチ角を評価するものである。バルマー系列の各線はシュタルク効果によって以下に列挙する偏光特性を示す。

- (1) 縮退していた成分は電場がない時の位置に対して対称に分離する。
- (2) 電場に垂直な方向から観測した場合の偏光特性。
  - ・  $\sigma$  成分 ( $\Delta m_l = 1$  遷移) : 電場に垂直な直線偏光。
  - ・  $\pi$  成分 ( $\Delta m_l = 0$  遷移) : 電場に平行な直線偏光。
- (3) 電場に平行な方向から観測した場合の偏光特性。
  - ・  $\sigma$  成分 ( $\Delta m_l = 1$  遷移) : 偏光しない。
  - ・  $\pi$  成分 ( $\Delta m_l = 0$  遷移) : 禁制線。
- (4) 分離幅は電場に比例する。  
磁場のピッチ角  $\gamma_p$  は以下の様に定義される。

$$\gamma_p(r) = \tan^{-1} \left( \frac{B_p(r)}{B_T(r)} \right) \quad (1)$$

ここで、 $B_T$  はトロイダル磁場、 $B_p$  はポロイダル磁場である。磁場のピッチ角は直線偏光した  $\sigma$  成分の偏光角を測定することによって求められる。中性粒子ビームライン、及び視線がトーラス水平面上 (Equatorial Midplane) に配置されている場合、磁場のピッチ角は観測される偏光角を以下の様に幾何学的に補正するだけで求められる (Fig. 1)。

$$\tan \gamma_m = \frac{v_b B_p \cos(\alpha + \Omega)}{v_b B_T \sin \alpha} \quad (2)$$

$$\rightarrow \tan \gamma_p = \tan \gamma_m \frac{\sin \alpha}{\cos(\alpha + \Omega)}$$

ここで、 $\gamma_m$  は観測される偏光角、 $v_b$  はビーム速度、 $\alpha$  は  $B_T$  と  $v_b$  との角度、 $\Omega$  は  $B_T$  と視線との角度を表す。尚、式(2)の表現においては、プラズマ中の径電場の寄与は無視されており、これについては 2. 3 で議論される。

## 2. 2 高周波変調による偏光解析

直線偏光した  $\sigma$  成分の偏光角から磁場のピッチ角を評価する場合、そのドップラーシフトした波長には、 $\pi$  成分 ( $\sigma$  成分に対して垂直方向の直線偏光成分)、及び背景光 (無偏光) が含まれる。本節ではそれらを分離する方法について述べる。

MSE 計測における偏光解析の手法は、2 台の異なる共鳴周波数を持つ光弾性変調器 (Photo Elastic Modulator, 以下 PEM と呼ぶ) を用いた偏光方向の高周波変調、それに続く偏光フィルターによる強度変調への変換、及びロックインアンプを用いた位相検波 (Phase Sensitive Detection) に基づく<sup>3)</sup>。Fig. 2 に PEM、及び偏光フィルターの配置を示す。2 台の PEM の光軸は互いに  $45^\circ$  の角を成し、かつ PEM2 の光軸はトーラス水平面内にある。又、偏光フィルターの透過軸方向は、2 台の PEM の光軸との成す角がそれぞれ  $\pm 22.5^\circ$  となるように配置される。光学系より取り込まれた直線偏光 (或いは楕円偏光) が偏光器を通過する際の応答は、Jones 行列 (或いは Muller 行列) を用いて記述される。計算方法の詳細は付録 A に示し、本節では入射直線偏光が偏光器によって高周波変調を受けた結果を示す。

$$2I = [I_\sigma + I_\pi + I_b] + \frac{(I_\sigma - I_\pi)}{\sqrt{2}} \times [-\cos\delta_1 \sin 2\gamma + \cos\delta_2 \cos 2\gamma - \sin\delta_1 \sin\delta_2 \sin 2\gamma] \quad (3)$$

ここで、 $I$ は全強度、 $I_\sigma$ は $\sigma$ 成分の強度、 $I_\pi$ は $\pi$ 成分の強度、 $I_b$ は背景光の強度、 $\gamma$ は偏光角を表し、 $\delta_1$ 、及び $\delta_2$ はPEMs通過の際における入射偏光の時間に依存する位相差であり以下のように表現される。

$$\delta_i = \Phi_0 \cos(\omega_i t) \quad (4)$$

$\Phi_0$ は各PEMの位相変調の振幅(Retardation Amplitude)であり、 $\omega$ は各PEMの位相変調の角周波数である。さらに次に示すベッセル関数を用いて、

$$\cos\delta = \cos[\Phi_0 \cos(\omega t)] \quad (5)$$

$$\cong J_0(\Phi_0) - 2J_2(\Phi_0)\cos 2\omega t + \dots$$

$$\sin\delta = \sin[\Phi_0 \cos(\omega t)] \quad (6)$$

$$\cong 2J_1(\Phi_0)\cos\omega t + \dots$$

式(3)を展開すると、 $2\omega_1$ 、及び $2\omega_2$ の振幅 $S_1(2\omega_1)$ 、及び $S_2(2\omega_2)$ は以下ようになる。

$$S_1(2\omega_1) = \frac{I_\sigma - I_\pi}{\sqrt{2}} J_2(\Phi_0) \sin 2\gamma \quad (7)$$

$$S_2(2\omega_2) = -\frac{I_\sigma - I_\pi}{\sqrt{2}} J_2(\Phi_0) \cos 2\gamma \quad (8)$$

これらはロックインアンプを用いて簡単に検波でき、偏光角は単に式(7)と式(8)との比を取るだけで得られる。

$$\tan 2\gamma = -\frac{S_1(2\omega_1)}{S_2(2\omega_2)} \quad (9)$$

### 2. 3 Dual-Mseによる径電場の分離

プラズマ中に径電場が存在する場合、観測される偏光角は式(2)に補正項が加わり以下のようになる。

$$\tan \gamma_m = \frac{v_b B_p \cos(\alpha + \Omega) + E_r \cos \Omega}{v_b B_T \sin \alpha} \quad (10)$$

ここで、 $E_r$ はプラズマ中の径電場であり、その他のパラメータは式(2)の定義と同じである。プラズマ中の径電場は径方向の力のつり合いを通して形成される。径方向の力のつり合いは各イオン種に対して次式のように表せる。

$$\nabla_r p = neZ(E_r + v_\theta B_T - v_\phi B_p) \quad (11)$$

ここで $\nabla_r p$ は圧力勾配、 $n$ は密度、 $e$ は電気素量、 $Z$ は電荷数、 $v_\theta$ はポロイダル方向の回転速度、 $v_\phi$ はトロイダル方向の回転速度を表す。従来のMSE計測では、径電場の寄与はローレンツ電場 ( $E = v \times B \sim 10^{6-7}$  [V/m]) に比べて十分小さいとして無視されてきた。しかしながら中性粒子ビームによる加熱入力の増大とともに、電流方向(或いは反電流方向)への大きな回転がプラズマ中に励起され ( $v_\phi \sim 10^{5-6}$  [m/s])、径方向の力のつり合いを通じて形成される大きな径電場 ( $E_r \sim 10^{1-5}$  [V/m]) の寄与が高精度のピッチ角計測を行う上で問題となることが報告されている<sup>6)</sup>。この場合HIBP、或いはCXRS計測によって補正が必要となる(トロイダル、及びポロイダル方向に異なる位置での計測となる)。或いは観測視線をトロイダル磁場に対して垂直に選ぶことにより ( $\Omega \rightarrow \pi/2$ )、径電場の寄与を小さくすることは可能であるが3.2で述べる様に空間分解能が悪くなる。

これらの問題を逆に利用し、磁場のピッチ角計測において誤差となる径電場の寄与を分離するだけでなく、径電場そのものを精度良く求めるのがDual-MSE計測による方法である。この方

法は、同一観測点において異なるビーム速度を持つビームラインを異なる視線から観測することによって、観測される偏光角が幾何学的に異なることを利用するものである。今、異なる視線から異なるビーム速度を持つビームライン上の同一点を観測したとすると、観測される偏光角 ( $\gamma_{m1}$ 、及び  $\gamma_{m2}$ ) は幾何学的に異なり以下ようになる。

$$\tan \gamma_{m1} = \frac{v_{b1} B_p \cos(\alpha_1 + \Omega_1) + E_r \cos \Omega_1}{v_{b1} B_T \sin \alpha_1} \quad (12)$$

$$\tan \gamma_{m2} = \frac{v_{b2} B_p \cos(\alpha_2 + \Omega_2) + E_r \cos \Omega_2}{v_{b2} B_T \sin \alpha_2} \quad (13)$$

式(12, 13)における右辺の分子の第1項を消去して整理すると、径電場は Dual-MSE 計測によって以下のように分離される。

$$E_r = v_{b1} v_{b2} B_T \frac{\tan \gamma_{m1} \cos(\alpha_2 + \Omega_2) \sin \alpha_1 - \tan \gamma_{m2} \cos(\alpha_1 + \Omega_1) \sin \alpha_2}{v_{b2} \cos \Omega_1 \cos(\alpha_2 + \Omega_2) - v_{b1} \cos \Omega_2 \cos(\alpha_1 + \Omega_1)} \quad (14)$$

Dual-MSE 計測によって求まる径電場の誤差は偏光角測定における誤差を用いて以下のように近似できる。

$$\delta E_r \sim v_{b1} v_{b2} B_T \frac{\left\{ [\delta \gamma_{m1} \cos(\alpha_2 + \Omega_2) \sin \alpha_1]^2 + [\delta \gamma_{m2} \cos(\alpha_1 + \Omega_1) \sin \alpha_2]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}}{v_{b2} \cos \Omega_1 \cos(\alpha_2 + \Omega_2) - v_{b1} \cos \Omega_2 \cos(\alpha_1 + \Omega_1)} \quad (15)$$

簡単の為  $\Omega_1 = \Omega_2 \sim 0$ ,  $\alpha_2 = \pi - \alpha_1$ ,  $v_{b1} = v_{b2}$  とすると  $\delta E_r \sim v_{b1} B_T \delta \gamma / \sqrt{2}$  となり、JFT-2M における典型的な運転パラメータにおいて偏光角が  $0.1^\circ$  の精度で求められた場合、Dual-MSE 計測による径電場は  $4.0 \times 10^3$  [V/m] 程度の精度で求められることが期待される。バランス入射の中性粒子ビーム加熱装置を持つ JFT-2M 装置では、電流方向と反電流方向入射のビームラインを同時に見込めるポートがあり、それぞれのビームラインから発せられる  $H_\alpha$  線はドップラーシフトにより十分離れているので、一つの光学系を用いてポロイダル断面内におけるほぼ同一観測点での Dual-MSE 計測が可能である。又、JFT-2M 装置に配置されている HIBP、及び CXRS システムによる電位、及び電場分布測定と Dual-MSE による測定との比較が可能であり、前者の測定が十分確立されていることから、MSE 計測が電場の強力な測定手段になる可能性を示すことができる。

### 3. 多チャンネル MSE 計測システム

Fig. 3 に多チャンネル MSE 計測システムのブロック図を示す。観測窓から取り込まれた中性粒子ビームからの発光は、ミラーを用いてトーラスの大半径方向に反射され、集光レンズを用いて入射部光ファイババンドル (504 芯, 15[m]) に導かれる。集光レンズと光ファイババンドルとの間には偏光器が配置されており、偏光器透過光は偏光解析されて非変調成分と高周波成分 (PEMs の共鳴角周波数のハーモニクス) とに分けられる。各光ファイバへの入射光は、観測点、及び空間分解能を決定するための J-J ボックス (504 個の SC コネクターを持つパネル) で一旦中継される。そして、各観測点からの光信号は入射側の全てに SC コネクターを有する検出部光ファイババンドル (24 芯) を用いて伝送され、その出射光は干渉フィルターを用いてコリメートされた後に光電子増倍管 (PMT) とアンプにより電気信号に変換され増幅される。その電気信号は 2 位相のロックインアンプへ入力され、PEMs の 2 倍の共鳴角周波数でそれぞれ検波される。最後にロックインアンプからの出力は CAMAC を用いて AD 変換され計算機に取り込まれる。各部の詳細を以下に記述する。

#### 3. 1 中性粒子ビーム

JFT-2M 装置には 2 系統の加熱用中性粒子ビーム (電流方向、及び逆電流方向入射;  $R=1.31$  [m])

におけるトロイダル磁場との成す角は $\sim 38^\circ$ )と診断用中性粒子ビーム( $\sim 80^\circ$ 入射)が配置されている。診断用中性粒子ビームはそのビーム幅(e-folding full widths)が5[cm]程度であり、高空間分解能の計測が期待される。しかしながら、ビーム電流は加熱用中性粒子ビームの1/10程度でありS/Nの劣化が予想され、又利用可能なポートが限られている等の理由により本計測における利用は難しいと考えられる。加熱用中性粒子ビームを用いる場合はS/Nの向上が期待されるが、そのビーム幅(e-folding full widths)が12[cm]程度であり、高空間分解能の計測をする上で問題となる。しかしこの問題は次節に示すように観測視線をトロイダル磁場に対してほぼ平行に選ぶことにより解決される。尚、JFT-2Mにおける加熱用中性粒子ビームシステムのイオン源はトラス水平面に対して垂直な面内に2個配置されており、それぞれ $\pm 4.8^\circ$ の角度で入射される。ビームラインは平均値としてトラス水平面上にあると仮定できるが、入射パワーのわずかな違いは偏光角の誤差となるので注意が必要となる(3.3節で述べるトロイダル磁場単独運転下におけるビーム入射によるオフセット角測定により補正できる)。又、2.3節で示した様に、配置されている2系統の加熱用中性粒子ビームラインを利用すれば、1つの光学系で径電場を分離できる可能性がある。

### 3. 2 空間分解能, 及び視野

ビームを用いた診断における空間分解能は以下の様に表せる。

$$\delta R = \frac{(d \sin \alpha + W \sin \Omega)}{\sin(\alpha + \Omega)} \quad (16)$$

ここでdは観測点(ビームと視線との交点)におけるスポットサイズ, Wはビーム幅であり,  $\alpha$ , 及び $\Omega$ はFig. 1中の定義と同じである。加熱用ビームを用いる場合, ビーム幅はスポットサイズに比べて十分大きいので, 式(16)から分かるように高空間分解能を得る為には観測視線をトロイダル磁場に対してほぼ平行にする必要がある( $\Omega \rightarrow 0$ )。Fig. 4に磁気面上への射影図を示し, Fig. 5に空間分解能を示す。これらの図から分かるように, 通常の上側X点配位で $1.28 < R_{\text{mid}} < 1.60$  [m]をカバーする空間18点のMSE計測システムであり, 2系統のビームを同時にかつ接線方向の視線で見込むことができるので, 比較的高い空間分解能を有するだけでなく径電場の寄与を分離する際に都合の良い配置となっている。

### 3. 3 入射光学系

入射光学系はP10ポートのmidplane部に配置され, 観測窓, 集光レンズ, ミラー, PEMs, 及び偏光フィルターから構成される。中性粒子ビームからの発光は観測窓を通して取り込まれ, ミラーを用いてトラスの大半径方向へ反射され, レンズ系を通り, PEMs, 及び偏光フィルターで偏光解析され, 光ファイババンドル受光面に結像される。本計測では偏光を扱う為, 入射光学系の設計では入射偏光の本装置への通過の際における偏光特性の変化に十分注意を払う必要がある。

Fig. 6に入射光学系の概観図を示す。観測窓は直径約100[mm]の石英製であり, その周辺部では真空シール部におけるストレスから複屈折性を生じることが報告されている為<sup>10)</sup>, 窓の直径は可能な限り大きくし光束のマージナルは直径約 $\phi$ 50[mm]以内を通す。放電洗浄等による窓の曇りから生ずる偏光特性の変化は定量的に明らかでないが, 本設計ではシャッターを設けることができなかつた為, オフセット角の経年変化については十分注意が必要と考えられる。

又, 本光学系では観測窓から取り込まれた入射偏光を誘電体多層膜コーティングされたミラーを用いてトラスの大半径方向へ反射させ, レンズを用いて偏光器, 及び光ファイババンドル受光面へ導く。これはトロイダルコイル間における占有可能な空間を有効利用し, かつ入射偏光が光学系通過の際にトロイダル磁場と相互作用することによってファラデー回転し, オフセットを生じないようにする為である(JFT-2Mにおける通常の実験運転での $B_R$ は $B_T$ に比べて1/10分の1のオーダーである)。この場合問題となるのが, ミラーにおける反射の際にS偏光とP偏光との反射率の差と位相差が生じることである。反射率についてはS及びP偏光ともに波長,

及び入射角に対して 95 [%] 以上 (0.05 [%] 以下の差) で製作可能である。位相差についてはロックインアンプを 3 台用いて反射の際の位相差を検出する手法と<sup>10)</sup>、較正值を用いる手法がある<sup>12)</sup>。本設計では後者の手法を採用するが、この場合は使用環境 (温度, 真空度等) による較正值の変化に注意する必要がある (本装置の使用環境は常温かつ大気圧であり, 誘電体多層膜特性の比較的高い安定度が期待される)。又, ファラデー回転による光学系透過の際における偏光特性の変化は, ベルデ定数 ([rad/(T・m)]) が 0 に近い性質を有するレンズ材質 (例えば Schott 社製 SFL6) を用いることによって小さくすることができる<sup>12)</sup>。

このように入射光学系を大半径方向に配置し, さらにベルデ定数が 0 に近い材質のレンズを用いてもオフセット角が生じる可能性があり, これは装置の取り付け精度, 及び観測窓と偏光器の部分で生じると考えられる。ピッチ角の高精度計測のためには, 上述のように設計段階で可能な限りオフセット角を小さくした上で, トロイダル磁場単独運転下におけるビーム入射によるオフセット角測定が必要となる。較正実験はトラス内に満たされたガス ( $D_2$ , or  $H_2$ ) によってビーム原子を励起させて行う。その場合はプラズマ実験時と比べて S/N が悪くなることが報告されているので, 文献 13) で議論されているプラズマ断熱圧縮によるチャンネル間のクロスチェックをすることで統計誤差を小さくする手法を用いることが必要となる。

### 3. 4 光ファイバーバンドル

Fig. 7 に入射部光ファイバーバンドルの受光面の構造を示す。各ファイバー (504 芯) はコア径 0.4 [mm], クラッド径 0.5 [mm] であり, 縦 12 列を基準としてダミーファイバーを挟んで横方向に 0.1 [mm] 以下の精度で整然と配置される。3.3 節で述べた光学系の設計倍率は約 10 倍であり, 各チャンネルのスポットサイズに対応する横 2 芯, 縦 12 芯の受光面 (1 [mm]×6 [mm]) から NA=0.2 で出た光が, ミラーから約 1 [m] の位置で 10 [mm]×60 [mm] の像を結ぶ。入射部ファイバーバンドルの出射部は 504 芯の全てに SC コネクターが取り付けられており, 観測点, 及び空間分解能を決定する為の J-J ボックス (コネクター付きパネル) で一旦中継される。J-J ボックスで中継した光信号は端末の全てに SC コネクターを有する検出部光ファイバーバンドル (24 芯, 18 本) を用いて, 観測点, 及び空間分解能を決定し光信号検出器へ導かれる。

### 3. 5 検出部

光ファイバーバンドルで伝送された光信号は背景光, 及び  $\pi$  偏光成分を含むので, レンズを用いて PMT 受光面 (GaAs; 例えば浜松ホトニクス社製 R943-02) に集光される過程でバンドパスフィルターによってコリメートされる。計測は  $\sigma$  成分の中心波長で行われるが, スペクトル線の装置広がり及びビーム発散角によるドップラー広がり及びシュタルク成分は完全には分離されない。特に低磁場 ( $\sim 1$  [T] 以下) におけるスペクトル線はほとんど分離されないので注意が必要となる。

シュタルク効果による  $\sigma$  成分と  $\pi$  成分との分離  $\Delta\lambda$  (単位は  $\text{\AA}$ ) は以下のように表せる。

$$\Delta\lambda = 2.76 \times 10^{-7} v_b B_T \sin\alpha \quad (17)$$

S/N はトロイダル磁場強度とともに向上することが期待されるが, JFT-2M は比較的低磁場の装置であるので (最大 2.2 [T]), 受光量の減少を伴わない程度に, よりシャープな半値幅をもつバンドパスフィルターを使用する必要がある (例えば 2 ~ 3 [ $\text{\AA}$ ] 程度)。S/N とは別に計測上問題となるのが強い不純物ライン (CII 6578 [ $\text{\AA}$ ], 6583 [ $\text{\AA}$ ]) と背景光が偏光成分を持つ場合である。前者の場合は観測光のドップラーシフトを適切に選ぶことにより避けることができるが, 後者の場合は 2 波長検出器を用いて分離する必要がある<sup>14)</sup>。

検出部光ファイバーバンドルから出射される光は偏光器によって高周波変調を受けた光信号であり, PMT, 及びアンプによって電圧信号に変換される。その信号は 2 位相ロックインアンプに入力され, PEMs の 2 倍共鳴周波数でそれぞれ検波される。最後にロックインアンプからの出力は CAMAC で AD 変換され計算機に取り込まれる。

## 4. まとめ

JFT-2M 装置において MSE 測定を開始するにあたり、計測原理、及び設計について検討した。利用ポートは P10 であり、CXRS システムと共存可能なフランジに改造する。本ポートを用いることにより、配置されている 2 系統の加熱用中性粒子ビームライン（電流方向、及び逆電流方向）を同時に、かつ接線方向の視線で見込むことができ、高空間分解能の計測が可能となる。Dual-MSE の手法を用いることにより径電場の寄与を分離し精度良く磁場のピッチ角が求められるだけでなく、径電場そのものが精度良く求められることが期待される。

各部品の組み立ては平成 11 年度中に終了し、大気作業時（平成 12 年 2 月～4 月）に光軸確認、及び偏光特性試験を実施した。平成 12 年 5 月から実験研究を開始し、NBI を用いた実験では総合性能がほぼ設計値を満足することを確認した。

## 謝辞

JFT-2M における多チャンネル MSE 測定装置の設計・検討にあたり、その当初から御指導・御協力を賜りました藤田隆明博士に心から感謝申し上げます。又、本研究の遂行に御支援・御協力いただいた木村晴行博士をはじめ JFT-2M グループの方々、いつも激励していただいた二宮博正博士、狐崎晶雄博士、船橋昭昌博士、浜田泰司教授（NIFS）に感謝いたします。

## 参考文献

- 1) Rice, B. W., et al. : Rev. Sci. Instrum. 63, 5002 (1992).
- 2) Levinton, F. M., et al. : Phys. Rev. Lett. 63, 2060 (1989).
- 3) Wroblewski, D., et al. : Rev. Sci. Instrum. 63, 5140 (1992).
- 4) Lao, L. L. et al. : Nucl. Fusion 30, 1035 (1990).
- 5) Batha, S. H., et al. : Nucl. Fusion 36, 1133 (1996).
- 6) Zarnstorff, M. C., et al. : Phys. Plasmas 4, 1097 (1997).
- 7) Burrell, K. H. : Phys. Plasmas 4, 1499 (1997).
- 8) Rice, B. W., et al. : Phys. Rev. Lett. 79, 2694 (1997).
- 9) F. M. Levinton et al. : Phys. Rev. Lett. 80, 4887 (1998).
- 10) Hawkes, N. C. : Design Study of a Motional Stark Effect Diagnostic for JET, F/PL/WPA10.2f/NCH.
- 11) Levinton, F. M., et al. : Rev. Sci. Instrum. 61, 2914 (1990).
- 12) Rice, B. W., et al. : Rev. Sci. Instrum. 66, 373 (1995).
- 13) Levinton, F. M., et al. : Phys. Fluids B5, 2554 (1993).
- 14) Fujita, T., et al. : Fusion Eng. Des. 34-35, 289 (1997).

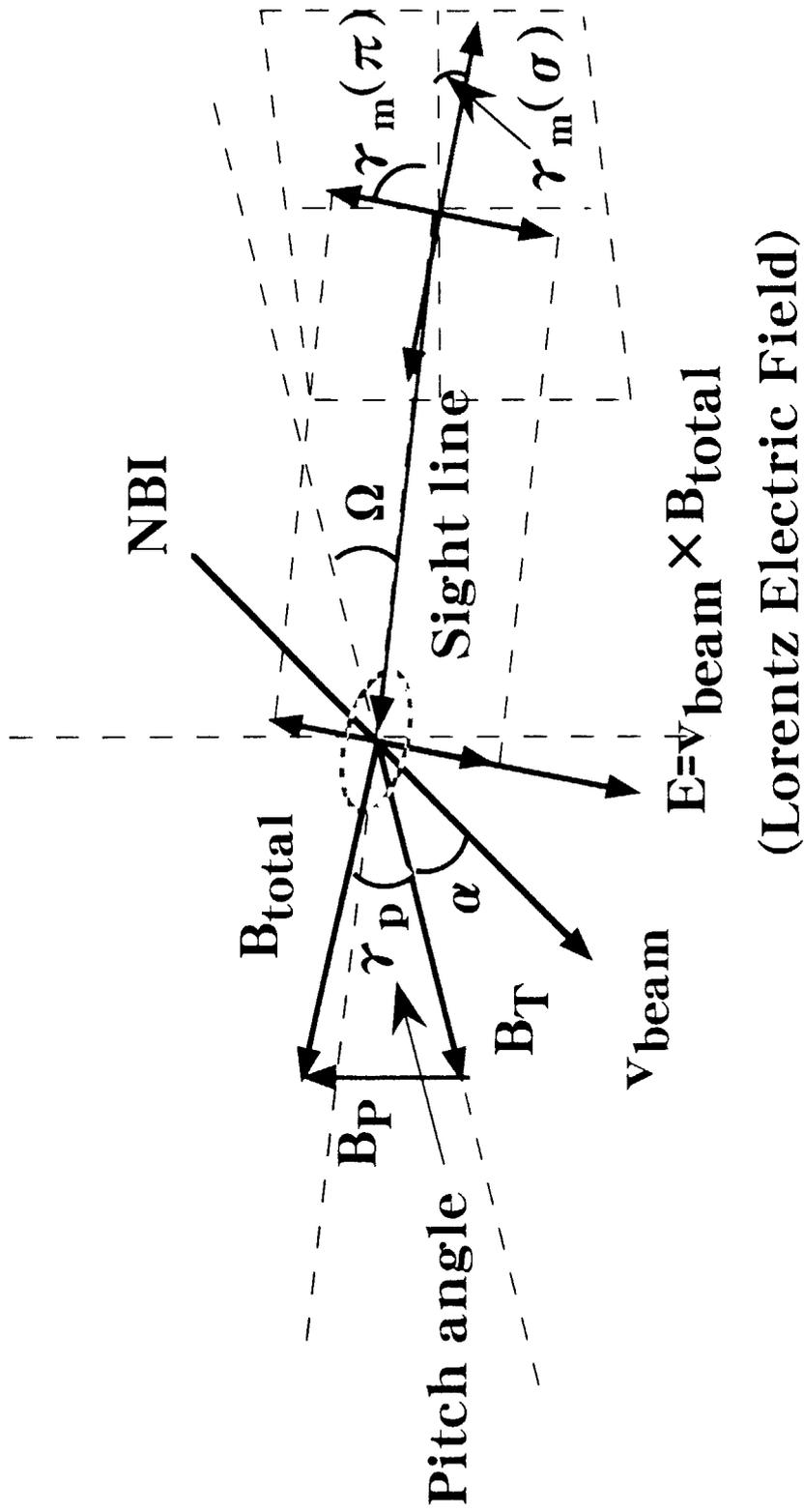


Fig. 1. MSE viewing geometry, including both the  $\mathbf{v}_b \times \mathbf{B}_T$  and the  $\mathbf{v}_b \times \mathbf{B}_p$  component of Lorentz electric field.

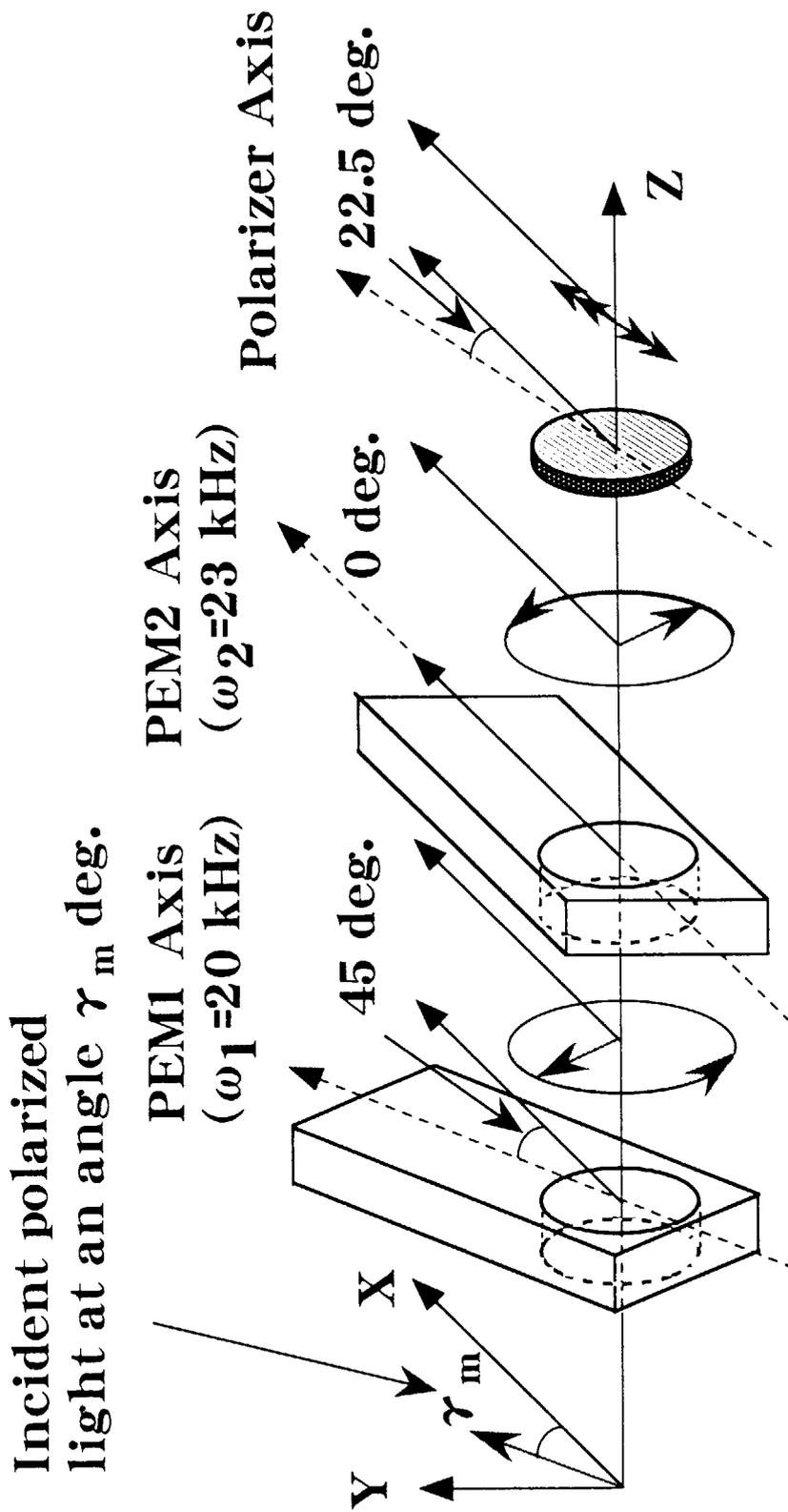


Fig. 2. Over view of MSE polarimeter.

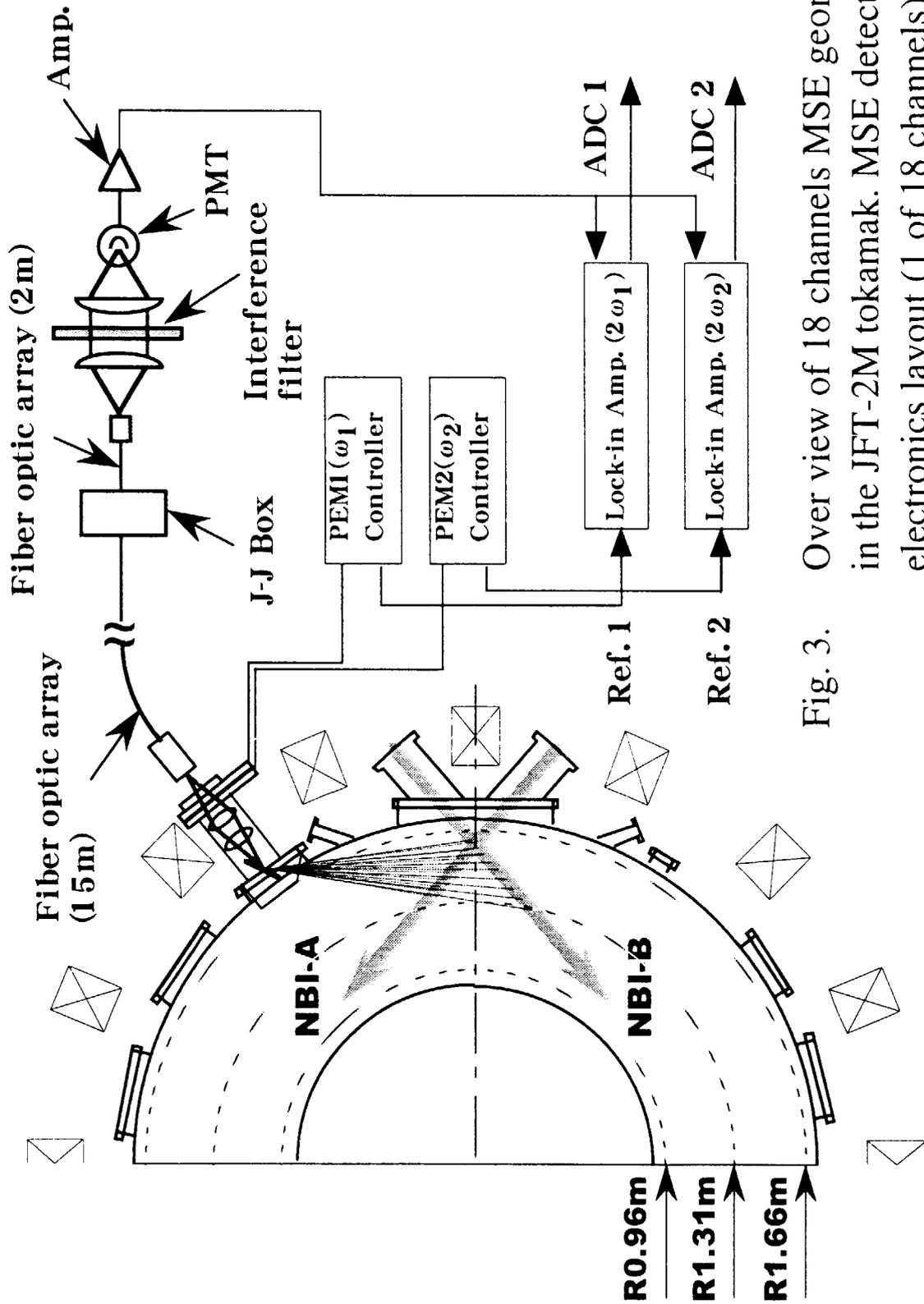


Fig. 3. Over view of 18 channels MSE geometry in the JFT-2M tokamak. MSE detector and electronics layout (1 of 18 channels) are also shown.

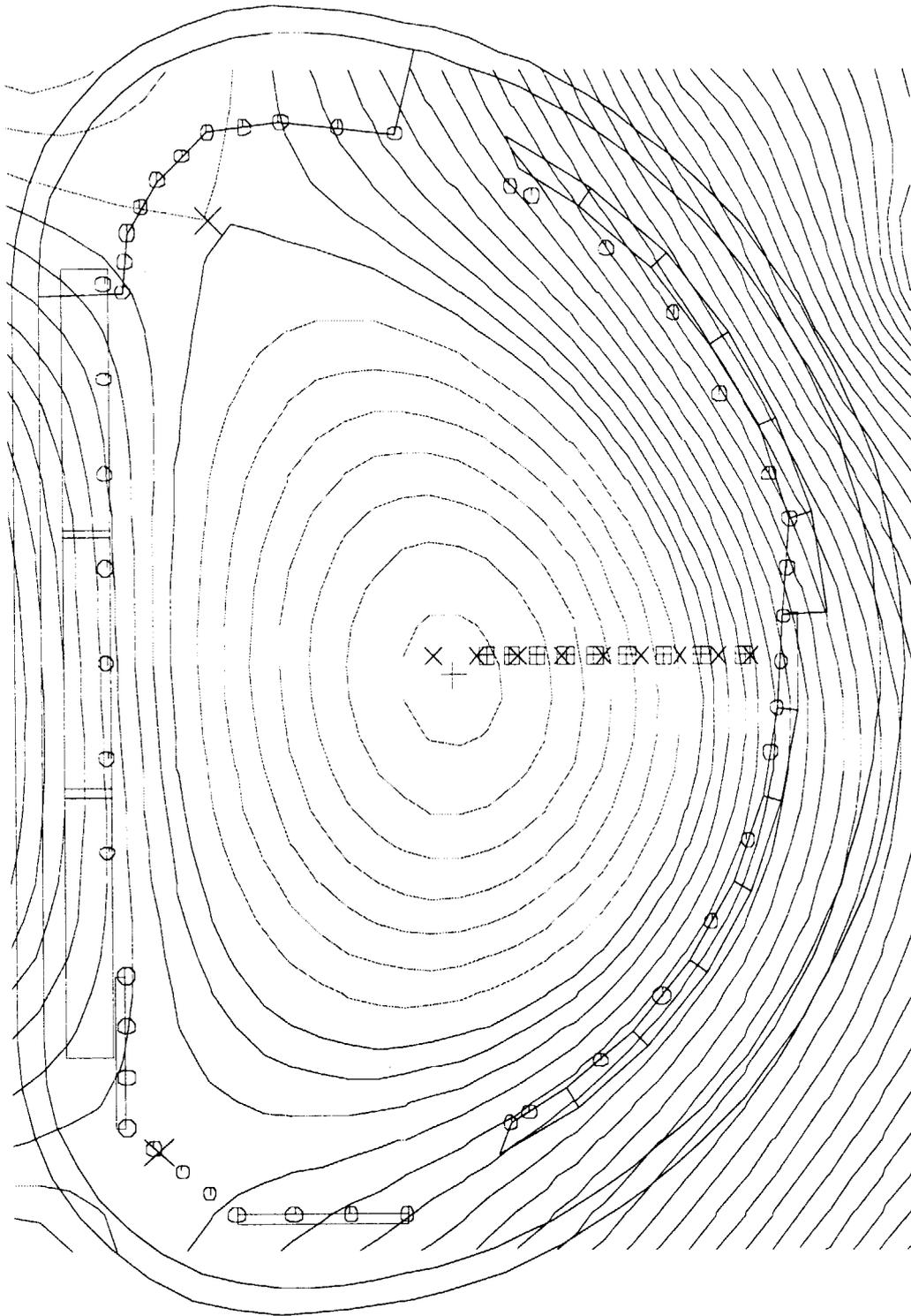


Fig. 4. The magnetic surfaces reconstructed by EQFIT code. The locations of MSE measurements viewing NBI-A and B lines are denoted by (+) enclosed by square and (x), respectively.

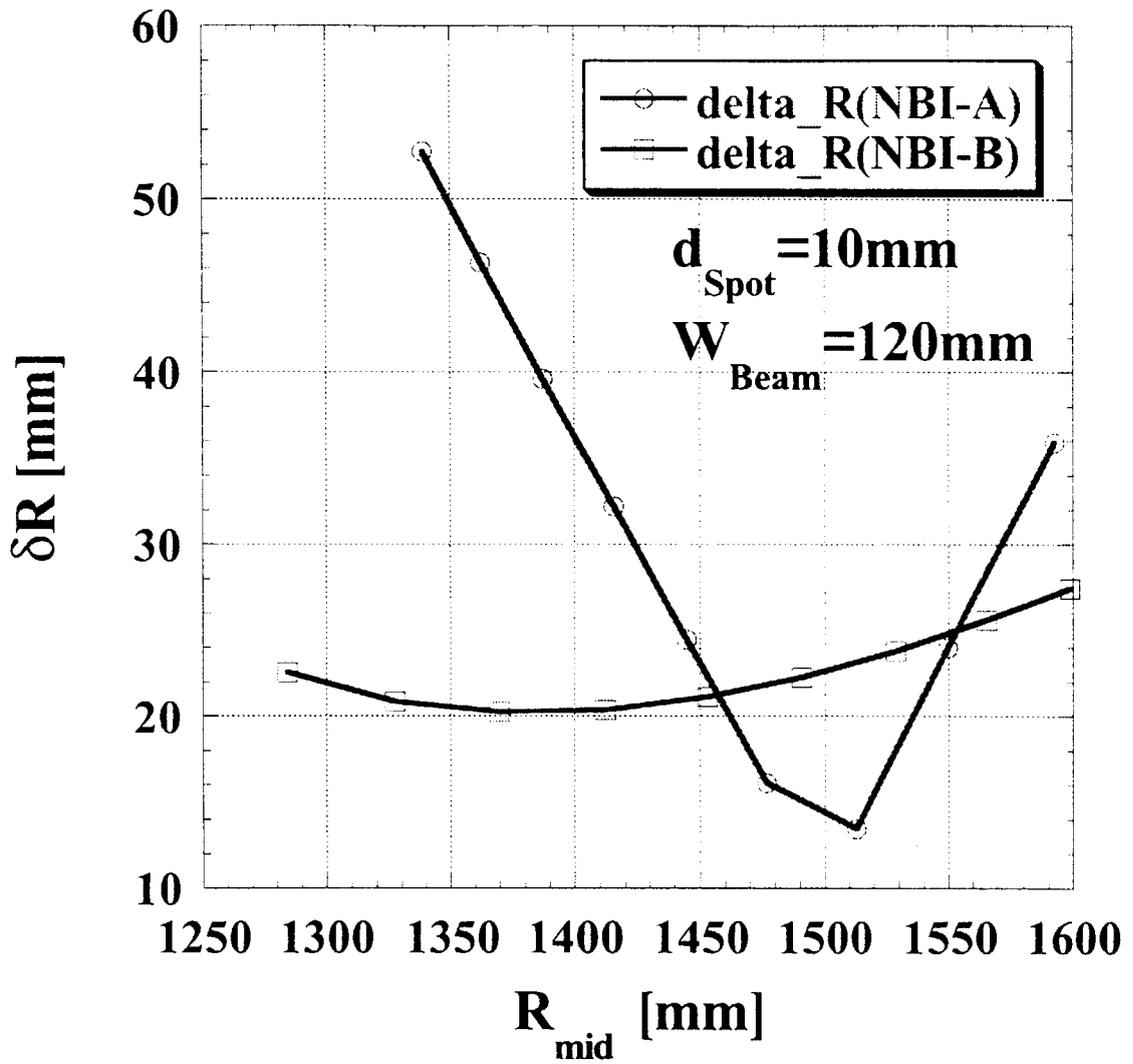


Fig. 5. Radial resolution vs radial position for the MSE viewing geometry.

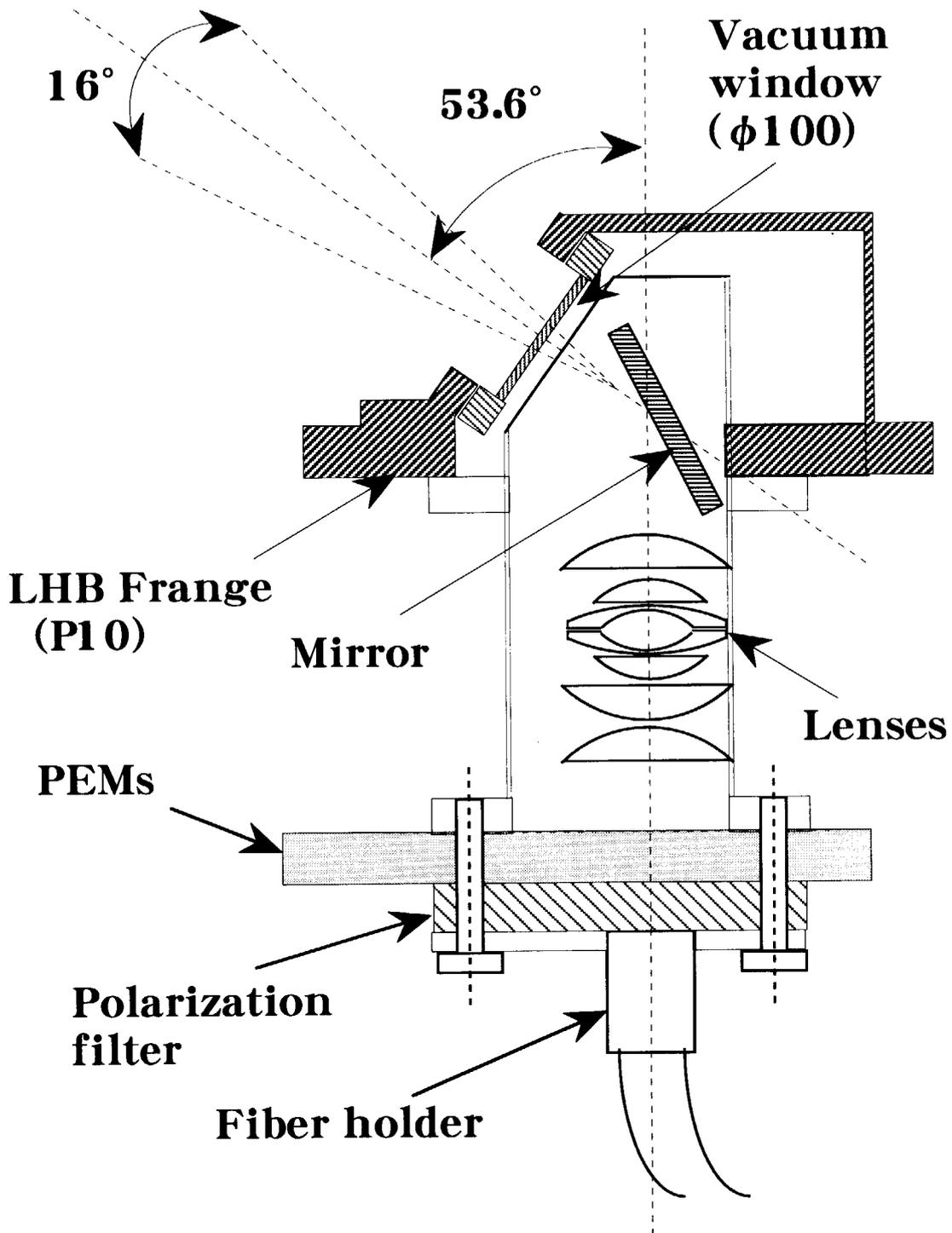


Fig. 6. Overview of MSE collection optics and polarimeter. A part of port structure with window is also shown.



## 付録 A

## 偏光器を用いた高周波変調の原理

本付録では観測窓から取り込まれた中性粒子ビーム（及びプラズマ背景光）からの発光が各偏光素子を通過する際に感じる位相，及び強度変調の詳細を記述し，本節 2. 2 に式(9)で示した結果の一般形を導出する。

偏光器は XY 軸上に配置され，Z 軸方向へ伝播する楕円偏光を考える。光弾性変調器(PEM)の定性的な作用は，ピエゾ素子によって連結された水晶をある共鳴周波数で x 及び y 方向へ振動させることにより，その屈折率を変化させるものである。PEM への入射光（横波）の x 成分と y 成分は互いに異なる屈折率の水晶を通過することにより位相遅延が生じる。今 PEMs(それぞれの共鳴周波数を  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  とする)の光軸は互いに  $45^\circ$  の角を成しかつ PEM2 の光軸は X 軸上にあるとする。又，偏光フィルターの透過軸方向と PEMs との成す角はそれぞれ  $\pm 22.5^\circ$  となるように配置される。入射光を式(A.1)の様に電場ベクトルで表現し，高周波変調を受けた出射光の電場ベクトル  $E_1$  を求める為に各偏光素子の作用を行列で記述する。

$$E_0 = \begin{pmatrix} x_0 e^{-i\omega t} \\ y_0 e^{-i\omega t} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

ここで  $x_0$ , 及び  $y_0$  は複素数で， $\omega$  は角振動数である。

各偏光素子の作用を記述するために，以下の行列表を定義する。

- ・座標変換

$$T(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

ここで  $\theta$  [rad] は入射偏光の進行方向からみて，反時計回りとする。

- ・位相遅延 (Retardation)

$$A_i = \begin{pmatrix} e^{i\phi_i/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_i/2} \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

$$\phi_i = \Phi_i \cos(\omega_i t) \quad (\text{A.4})$$

ここで  $\phi_i$  は時間に依存する位相遅延であり  $\Phi_i$  は振幅 (定数) である。PEM 透過光における PEM の光軸に平行な成分は垂直成分に対して  $\phi_i$  の位相遅れを持つ。

- ・X 軸への射影

$$B = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

上述の座標系，及び各偏光素子の配置を考慮すると，高周波変調を受けた出射光の電場ベクトル  $E_1$  は式 (A. 1~5) を用いて以下のように表現できる。

$$E_1 = \underbrace{T\left(\frac{\pi}{8}\right) B T\left(-\frac{\pi}{8}\right)}_{\text{Polarizer}} \underbrace{A_2 T\left(\frac{\pi}{4}\right) A_1 T\left(-\frac{\pi}{4}\right)}_{\text{PEM2}} \underbrace{T\left(-\frac{\pi}{4}\right)}_{\text{PEM1}} E_0 \quad (\text{A.6})$$

出射光の Intensity は  $E_1$  の転置共役  $E_1^*$  を用いて以下のように表せる。

$$\begin{aligned} I_1 &\propto E_1 E_1^* \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2}} \left\{ \sqrt{2} I + [(\cos \phi_1 + \sin \phi_1 \sin \phi_2) Q \right. \\ &\quad \left. - \cos \phi_2 U + (\sin \phi_1 - \cos \phi_1 \sin \phi_2) V] \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

ここで，I, Q, U, V はストークスペクトル<sup>9)</sup>の成分であり，以下のように定義される。

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_0 x_0^* + y_0 y_0^* \\ x_0 x_0^* - y_0 y_0^* \\ x_0 y_0^* + x_0^* y_0 \\ (x_0 y_0^* - x_0^* y_0) i \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

2. 2節の式(5, 6)を用いると, 式(A.7)は以下のように変形される.

$$\begin{aligned} E_1 E_1^* &\sim \frac{1}{2} \left\{ I + \frac{1}{\sqrt{2}} [J_0(\Phi_1)Q - J_0(\Phi_2)U] \right\} \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}} [J_1(\Phi_1)\cos\omega_1 t - J_0(\Phi_1)J_1(\Phi_2)\cos\omega_2 t] V \\ &- \frac{1}{\sqrt{2}} [J_2(\Phi_1)\cos(2\omega_1 t)Q - J_2(\Phi_2)\cos(2\omega_2 t)U] \\ &+ \dots \text{higher-harmonics.} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

一般に, 観測窓から取り込まれる光はシュタルク効果による中性粒子ビームからの直線偏光だけでなく, プラズマからの背景光も含まれる. 又, 本設計ではミラーを用いて入射光をトーラスの大半径方向へ反射させるため, PEM1 へ入射する直線偏光は楕円偏光となり, 背景光における反射率はP偏光(X軸方向)とS偏光(Y軸方向)とで異なる(位相は変化しないとみなす).

今, 入射光における偏光(偏光角 $\gamma$ )の割合(Polarization-fraction)を $P_f$ とする. P偏光, 及びS偏光に対するミラーの反射率を $r_p$ ,  $r_s$ とし, 位相遅れを $\delta_p$ ,  $\delta_s$ とすると, PEM1 への入射光の全強度で規格化されたストークスペクトルの各成分は以下ようになる.

$$I' = P_f (r_p^2 \cos^2 \gamma + r_s^2 \sin^2 \gamma) + (1 - P_f) \frac{(r_p^2 + r_s^2)}{2} \quad (\text{A.10})$$

$$= P_f \frac{r_s^2}{2} [(1 + r_{ps}^2) - (1 - r_{ps}^2) \cos 2\gamma] + (1 - P_f) \frac{r_s^2 (1 + r_{ps}^2)}{2}$$

$$Q' = P_f (r_p^2 \cos^2 \gamma - r_s^2 \sin^2 \gamma) + (1 - P_f) \frac{(r_p^2 - r_s^2)}{2} \quad (\text{A.11})$$

$$= P_f \frac{r_s^2}{2} [(-1 + r_{ps}^2) + (1 + r_{ps}^2) \cos 2\gamma] + (1 - P_f) \frac{r_s^2 (-1 + r_{ps}^2)}{2}$$

$$\begin{aligned} U' &= r_p r_s \cos(\delta_p - \delta_s) \sin 2\gamma \\ &= r_s^2 r_{ps} \cos \delta \sin \gamma \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

$$\begin{aligned} V' &= -r_p r_s \sin(\delta_p - \delta_s) \sin 2\gamma \\ &= -r_s^2 r_{ps} \sin \delta \sin \gamma \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

ここで,  $r_{ps}$  はS偏光の反射率に対する, P偏光の反射率の比であり,  $\delta$  はS偏光の位相遅れに対する, P偏光の位相遅れの差である.

以上より, 式(A.10-12)を用いて偏光角 $\gamma$ は以下のように表せる.

$$\tan 2\gamma = \frac{2r_{ps} U'}{\cos \delta \{Q'(1 + r_{ps}^2) + I'(1 - r_{ps}^2)\}} \quad (\text{A.14})$$

S偏光とP偏光との反射率の差が無視できる場合(本設計条件では0.5%以下), 式(A.14)は以下のように近似できる.

$$\tan 2\gamma \sim \frac{1}{\cos \delta} \frac{U'}{Q'} \quad (\text{A.15})$$

ところが式(A.9)から明らかなように、 $Q$ 、及び $U$ はPEM1、及びPEM2の2倍共鳴角周波数での強度変調の振幅に比例するので、これらはロックインアンプを用いて容易に検波できる。しかしながら反射の際の位相差の変化については、ミラーへの入射角、及び波長に強く依存するために設計段階でこの寄与を落とすことができない。これについては偏光フィルターで生成される既知の偏光角を用いて補正する必要がある（ミラーへの入射角、及び波長に対して較正值を求める）

This is a blank page.

# 国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s <sup>-1</sup>
力	ニュートン	N	m·kg/s <sup>2</sup>
圧力、応力	パスカル	Pa	N/m <sup>2</sup>
エネルギー、仕事、熱量	ジュール	J	N·m
工率、放射能	ワット	W	J/s
電気量、電荷	クーロン	C	A·s
電位、電圧、起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m <sup>2</sup>
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m <sup>2</sup>
放射能	ベクレル	Bq	s <sup>-1</sup>
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分、時、日	min, h, d
度、分、秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10<sup>-19</sup> J  
 1 u = 1.66054 × 10<sup>-27</sup> kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バイン	b
バール	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å = 0.1 nm = 10<sup>-10</sup> m  
 1 b = 100 fm = 10<sup>-28</sup> m<sup>2</sup>  
 1 bar = 0.1 MPa = 10<sup>5</sup> Pa  
 1 Gal = 1 cm/s<sup>2</sup> = 10<sup>-2</sup> m/s<sup>2</sup>  
 1 Ci = 3.7 × 10<sup>10</sup> Bq  
 1 R = 2.58 × 10<sup>-4</sup> C/kg  
 1 rad = 1 cGy = 10<sup>-2</sup> Gy  
 1 rem = 1 cSv = 10<sup>-2</sup> Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 <sup>18</sup>	エクサ	E
10 <sup>15</sup>	ペタ	P
10 <sup>12</sup>	テラ	T
10 <sup>9</sup>	ギガ	G
10 <sup>6</sup>	メガ	M
10 <sup>3</sup>	キロ	k
10 <sup>2</sup>	ヘクト	h
10 <sup>1</sup>	デカ	da
10 <sup>-1</sup>	デシ	d
10 <sup>-2</sup>	センチ	c
10 <sup>-3</sup>	ミリ	m
10 <sup>-6</sup>	マイクロ	μ
10 <sup>-9</sup>	ナノ	n
10 <sup>-12</sup>	ピコ	p
10 <sup>-15</sup>	フェムト	f
10 <sup>-18</sup>	アト	a

(注)

- 表1 5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局 1985年刊行による。ただし、1 eV および 1 uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクトールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令ではbar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

## 換 算 表

力	N (=10 <sup>5</sup> dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘 度 1 Pa·s (N·s/m<sup>2</sup>) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m<sup>2</sup>/s = 10<sup>4</sup> St (ストークス) (cm<sup>2</sup>/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm <sup>2</sup>	atm	mmHg (Torr)	lbf/in <sup>2</sup> (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 <sup>3</sup>	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 <sup>-4</sup>	1.35951 × 10 <sup>-3</sup>	1.31579 × 10 <sup>-3</sup>	1	1.93368 × 10 <sup>-2</sup>
	6.89476 × 10 <sup>-3</sup>	7.03070 × 10 <sup>-2</sup>	6.80460 × 10 <sup>-2</sup>	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 <sup>7</sup> erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778 × 10 <sup>-7</sup>	0.238889	9.47813 × 10 <sup>-4</sup>	0.737562	6.24150 × 10 <sup>18</sup>
	9.80665	1	2.72407 × 10 <sup>-6</sup>	2.34270	9.29487 × 10 <sup>-3</sup>	7.23301	6.12082 × 10 <sup>19</sup>
	3.6 × 10 <sup>6</sup>	3.67098 × 10 <sup>5</sup>	1	8.59999 × 10 <sup>5</sup>	3412.13	2.65522 × 10 <sup>6</sup>	2.24694 × 10 <sup>25</sup>
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 <sup>-6</sup>	1	3.96759 × 10 <sup>-3</sup>	3.08747	2.61272 × 10 <sup>19</sup>
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 <sup>-4</sup>	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 <sup>21</sup>
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 <sup>-7</sup>	0.323890	1.28506 × 10 <sup>-3</sup>	1	8.46233 × 10 <sup>18</sup>
	1.60218 × 10 <sup>-19</sup>	1.63377 × 10 <sup>-20</sup>	4.45050 × 10 <sup>-26</sup>	3.82743 × 10 <sup>-20</sup>	1.51857 × 10 <sup>-22</sup>	1.18171 × 10 <sup>-19</sup>	1

1 cal = 4.18605 J (計量法)  
 = 4.184 J (熱化学)  
 = 4.1855 J (15 °C)  
 = 4.1868 J (国際蒸気表)  
 仕事率 1 PS (仏馬力)  
 = 75 kgf·m/s  
 = 735.499 W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 <sup>-11</sup>
	3.7 × 10 <sup>10</sup>	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 <sup>-4</sup>	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

JFT-2Mにおける多チャンネルMSE測定装置