

JAERI-M

6042

トカマクプラズマのレーザー散乱測定

1975年3月

的場徹

この報告書は、日本原子力研究所がJAERI-Mレポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

JAERI-M 6042

トカマクプラズマのレーザー散乱測定

日本原子力研究所東海研究所核融合研究室

的場 徹

(1975年2月10日受理)

このレポートは、散乱法によるトカマク型のプラズマの診断についてこれまで発表された主な理論、実験、提案についてまとめたものである。散乱法は、将来の核融合プラズマに対しても重要な計測法として使われるものと思われるが、このレポートはこれからの発展に対して明らかな展望を持つために役立つものと思われる。

JAERI-M 6042

Scattering Measurements in Tokamak Type Devices.

Tohru MATOBA

Thermonuclear Fusion Laboratory, Tokai, JAERI.

(Received February 10, 1975)

Theories, experiments and proposals for light scattering in Tokamak type devices are reviewed. Thomson scattering, measuring method of the current density distribution by scattering and resonance fluorescence are summarily described. These methods may be useful for diagnosis of the fusion plasmas. The report may help planning of the measuring apparatus for the fusion plasmas in future.

目 次

1. 序 言	1
2. トムソン散乱法	1
3. 電流分布測定	4
4. 共鳴散乱法	5
5. 結 言	5
謝 辞	6
参照文献	6

1. 序 言

近年核融合への期待からプラズマの発生、閉じ込め、加熱の研究が急速に進展しており、その結果プラズマがより高温高密度となり核融合の達成まであと一息の所まできている。核融合プラズマとしては、磁場閉じ込め法によれば密度を $10^{14} \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 、イオン温度を $10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ 、閉じ込め時間を $1 \sim 10^{-2} \text{ sec}$ とするの必要があり、一方慣性閉じ込め法によれば密度を $10^{22} \sim 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ 、イオン温度を $10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ 、閉じ込め時間を $10^{-8} \sim 10^{-10} \text{ sec}$ とするの必要がある。固体密度以上の超高密度を要求する慣性閉じ込め法は言うに及ばず磁場閉じ込め法においてもこの様な高温、高密度プラズマに対しては従来一般的に用いられているマイクロ波干渉、静電探針、可視分光等はプラズマの中心領域に関しては全く無力となってしまう。即ち、プラズマの密度で決まるプラズマ周波数より低い周波数の電磁波はシャ断されてしまいプラズマ中を伝播しなくなる。第1図にプラズマ密度とそれに対応するプラズマ周波数の真空中における波長を示す。これによれば 10^{14} cm^{-3} 位の密度まではマイクロ波により密度測定が出来るがそれ以上の密度に対しては遠赤外線から紫外線にまで及ぶ波長のレーザーを必要とする。又静電探針は測定の為にプラズマ中に挿入する必要があるので高温、高密度プラズマでは瞬時に溶けてしまいプラズマ中への不純物源となる。最後に $10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ のプラズマからの放射としては軟X線領域の電磁波が主であるから可視分光では境界領域の情報しか得られないことになる。

一方現在もっとも一般的になっている可視光レーザーを用いるとそのシャ断密度は 10^{21} cm^{-3} にもなり磁場閉じ込めプラズマに対してはほとんど吸収なしに透過してしまいますので、その単色性と可干渉性のよさにより高密度プラズマまでも干渉測定ができ、又ビームエネルギーの集中度がきわめて高いので各種の散乱計測も比較的容易に実現できる。これによりプラズマ中の電子とイオンの密度、温度及びドリフト速度とその方向、それに磁場強度とその方向及び各種の振動等を空間的、時間的に分解能高く決定することができる。以上の特長により核融合プラズマの診断手段としては真空紫外分光、X線、中性子等の計測と共にレーザーによる計測が必要不可欠なものと考えられる。ここではレーザーによる散乱計測について特にトカマク型プラズマを主な対象として概説する。2節においてはプラズマ中の電子によるトムソン散乱について述べ、特にトカマク型高温プラズマ発生装置での実用例を記す。3節においてはトカマク型装置で問題として残されている電流分布測定法への応用として提案されたものを記す。4節においては共鳴散乱法についても若干の提案がなされているのでこれについて記す。

2. トムソン散乱法

プラズマにプラズマ周波数よりはるかに高い周波数の電磁波を入射するとき、一部はプラズマ中の電子により散乱される。これをトムソン散乱と称するが立体角 $d\Omega$ 中に角周波数 $d\omega_s$ 当

りの散乱される散乱波の強度 dW_s は入射波のエネルギー流束を $S_i (= c \epsilon_0 E_i^2)$ とすれば

$$\frac{dW_s}{d\Omega d(\omega_s/2\pi)} = n_e V S_i \sigma_T(\theta) S(K, \omega) \quad (1)$$

である。ここで V はプラズマ体積、 $\sigma_T(\theta)$ はトムソン散乱の微分断面積、 $S(K, \omega)$ は電子密度揺動のパワースペクトル密度である。(1)式は磁場のあるなしにかかわらず成立するので全散乱光強度の測定により電子密度の空間的局所値を求めることができる。 $\sigma_T(\theta)$ は入射波が直線偏光しているとして次の様に見える。

$$\sigma_T(\theta) = r_e^2 \sin^2 \varphi = \left(\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 mc^2} \right)^2 \sin^2 \varphi \quad (2)$$

但し、 r_e は電子の古典的半径であり、 φ は入射波の電気ベクトルと散乱方向のなす角である。全散乱断面積は

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (3)$$

であり非常に小さな値である。このため光源としてレーザーが使用されるまではトムソン散乱は実験室プラズマに対して実用的でなかったが、大出力レーザーが開発されてからは実用上充分な散乱パワーが得られるようになった。次にトムソン散乱のスペクトルは(1)式の内 $S(K, \omega)$ の項により作り出されているが、この計算はまず1958年にGordon¹⁾が電離層からのレーダーの後方散乱について取り扱い、その後1960年のほぼ同時期にDoughertyとFarley²⁾、Salpeter³⁾およびFejer⁴⁾が磁場のない場合についての解を求め、さらに翌年磁場のある場合について再びSalpeter⁵⁾が解を導出した。以上は熱平衡である場合の取り扱いであるが1962年にRosenbluthとRostoker⁶⁾が熱平衡でない場合について計算しイオン音波による異常散乱スペクトルを導出した。以後現在まで多数の計算がなされているが詳細については各文献を参照していただき、ここでは以後の説明に必要な所だけを以下に述べる。

第2図に示すように各ベクトルを定義すると、散乱特性を記述するのに必要なプラズマパラメータ α と磁場パラメータ β は各々次のように書ける。

$$\alpha = \frac{1}{KD} \quad (4)$$

$$\beta = \frac{1}{K \rho_{ce}} \quad (5)$$

ここで $K = |K_i - K_s|$ 、 K_i と K_s は入射波と散乱波の波数ベクトルであり、 D はデバイ長そして ρ_{ce} は電子のラーマー半径である。まず磁場のない場合について考える。 $\alpha \ll 1$ のときには密度揺動波長がデバイ長より小であるから電子は個々独立に散乱に寄与する。即ち古典的トムソン散乱と呼ばれる場合であるが散乱光のスペクトルは K 方向の電子の速度分布をそのまま表わしているので、電子の温度とドリフト速度及び電子密度の情報が得られる。電子の速度分布函数がマクスウェル分布であれば全半値幅 $\Delta\lambda_{1/2}$ は次の様に見える。

$$\Delta\lambda_{1/2} = 4\lambda_i \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2kT_e}{mc^2}} \ln 2 = 3.234 \sqrt{T_e} \text{ (\AA)} \quad (6)$$

ここで $\theta = 90^\circ$, $\lambda_1 = 6943 \text{ \AA}$ とし T_0 は eV 単位である。 $\alpha \geq 1$ のときには密度揺動波長がデバイ長以上となるのでプラズマの波動的集団運動が散乱に寄与することになり、散乱光の中心スペクトル幅は電子の熱運動によるよりもイオンの熱運動の特性で決まり、さらにこの中心ピークの両側に電子のプラズマ振動に対応する側帯ピークが存在する。この側帯ピークは次の分散関係で決まる周波数だけシフトした所に表われる。

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3K^2 \cdot \frac{k T_0}{m} \quad (7)$$

これより中心ピークからイオン温度とイオンドリフト速度が求まり、側帯ピークの大きさと周波数シフトより電子温度と電子密度が求まる。以上のように α を変化させたときのスペクトルの変化の一例を第3図に示す。さらに $T_0 > T_1$ となれば前述したように中心ピークがイオン音波に関連した共鳴散乱でピークが2つに分離する。この分離したピークに対応する周波数は

$$\omega_s \approx \omega_1 \pm \omega_p + KD \quad (8)$$

でありさらに第4図に示すようにそのピーク値は電子ドリフトの存在により異常散乱（プラズマブリラン異常散乱）を引き起して非対称となる。⁶⁾ これを利用して電子ドリフトから電流密度を測定することが可能である。⁷⁾ このようにプラズマの不安定性に起因する電子密度の摂動により種々の異常散乱の可能性があるが、今1つ別の例としてはプラズマ振動に起因するプラズマラマン共鳴散乱について実験が行なわれている。⁹⁾

次に磁場のある場合について考える。この場合磁場の効果としては電子において充分に表われるので、簡単のために $\alpha \ll 1$ の場合について考えると $S(K, \omega)$ は次式のようになる。⁵⁾

$$S(K, \omega) = \frac{\exp(-\frac{\cos^2 \phi}{2\beta^2})}{\sqrt{\pi} K v_0 \sin \phi} + \sum_{-\infty}^{+\infty} I_n(\frac{\cos^2 \phi}{2\beta^2}) \exp(-x_{ne}^2) \quad (9)$$

ここで

$$v_0 = \sqrt{\frac{2k T_0}{m}} \quad (10)$$

$$x_{ne} = \left(\frac{\beta}{\sin \phi}\right) n - \frac{\omega}{K v_0 \sin \phi} \quad (11)$$

である。(9)式は $\beta/\sin \phi$ の値によって特徴的に変化する。第5図にそれを示すが、 $\beta/\sin \phi \gg 1$ のときにはサイクロトロン周波数に対応する波長幅 $\Delta \lambda_c \equiv \lambda_1^2 \omega_{ce} / 2\pi c$ 毎にピークを持ちその半値幅が $\Delta \lambda_n \equiv \lambda_1^2 K v_0 \sin \phi / 2\pi c$ 程度の一連のスペクトル線が並ぶ。又一連のピーク値の包絡線は磁場のないときのスペクトルの形と同じである。 $\beta/\sin \phi \ll 1$ の場合には磁場の影響が効かず、磁場のない場合と同じスペクトルとなる。

$\alpha \ll 1$ の場合のトカマク型装置での代表的な測定例として Peacock 達¹⁰⁾ がソ連の T-3 A 装置で始めてトムソン散乱により電子温度を測定した時の配置図を第6図に示す。光源は 6 J, 25 nsec のルビーレーザーを使用し、 90° 散乱光を分光器に導く。散乱光取出レンズは上下方向に5個並べて空間掃引を行なう。分光器は焦点距離 1 m のエバート型で 1200 本/mm

の回折格子を使用し、分光された光は 78 \AA の波長幅に分割され 10 個の光電子増倍管で検出する。得られた電子温度は最高 1.8 keV にも達している。プラズマ密度は $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 程度であるので水素イオンによる制動放射のプラズマ光は問題とならないが、水素のバルマー α 線 (6562.8 \AA) と鉄の一連の線スペクトルによる背景光が問題となっている。第 7 図に日本原子力研究所の JFT-2 で用いられているトムソン散乱測定装置を示す。¹¹⁾ これは T-3 A と同程度の電子温度、密度の測定用であるがプラズマ断面の 2 次元分布を測定できるように光学系が考えられている。その他米国のプリンストン大学の ST 装置¹²⁾、オークリッジ研究所の ORMAK 装置¹³⁾ を始めとしてヨーロッパ各国のトカマク型装置においても同様に用いられているがその内第 8 図に ORMAK で用いられている装置を示す。現在では電子温度の測定法としてトムソン散乱測定は確立したと言える。次に $\alpha \geq 1$ の場合の代表例として Forrest と Peacock¹⁴⁾ によるプラズマフォーカスのルビーレーザーによる 45° 散乱の測定を第 9 図に示す。密度が $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度が 2.25 keV 及び重水素イオン温度が 0.7 keV のとき $\alpha = 1.83$ となり、その場合の中心イオン線の理論曲線が実験値とかなり良く一致している。サイドピークの測定例としては横山達¹⁵⁾ が衝撃波プラズマとレーザープラズマにおいてルビーレーザーを用いて α が 1 の前後でスペクトルの変化を比較している。

3. 電流分布測定

電流分布、言い換えればプラズマの内部磁場の測定はトカマク型装置や θ ピンチプラズマでは非常に重要な基本量であるにもかかわらず従来一部の θ ピンチプラズマでファラデー効果による測定がなされた以外あまり行なわれていないのは、その測定の困難さのためである。近年レーザー散乱による測定法が長足の進歩をとげると共に、この難問をレーザー散乱法で解決しようという提案や若干の測定例が報告されているのでこれらのいくつかを紹介する。まず $\alpha \ll 1$ の場合には 2 つの方法が考えられる。1 つは電子の速度分布のドップラーシフト量より電子のドリフト速度を求めて電流密度を測定しようとするものである。¹⁶⁾ トカマク型では電子温度に比べてドリフト速度が小さいので精度の点で問題がある。光源としてはルビーレーザー等の可視光レーザーが使用できる。今 1 つは電子サイクロトロン振動によるスペクトルの変調を利用するものである。 θ ピンチプラズマ等においてはすでに実測されており^{17, 18, 19)} その内の一例を第 10 図に示す。トカマク型装置においてははまだ実測された例がないが種々の提案がなされている。^{20, 21, 22, 23, 24, 25)} 第 11 図と 12 図に村上達^{22, 23)} による提案を示す。これは炭酸ガスレーザーの 15° 前方散乱を用いてスペクトルの形の変化からトロイダル磁場に対するポロイダル磁場の大きさを決定しようとするものである。第 13 図に Sheffield²⁰⁾ によるルビーレーザーを用いての構成図を示す。これはルビーレーザーではサイクロトロンピークを 1 個づつ計測することは光子数が少なく非常に困難でありサイクロトロン周波数による波長シフトも小さいので同調型のエタロンにより各ピークを集めて検出することにより S/N を改善し、磁界方向は円周方向に配置した検出器列により決定しようとするものである。この各サ

マイクロ波ピークを重ね合わせる考え方はこれ以後の提案において良く用いられているが、トロイダル磁場強度が空間的に一様でないので測定場所を変えるとそれに従って厳密にエタロンの同調をとる必要があるので実際の装置への適用には一考を要する所であろう。 $\alpha \geq 1$ の場合には入射波の波長がイオンラーマー半径と同程度のときスペクトルが磁場により変調されることを Evans²⁶⁾ がレーダーを使用しての電離層プラズマの後方散乱測定のための計算で導出している。これをトカマクプラズマに適用するには磁場強度の点で入射波としてはマイクロ波を使用せねばならない。さらに前節で述べた様にプラズマブリラン異常散乱の測定により中心ピークの非対称から電子ドリフト成分を求めることが可能なのでこれを電流分布測定として利用できる。⁷⁾

4. 共鳴散乱法

プラズマ中の電子による共鳴散乱は2節で述べたのでここではプラズマ中の中性原子やイオンによる共鳴散乱(共鳴蛍光とも言う)について述べる。Dimock^{27, 28, 29)} は中性のバリウムとイオン化バリウムが共に可視域に共鳴線を持っており、この共鳴線に同調可能な色素レーザーを用いることによりバリウムの密度、イオン温度とドリフト速度さらに電子温度の低い場合にはその測定も可能であることを示した。第14図に1個バリウムイオンのエネルギーレベル図と散乱光子数を示すが、この内下単位として $6^3 S_{1/2}$ 及び $5^3 D_{5/2}$ から上単位 $6 P_{3/2}$ へ同時にポンピングしたときに 4554 \AA の共鳴散乱光が最大となる。上単位からの緩和時間が入射レーザー光の持続時間より短かければ、散乱光の強度は入射レーザー光の強度と持続時間に無関係となりイオン密度に比例するので、これよりイオン密度を求めることができる。イオン温度は散乱光のドップラー幅から求められる。これ以外にゼーマン分離した線の選択励起を利用しての磁場測定³⁰⁾ 等も考えられている。将来さらに短波長の紫外からX線領域の同調型レーザーが開発されれば高温プラズマの診断法としてさらに重要になるものと思われる。

5. 結 言

以上トカマク型プラズマに関して現在までに発表された散乱測定についての理論、実験、提案について概説したが、今後に残された主要な問題と思われる点を列記することで結言とした。

- (a) $\alpha \ll 1$ のトムソン散乱については、光源としてのレーザー発振器の多パルス化による時間変化測定の短縮化とプラズマ中のレーザー光束全体にわたる散乱光の同時測定により空間分布測定の短縮化をはかる。
- (b) 炭酸ガスレーザーによる散乱測定装置を実際にトカマク型プラズマの散乱計測に使うこと

により電流分布測定に関する基礎資料を得るようにする。

- (c) $\alpha \geq 1$ のトムソン散乱を可能にする大出力遠赤外レーザーと高感度検出器の開発をはかる。
 (d) 同調型レーザーの発振波長領域の短波長側への延長と大出力化をはかり、共鳴散乱測定を高温プラズマの診断法としてより有効なものとする。

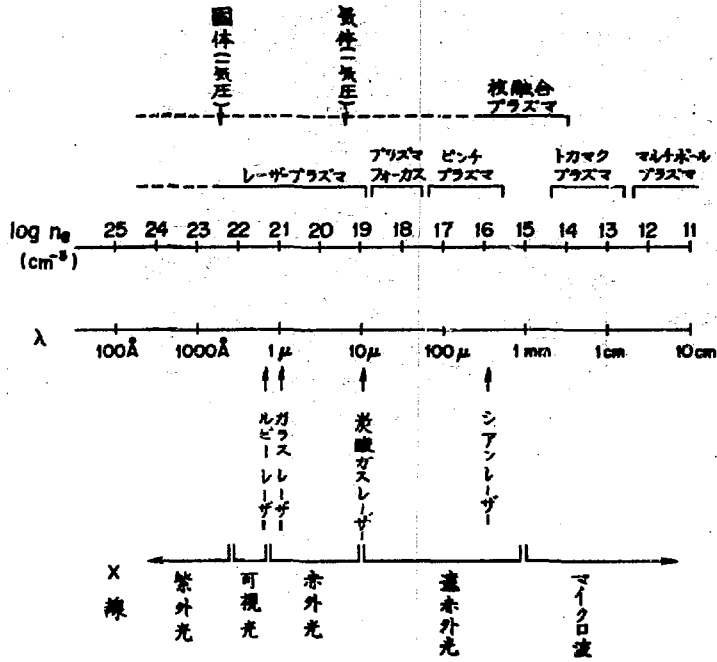
謝 辞

このレポートをまとめるにあたりご討論いただき又終始激励していただいた船橋昭昌氏と森茂室長に感謝申し上げます。

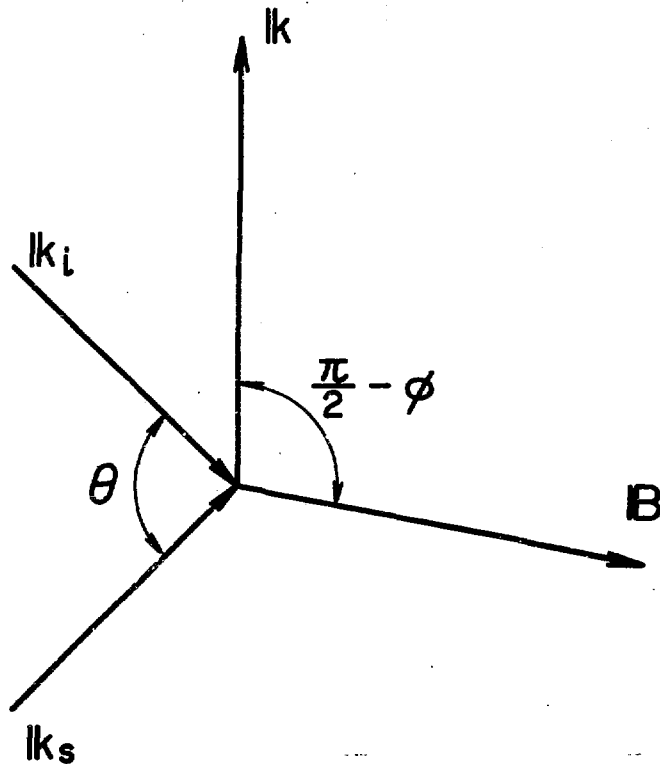
参 照 文 献

- 1) W. Gordon, Proc. Inst. Radio Engrs, 46, 1824 (1958)
- 2) J. Dougherty and D. Tarley, Proc. Roy. Soc., A259, 79 (1960)
- 3) E. Salpeter, Phys. Rev., 120, 1528 (1960)
- 4) J. Fejer, Canada J. Phys., 38, 1114 (1960)
- 5) E. Salpeter, Phys. Rev., 122, 1663 (1961)
- 6) M. Rosenbluth and N. Rostoker, Phys. Fluids, 5, 776 (1962)
- 7) 船橋, JAERI-M 4437, (1971)
- 8) E. Gerry and R. Patrick, Phys. Fluids, 8, 208 (1965)
- 9) B. Stansfield et. al., Phys. Rev. Letters, 26, 1219 (1971)
- 10) N. Peacock et. al., Nature, 224, 448 (1969)
- 11) 的場, 他, JAERI-M 5515, (1974)
- 12) D. Dimock et. al., Nuclear Fusion, 13, 271 (1973)
- 13) M. Murakami et. al., ORNL-TM 4354, (1973)
- 14) M. Forrest and N. Peacock. Plasma Phys., 16, 489 (1974)
- 15) 横山, 他, 電気学会誌, 91, 121 (1971)
- 16) EEI PROGRESS REPORT, 41, (1970)
- 17) D. Evans and P. Carolan, Phys. Rev. Letters, 25, 1605 (1970)
- 18) L. Kellerer, Z. Physik, 232, 415 (1970)
- 19) L. Kellerer, Z. Physik, 239, 147 (1970)
- 20) J. Sheffield, Plasma Phys., 14, 385 (1972)
- 21) F. Perkins, MATT-818, (1970)
- 22) M. Murakami et. al., ORNL-TM3093, (1970)

- 23) M. Murakami and J. Clarke, ORNL-TM3128,(1970)
- 24) N. Bretz, MATT-998, (1973)
- 25) M. Forrest et. al. , Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Prague,
(1973)
- 26) J. Evans, Proc. I.E.E.E. , 57, 496 (1969)
- 27) D. Dimock et. al. , Phys. Fluids, 12, 1730 (1969)
- 28) R. Measures, Phys. Fluids, 13, 1889 (1970)
- 29) D. Dimock et. al. , Phys. Fluids, 13, 1891 (1970)
- 30) N. Peacock, Nature, 236, 55 (1972)



第 1 図 プラズマ密度と電磁波の波長



第 2 図 トムソン散乱でのベクトル関係

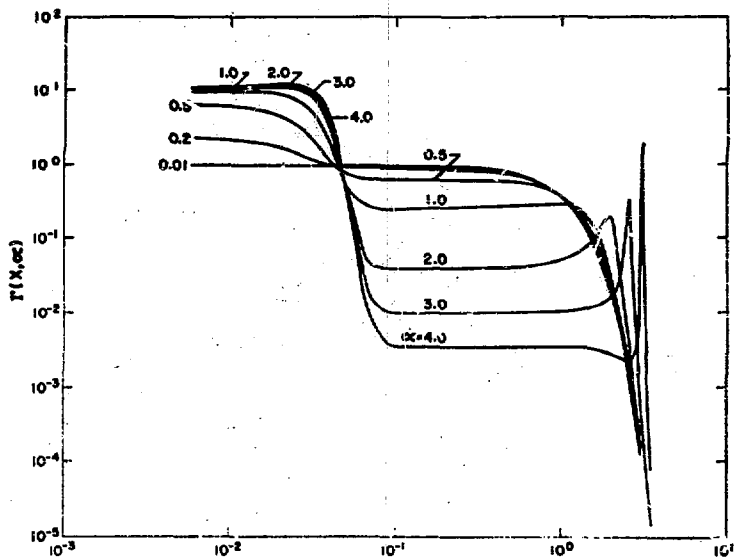


FIG. 2. $\Gamma(X, \alpha)$ vs X for different values of α . $\Gamma(X, \alpha)$ is proportional to the ratio of scattered power to incident laser intensity.

第 3 図 水素プラズマの散乱光スペクトル ($T_e = T_i$)⁸⁾

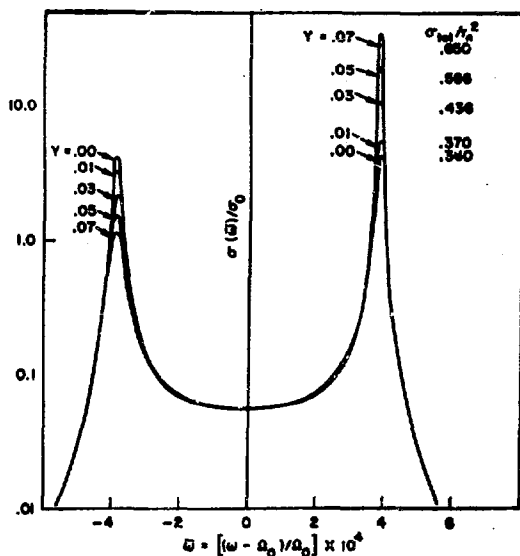
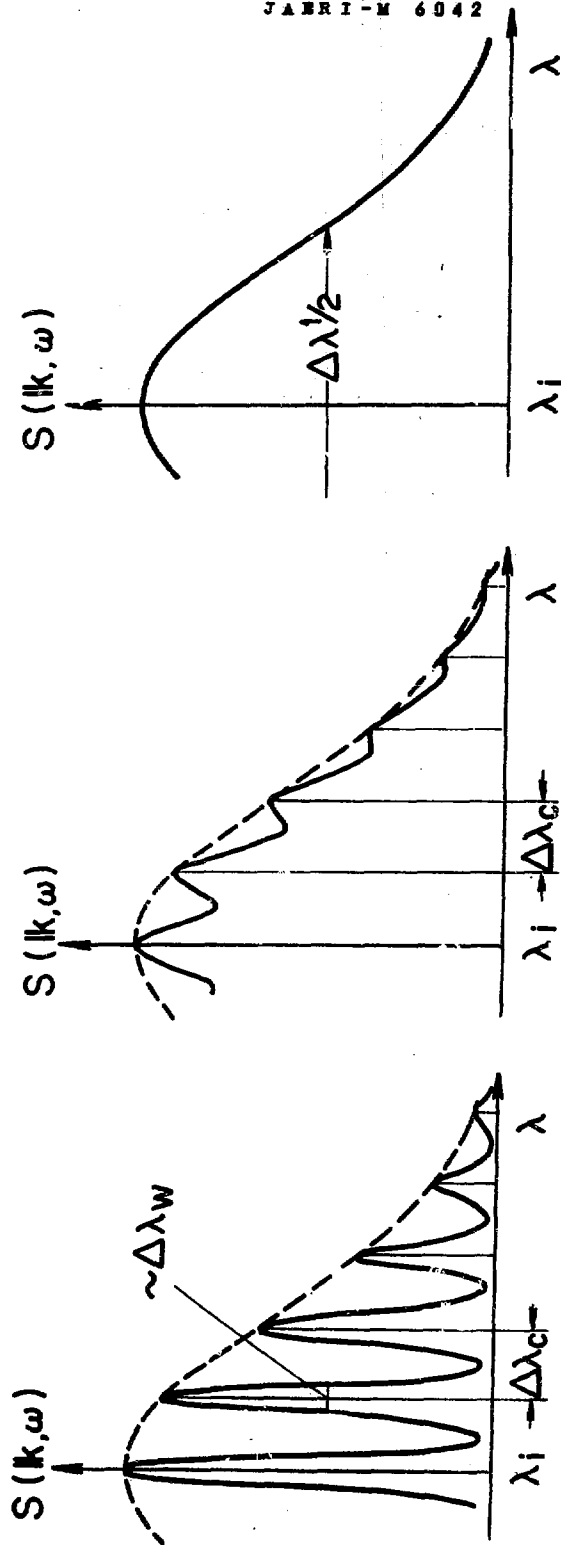


FIG. 4. Differential scattering cross section for a plasma with electron drift $y = U/v_e$ relative to ions ($\theta_e = 50$ eV, $\theta_i = 5$ eV).

第 4 図 イオン音波による異常散乱スペクトル⁶⁾

水素プラズマ $T_e = 50$ eV, $T_i = 5$ eV, $Y \equiv v_d/v_0$



(a) $\beta \gg \sin \phi \sim 0$ (b) $\beta \sim \sin \phi$ (c) $\beta \ll \sin \phi$

第 5 図 磁場のある場合の散乱スペクトルの概略図

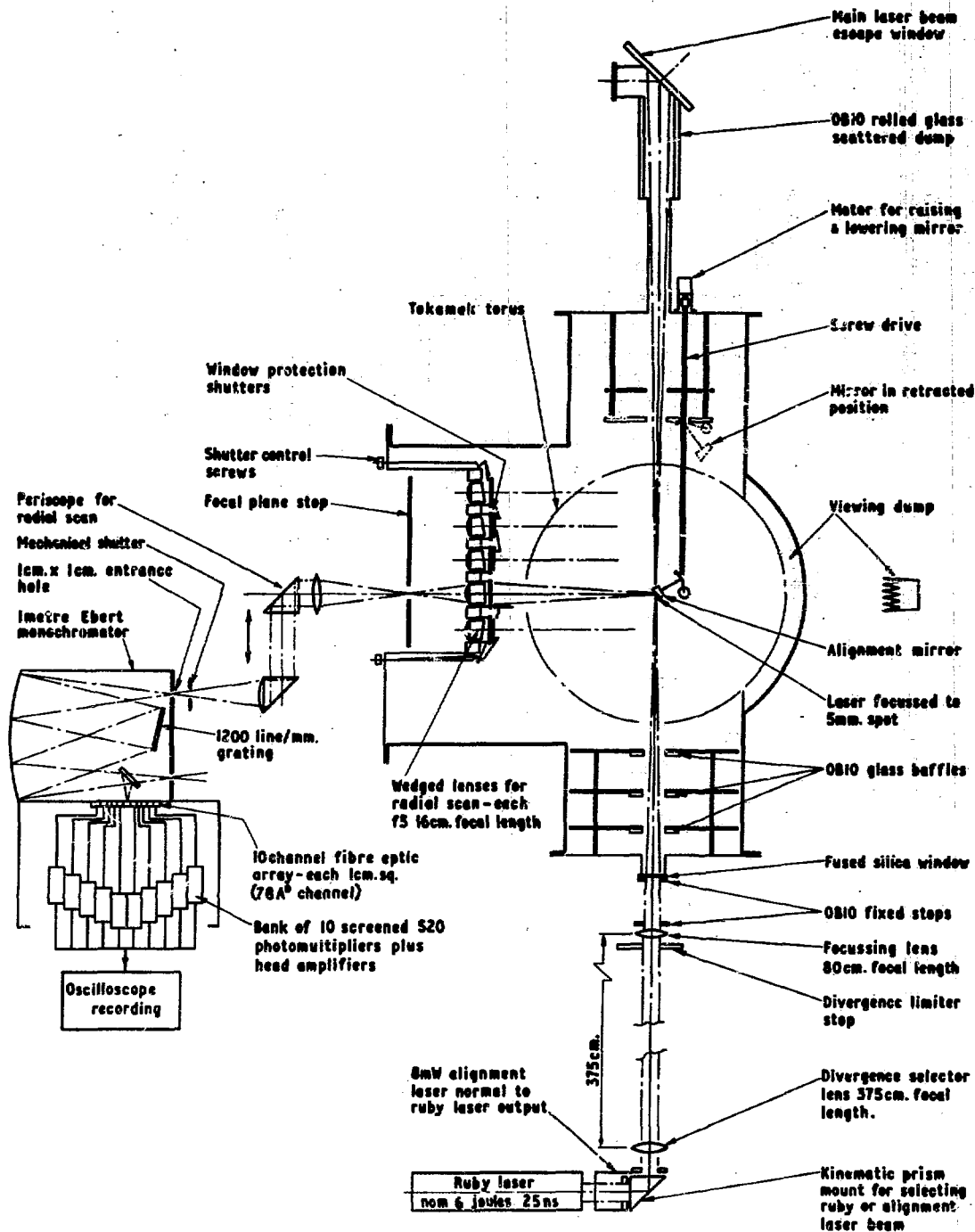
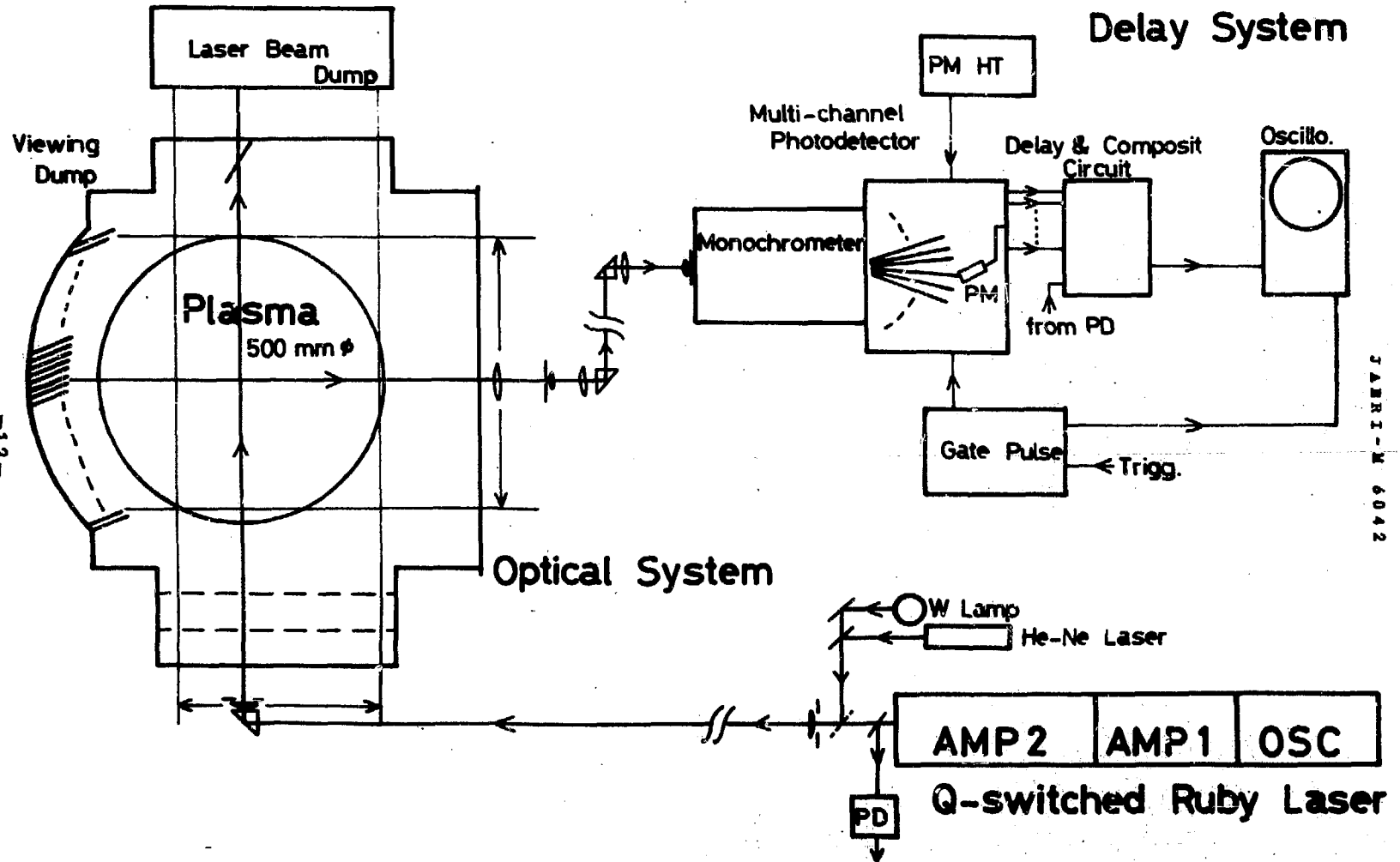


Fig.1 Schematic diagram of the laser scattering experiment on TOKAMAK T3 CLM-R 107

Observation Box

Sequenced Pulse Delay System



第 7 図 JFT-2 におけるトムソン散乱測定¹¹⁾

JAERI-M 6042

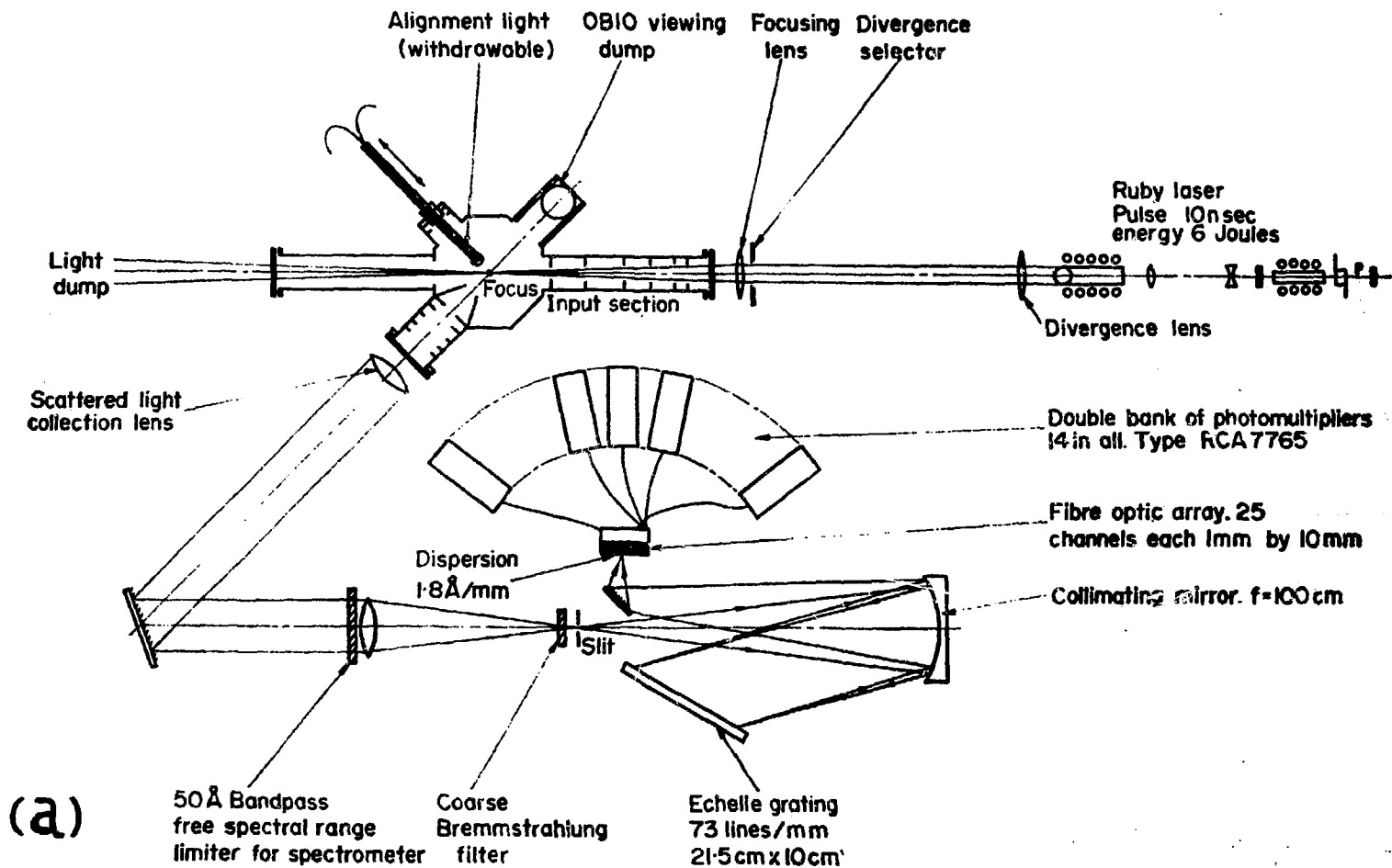


FIG. 1.—Schematic of optical arrangement for measuring collective spectrum of light scattered at 45° from a ruby laser beam incident on the Plasma Focus. The incident beam and viewing optics lie in a plane transverse to the axis of symmetry of the Focus.

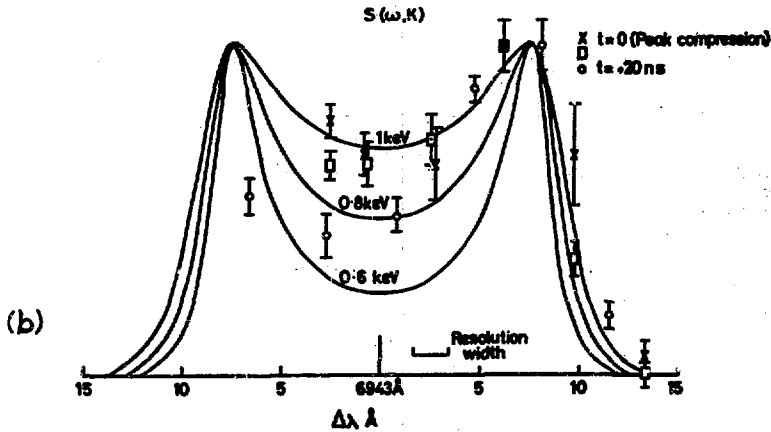


FIG. 2.—Spectra, $S(K, \omega)$ of co-operatively scattered ruby laser light viewed at 45° to the incident beam. The Plasma Focus filling pressure is 2.5 torr $D_2 + 4\% Ne$; resolution width of the spectrometer is 1.8 Å. The double-humped form of $S(K, \omega)$ is characteristic of the ratio $T_D/T_N < 1$. The solid curves are calculated for deuterium ion temperatures, T_D , of 0.6, 0.8 and 1.0 keV and a neon ion temperature of 10 keV, following EVANS (1970).

第 9 図 プラズマフォーカスの 45° 散乱測定¹⁴⁾

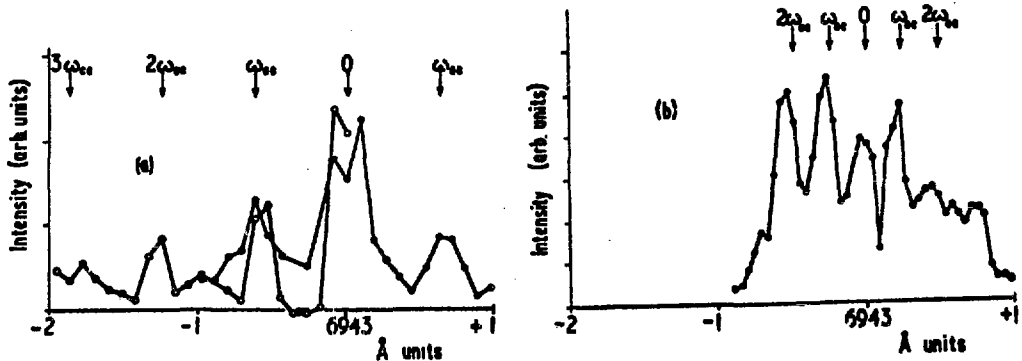


Fig.2 Scattered light spectrum.

Top: $B = 14 \text{ kG}$ (18 kG by Faraday rotation)

Bottom: $B = 5.5 \text{ kG}$ (8 kG by Faraday rotation)

第 10 図 30° 散乱による磁場変調スペクトル¹⁷⁾

(a) $B = 14 \text{ kG}$, (b) $B = 5.5 \text{ kG}$ (ファラデー回転法により求めた値は 8 kG)

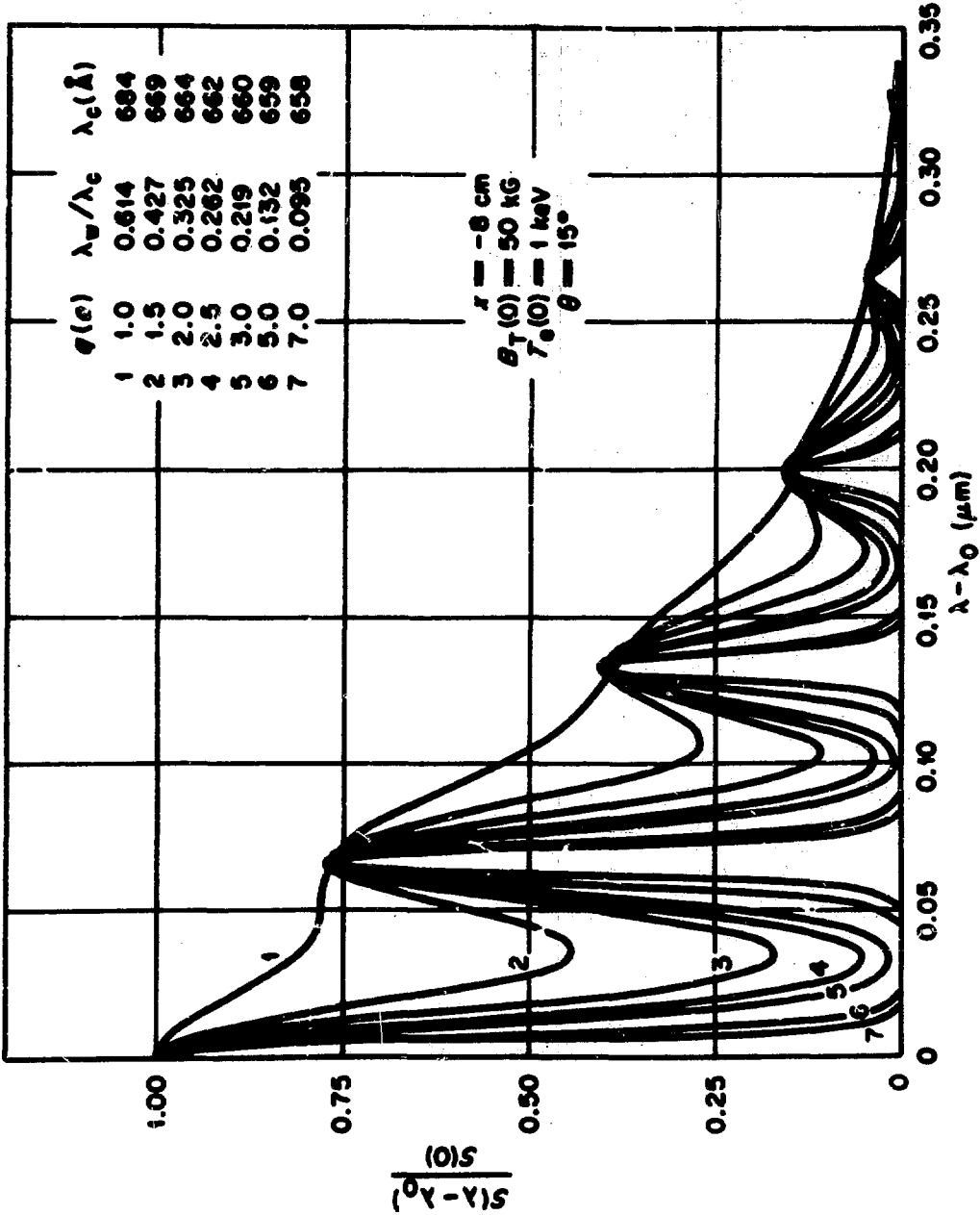


Fig. 3

第 11 図 共振カスレーパーによる磁場変動散乱スペクトル(22)

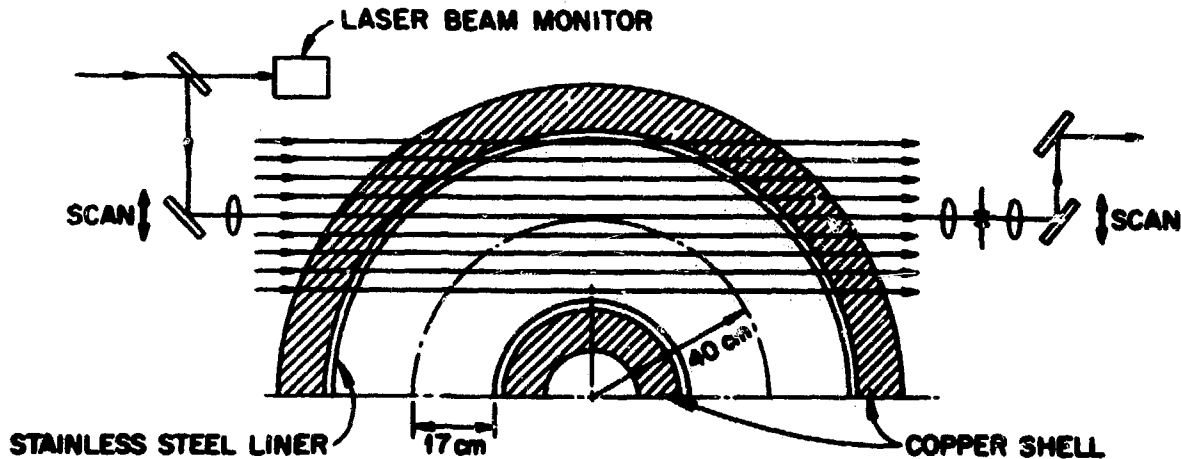
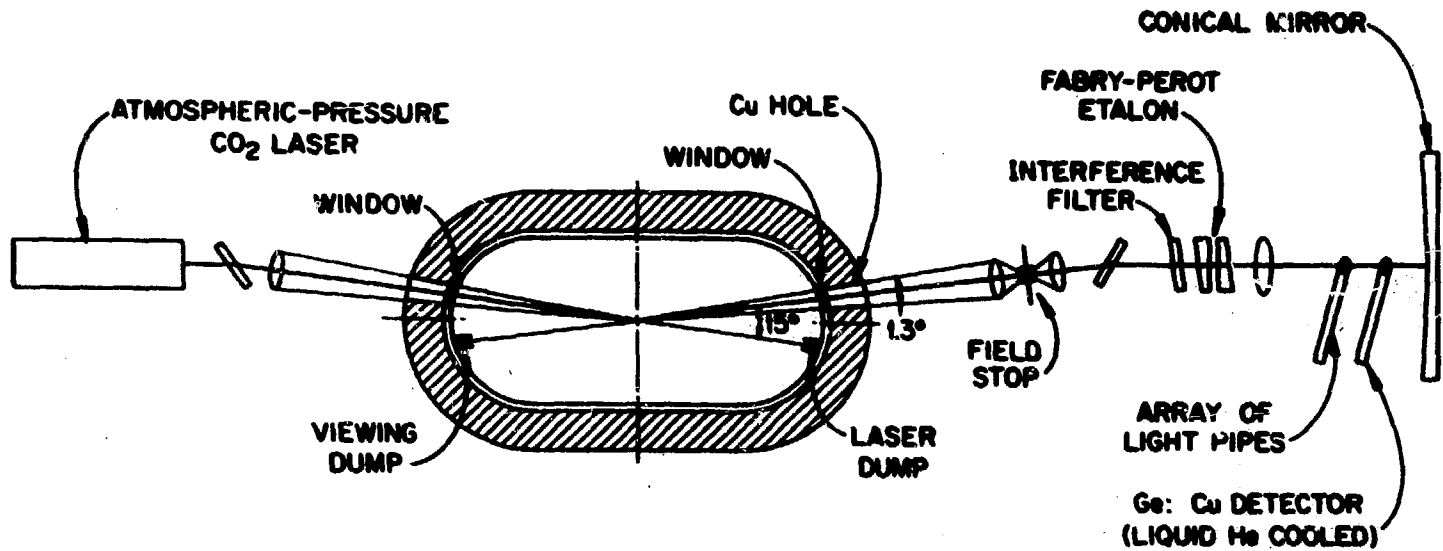


Fig. 7

第 12 図 炭酸ガスレーザーによる電流分布測定²²⁾の配置例

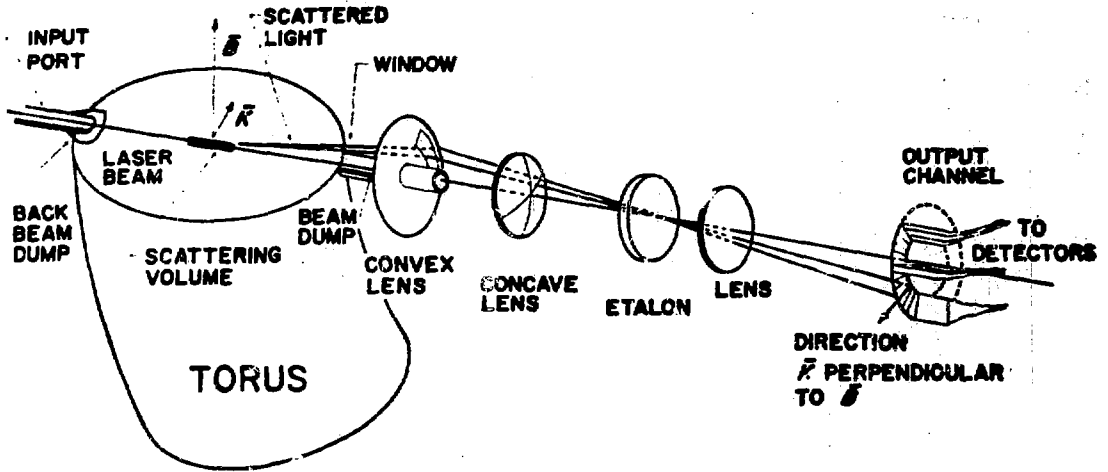


FIG. 5.—General assembly for the detection of the direction of a magnetic field in a plasma.

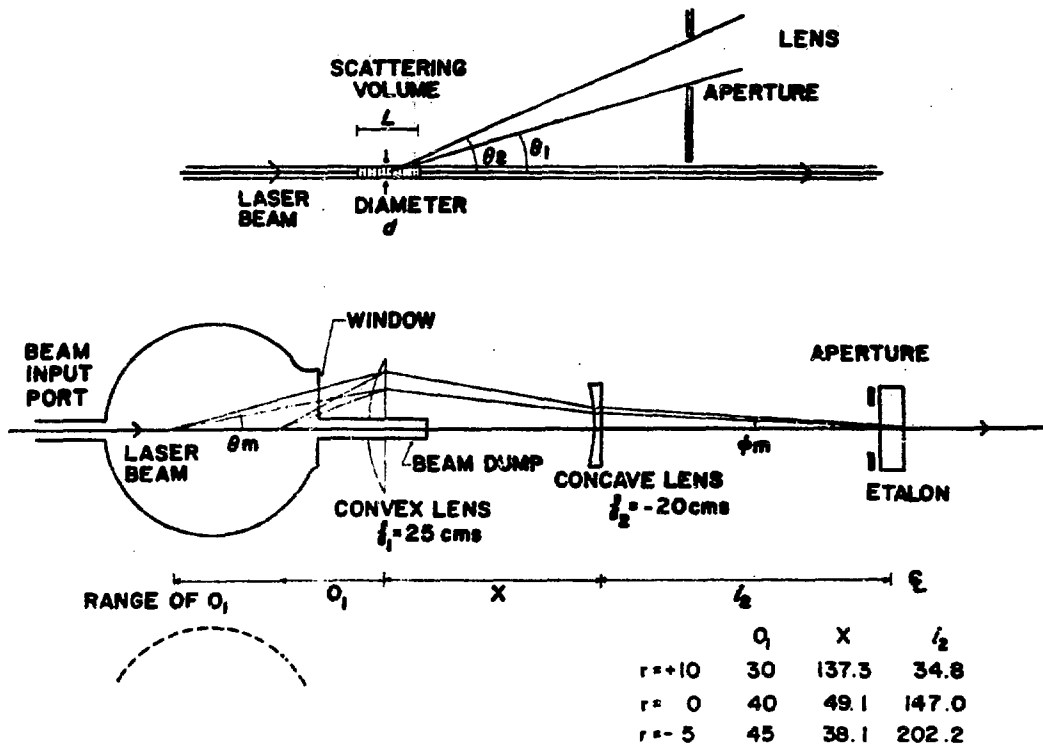
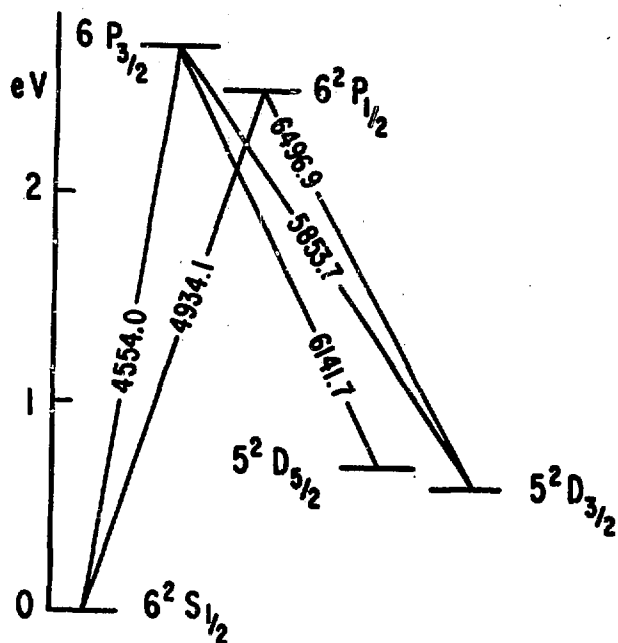


FIG. 6.—Scattered light collection system.

第 13 図 ルビレーザによる電流分布測定 of 配置例²⁰⁾



(a)

633419

Fig. The low-lying energy levels of singly ionized barium. Wavelengths are given in Angstroms.

第 14 図 (a) Ba^+ イオンのエネルギーレベル図

TABLE I

Pumped λ	Observed λ	τ	Phot/ion	
4554	4554	3.3×10^{-8}	2.5	ind of t_L
4554	6142	3.3×10^{-8}	0.88	"
4554 and 6142	4554	5.6×10^{-7}	17.7	(0.3 μ sec t_L)
6142	4554	2.1×10^{-8}	0.95	ind of t_L
5854	4554	1.3×10^{-8}	0.73	"

(b)

第 14 図 (b) ポンピング波長と発光光子数²⁷⁾