

JAERI - M
86-015

JFT-2M用結晶分光計

1986年3月

小川 宏明・河西 敏

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, 1986

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

JFT-2M用結晶分光計

日本原子力研究所那珂研究所核融合研究部
小川 宏明・河西 敏

(1986年1月29日受理)

JFT-2Mの高温プラズマにおいて、中心付近のイオン温度を測定する目的でヨハン型結晶分光計（ローランド円直径；2453 mm，結晶；石英（ SiO_2 ），（2243）面）を製作し，X線管（ホルミウムターゲット）を使用して焦点調整を行い，性能に関して以下の結果を得た。

- 1) 本分光計の波長分解能（ $\lambda / \Delta\lambda$ ）は， 2×10^4 以上である。
- 2) 本分光計の焦点深度は，約±5 mmである。

以上の結果より，本分光計を用いて，追加熱（高周波加熱，高速中性粒子入射加熱）によって得られるJFT-2Mの高温プラズマ（ $T_e \geq 1.5 - 2 \text{ keV}$ ）から放射されるHe一様鉄イオン線（FeXXV， $\lambda = 0.1850 \text{ nm}$ ）のドップラープロファイルおよびLi一様鉄イオンから放射されるサテライト線の測定が可能であることが示された。

Crystal Spectrometer on JFT-2M

Hiroaki OGAWA and Satoshi KASAI

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

(Received January 29, 1986)

To measure the central ion temperature in JFT-2M, a Johann type crystal spectrometer (Rowland circle diameter; 2453mm, Crystal; Quartz (SiO_2), Cut; (22 $\bar{4}$ 3)) was constructed, and by using Holmium target X-ray tube, a focus of this spectrometer was adjusted. In this process, following results were obtained.

- (1) The resolving power ($\lambda/\Delta\lambda$) of this spectrometer is above 2×10^4 .
- (2) The depth of a focus is about $\pm 5\text{mm}$.

These results indicate that this spectrometer can use to measure the Doppler profile of He-like iron line (FeXXV , $\lambda=0.1850\text{nm}$) and dielectric satellite spectra of Li-like iron in JFT-2M plasma heated by ICRF and NBI.

Keywords: Crystal Spectrometer, Ion Temperature, Doppler Broadening
Tokamak, Resolving Power, Depth of a Focus, X-Ray Tube

目 次

1. 序 論	1
2. 結晶分光計	3
2.1 ヨハン型結晶分光計の概要	3
2.2 JFT-2M用結晶分光計	5
2.3 焦点ずれ量の評価	8
3. 結晶分光計の焦点調整	12
3.1 X線光源	12
3.2 焦点調整の方法と結果	15
4. 考 察	20
4.1 写真測定による焦点調整についての考察	20
4.2 波長較正についての考察	20
4.3 JFT-2Mにおけるスペクトル写真測定についての考察	21
4.4 光電測定についての考察	21
5. 結 論	25
謝 辞	25
参考文献	26
付 録	28

Contents

1. Introduction	1
2. Crystal Spectrometer	3
2.1 Characteristics of a Johann Type Crystal Spectrometer	3
2.2 Outline of Crystal Spectrometer on JFT-2M	5
2.3 Estimation of the Defocus	8
3. Adjustment of the Focus of Crystal Spectrometer	12
3.1 X-Ray Tube	12
3.2 Method and Result of Adjustment	15
4. Discussion	20
4.1 Adjustment of the Focus by Photographic Measurement	20
4.2 Wavelength Calibration	20
4.3 Method of Photographic Measurement of the JFT-2M Plasma	21
4.4 Photoelectric Measurement	21
5. Summary	25
Acknowledgements	25
References	26
Appendix	28

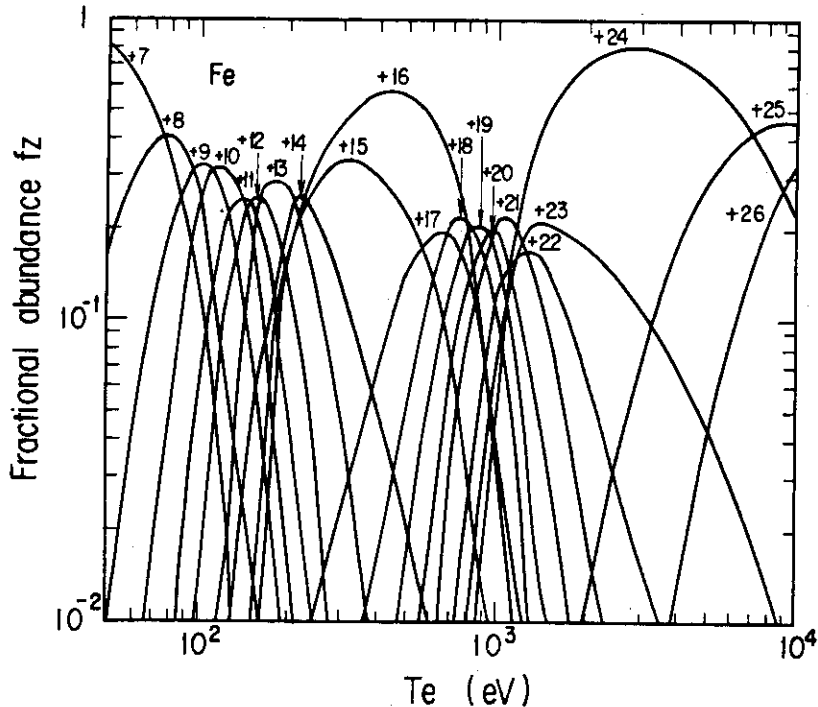
1. 序 論

近年、トカマクプラズマの実験においては、高速中性粒子入射 (NBI) 加熱⁽¹⁾、イオンサイクロトロン周波数帯 (ICRF) 加熱⁽²⁾ などの追加加熱技術の進歩により、高温高密度 (中心イオン温度 $T_{i0} = 1 - 7 \text{ keV}$, 中心電子温度 $T_{e0} = 1 - 3 \text{ keV}$, 平均電子密度 $\bar{n}_e = 1 - 10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) で大型のプラズマが長時間 (数百ミリ秒 - 数秒) 得られるようになった^{(3), (4)}。このようなプラズマの中心付近のイオン温度を測定する場合、従来用いられていた方法では、正確にイオン温度を評価することができない。例えば、荷電交換中性粒子のエネルギー分布からイオン温度を求める方法では、比較的高密度 ($\bar{n}_e > 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度) になると、中性粒子の平均自由行程がプラズマ径より小さくなって、中心からの荷電交換中性粒子の測定が極めて困難になる。また、FeXX や TiXVIII など比較的高電離イオンが放射する紫外波長領域の禁制線や真空紫外波長領域の共鳴線のドップラー幅よりイオン温度を測定する方法では、電子温度が 1.5 から 2 keV 以上になると、プラズマ中心付近でのこれらのスペクトル線の発光強度は、極めて微弱になり、最大の強度分布は、中間領域や周辺領域へと移る。また、中心付近に存在する金属イオンの禁制線は、50 nm 以下の波長領域に主として分布するため、このようなスペクトル線のドップラー幅を測定するために必要な高分解能の分光計を作ることは、非常に困難である。

第1図は、定常コロナ平衡を仮定して計算した全体の鉄イオン密度に対する +z 価の鉄イオン密度の割合、すなわち、部分占有率 (fractional abundance) の電子温度に対する変化を示したものである⁽⁵⁾。トカマクプラズマでは、拡散や荷電交換反応などの影響で、不純物イオンは、定常コロナ平衡で予想される電離平衡からずれるが、概略を知る上ではこの計算は、有効である。この図より、電子温度が約 1.5 keV を越えると、He-様鉄イオン (FeXXV) がプラズマ中心付近において支配的となる。また、他の金属不純物、例えばチタンについては、約 1 keV 以上になると、He-様イオンが支配的となる。これらの高電離イオンが放射する主要なスペクトル線は、主に軟X線領域 ($\lambda < 0.5 \text{ nm}$) に分布している。そのため、前記した高温高密度プラズマの中心付近におけるイオン温度を評価するには、これらの高電離イオンが放射する軟X線領域の共鳴線のドップラー幅 (全半値幅 $\Delta \lambda_{1/2} < 1.0 \times 10^{-4} \text{ nm}$) を測定できるような分光計が必要である。その1つに結晶を光分散体とした高分解能の結晶分光計がある^(注)。ドップラー幅測定用結晶分光計は、すでに PLT, PDX^{(7), (8)}, D-III⁽⁹⁾, TFR⁽¹⁰⁾, TFTR⁽¹¹⁾, ALCATOR-C⁽¹²⁾, などで製作され、He-様鉄イオン ($\lambda = 0.1850 \text{ nm}$), チタンイオン ($\lambda = 0.2610 \text{ nm}$), クロムイオン

(注) 最近、プラズマ中に入射した診断用の高速中性粒子ビーム (H^0) とプラズマ内部に存在する完全電離した軽元素不純物 (O^{8+} , C^{6+}) あるいは、プラズマ中に少量混入させた He^{2+} との荷電交換再結合の際放出されるスペクトル線 ($\text{O}^{7+} \lambda = 297.3 \text{ nm}$, $\text{C}^{5+} \lambda = 313.1 \text{ nm}$, $\text{He}^{+} \lambda = 483.7 \text{ nm}$) のドップラー幅からイオン温度を求める方法が用いられている⁽⁶⁾。また、診断用の中性粒子ビームは、ビーム幅を狭くなるように、そしてビームの角度を変えられるように設計されているため、イオン温度の空間分布も測定できる。さらに、この測定法は、イオン温度の他に、完全電離イオンの数密度の測定にも利用できるという利点を持っている。

ン ($\lambda=0.2182$ nm) などのスペクトル線を使用してイオン温度の測定が行われており、また、JT-60⁽¹³⁾、JET⁽¹⁴⁾ などの大型装置でも準備されている。また、He-様金属イオンの共鳴線の長波長側の極く近傍には、二電子再結合によって生じるLi-様イオンが放射するサテライト線が観測されており⁽¹⁵⁾、これらのサテライト線の強度の測定から、中心付近における電子温度や電子密度の評価も試みられている。



第1図 定常コロナ平衡を仮定して計算した鉄イオンの部分占有率 (fractional abundance) の電子温度に対する依存性

本報告書は、JFT-2Mにおいて、中心付近のイオン温度を測定するために製作した結晶分光計^(注)の概要と小型のX線光源を使用して行った分光計の焦点調整についてまとめたものである。2章では、JFT-2M用に製作した結晶分光計の構成と基本的な性能について述べる。3章では、小型の光源を使用して行った焦点調整について述べる。4章では、調整、JFT-2Mに接続し写真測定を行う方法および今後予定している光電測定において必要とする検出器の性能について考察し、5章では、これらの結果についてまとめる。

(注) 本分光計は、日本光学工業株式会社で製作された。

2. 結 晶 分 光 計

この章では、JFT-2Mプラズマの中心付近のイオン温度測定用に製作した結晶分光計の概要と、その構成について述べる。結晶分光計の製作に際しては、追加熱によって予想される中心付近のイオン温度 ($T_{i0} = 2 - 4 \text{ keV}$) および JFT-2Mプラズマ中に混入する主要な金属不純物を考慮し、以下の点に留意して設計を行った。

- (1) ドップラー幅測定に十分な高分解能 ($\lambda/\Delta\lambda > 10^4$ ^(注)) が得られること。
- (2) 軽元素不純物を低減させるために真空容器内にチタン蒸着を行うことによる鉄イオンの減少とチタンイオンの増加に対処できるように、将来、結晶が増設でき、二本のスペクトル線 (FeXXV ($\lambda = 0.1850 \text{ nm}$), TiXXI ($\lambda = 0.2610 \text{ nm}$)) のドップラー幅を同時に測定できる構造であること。
- (3) 時間分割 (10 ms 以下の時間分解) で光電測光ができる程度に光量が得られること。
- (4) 共鳴線の近傍に現われるサテライト線の測定ができること。
- (5) 比較的狭い空間に設置できるよう極力小型化すること。

以上の要求から、光学系はヨハン型、光分散体は、石英 (SiO_2) とし、光の分散方向を縦方向とする。さらに、空気によるX線の吸収を極力減少させるため、本分光計は 500 ℓ/s のターボ分子ポンプにより真空容器内を排気できる構造となっている。また光電測定時にはベリリウム窓を JFT-2M との間に挿入し、分光計との真空的な遮断を行い、分光計容器内にヘリウムを満し、光の吸収がないようにする構造とした。

2.1 ヨハン型分光計の概要⁽¹⁶⁾

結晶によるX線の反射は、一般に次式で示すブラッグ条件に従う。

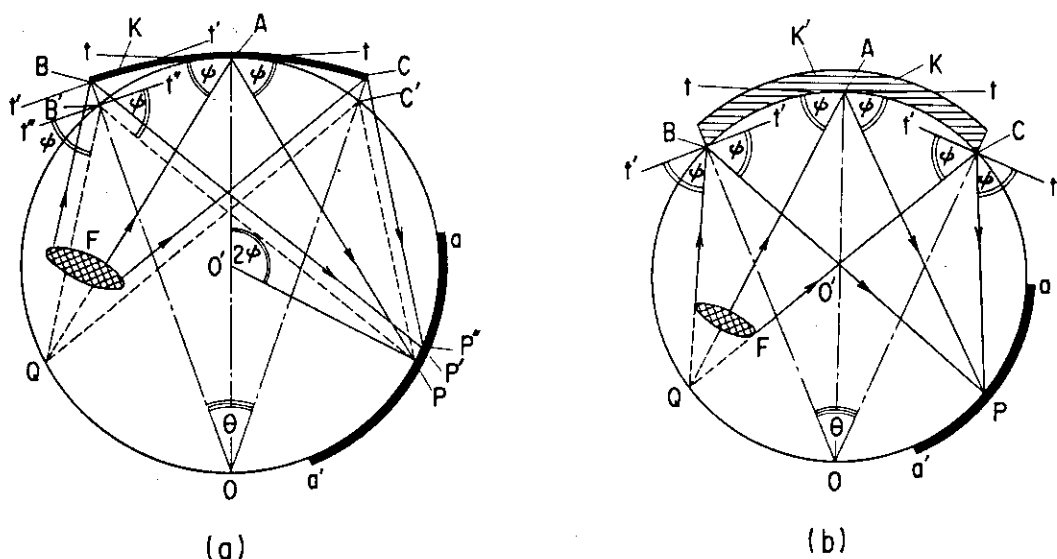
$$n\lambda = 2d \sin \phi$$

ここで、 λ は入射X線の波長、 d は結晶格子間隔、 n は反射の次数 (整数)、 ϕ は結晶面と入射X線とのなす角度である。

ヨハン型分光計は、一個の湾曲結晶を用い、光 (X線) の分散と結像を行う分光計であり、高分解能で高感度なスペクトル線測定ができるため、現在、広く使用されている。第2図 (a) にヨハン型結晶分光計の原理を示す。結晶は、点Oを中心とした半径Rの曲率で曲げられている。この際、結晶格子面は、結晶表面と平行である。次に、同図中に示すように、結晶の中心Aで結晶に接する半径 $R/2$ の仮想的な円 (これをローランド円と呼ぶ) を考える。この円内に振りを持つX線光源Fを置くものとする。まず、Fから放射された波長 λ の光のうち、結晶中心Aで反射される光を考える。この場合A点で接線ttとのなす角度が ϕ で入射した光のみがブラッグ条件を満足し、ttに対し角度 ϕ で反射される。この反射光がローランド円と交差する点をPとす

(注) この数値については、2.2節で述べる。

る。次にFから放射されてローランド円からはずれた点BおよびC（結晶の両端）で反射される波長 λ の光を考える。まず、直線AFの延長線がローランド円と交わる点をQ, 直線BOおよびCOがこの円と交わる点を、それぞれB', C'とする。また、湾曲結晶Kの片端B点における接線を $t't'$ としたとき、これに平行で、かつB'点を通る直線を $t''t''$ とする。直線QB'が $t''t''$ となす角度は、直線AQが接線 tt となす角度 ψ と等しくなる。したがってB'点に入射する光は、 $t''t''$ 線と角度 ψ をもって反射され（ローランド円を理想的な反射面とすれば）、P点と交わる。C'点についても同様なことが言える。このことからQB'線に平行な光線BFは、B点で反射された後、接線 $t't'$ と角度 ψ をなし、B'P線に平行な光線となる（この光線はブラッグ条件を満足している）。これはローランド円上において、P点からはずれたP'点と交わる。同様にC点でもブラッグ条件を満して反射される光は、ローランド円とP''点と交わる。以上のことを結晶Kの全面について行うと、ローランド円上の像は、単色光を結晶に当てた場合であっても、ある有限な拡がりを持つ^(注)。これはヨハン型分光計の特徴の1つである。しかし、結晶の分散方向の長さ、光の入射



第2図 (a) ヨハン型結晶分光計の概要

Kは結晶, Aは結晶中心, Fは光源, aa'は検出器, ψ は入射X線と結晶のなす角である。

(b) ヨハンソン型結晶分光計の概要

K'は湾曲後の結晶面, 他は(a)と同じ。

(注) 単色光の場合, この像の拡がり w は,

$$w = \frac{R \theta^2}{8} \cot \psi$$

となる⁽¹⁶⁾ (ここで θ は, 点Oから結晶の分散方向を見込む角度)。結晶の分散方向の長さを s とすると,

$$\theta = \frac{s}{R}$$

であるから,

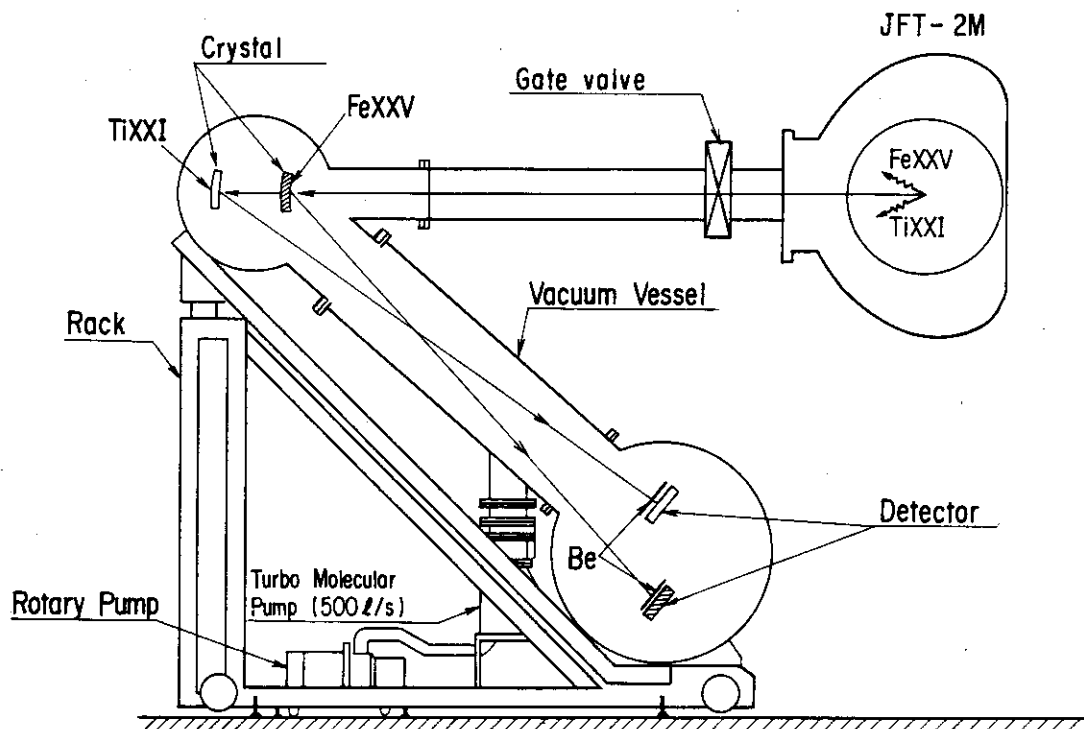
$$w = \frac{s^2}{8R} \cot \psi$$

となる。ただし, ここでの角度の単位は, ラジアンである。

角 ($90^\circ - \phi$) を小さくし、ローランド円直径 R を大きくすることにより、像の幅を小さくすることができる。ただし、これらの大きさは、分解能および光量との兼ね合いから最適な値に選択する必要がある。このような光学配置によるスペクトル線の拡りを除く方法として、ヨハンソン型分光計 (第2図(b)) がある。これは結晶がローランド円に沿って湾曲し、さらに結晶格子面が点 O を中心とする同心円状に並ぶような光学系を持つ分光計である。しかしながら、このような結晶の製作は、高度の技術を必要とするため、大型の結晶を製作するには、適していない。

2.2 JFT-2M用結晶分光計

JFT-2M用に製作した結晶分光計と、これをJFT-2Mに接続した状態を第3図に示す。JFT-2Mにおける主要な金属不純物は、真空容器の素材であるステンレス中の鉄であるが、軽元素不純物 (酸素, 炭素) を減らすため、チタン蒸着を真空容器内壁に行うと、これにより、鉄不純物が減少し、ドップラー温度測定に予定している FeXXV 線 ($\lambda = 0.1850 \text{ nm}$) プロファイルを精度良く測定することが困難になる。一方、真空容器内壁がチタンで覆われているため、この壁とプラズマとの相互作用によって、チタン不純物は、増加する。したがって、この不純物が多価電離した He-様チタンイオン (Ti^{20+}) が放射する $\lambda = 0.2610 \text{ nm}$ のスペクトル線をドップラー温度測定に使用することができる。以上の理由から、本分光計では、FeXXV, TiXXI の共鳴線のプロファイル測定を同時にできるように、2個の結晶を設置できる構造とした。

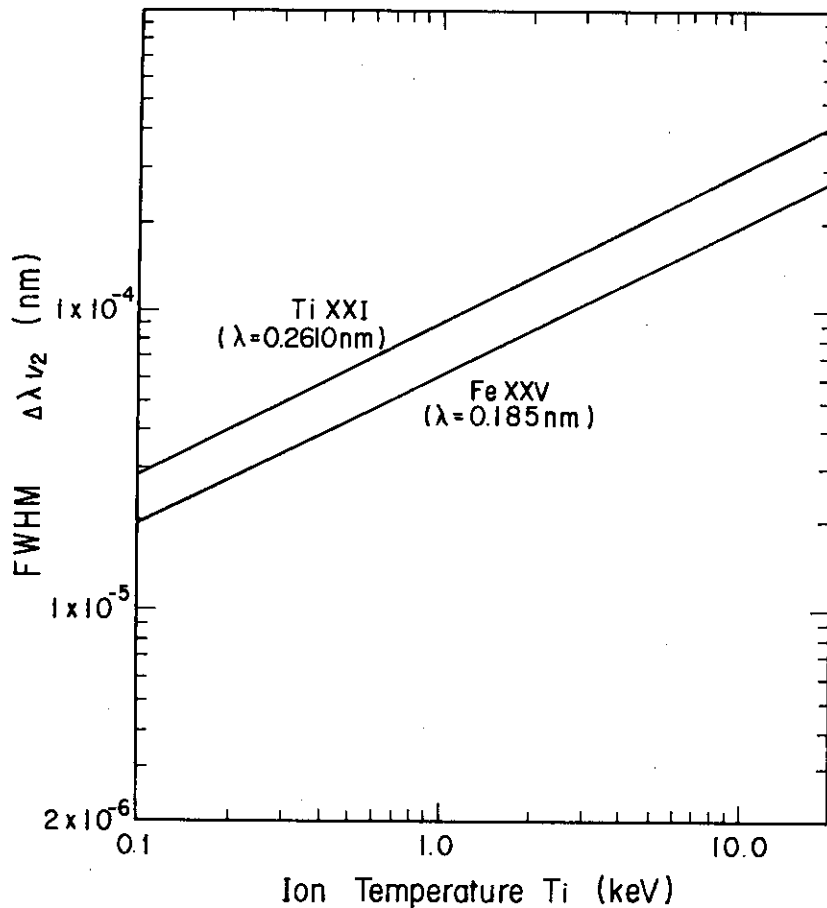


第3図 JFT-2M用結晶分光計をJFT-2Mに接続したときの概要
(今回製作した FeXXV 用の結晶および検出器を斜線で示す)

第4図は、イオン温度に対するFeXXVおよびTiXXIのドップラー拡がりによるスペクトル線プロファイルの全半値幅を示したものである。JFT-2Mの中心付近のイオン温度は、ジュール加熱時で約600 eV、2 MWのICRF加熱を行った時で約1.2 keVである。今後加熱入力が増大にともないさらにイオン温度が上昇すると考えられる。したがって結晶分光計は、1 keVのイオン温度の測定が可能であれば、追加熱時のイオン温度測定に十分使用できる。イオン温度1 keVに対する全半値幅 ($\Delta\lambda_{1/2}$) は、FeXXV ($\lambda = 0.1850$ nm) で 6.03×10^{-5} nm, TiXXI ($\lambda = 0.2610$ nm) で 9.2×10^{-5} nmである。スペクトル線プロファイルをガウス分布とし、強度がピーク値の1/10になるところの点を測定上のS/Nの限界とすると、この点の間の幅は、全半値幅の約3.3倍となる。また、正確なスペクトル線プロファイルを得るためには、この幅を最低10分割し、測定することが必要である。したがって、イオン温度測定に必要な分光計の波長分解能 ($\lambda / \Delta\lambda$) は、

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\lambda}{3.3 \Delta\lambda_{1/2} / 10}$$

で与えられる。これより1 keV以上のイオン温度測定に必要な波長分解能を求めると、FeXXVで 9.30×10^3 , TiXXIで 8.60×10^3 となり、どちらのスペクトル線を使用した場合でも、 10^4 以上の波長分解能が必要である。



第4図 イオン温度に対するFeXXV線 ($\lambda = 0.1850$ nm) およびTiXXI線 ($\lambda = 0.2610$ nm) のドップラーの全半値幅

上記の分解能を得るために、結晶は2個とも石英 (SiO_2) を使用し、結晶面は、FeXXV およびTiXXI に対してそれぞれ ($2\bar{2}43$) 面および ($20\bar{2}3$) 面を選択した。また、ローランド円の直径を 2453 mm とした。結晶の有効面の大きさは、分散方向は 50 mm、幅は 10 mm である (第1表参照)。結晶の湾曲を得るために、ローランド円直径を半径とする円にほぼ近い曲率を持つ金枠に接着剤で結晶を張り付ける方法が用いられている。また、結晶表面には、極く薄いアルミニウムが蒸着されており、He-Ne レーザ光を使った光軸調整が容易にできるようにしてある。なお、このアルミニウムによるX線の吸収は、ほとんど無視できる程度のものである。

1章で述べたように、He-様イオンの共鳴線の近傍 (長波長側) にはLi-様イオンからのサテライト線が現われ、He-様イオンの共鳴線と重なり合う。そのため、ドップラー-温度を正しく評価するためには、共鳴線の他に、サテライト線を測定し、共鳴線に対するサテライト線の寄与を取り除く必要がある⁽¹⁷⁾。この理由から、測定波長域は、第1表で示すように FeXXV 共鳴線とサテライト線については、0.1845 nm から 0.1875 nm、TiXXI 共鳴線とサテライト線については、0.26075 nm から 0.26325 nm とした。

第1表 JFT-2M用結晶分光計の主な設計仕様書

Spectrometer Specifications

Spectrometer

Type:	Johann
Rowland Circle Dia.:	2453 mm
Resolving Power:	$\lambda/\Delta\lambda \geq 10^4$
Line Dispersion:	3.42×10^{-5} nm/mm ($\lambda=0.1850$ nm)
Spectral Range:	0.1845nm-0.1875nm (Fe XXV) (0.26075nm-0.26325nm (Ti XXI))
Plane of Dispersion:	Vertical Plane

Crystal

Material:	Quartz (SiO_2)
Cut:	($2\bar{2}43$) $2d=0.2028$ nm (Fe XXV) ($20\bar{2}3$) $2d=0.2749$ nm (Ti XXI))
Size:	50mmx10mm
Bragg Angle:	$\psi_B=65.82^\circ$ (Fe XXV, $\lambda=0.1850$ nm) ($\psi_B=71.71^\circ$ (Ti XXI, $\lambda=0.2610$ nm))

結晶は、第2図のA点を通り紙面に垂直な軸を中心に回転できる構造である。結晶の回転角を固定すると、プラズマの異なる場所、すなわち電子温度の異なる場所から放射されるスペクトル線を上記の波長領域において測定することになる。しかし、結晶を回転できると、常に同じ温度のプラズマから放射されるスペクトル線を観測することができるので、これは共鳴線とサテライト線の強度比から電子温度の評価をするような測定において便利である。

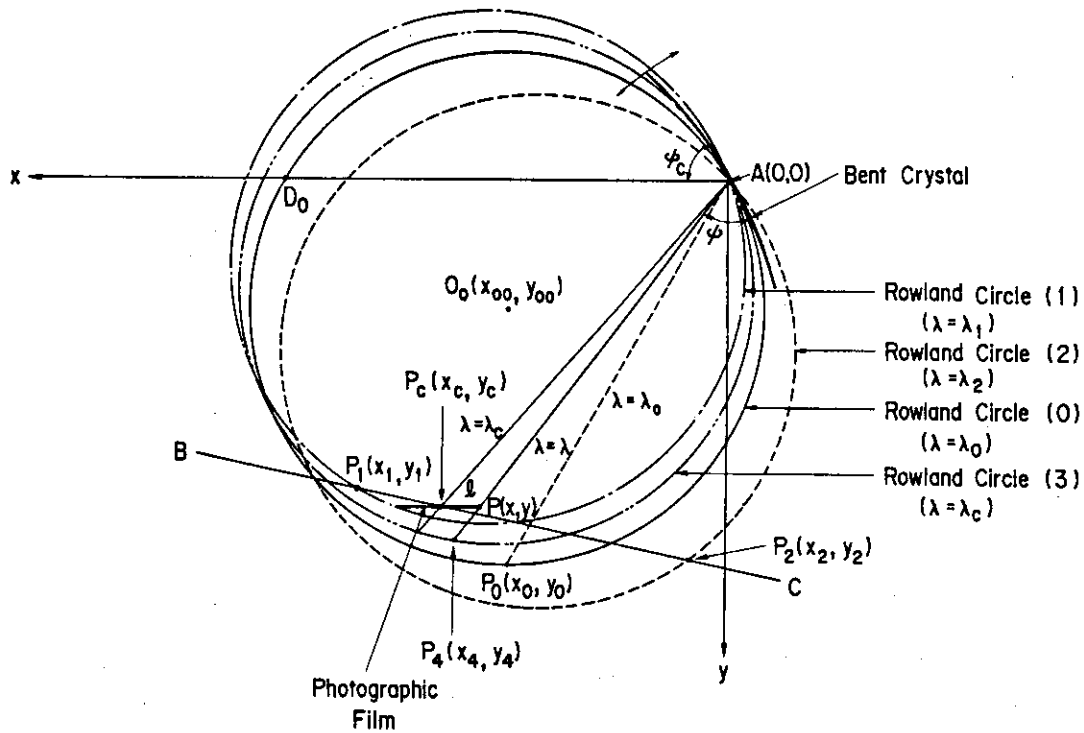
上記のスペクトルの測定は、最初写真測定から始め、全体のスペクトル像を明らかにした後に、

光電測定によるドップラープロファイルの時間変化を求める予定である。しかし、光電測定は、高感度の検出器の開発を要するため、次の段階で行う予定である。また、第3図に示すように検出器も最終的には2台準備し、Fe、Tiのスペクトル測定が同時に行えるようにする計画である。写真測定では、X線フィルム（Kodak社製 Direct Exposure Film）を使用する。写真器の入射光側には、厚さ15 μm のアルミニウム箔を取り付け、可視光の遮光を行った。なお、0.1850 nm近傍のX線に対するこの箔の透過率は、約76%である。

写真測定に使用するフィルムの有効長は、50 mmであり、一度に測定可能な波長域は、約 1.6×10^{-3} nmである。したがって、前述した測定波長域（鉄のスペクトルについては、0.1845 nmから0.1875 nm、チタンのスペクトルについては、0.26075 nmから0.26325 nm）に分布するスペクトルを測定するためには、この波長域を3から4分割し、各分割領域でスペクトル写真を写す必要がある（各分割領域で撮影したスペクトルが重なり合うことが後の解析をより容易にするため、分割数を多くした）。測定に際しては、フィルムをローランド円に沿って設置し、さらに結像面に沿って写真器を移動すれば、最も良いスペクトル写真が得られる。しかし、これは写真器の移動機構等を複雑化するため、本分光計では、この場合と比べスペクトルの結像状態が余り変わらないような、結像面を近似した直線を求め、写真器をこの直線に沿って移動する構造とした。なお、このような構造にしたため、フィルム面上では、焦点ずれを起す。この焦点ずれ量については、次の2.3節で詳細に評価する。

2.3 焦点ずれ量の評価

写真器（または光電検出器）は、前節で述べたように、ローランド円から僅にずれた直線軌道（近似的な焦点面）の上を移動する構造としたため、スペクトル線像の焦点ずれ量を評価する必要がある。この節では、この量を鉄のスペクトルの場合について、全測定波長域に渡り計算から求めてみる。まず、第5図に示した座標により光源、結晶および写真器とその軌道について説明する。座標原点を結晶中心とする。波長 λ_0 の単色光を放射する点光源と結晶中心を結ぶ直線をx軸、ローランド円を含む平面でこれと垂直方向の軸をy軸とする。結晶のある回転角に対して決まるローランド円とx軸との交点 D_0 に点光源を置いた場合、ブラッグ条件を満足する波長 λ_0 の光は、結晶面で反射され、このローランド円上の点 P_0 に結像する。同様に、結晶を回転させ、新しく決まるローランド円とx軸との交点に点光源を移動して、ブラッグ条件を満す光に対する結像点を次々に求めると、ある曲線軌道が得られる。これは、焦点ずれのない理想的な結像面である。次に写真器の駆動機構を簡略化するため、ある直線に沿って写真器を移動することを考える。このためには、焦点ずれが、極力小さくなる直線を見出すことが必要となる。これは、理想的な軌道上にある2点を結ぶ直線で、焦点ずれが最も小さくなるような軌道上の2点を求めることと等価である。第5図で示すように、この2点は、 $P_1(x_1, y_1)$ 点（ $\lambda = 0.1853$ nmに対応）と $P_2(x_2, y_2)$ 点（ $\lambda = 0.1867$ nmに対応）である。この2点を結ぶ直線BCが、写真器が移動する軌道である。ここで、 (x_1, y_1) 、 (x_2, y_2) は、点 P_1 、 P_2 の座標である。さらに、写真器の構造を簡単化するため、フィルム（あるいは乾板）も平面とした。50 mmのフィルム面上に渡り焦点ずれが最も小さくなるような写真器の向きは、 λ_1 と λ_2 の間に当たる波長 $\lambda_0 =$



第5図 焦点ずれ量を計算するために使用した座標系と光源、結晶、
検出器の配置

0.1860 nmのX線に対するローランド円上の結像点 P_0 における接線に沿って写真器を置いた場合である。このときフィルム面は、点 P_0 とこのローランド円の中心点 O_0 を結ぶ直線に垂直になる。以上のようにして決めた向きに写真器を固定し、さらにその中心が上記の直線軌道に沿って移動するような構造とした。次に、この場合に得られるスペクトル線像の理想的な焦点面からのずれ量を計算する。

まず、写真器の軌道BCの直線が満す式を

$$y = a_1 x + b_1 \tag{1}$$

とする。結晶でブラッグ条件を満すように反射する光線（波長 λ_c ）の式を

$$y = a_3 x \tag{2}$$

とする。この2本の直線の交点 P_c の座標（ x_c, y_c ）は、

$$x_c = \frac{b_1}{a_3 - a_1} \tag{3. a}$$

$$y_c = \frac{a_3 b_1}{a_3 - a_1} \tag{3. b}$$

となる。この点は、フィルムの中心に当たる。したがって、フィルム面を表わす直線は点 P_c を通るため、この直線の式の傾きを a_2 とすると、この式は次式のように書ける。

$$y = a_2 x + \frac{a_3 - a_2}{a_3 - a_1} b_1 \tag{4}$$

次に、フィルム中心から l だけ離れた点Pの座標を（ x, y ）、この点に集光する反射光の波長を λ とし、この光とローランド円(3)との交点を $P_4(x_4, y_4)$ とする。この反射光の満す式を

$$y = ax \quad (5)$$

とする (a_1, b_1, a_2, a_3, a の導出は付録を参照のこと)。以上より、焦点ずれ量 D は、 PP_4 で与えられる。すなわち、

$$\begin{aligned} D = PP_4 &= \sqrt{(x - x_4)^2 + (y - y_4)^2} \\ &= \sqrt{1 + a^2} |x - x_4| \end{aligned} \quad (6)$$

である。ローランド円直径を R とすると、 x_4 は

$$x_4 = \frac{R}{\sqrt{1 + a^2}} \left(\frac{\lambda}{2d} \right) \quad (7)$$

となる (x_4 の導出は付録を参照のこと)。ここで、 d は結晶格子間隔である。また(4)、(5)式より、 x は、

$$x = \frac{a_3 - a_2}{a_3 - a_1} \frac{b_1}{a - a_2} \quad (8)$$

となる。よって、 D は、

$$D = \frac{a_3 - a_2}{a_3 - a_1} \frac{b_1}{a - a_2} \sqrt{1 + a^2} - R \left(\frac{\lambda}{2d} \right) \quad (9)$$

と表わせる。

次に、(4)式より

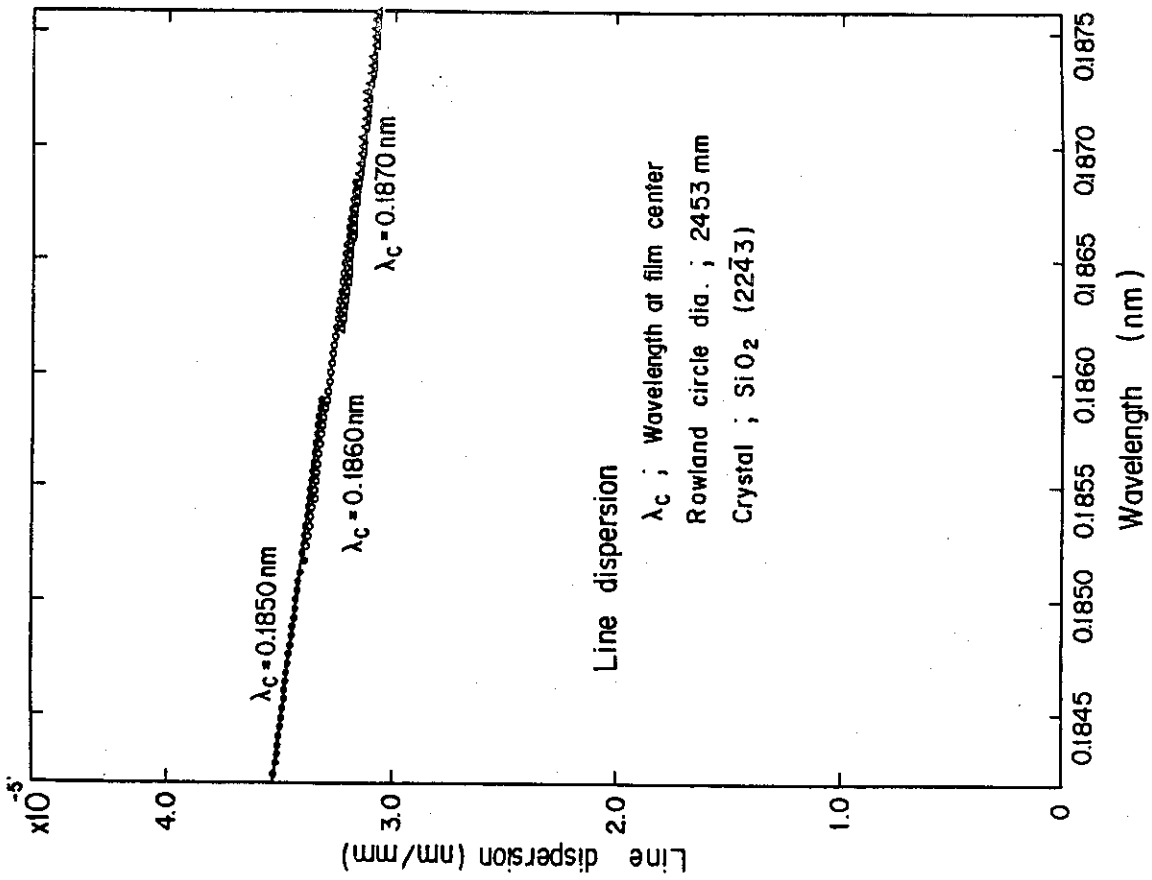
$$\begin{aligned} \ell = PP_c &= \sqrt{(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2} \\ &= \sqrt{1 + a^2} |x - x_c| \end{aligned} \quad (10)$$

となる。これより、フィルム面上での線分散は、次式で与えられる^(注)。

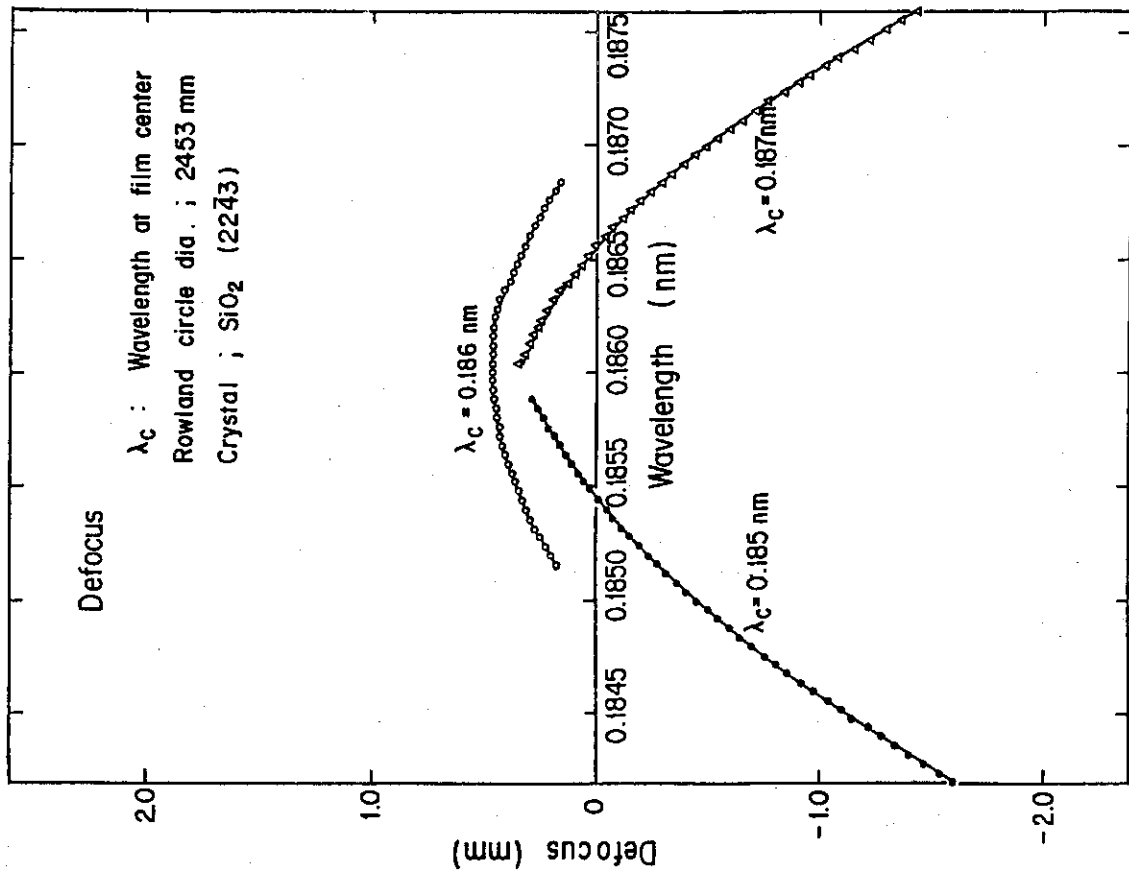
$$\begin{aligned} \frac{d\lambda}{d\ell} &= \frac{1}{\sqrt{1 + a^2}} \frac{d\lambda}{dx} \\ &= \frac{1}{\sqrt{1 + a^2}} \frac{(a - a_2)^2}{1 + a^2} \frac{a_3 - a_1}{a_3 - a_2} \frac{\sqrt{4d^2 - \lambda^2}}{b_1} \end{aligned} \quad (11)$$

(9)式および(11)式からフィルム面上におけるスペクトル線像の焦点ずれ量 D と線分散 $d\lambda/d\ell$ を計算することができる。結晶で反射され、フィルム中心に結像する光の波長 λ_c が 0.1850, 0.1860, 0.1870 nm の場合について D および $d\lambda/d\ell$ を計算した結果を第 6 図、第 7 図に示す。 $\lambda_c = 0.1860$ nm の場合について見ると、フィルムの有効長が 50 mm であるため、測定できる波長域は 0.18518 nm から 0.18682 nm である。この波長域での最大の D は、 $\lambda = 0.1860$ nm の所で約 + 0.454 mm である。他の 2 つの λ_c に対しても同様の計算を行うと、分光計の全波長域 (0.1845 nm - 0.1875 nm) に渡り D および $d\lambda/d\ell$ を求めることができる。 D の最大値は、短波長側で約 -1.13 mm ($\lambda = 0.1845$ nm での値)、長波長側で -1.26 mm ($\lambda = 0.1875$ nm での値) である。また線分散は、長波長側へ行くにつれ、単調に減少し、 $\lambda = 0.1845$ nm で約 3.5×10^{-5} nm/mm、 $\lambda = 0.1875$ nm で約 3.08×10^{-5} nm/mm である。

(注) (11)式の導出については、付録参照のこと。



第7図 計算により求めた $\lambda_c = 0.1850, 0.1860, 0.1870 \text{ nm}$ の場合における線分散



第6図 計算により求めたフィルム中心の波長 $\lambda_c = 0.1850, 0.1860, 0.1870 \text{ nm}$ の場合における焦点ずれ量

3. 結晶分光計の焦点調整

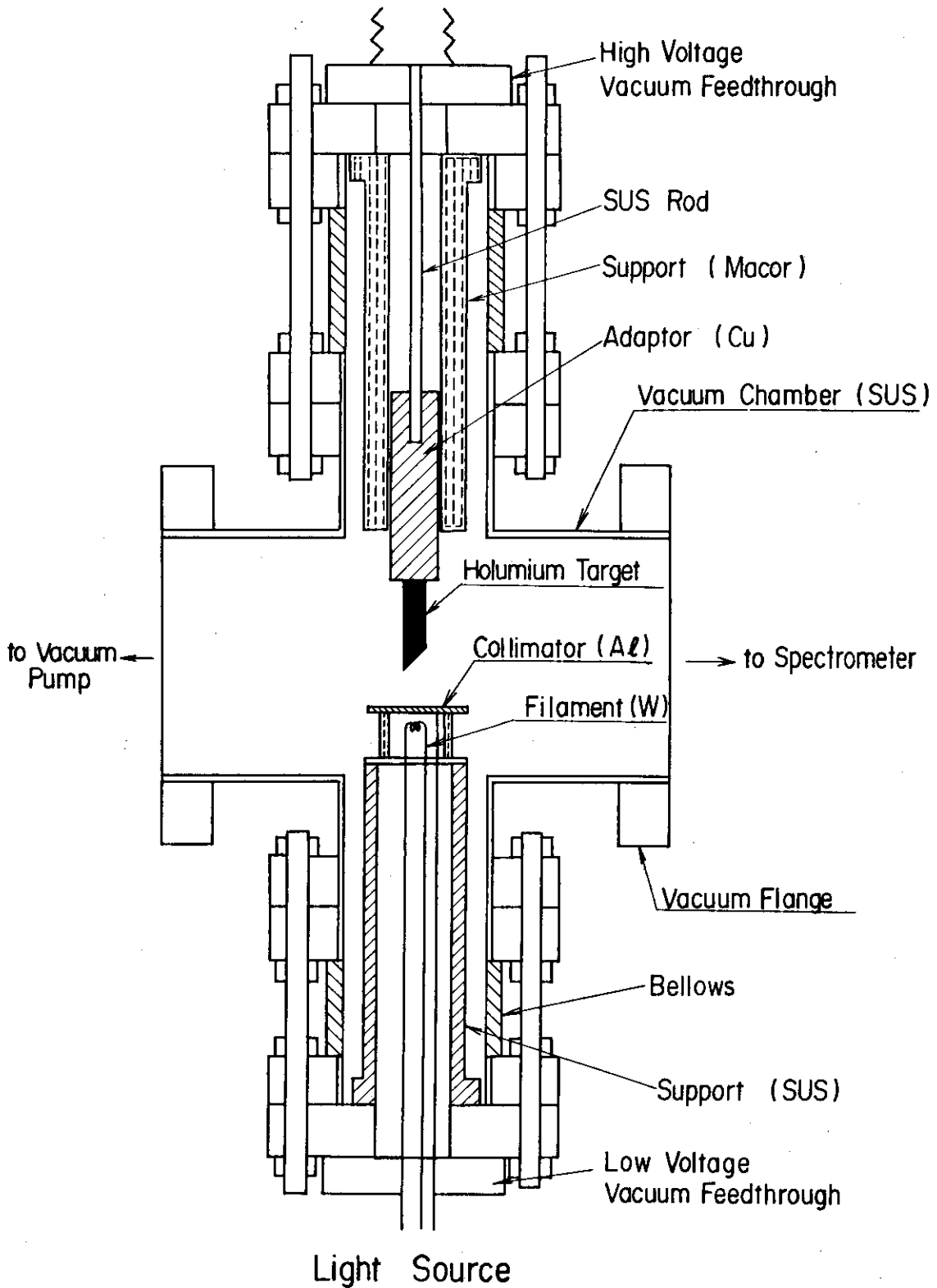
既知の波長の特性X線を放射する光源を使用した結晶分光計の焦点調整は、高温トカマクプラズマ中に存在する高電離金属イオンから放射される軟X線領域の共鳴線、あるいは、サテライト線のスペクトル写真を得るため（光電測定を行う前に、スペクトルの全体像を把握することが重要であるため）、および光電測定において、精度良くスペクトル線強度、プロファイルを求める上で極めて重要である。この一連の調整によって、分光計の性能（波長分解能、焦点深度等）を得ることができ、また光電測定を行う際の光電検出器の位置分解能や設定位置の精度等を決定するための重要な目安を得ることができる。

この章では、焦点調整に使用したX線光源、焦点調整の方法およびその結果について述べる。

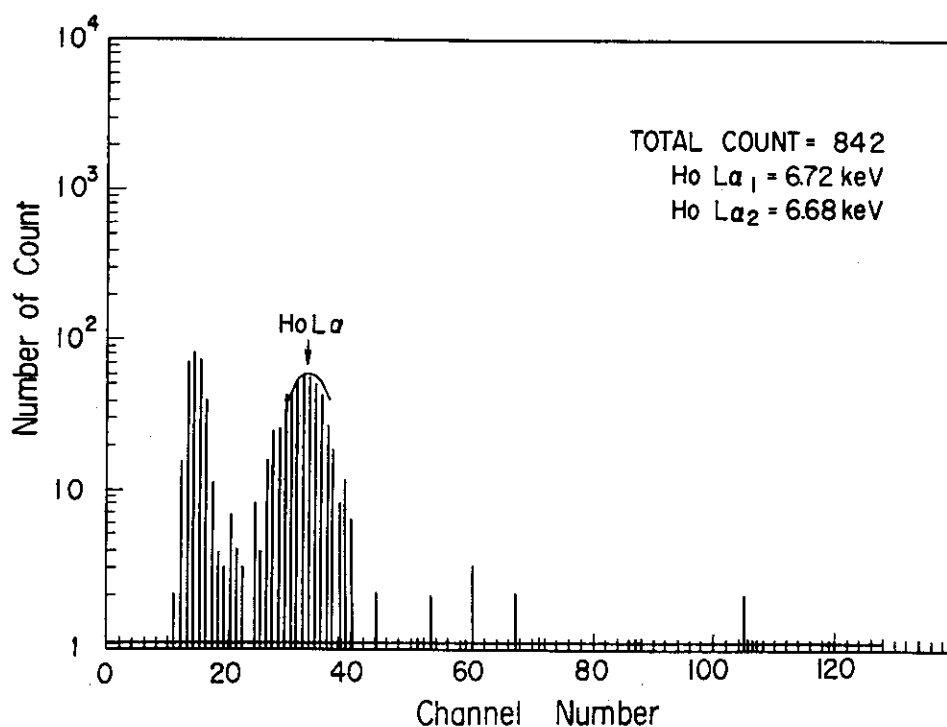
3.1 X線光源

焦点調整に使用した光源の概要を第8図に示す。この光源の動作原理は、通常のX線管と同じである。すなわち、フィラメント（0.2mmφタングステン線10ターン）から放出する熱電子を、約100Vを印加した電極（アルミニウム製）により、ターゲットの方向へ引き出す。これを、約20kV印加したターゲットとの間で加速し、電子線として、ターゲット（ターゲットは、交換可能なように銅製のアダプターにネジ止めされ、位置を固定するためマコール製のサポートで支持している）に当て、ターゲット材の特性X線を放出させるものである。したがって、光源から発光する光の波長は、ターゲット材により異なる。そのため、焦点調整を行う場合、実際の測定に使用するスペクトル線の波長に近い波長の特性X線を放出するターゲット材を選択することが必要である。本分光計の場合、ドップラー幅を測定するスペクトル線は、FeXXV（ $\lambda = 0.1850\text{nm}$ ）であり、測定波長域は、0.1845nmから0.1875nmであるため、 L_{α_1} （ $\lambda = 0.1845\text{nm}$ ）、 L_{α_2} （ $\lambda = 0.1856\text{nm}$ ）の特性X線を放出するホルミウム（Ho）をターゲット材として選択した。また、TiXXI（ $\lambda = 0.2610\text{nm}$ ）については、タングステン（W）の特性X線（ L_{β_1} 、 $\lambda = 0.1282\text{nm}$ ）の2次光を使用して焦点調整を行う。

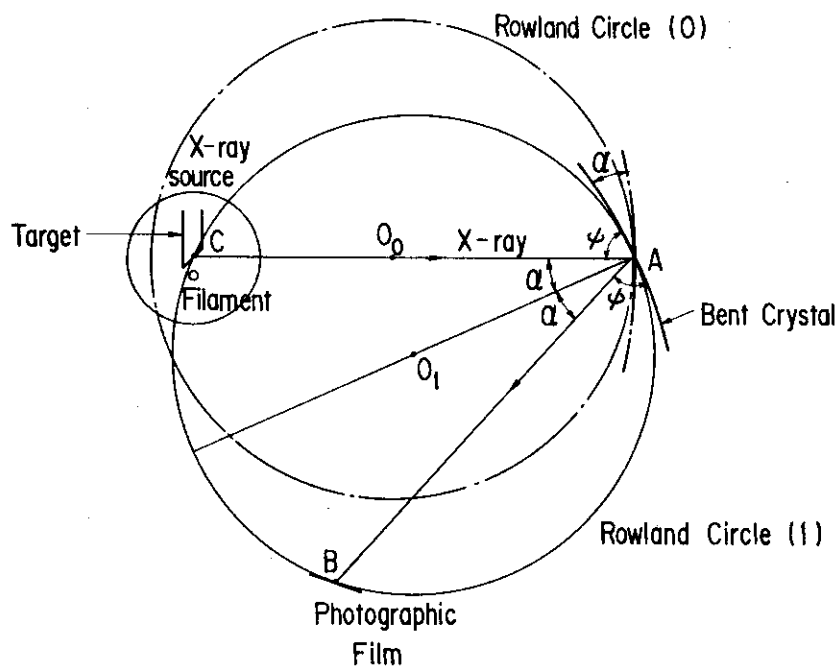
次に、この光源の発光の様子を知るために、光源を軟X線エネルギー分析器に取り付け、エネルギースペクトルの測定を行った。この分析器は、JFT-2Mプラズマから放射される軟X線のエネルギースペクトルからプラズマ中心付近の電子温度や電子の速度分布関数を評価するために使用されているものであり、検出器は、Ge(I)半導体検出器である。第9図は、光源を取り付け測定した際に得られたエネルギースペクトルを示したものである。横軸は、入射したX線のエネルギーに対応した波高分析器のチャンネル番号であり、縦軸は、入射X線の光子数に対応した波高分析器のカウント数を示したものである。この図で、22チャンネルより低いエネルギー領域に現われるカウント数は、主に回路系の雑音によるカウントであり、40チャンネルより高いエネルギー領域に現われるカウント数は、主に光源の中での高圧破壊による雑音が回路系に混入したためと考えられる。この軟X線エネルギー分析器のエネルギー分解能は、ピークエネルギー



第8図 X線光源の概要



第9図 光源から発光する光のエネルギースペクトル
 横軸は入射X線のエネルギーに対応した波高分析器のチャンネル番号、
 縦軸は入射した光子数に対応する波高分析器のカウント数



第10図 焦点調整を行なった時の光学系の配置
 A, B, Cは、それぞれ結晶中心、フィルム中心および光源の発光
 点の位置を示す。

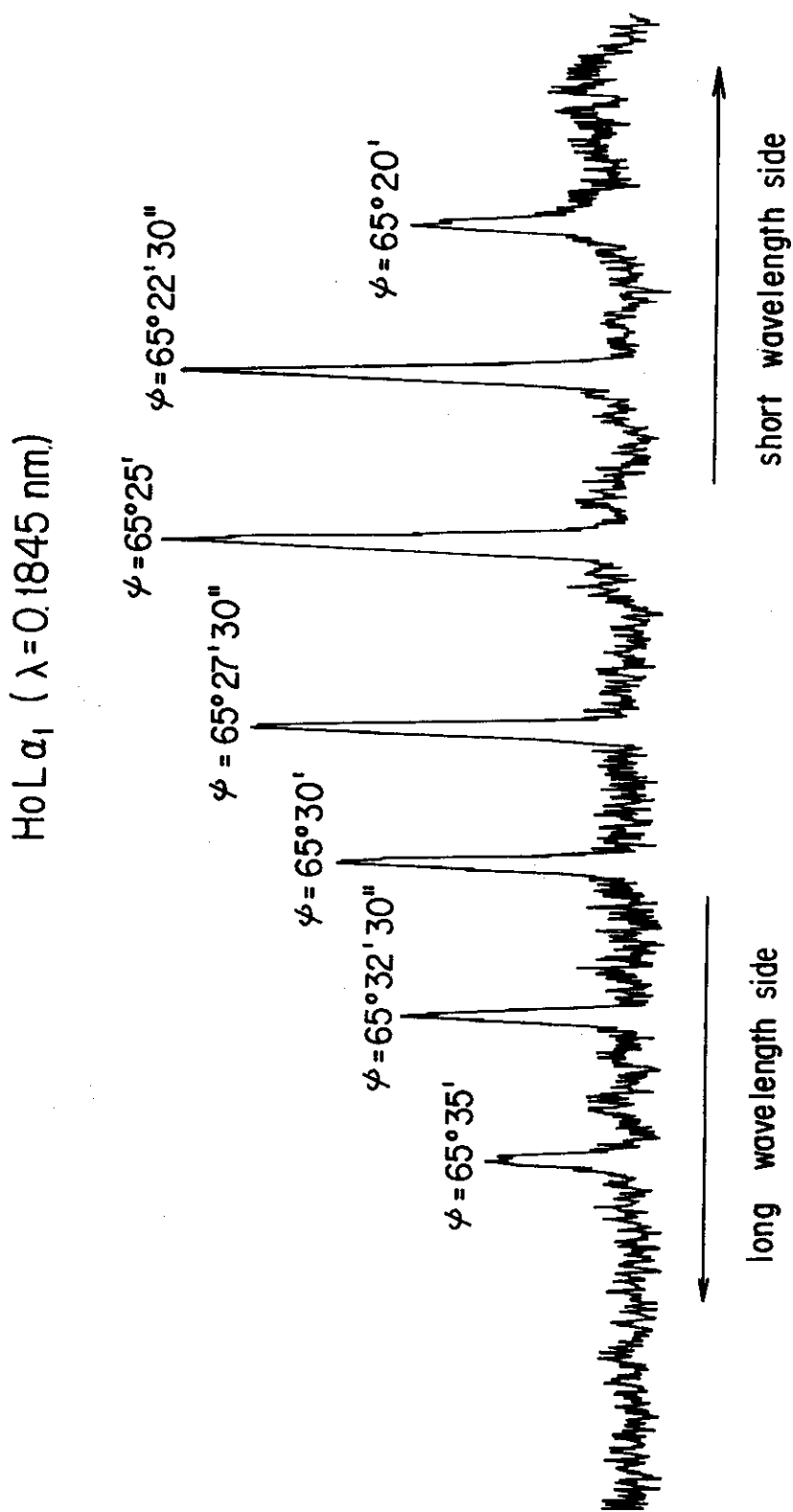
一の約10%であるため⁽¹⁸⁾, HoL_{α_1} ($E = 6.72 \text{ keV}$), HoL_{α_2} ($E = 6.68 \text{ keV}$) の2本のスペクトル線の分離はできない。しかし, 得られたエネルギースペクトルには, 他の構造材の特性X線 (例えば, CuK_{α} ($E = 8.04 \text{ keV}$)) は, ほとんど現われていないことから, この光源からの発光は, ホルミウムの2本の特性X線のみと考えられる。また, エネルギースペクトルの拡りは, 主に測定系の固有の拡り (装置幅) であると考えられる。なお, 一般に特性X線は, 比較的広い自然幅を持っており, ホルミウムの場合, 約6 V ($\Delta\lambda_{1/2} = 1.65 \times 10^{-4} \text{ nm}$) である⁽⁷⁾。

3.2 焦点調整の方法と結果

第10図に焦点調整を行ったときの光学系の配置を示す。まず, He-Neレーザ光を結晶中心Aにあて, 反射光が元の位置 (He-Neレーザの出射口) に戻るように結晶の回転角 α を調整する (このときの回転角を $\alpha = 0^\circ$ とする)。次に計算から HoL_{α_1} 線 ($\lambda = 0.1845 \text{ nm}$) の光に対するブラッグ角 ϕ_B を求め ($\phi_B = 65^\circ 28'$), 結晶の回転角 α を $90^\circ - \phi_B$ に合わせる。また, このときの結晶中心Aからローランド円と光線との交点までの距離Lを計算から求めると2231.6 mmとなる。これより, 光源の発光点をHe-Neレーザ光上で結晶中心AからLの距離にある点Cに設置する (実際には正確にC点へ光源を設置することは難かしいため, 焦点調整において光源の位置を移動する必要がある)。さらに検出器 (フィルム) も, 最初は結晶面で反射したHe-Neレーザ光上で, 結晶中心AからLの距離に設置する (フィルム面の反射光に対する角度は, 2.3節で記述した)。

次に, この状態でX線光源を動作させ, 結晶の回転角を少しずつかえて, 各角度において, フィルムにスペクトル線のプロファイルを露光する (露光時間は, 全て同じにする。約3分)。結晶を回転することにより, 第10図に示すローランド円も点Aを中心に回転し, HoL_{α_1} 線の結像点および光源の発光点の位置 (いずれもローランド円上にある場合が最も結像状態の良いスペクトル像が得られる) もA点を中心に回転し, 移動する。したがって, この一連の操作において, 最もスペクトル線の強度が強く, プロファイルの全半値幅が狭く, 形が良いスペクトル線像は, HoL_{α_1} 線が結像しているローランド円上の点Bが, フィルム面に最も近接するような角度に結晶回転角を設定したときに得られる。第11図は, 結晶の回転角 α を変えてスペクトル線のプロファイルを露光したとき得られたスペクトル線写真の濃度分布をマイクロデンシトメータでトレースしたものである。これより, 最も優れたスペクトル線像は, 結晶の回転角 α が $24^\circ 35'$ の場合である (ただし, $\phi = 90^\circ - \alpha = 65^\circ 25'$)。また, 光源の発光点の位置を直線ACに沿って, 最初の設定位置に対し $\pm 10 \text{ mm}$ 移動してスペクトル線像を求めたが, スペクトル線への影響は, 非常に小さかった。

光源を使用して調整する場合, 得られるスペクトル線のプロファイルは, 分光計の光学系で決まるスペクトル線の拡り (装置幅), 量子力学的に決まるスペクトル線の拡り (自然幅) および光源の発光領域の大きさ (ローランド円上における大きさ) による拡りの重ね合わせによって決まる (光電測定では, 4.4節で記述する光電検出器の位置分解能で決まるような拡りが, これらの拡りに重ね合わされる)。したがって, ローランド円上での大きさが正確に分かった光源を使用して焦点調整を行い, 得られたスペクトル線プロファイルから光源の大きさによる拡りの影響

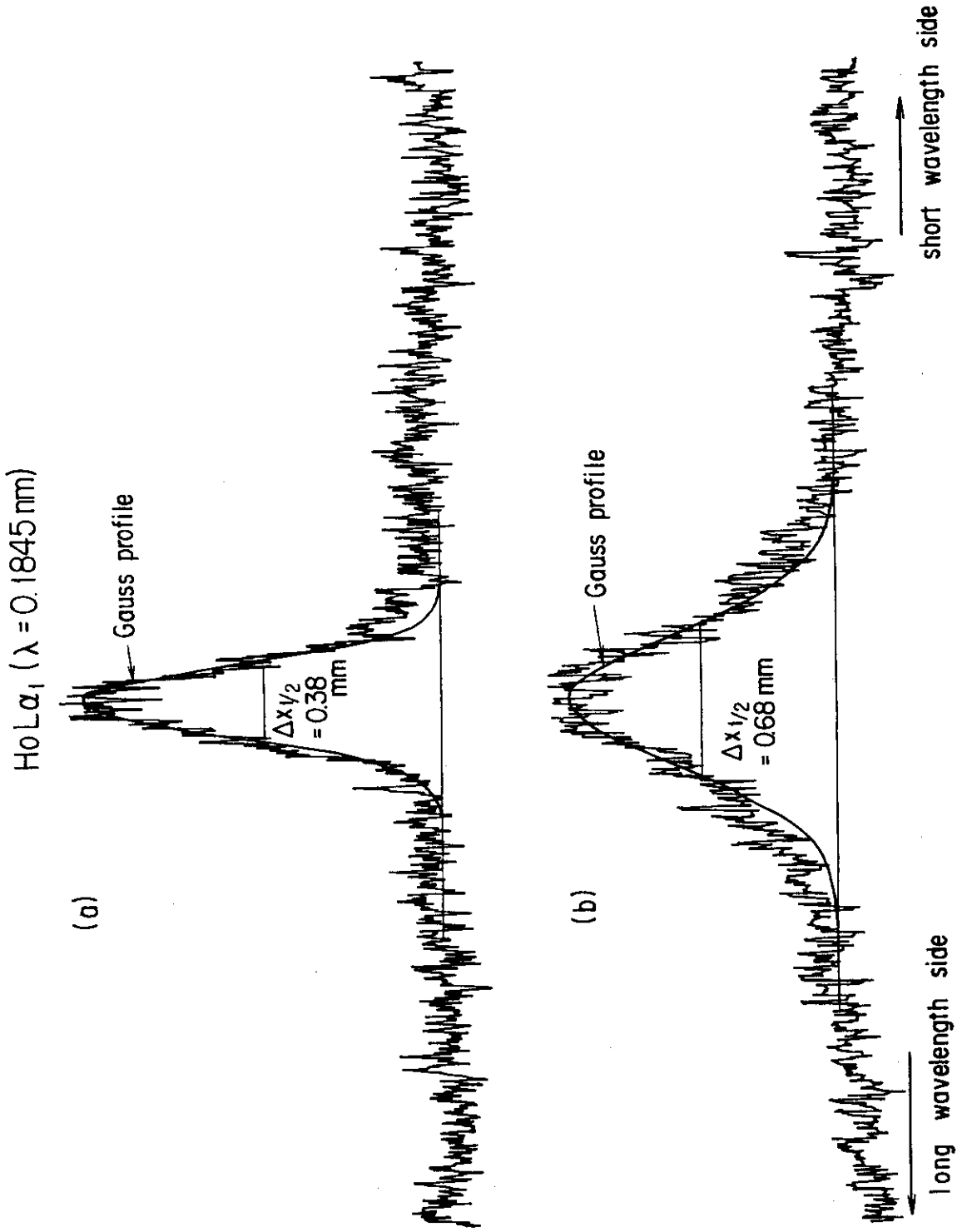


第 11 図 結晶回転角 α ($= 90^\circ - \phi$) を変えて撮影したスペクトル線
 プロファイルの濃度分布のマイクロデンシトメータトレース

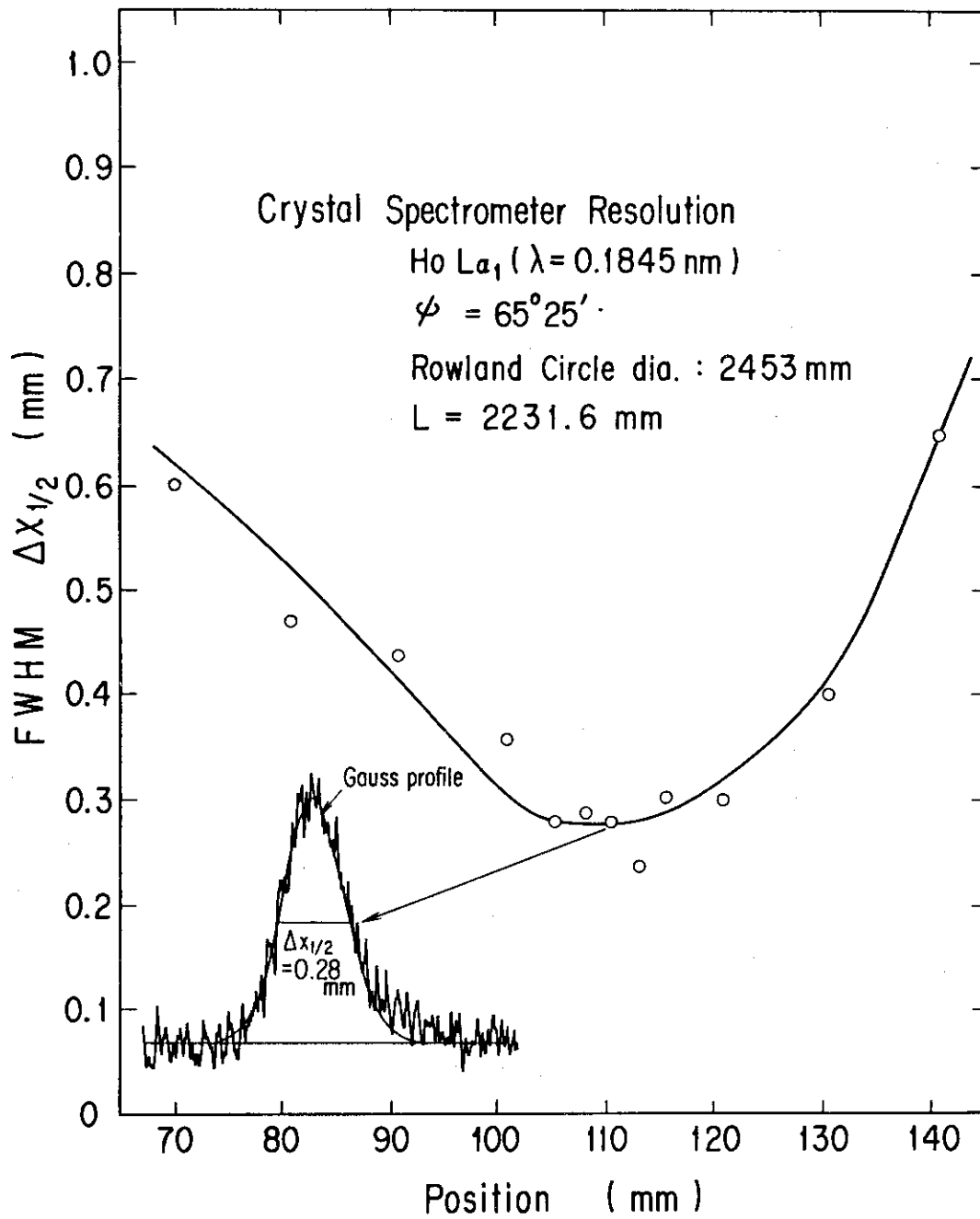
を取り除くことにより、分光計のみの分解能を評価することができる。この光源の大きさを決めるために、スリットをローランド円上（第10図のC点）に設置し、これを通る光のみを結晶に当てる方法が用いられている。今回の焦点調整ではスリットを用いずに円筒上にタングステン線を巻いて作ったフィラメントの長さ方向を、第10図の紙面に対し垂直に置いた場合（ローランド円上での実効的な発光領域が小さくなる）と直線ACに平行に置いた場合（発光領域が大きくなる）とについてスペクトル線像を得て、発光領域の大きさがスペクトル線プロファイルに与える影響を調べた。第12図(a)は、前者の場合で、スペクトル線の全半値幅 ($\Delta x_{1/2}$) は、約0.38 mmである。一方、同図(b)に示す後者の場合は $\Delta x_{1/2} = 0.68$ mm であり、明らかに発光領域を大きくすると、スペクトル線像の拡りも大きくなることが示された。そのため、以後、光源のフィラメントの向きを第12図(a)の場合に固定し、焦点調整を行った。

最終の焦点調整として写真器（フィルム面）の位置を第5図に示す直線 P_0O_0 と平行な方向（写真器の焦点方向）に動かし、スペクトル線プロファイルの全半値幅 ($\Delta x_{1/2}$) を求めた（ただし、スペクトル線像が長さ50 mmのフィルムのほぼ中心に露光されるように写真器の分散方向の位置（第5図の直線BC方向）は、調整してある）。第13図にこの結果を示す。この図で、横軸は、写真器の焦点方向の位置（ P_0O_0 に平行な方向）を示しており、結晶中心から結像中心までの距離 L が2231.6 mm に相当する点は、101.5 mm の位置である。フィルム面を結晶からある距離以上近づけた場合（第13図で横軸の値が小さくなる方向へ移動した場合）でも、遠ざけた場合でも、スペクトル線プロファイルの全半値幅 $\Delta x_{1/2}$ は大きくなる。しかしながら、同図より焦点方向の位置が105 mm から115 mm の範囲では、 $\Delta x_{1/2}$ が余り変化せず、0.24 mm から0.305 mm であることが分かる。このことは、写真器位置がこの範囲内であれば、位置の設定誤差は、焦点ずれにほとんど影響を与えないことを示している。したがって、写真器を110 mm の位置に設置すると、焦点ずれ量として約 ± 5 mm が許されることになる。また、第6図に示した本分光計の測定波長域（0.1845 nm から0.1875 nm）における焦点ずれ量は、最大で約 -1.26 mm であり、上記の焦点ずれ量に比べ小さい。以上から、JFT-2Mプラズマにおけるスペクトル測定において、本分光計のように簡易的な写真器の設置方法を用いた場合でも、焦点ずれの少ない良質なスペクトル線像が得られることが期待できる。

次に、第13図より結晶分光計の分解能を評価する（ただし、光源の発光領域の大きさによる影響も含めた値である）。図中の実線は、最小二乗法により測定値に最も良く合うように求めた曲線である。これから最小な $\Delta x_{1/2}$ は、約0.28 mm である。また、このときのスペクトル線プロファイルを同図中に示してある。HoL $_{\alpha_1}$ 線の波長 $\lambda = 0.1845$ nm における分光計の線分散は、第7図より 3.50×10^{-5} nm/mm である。これより、分光計の波長分解能 ($\lambda/\Delta\lambda$) は、約 2×10^4 となる。この値からは、前述したような光源の発光領域の大きさによる影響が除かれていない。しかしながら、この値は、JFT-2Mプラズマにおいて、FeXXV ($\lambda = 0.1850$ nm) のドップラー幅からイオン温度を評価するために必要な分光計の分解能を十分満足するものである。



第12図 フィラメントの向きを変えて撮影したスペクトル線プロファイル
 (a)はフィラメントを第10図で紙面に垂直な方向に設置した場合、
 (b)は、直線ACに平行に設置した場合



第 13 図 焦点調整の結果得られた焦点方向の位置とその点でのスペクトル線プロファイルの全半値幅の関係
 最も焦点ずれが少ない位置でのスペクトル線プロファイルを図中に示してある

4. 考 察

本分光計の目的は、JFT-2Mプラズマの中心付近のイオン温度を時間分割で測定することである。そのためには、 Fe^{24+} 、 Ti^{20+} イオンから放射される共鳴線とその近傍に現われるサテライト線（ Fe^{23+} 、 Ti^{19+} イオンから放射される）のスペクトル線を写真測定から明らかにすることと、光電測定で共鳴線のドップラー幅を時間分割で測定することが必要である。

この章では、本報告書に記述した焦点調整の方法、写真測定からスペクトル線像全体を理解するために必要な波長校正の方法、JFT-2Mと接続し写真測定を行う方法および光電測定についての考察を行う。

4.1 写真測定による焦点調整についての考察

本報告書で記述した焦点調整では、得られるスペクトル線プロファイルができるだけ狭くなるように、フィラメントの向きおよびフィラメントとターゲットとの距離を調整し、測定を行った。そのため前述したように、得られたスペクトル線プロファイルは、ローランド円上での光源の大きさによる影響を含んだものとなり、分光計の真の装置幅よりも見かけ上広くなる。そのため、本報告書で記述した方法により求めた装置幅を使ってドップラー幅を評価する場合、ドップラー幅を過小評価する、すなわち、イオン温度を過小評価することになる。

分光計の装置幅を正確に評価する方法として、既知の幅のスリットをローランド円上（第10図のC点）に設置し、スリットを通る光のみが結晶に当たるよう光源の位置を調整し、スペクトル線プロファイルの測定を行い、それより分光計の装置幅を求めるという方法が用いられている⁽⁷⁾。今後、このような方法で分光計の装置幅を正確に評価することが必要である。

4.2 波長校正についての考察

写真測定により得られたスペクトルを解析する場合あらかじめ波長校正を行い、フィルム上の位置とこの点に集光する光の波長を知っておくことは、スペクトル線の全体像を知る上で非常に重要である。本分光計の場合、線分散が比較的大きく、しかも測定波長域が狭い（鉄イオンに対しては0.1845 nm から0.1875 nm、またチタンイオンに対しては0.26075 nm から0.26325 nm）ため、光源を使用した波長校正はできない（この波長領域にある特性X線は、 $\text{HoL}\alpha_1$ ($\lambda = 0.1845$ nm)、 $\text{HoL}\alpha_2$ ($\lambda = 0.1856$ nm)、および $\text{W}\text{L}\beta_1$ ($\lambda = 0.1282$ nm)のみである)。そこで、本分光計では実際のプラズマを測定した際に現われる共鳴線（ FeXXV 、 $\lambda = 0.1850$ nm）、および二電子再結合によるサテライト線（ Fe^{23+} イオンが放射する）のうち既知の波長⁽¹⁷⁾のものを使用し、計算により予想されるフィルム上での位置と実際の写真測定で得られたフィルム上でのスペクトル線の位置を比較することにより、本分光計の波長校正を行う予定である。

4.3 JFT-2Mにおけるスペクトル写真測定についての考察

本分光計では、写真測定に使用するフィルムの有効長は50 mmである。したがって一度に測定可能な波長域は約 1.6×10^{-3} nm である。全測定波長域 (0.1845 nm から 0.1875 nm) に分布するスペクトルを測定するためには、この波長域を分割してスペクトル写真を写す必要がある。JFT-2Mとの接続配管等で分光計の視野が遮られない場合には、例えば第6図からわかるように、この波長域を3分割 (フィルムの中心波長 $\lambda_c = 0.1850, 0.1860, 0.1870$ nm) し、スペクトル線を写すと、全波長域を測定でき、しかも各分割領域で撮影したスペクトルが重なり合い、スペクトルの解析が容易になる。しかしながら、現在の配置ではJFT-2M観測ポート (内径60 mm) により分光計の視野が遮られており、このためフィルムの有効長のうち中心部分の約30 mmしか反射光が入ってこない。そのため、この配置でスペクトルを測定する場合には、波長領域を5分割 ($\lambda_c = 0.1850, 0.1855, 0.1860, 0.1865, 0.1870$ nm) し、スペクトル線を写すことになる。分割数が多くなるとそれだけスペクトル線の撮影に多くの放電数を必要とするため、現在、分光計の視野を遮らないような新しい観測ポートを製作中である。

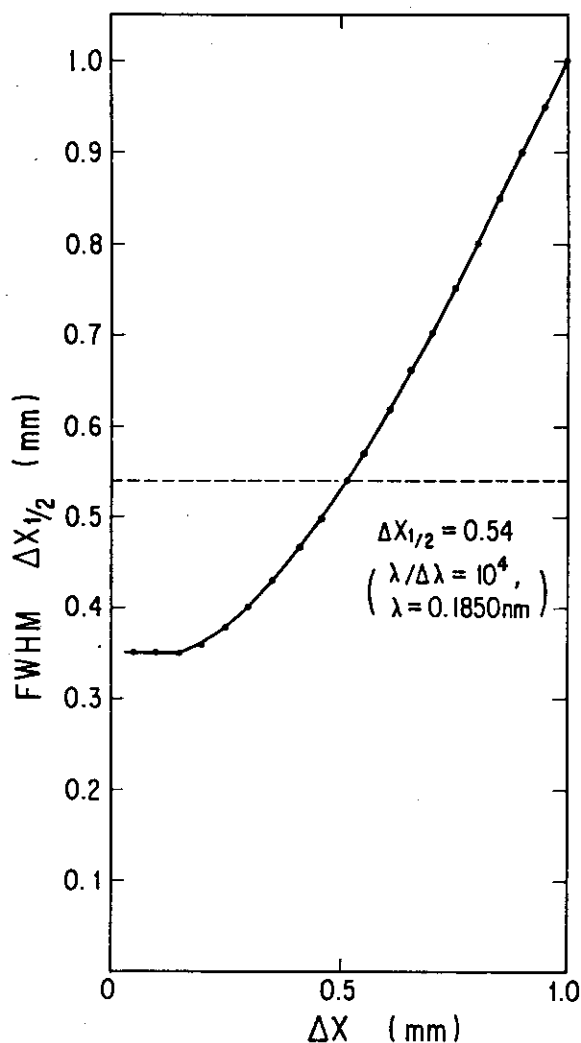
4.4 光電測定についての考察

光電測定では極力少ない放電数 (理想的には1放電) で、しかも高時間分解能 (10 ms 以下の時間間隔) で精度良くドップラー幅を測定することが重要である。そのため、光電検出器としては、高分解能で高計数率の多チャンネル検出器を使用する必要がある。以下では、多チャンネル検出器に必要な位置分解能および計数率について考察する。

最初に光電検出器の位置分解能について考察する。2.2節で述べたように、ドップラー幅よりイオン温度を測定するために必要な測定系の波長分解能 ($\lambda / \Delta \lambda$) は、 10^4 以上であるから、この波長分解能を得るために必要な検出器の位置分解能を見積もる。分光計によって拡ったスペクトル線プロファイル $f(x)$ 、光電検出器の位置分解度を示す関数を $g(x)$ とすると、光電測定により得られるスペクトル線プロファイル $F(x)$ は、 $f(x)$ と $g(x)$ の重ね合せ積分 (convolution integral)

$$F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x-t) g(t) dt$$

で与えられる。ここでは、 $f(x)$ を3.2節に記述した写真測定から求めた全半値幅 $\Delta x_{1/2}$ が0.28 mm のガウス型と仮定し、検出器の位置分解度 $g(x)$ を幅 Δx のステップ関数で与える。数値積分して得られるスペクトル線プロファイル $F(x)$ より測定系全体の波長分解能を評価することができる。第14図は、スペクトル線プロファイル $F(x)$ の全半値幅 ($\Delta x_{1/2}$) と光電検出器の位置分解度 (Δx) の関係を示したものである (図中の実線)。この図より、 $\Delta x_{1/2}$ は、 Δx が0.15 mm 以下ではほとんど一定値 (約0.35 mm) であるが、0.15 mm 以上になると単調に増加する傾向を示すことがわかる。ドップラー温度測定に必要な波長分解能 ($\lambda / \Delta \lambda$) は、 10^4 以上である。これから Fe^{24+} イオンの共鳴線 ($\lambda = 0.1850$ nm) を測定するために必要な波長分解度 $\Delta \lambda_{1/2}$ は、 1.850×10^{-5} nm となる。また、0.1850 nm における線分散が 3.42×10^{-5} nm /



第14図 光電検出器の位置分解度 Δx と光電検出器を用いたとき得られるスペクトル線プロファイルの全半値幅 $\Delta x_{1/2}$ の関係

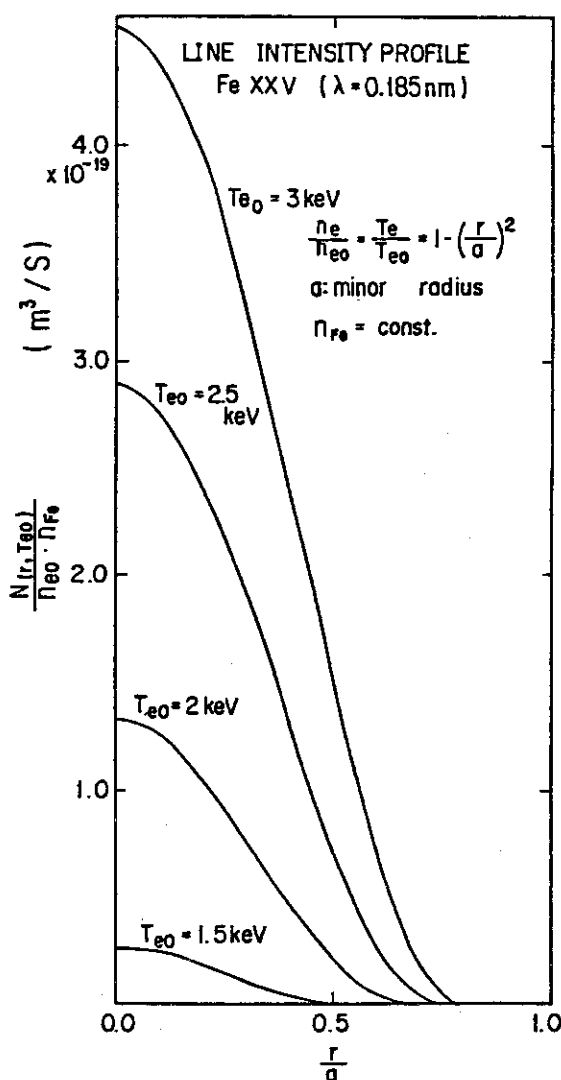
mmであることから、この $\Delta \lambda_{1/2}$ は位置分解度に換算すると 0.54 mm となる。この値を第14図に破線で示した。これより、検出器の位置分解度 Δx が 0.51 mm 以下であれば検出器を含めた測定系の位置分解度は、0.54 mm 以下、すなわち波長分解能に換算すると 10^4 以上となる。位置分解度が 0.51 mm 以下の光電検出器の製作は、十分可能であり、より分解度の優れた検出器もすでに市販されている。

次に、検出器の計数率について考察する。時間分割でドップラー幅を測定するためには、ドップラー幅を測定するために必要な検出器のカウント数を見積もり、時間分解能を考慮して検出器の計数率を求める必要がある。また、プラズマから分光計に入射する光子数を予想し、パイルアップが起らない程度の計数率であることが望ましい。

そこで、まず、ドップラー幅測定に必要なカウント数を見積もる。イオン温度 1 keV の場合を考える。イオン温度 1 keV に対応するドップラー拡りの全半値幅は、約 6.03×10^{-5} nm であり、

検出器上での拡りは約 1.76 mm となる。サテライト線を含めたスペクトル線像全体を S/N 良く測定するためには、共鳴線の最大強度の位置でのカウント数は約 100 カウント必要である^(注1)。また検出器上での共鳴線のプロファイルを全半値幅が 1.76 mm のガウス分布と仮定すると、この中に含まれる全カウント数は、約 400 カウントであり、共鳴線以外のすべてのサテライト線からのカウント数は、共鳴線からのカウント数の約 2 倍程度^(注2) となることが予想される。したがって、ドップラー幅およびサテライト線の測定には、約 1200 カウントが必要となる。したがって、時間分解能を 10 ms として 1 放電でドップラー幅を測定するためには、光電検出器の最大計数率は、 10^5 cps 程度必要となる。

次に、分光計に入射する光子数について見積もる。第 15 図は、定常コロナ平衡を仮定し計算より求めた FeXXV ($\lambda = 0.1850$ nm) の発生光子数の小半径方向の分布を中心の電子温度 T_{e0}



第 15 図 定常コロナ平衡を仮定して計算した FeXXV 線 ($\lambda = 0.1850$ nm) の発光の小半径方向分布

(注 1) 検出器のノイズレベルにより異なるが、文献(7)により、この程度必要と考えられる。

(注 2) サテライト線の強度は電子温度、電子密度に強く依存するが、文献(7)より、この程度である。

をパラメータとして示したものである。計算では、電子温度、電子密度の空間分布を放物型 ($T_e(r)/T_{e0} = n_e(r)/n_{e0} = 1 - (r/a)^2$) とし、鉄イオン密度は、空間的に一様であるとして行った。これより、分光計に入射する光子数を見積もる。結晶とプラズマ中心との距離は約 4.5 m、結晶からローランド円までの距離は、2231.6 mm であるので、プラズマ中心から結晶を見込む立体角は、 $\omega = 1.96 \times 10^{-6}$ sr となり、プラズマを見込む面積は、 $S = 2.525 \times 10^{-3} \text{ m}^2$ となる。次に追加熱時の JFT-2M で予想される中心付近の電子温度 T_{e0} は 2 keV、電子密度 n_{e0} は $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ である。また、鉄イオン密度 n_{Fe} を中心電子密度の 0.1% とし、第 15 図より発光領域の全半値幅を 0.2 m とすると、結晶に入射する光子数 n^* は、

$$n^* = 1 \times 10^8 \text{ (photons / s)}$$

となる。結晶による反射率を 0.5% とすると⁽¹⁹⁾ 検出器に入射する光子数 n_{photon} は

$$n_{\text{photon}} = 5 \times 10^5 \text{ (photons / s)}$$

となる。したがって、光電検出器がパイルアップを起さないためには、最大計数率として 5×10^5 cps 以上のものが必要となる。この値は、前述した 1 放電でドップラー幅の時間変化を測定するために必要な最大計数率を満足している。しかしながら、このような高計数率の検出器は、現在、市販されておらず^(注)、今後早急に開発することが必要である。

(注) 現在、市販されている検出器 (シングルワイヤー プロポーションナルカウンター) の最大計数率は、 2×10^4 cps である。

5. 結 論

JFT-2Mプラズマにおいて、追加熱時の中心付近のイオン温度を測定するためにヨハン型結晶分光計（ローランド円直径；2453mm，結晶；石英（SiO₂），（2243）面）を製作し，X線光源（ホルミウムターゲット）を使用し焦点調整を行い良好な結果を得た。以下に得られた結果をまとめる。

- (1) 焦点調整により得られた本分光計の焦点深度は，約±5mmである。
- (2) 焦点調整の結果より本分光計の波長分解能（ $\lambda/\Delta\lambda$ ）を評価すると， $\lambda/\Delta\lambda=2\times 10^4$ となる。この値は，ローランド円上での光源の発光領域の大きさによる影響を含んだものであるが，設計仕様値である $\lambda/\Delta\lambda>10^4$ を十分満足している。

以上の結果より，本分光計をJFT-2Mと接続し，写真測定を行った場合，波長分解能の良い，しかも焦点ずれの少ないスペクトル写真が得られることが期待できる。

謝 辞

本分光計の焦点調整を行うにあたり，有益な議論をしていただきました名古屋大学プラズマ研究所森田繁博士に感謝申し上げます。また，軟X線エネルギー分析に際しては，プラズマ実験研究室川島寿人研究員に御尽力いただき，感謝申し上げます。本分光計の製作，調整および据え付けに際し有益な助言をいただきましたプラズマ実験研究室，装置技術管理室の諸氏に感謝申し上げます。本研究を遂行するにあたり，常に有益な御助言，御指導をいただきました，船橋昭昌プラズマ実験研究室室長，田中裕二前プラズマ実験研究室室長（現核融合計画室室長），田中正俊核融合研究部部長，小幡行雄前核融合研究部部長（現技術情報部部長），森茂理事に深く感謝の意を表します。

参考文献

- (1) Shoji, T., Hoshino, K., Kasai, S., Kawakami, T., Kawashima, H., et al. ; in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 12th Europ. Conf. Budapest, 1985) pt.1 (1985) 62.
- (2) Mori, M., Hasegawa, K., Honda, A., Hoshino, K., Ishibori, I., et al. ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984) Vol.1, IAEA, Vienna (1985) 445.
- (3) Kitsunozaki, A., Abe, M., Hirayama, T., Hoshino, K., Kameari, A., et al. ; *ibid* 57.
- (4) Mazzucato, F., Bell, R., Bitter, M., Cavallo, A., Hinno, E., et al. ; *ibid* 433.
- (5) Breton, C., De Michelis, C., Mattioli, M. ; J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 19 (1978) 367.
- (6) Fonck, R.J., Darrow, D.S., Jaehnig, K.P. ; "Determination of Plasma Ion Velocity Distribution via Charge-Exchange Recombination Spectroscopy" Princeton Plasma Physics Laboratory Report PPPL-2067 (1983).
- (7) Bitter, M., Von Goeler, S., Goldman, M., Hill, K.W., Horton, R., et al. ; Temperature (1982) 693.
- (8) Bitter M., Von Goeler, S., Horton, R., Goldman, M., Hill, K.W., et al. ; Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 304.
- (9) Lee, P., Lieber, A.J., Chase, R.P., Pradhan, A.K. ; Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 386.
- (10) TFR Group, Dubau, J., Loulergue, M. ; J. Phys. B 15 (1981) 1007.
- (11) Hill, K.W., Bitter, M., Tavernier, M., Diesso, M., Von Goeler, S., et al. ; "The TFTR Horizontal High-Resolution Bragg X-Ray Spectrometer" Princeton Plasma Physics Laboratory Report PPPL-2173 (1984).
- (12) Källne, E., Källne, J., Marmar, E.S., Rice, J.E. ; "High Resolution X-Ray Spectroscopy Diagnostics of High Temperature Plasma" MIT Plasma Fusion Center Report PFC/JA-85-1 (1985).
- (13) 杉江達夫, 長島章, 横溝英明, 大麻和美, 中村幸治, 他 ; 応用物理 53 (1984) 1020.
- (14) De Michelis, C., Mattioli, M. ; Nucl. Fusion 21 (1981) 667.
- (15) Bely-Dubau, F., Faucher, P., Steenman-Clark, L., Bitter, M., Von Goeler, S., et al. ; Phys. Rev. A 26 (1982) 3459.
- (16) Blokhin, M.A. ; "Methods of X-Ray Spectroscopy Research" Pergamon Press Ltd. Oxford (1965) 169.

- (17) Bitter, M., Von Goeler, S., Hill, K.W., Horton, R., Johnson, D.,
et al. ; Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 921.
- (18) 川島寿人, 的場徹, 小川俊英, 河上知秀; "トカマクプラズマ用 128 チャンネル高速波高
分析器の開発" JAERI-M 85-005 (1985).
- (19) Morita, S., Kadota, K., Fujita, J. ; Jpn. J. Appl. Phys. 22 (1983)
L52.

付 録

第2図(a)において、QAに沿って入射し、結晶中心でブラック条件を満す光の波長を λ とすると(ただし、次数 $n=1$ とする)、

$$\lambda = 2d \sin \phi \quad (\text{A.1})$$

これより、

$$\sin \phi = \frac{\lambda}{2d}$$

$$\cos \phi = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2} \quad (\text{A.2})$$

$$\sin 2\phi = 2 \left(\frac{\lambda}{2d}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2}$$

$$\cos 2\phi = 1 - 2 \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2$$

さらに結晶で反射した光が、ローランド円と交叉する点をPとすると

$$\begin{aligned} AP &= OA \cos (90^\circ - \phi) \\ &= OA \sin \phi \\ &= R \left(\frac{\lambda}{2d}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

$$\angle QAP = 180^\circ - 2\phi \quad (\text{A.4})$$

となる。

(1) a_1, b_1 の導出

第5図において、点 P_1, P_2 は、 x 軸に沿って入射した波長 λ_1, λ_2 の光が結晶中心Aでブラック条件を満すように反射し、ローランド円と交叉する点である。したがって、(A.3)式より

$$AP_1 = R \left(\frac{\lambda_1}{2d}\right) \quad (\text{A.5})$$

$$AP_2 = R \left(\frac{\lambda_2}{2d}\right)$$

また、 λ_1, λ_2 に対するブラック角をそれぞれ ϕ_1, ϕ_2 とすると、

$$\angle D_0 AP_1 = 180^\circ - 2\phi_1 \quad (\text{A.6})$$

$$\angle D_0 AP_2 = 180^\circ - 2\phi_2$$

となる。これより点 P_1, P_2 の座標は(A.2), (A.3), (A.4)式から次のようになる。

$$\begin{aligned} x_1 &= AP_1 \cos \angle D_0 AP_1 \\ &= R \left(\frac{\lambda_1}{2d}\right) \cos (180^\circ - 2\phi_1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= -R \left(\frac{\lambda_1}{2d} \right) \cos 2\phi_1 \\
&= R \left(\frac{\lambda_1}{2d} \right) \left\{ 2 \left(\frac{\lambda_1}{2d} \right)^2 - 1 \right\} \\
y_1 &= AP_1 \sin \angle D_0 AP_1 \\
&= R \left(\frac{\lambda_1}{2d} \right) \sin 2\phi_1 \\
&= 2R \left(\frac{\lambda_1}{2d} \right)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_1}{2d} \right)^2} \quad (\text{A.7}) \\
x_2 &= R \left(\frac{\lambda_2}{2d} \right) \left\{ 2 \left(\frac{\lambda_2}{2d} \right)^2 - 1 \right\} \\
y_2 &= 2R \left(\frac{\lambda_2}{2d} \right)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_2}{2d} \right)^2}
\end{aligned}$$

これより、点 P_1 、 P_2 を結ぶ直線が満す式の傾き a_1 、および y 切片 b_1 は

$$\begin{aligned}
a_1 &= \frac{y_1 - y_2}{x_1 - x_2} \\
b_1 &= \frac{x_1 y_2 - x_2 y_1}{x_1 - x_2} \quad (\text{A.8})
\end{aligned}$$

に、(A.7) 式で得られた値を代入することにより求められる。本分光計のパラメータ

$$\begin{aligned}
\lambda_1 &= 0.1853 \text{ nm} \\
\lambda_2 &= 0.1867 \text{ nm} \\
R &= 2453 \text{ mm} \\
2d &= 0.2028 \text{ nm}
\end{aligned}$$

を代入すると、

$$\begin{aligned}
x_1 &= 1501.072 \text{ mm} \\
y_1 &= 1664.429 \text{ mm} \\
x_2 &= 1569.605 \text{ mm} \\
y_2 &= 1623.600 \text{ mm}
\end{aligned}$$

となり、これより

$$\begin{aligned}
a_1 &= -0.5958 \\
b_1 &= 2558.703
\end{aligned}$$

となる。

(2) フィルム面の傾き a_2 の導出

本分光計は、 $\lambda_0 = 0.1860 \text{ nm}$ の光に対するローランド円上の結像点 P_0 における接線に沿ってフィルムを設置している。そのため、フィルム面は、 $O_0 P_0$ と垂直である。点 P_0 の座標 (x_0, y_0) は、(A.7) 式より

$$x_0 = R \left(\frac{\lambda_0}{2d} \right) \left\{ 2 \left(\frac{\lambda_0}{2d} \right)^2 - 1 \right\} \quad (\text{A.9})$$

$$y_0 = 2R \left(\frac{\lambda_0}{2d} \right)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2d} \right)^2}$$

また、第5図からわかるように、

$$\begin{aligned} \angle D_0 A O_0 &= \frac{1}{2} \angle D_0 A P_0 \\ &= 90^\circ - \phi_0 \end{aligned}$$

となる。ここで ϕ_0 は、 λ_0 の光に対するブラック角である。したがって、点 $O_0(x_{00}, y_{00})$ の座標は、

$$\begin{aligned} x_{00} &= \frac{R}{2} \cos(90^\circ - \phi_0) \\ &= \frac{R}{2} \sin \phi_0 \\ &= \frac{R}{2} \left(\frac{\lambda_0}{2d} \right) \end{aligned} \tag{A.10}$$

$$\begin{aligned} y_{00} &= \frac{R}{2} \sin(90^\circ - \phi_0) \\ &= \frac{R}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2d} \right)^2} \end{aligned}$$

となる。フィルム面は、 $O_0 P_0$ に垂直であるから、その傾き a_2 は、

$$a_2 = - \frac{x_0 - x_{00}}{y_0 - y_{00}}$$

に(A.9)、(A.10)式で求めた値を代入すれば、求められる。本分光計のパラメータを代入すると

$$\begin{aligned} x_0 &= 1535.178 \text{ mm} \\ y_0 &= 1644.627 \text{ mm} \\ x_{00} &= 1124.897 \text{ mm} \\ y_{00} &= 488.784 \text{ mm} \end{aligned}$$

となり、

$$a_2 = -0.3550$$

となる。

(3) a_3 の導出

波長 λ_c に対応するブラック角を ϕ_c とすると、(A.4)式より

$$\angle D_0 A P_c = 180^\circ - 2\phi_c$$

よって直線 $A P_c$ が満す式の傾き a_3 は

$$\begin{aligned} a_3 &= \tan(180^\circ - 2\phi_c) \\ &= -\tan 2\phi_c \end{aligned}$$

$$= \frac{2 \frac{\lambda_c}{2d} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{2d}\right)^2}}{2 \left(\frac{\lambda_c}{2d}\right)^2 - 1} \quad (\text{A.12})$$

と表わされる。

(4) a の導出

波長 λ の光に対するブラック角を ϕ とする。また結晶と x 軸とのなす角は ϕ_c であるから

$$\angle D_0 AP = 180^\circ - \phi_c - \phi$$

よって、直線 AP が満す式の傾き a は、

$$\begin{aligned} a &= \tan(180^\circ - \phi_c - \phi) \\ &= -\tan(\phi_c + \phi) \\ &= -\frac{\tan \phi_c + \tan \phi}{1 - \tan \phi_c \tan \phi} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

となる。(A.2) 式より

$$\begin{aligned} a &= \frac{\frac{\lambda_c}{2d} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{2d}\right)^2} + \frac{\lambda}{2d} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2}}{\frac{\lambda_c}{2d} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{2d}\right)^2} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2} - 1} \\ &= \frac{2d \left\{ \lambda_c \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2} + \lambda \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{2d}\right)^2} \right\}}{\lambda \lambda_c - 4d^2 \sqrt{\left\{1 - \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2\right\} \left\{1 - \left(\frac{\lambda_c}{2d}\right)^2\right\}}} \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

となる。

(5) x_4 の導出

点 P_4 は、波長 λ の光のローランド円(3)上の結像点であるので、(A.3) 式より

$$AP_4 = R \left(\frac{\lambda}{2d}\right)$$

また、(A.3) 式より

$$\angle D_0 AP_4 = \angle D_0 AP = 180^\circ - \phi - \phi_c$$

よって、点 P_4 の x 座標 x_4 は、

$$\begin{aligned} x_4 &= R \left(\frac{\lambda}{2d}\right) \cos(180^\circ - \phi_c - \phi) \\ &= -R \left(\frac{\lambda}{2d}\right) \cos(\phi_c + \phi) \end{aligned}$$

となる。また、(A.13) 式より

$$\begin{aligned} |\cos(\phi_c + \phi)| &= \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2(\phi_c + \phi)}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{1 + a^2}} \end{aligned}$$

であり、本分光計の場合

$$\phi_c + \phi > 90^\circ$$

であるから、

$$\cos(\phi_c + \phi) = -\frac{1}{\sqrt{1 + a^2}}$$

となる。よって

$$x_4 = \frac{R}{\sqrt{1 + a^2}} \left(\frac{\lambda}{2d} \right) \quad (\text{A.15})$$

となる。

(6) (11)式の導出

フィルム中心 P_c は、フィルム中心の軌道BCと波長 λ_c の反射光 AP_c との交点であるので

$$y = a_1 x + b_1$$

$$y = a_3 x$$

との交点の座標となり

$$x_c = \frac{b_1}{a_3 - a_1}, \quad y_c = \frac{a_3}{a_3 - a_1} b_1 \quad (\text{A.16})$$

となる。フィルム面が満す式を

$$y = a_2 x + b_2$$

とすると、この式は、点 P_c を通るので、(A.16)式より

$$b_2 = \frac{a_3 - a_2}{a_3 - a_1} b_1$$

となる。波長 λ の光の反射光とフィルムとの交点をPとすると、点Pは、

$$y = a x$$

$$y = a_2 x + \frac{a_3 - a_2}{a_3 - a_1} b_1$$

との交点である。したがって、点Pのx座標は、

$$x = \frac{a_3 - a_2}{(a - a_2)(a_3 - a_1)} b_1 \quad (\text{A.17})$$

となる。(A.17)式を λ で微分すると、

$$\frac{d x}{d \lambda} = -\frac{1}{(a - a_2)^2} \frac{a_3 - a_2}{a_3 - a_1} b_1 \frac{d a}{d \lambda} \quad (\text{A.18})$$

(A.13)式より

$$a = -\tan(\phi_c + \phi)$$

よって、

$$\begin{aligned}
\frac{d a}{d \lambda} &= -\sec^2 (\phi + \phi_c) \frac{d \phi}{d \lambda} \\
&= -\{1 + \tan^2 (\phi + \phi_c)\} \frac{d \phi}{d \lambda} \\
&= -(1 + a^2) \frac{d \phi}{d \lambda}
\end{aligned} \tag{A.19}$$

(A.1) 式より

$$\begin{aligned}
\frac{d \phi}{d \lambda} &= \frac{1}{2 d \cos \phi} \\
&= \frac{1}{\sqrt{4 d^2 - \lambda^2}}
\end{aligned} \tag{A.20}$$

(A.18) 式に (A.19), (A.20) 式を代入すると,

$$\frac{d x}{d \lambda} = \frac{b_1}{(a - a_2)^2} \frac{a_3 - a_2}{a_3 - a_1} (1 + a^2) \frac{1}{\sqrt{4 d^2 - \lambda^2}} \tag{A.21}$$

したがって,

$$\frac{d \lambda}{d x} = \frac{(a - a_2)^2}{1 + a^2} \frac{a_3 - a_1}{a_3 - a_2} \frac{\sqrt{4 d^2 - \lambda^2}}{b_1} \tag{A.22}$$

となる。これより,

$$\frac{d \lambda}{d \ell} = \frac{1}{\sqrt{1 + a_2^2}} \frac{a_3 - a_1}{a_3 - a_2} \frac{(a - a_2)^2}{1 + a^2} \frac{\sqrt{4 d^2 - \lambda^2}}{b_1} \tag{A.23}$$

となる。