

講座：プラズマ実験入門Ⅶ

7. 電磁波でプラズマを探る

7.2 電磁波の干渉と散乱から電子の密度と温度を測る

永 津 雅 章
(名古屋大学工学部)
(1993年 8 月 24 日 受理)

Measurements of Electron Density and Temperature via
the Electromagnetic Wave Interferometry and Scattering

Masaaki Nagatsu
(Received August 24, 1993)

Abstract

An introductory description is given for beginners of plasma experiment on the interferometry and scattering technique, based on the principles of measurements. Recent technologies related with them are briefly described.

Keywords:

electromagnetic wave, interferometer, scattering, reflectometer, electron density, electron temperature, ion temperature,

1. はじめに

電磁波を用いた計測法は、プラズマを乱すことなくプラズマの基本パラメータを測定できる利点を有している。これらの詳細については、すでに優れた専門書[1-4]があるので、本稿では特にプラズマ実験の初心者を対象とした、干渉および散乱による電子密度と電子温度の測定法に関する測定原理、実験に際して留意すべき事項などを中心に記述する。

電磁波を用いたプラズマ計測法を概念図を図1に示す。図中、 ω および k ($= 2\pi/\lambda$) はそれぞれの電磁波の周波数および波数を表す。

プラズマに入射する電磁波の周波数の大きさに

依存して、図1に示すような電磁波の透過、反射あるいは散乱などが起きる。これらの諸過程を利

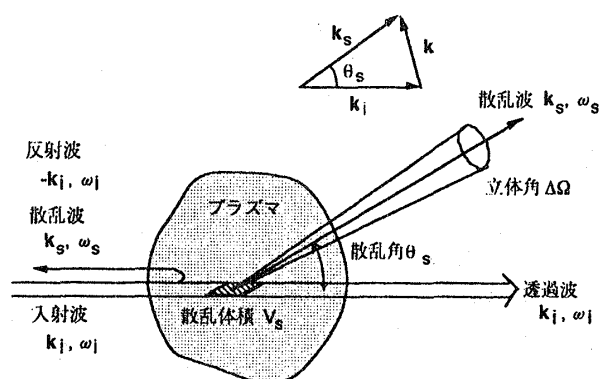
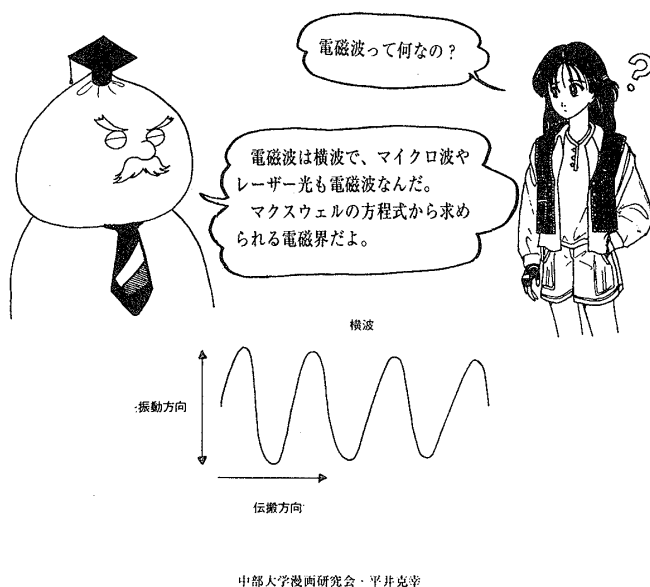


図1 電磁波によるプラズマ計測の概念図



用することによって、後述するように、プラズマの基本量である電子密度あるいは電子温度等を測定することが可能である。以下、2節において、透過波の位相シフト量の測定から線電子密度を求める干渉法、3節ではカットオフ層からの反射を利用して電子密度分布を測定する反射法について、4節において、ある角度に散乱される電磁波の強度およびスペクトル測定から電子の密度および温度を測定するインコヒーレント・トムソン散乱について記述する。

2. 干渉法

a. 測定原理

電子プラズマ周波数 ω_{pe} および電子サイクロトロン周波数 ω_{ce} よりも十分に大きい周波数 ω_i の電磁波をプラズマに入射する場合を考えよう。簡単のため、プラズマ粒子の衝突周波数は、 ω_i に比べ十分無視できるものとする。電磁波がプラズマ中の外部磁場に垂直に伝搬する場合、電磁波の電界が外部磁場の方向と平行か垂直かにより、両者間で伝搬の様子が異なってくる。外部磁場の方向と電磁波の電界が平行な場合を**正常波**、垂直な場合を**異常波**と呼び、それらの伝搬モードに対する屈折率 μ_o および μ_x は、それぞれ次式で与えられる。

$$\mu_o = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_i^2}} \quad (1)$$

$$\mu_x = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_i^2} \cdot \frac{\omega_i^2 - \omega_{pe}^2}{\omega_i^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ce}^2}} \quad (2)$$

入射周波数が前述の条件、すなわち $\omega_i \gg \omega_{pe}$, $\omega_i \gg \omega_{ce}$ を満足する場合には、異常波の屈折率は正常波の場合と近似的に等しくなる。すなわち、

$$\mu_x \approx \mu_o \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_i^2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{n_e}{n_c} \quad (3)$$

ここで、 n_e は電子密度、 n_c は入射周波数 ω_i に対するカットオフ密度 ($n_c \gg n_e$) である。

図2にマッハツェンダー型干渉計と呼ばれる基本的な干渉計配位を示す。正常波モードでプラズマ中を伝搬する電磁波の波数を k_p ($= \mu_o k_i = 2\pi\mu_o/\lambda_i$) とすると、透過波と参照波間のプラズマによる位相差 $\Delta\phi$ は、光路長 L に亘り線積分し、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= \int_0^L \{k_i - k_p(z)\} dz \\ &\approx \frac{\pi}{\lambda_i} \frac{1}{n_c} \int_0^L n_e(z) dz \end{aligned} \quad (4)$$

測定される位相差は、このため、電子密度を光路に亘り積分した線電子密度に比例している。図2において、初期位相 ϕ_0 を0とすると、検出器の

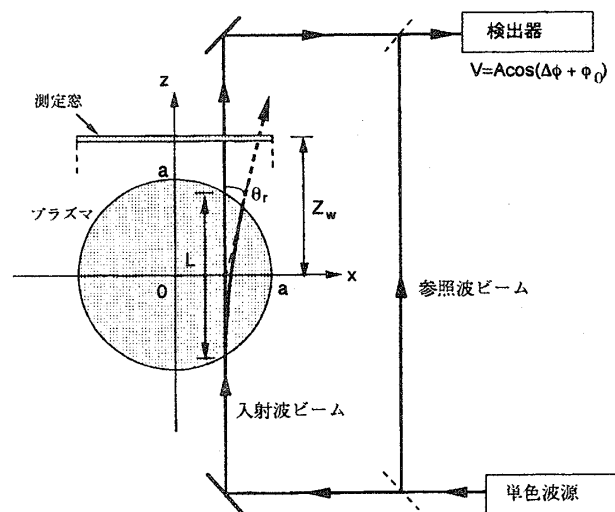


図2 マッハツェンダー型干渉計

IF 出力は、 $V(t) = A(t) \cos \Delta\phi(t)$ の形で時間的に変化する。図2の干渉計では、位相差 $\Delta\phi$ が $1/2$ フリンジ以上変化する場合、 $\Delta\phi$ が増加したか、あるいは減少したかを一意に決定することはできない問題がある。また、振幅の時間変化と位相の時間変化を区別して求める必要もある。位相シフトを一意に決定するための計測システムについては、次節の b. 実験上の注意点で記述する。

さて、測定された位相差の空間分布から電子密度の空間分布を求める手法について記述しよう。図2に示したような円形プラズマにおいて、中心から距離 x の位置で z 軸に平行に入射する場合を考える。屈折効果は無視できるものとするとし、多チャンネル干渉計で測定されたプラズマによる位相差分布を $\Delta\phi(x)$ とすると、プラズマの軸対称性が仮定できる場合には、電子密度分布 $n_e(r)$ は、次式のアーベル変換の関係により $\Delta\phi(x)$ から求めることができる。すなわち

$$\Delta\phi(x) = \frac{\pi}{\lambda_i} \frac{1}{n_c} \int_{-\sqrt{a^2-x^2}}^{\sqrt{a^2-x^2}} n_e(r) dz$$

$$n_e(r) = -\frac{\lambda_i}{2} \frac{n_c}{\pi^2} \int_r^a \frac{d\Delta\phi(x)}{dx} \frac{1}{\sqrt{x^2-r^2}} dx \quad (5)$$

また、水平（主半径）方向に非対称なプラズマでも、垂直方向の対称性が仮定できる円形プラズマの場合には、線電子密度分布の偶関数部と奇関数部を分離して求め、偶関数部の線電子密度分布をアーベル変換によって求めた軸対称電子密度分布に、非対称性を表わす重み関数を掛け合わせて電子密度分布を計算する手法が提案されている[5]。その他、線電子密度分布から、薄い円形ディスクの重ね合わせとして電子密度分布を再生する方法もある[6]。

b. 実験上の注意点

干渉計測を実施するにあたって、測定対象となるプラズマの電子密度および大きさにより、屈折効果や光学系などの振動が問題とならないよう使用する電磁波の波長を選択する必要がある。以下、測定で注意すべき事項について簡単に記述する。

(i) 屈折効果

入射ビームの波面に沿って密度勾配がある場合

には、屈折率の変化により図2の破線で示すようにビームの屈折が生じる。屈折効果は、透過ビーム強度の減少を引き起こし、受信電子回路の正常な動作を妨げることがある。また多チャンネル干渉計では、屈折効果により隣接するチャンネル間のクロストークの問題が生じ、測定結果の解釈を困難にするなどの問題が生じる。中心電子密度 n_{e0} をもつパラボリック電子密度の場合には、 $x \approx 0.7a$ でビームの屈折角は最大となり、最大屈折角は $\theta_r \approx \sin^{-1} \left(\frac{n_{e0}}{n_c} \right) \approx \frac{n_{e0}}{n_c}$ となることが知られている[7]。ここで n_c は λ_i の2乗に反比例するので、屈折角は入射波の波長の2乗に比例して大きくなる。このため、屈折の効果が無視できるための条件を付加し、使用する波長の上限を定めている。例えば、プラズマ中心から出力窓までの距離を Z_w とし、屈折による出力窓でのビーム変位が、元々の透過ビームのビーム直径 $2(\lambda_i Z_w / \pi)^{1/2}$ よりも小さい条件を付加すると、波長 λ_i は

$$\lambda_i \leq 1.2 \times 10^{10} (Z_w n_{e0}^2)^{-1/3} \quad [\text{m}] \quad (6)$$

を満足しなければならない[7]。なお、 Z_w は [m]、 n_{e0} は $[\text{m}^{-3}]$ の単位で表している。

(ii) 機械的振動の効果

前述のようにプラズマの屈折効果を軽減するためには、入射波の波長は小さいほうが望ましいが、波長が短くなるほどプラズマ放電時の光学系等の振動による偽りの位相変化（波長に逆比例する）は大きくなる。このため、機械的振動の効果は、使用する波長の下限を与える。プラズマによる位相差 $\Delta\phi$ に対する、振動による位相変化量の比を1%以内に抑える場合を考えよう。このとき、波長 λ_i に対する条件式は、 $\Delta\xi$ を振動の変位量とし、電子密度が半径 a のパラボリック分布をもつものと仮定すると、

$$\lambda_i \geq 4.1 \times 10^8 \left(\frac{\Delta\xi}{a n_{e0}} \right)^{1/2} \quad [\text{m}] \quad (7)$$

となる[7]。ここで、 $\Delta\xi$ 、 n_{e0} および a は [m] の単位である。

(iii) 波長の選択

結果として、(6)式および(7)式を同時に満足するような波長を選択すれば、屈折および振動の影

響を無視することができる。一例として、 $a = 2.15\text{m}$, $n_{e0} = 2 \times 10^{20}\text{m}^{-3}$, $Z_w = 3\text{m}$ の ITER 級の場合を考えると、 $19.8 \times (\Delta\xi)^{1/2} [\mu\text{m}] \leq \lambda_i \leq 243 [\mu\text{m}]$ 。ここで、 $\Delta\xi$ は $[\mu\text{m}]$ の単位で表しており、 $\Delta\xi < 151 [\mu\text{m}]$ ならば λ_i の下限が存在する。この下限の条件とは別に、同一の光学系を用い、二波長での干渉計を同時行うことによって振動の効果をキャンセルし、プラズマの位相変化のみを求める方法も行われている[8]。

ITER 級の大型装置での干渉計測では、ファラデー回転による透過波の偏波面の回転が参照波の偏波面と 90° 異なるような場合が生じ、測定に影響を及ぼす心配が考えられる[9]。このため、波長の上限にさらに制約が課せられることになり、機械的振動に対する条件式(7)が満たされない場合には、前述の二波長干渉計に頼らざるを得ない。

また、相対論的效果が無視できないような高温プラズマでは、屈折率の相対論的補正を考える必要がでてくる。

(iv) 位相差の一意決定

$1/2$ フリンジ以上の位相差 $\Delta\phi$ の時間的変化を求めるためには、上式で表される一検出器出力のみでは、 $\Delta\phi$ を一意に決定することが困難であることを先に述べた。 $\Delta\phi$ を一意に決定するためには、受信系を2チャンネル化し、参照波側の一方に移相器を挿入し、 $\sin \Delta\phi(t)$ と $\cos \Delta\phi(t)$ のクオドレイチュア信号を得るホモダイン干渉計や、周波数変調型干渉計が一般的に用いられている。周波数をシフトさせる手段としては、回転格子を用いる方法[10]、音響光学素子による方法[11]、あるいは差周波数を安定化させた2台の発振波源を用いる方法などがある。周波数変調型干渉計では、プラズマの位相情報をもつ透過波ビート信号と参照ビート信号間の位相差を位相比較器を用いて測定することによって、プラズマによる位相差を求めている。

干渉配位の上記以外の計測法として、干渉計と組み合わせて透過波の偏光面のファラデー回転角を測定し、電流密度分布を測定する干渉/偏光計測[12]、プラズマ中の電子密度振動を測定する

Phase Contrast 法[13] などの新しい計測法が最近注目を集めているが、これらについては紙面の都合で省略する。

3. 反射法

反射法は、透過形干渉計に比べ、測定ポート形状への制約が少ないこと、プラズマ形状が非円形の場合でも適用可能であることなど、多くの利点を有している。このため、測定窓を大きくとることができない将来的な核融合装置の有力な計測法として注目されている。反射法の測定原理を以下に述べる。

a. 測定原理

入射波が、正常波あるいは異常波のカットオフ周波数に等しい場合には、入射波は対応するカットオフで反射される。正常波の場合には電磁波の周波数から直接、電子密度が、異常波の場合には磁場強度が既知であれば、間接的に電子密度が決定されるので、反射点の位置が実験的にわかれば、電子密度分布を求めることが可能となる。電子密度分布を測定するためには、入射周波数を広帯域にわたり掃引するか、狭帯域発振器を多チャンネルで用いる必要がある。図3のように周波数 ω_i をもつ正常波モードの電磁波を入射した場合、プラズマ境界 $r=a$ からカットオフ点 $r=r_c$ までの往復路で生じる位相変化は、WKB 近似の条件下で次式で表される[14]。

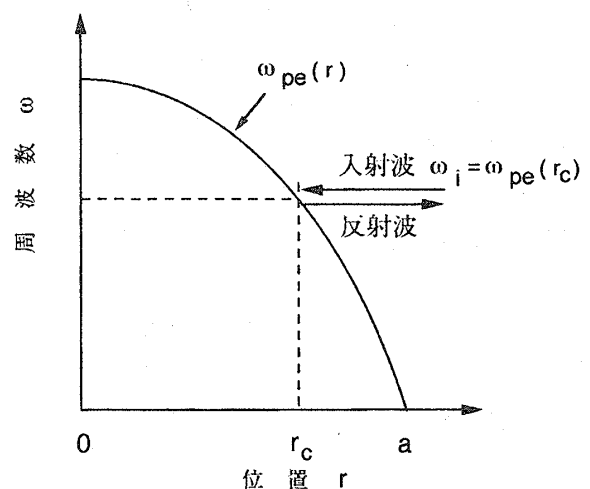


図3 正常波モード反射計の説明図

$$\phi(\omega_i) = 2 \frac{\omega_i}{c} \int_{r_c}^a \left\{ 1 - \frac{\omega_{pe}^2(r)}{\omega_i^2} \right\}^{1/2} dr - \frac{\pi}{2} \quad (8)$$

ここで上式右辺の $-\pi/2$ は、反射点での位相変化に対応している。カットオフ点 r_c は、(8)式のアーベル変換として、次式で求められる

$$r_c(\omega_{pe}) = a - \frac{c}{\pi} \int_0^{\omega_{pe}} \frac{d\phi}{d\omega} \frac{1}{(\omega_{pe}^2 - \omega^2)^{1/2}} d\omega \quad (9)$$

このため、 r_c を決定するためには、周波数が 0 から ω_{pe} までの $d\phi/d\omega$ の値が必要である。 $d\phi/d\omega$ を測定する手法としては、入射波の周波数 ω_i を時間的に $\Delta\omega/\Delta t$ で掃引し、このとき得られる反射波と参照波間のミキサ出力のビート周波数から求める方法が用いられている。参照波と反射波間の伝搬遅延時間を τ とすると、ビート周波数は $\omega_B = \Delta\omega/\Delta t \cdot \tau$ で与えられる。一方、 τ はプラズマ中での往復路による伝搬遅延時間 $\tau_p (= d\phi/d\omega)$ と、プラズマ部以外の導波管部、自由空間部での遅延時間 τ_0 (既知な量) の和で表されるので、 ω_B が求まれば τ_p すなわち $d\phi/d\omega$ が求められる。 $d\phi/d\omega$ を周波数の関数として求める必要があるが、広帯域発振器を用いて連続的な周波数にわたり $d\phi/d\omega$ を求める方法と、狭帯域発振器を複数個用い、各周波数での $d\phi/d\omega$ を補間し

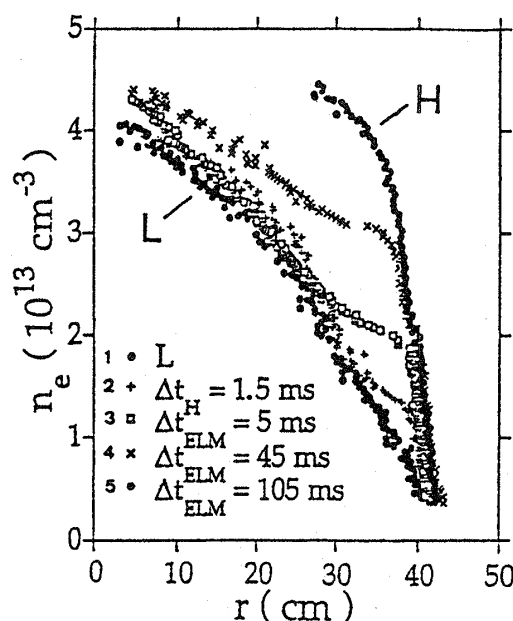


図4 ASDEXでの反射計の実験結果[15]

て求める方法がある。図4にASDEXで行われた反射計の実験結果の一例を示す。図4は、LモードからHモードへ遷移する期間の電子密度分布の変化を鮮明に示している[15]。以上、周波数掃引モード反射計による電子密度分布測定法について述べてきたが、周波数固定モード反射計による電子密度揺動の測定も多くの装置で行われている。

b. 実験上の注意点

(i) 屈折効果

使用する周波数がカットオフ周波数領域であるので、屈折効果による反射信号の低下を避けるため、ビームをプラズマの密度勾配に沿って入射することが必要である。

(ii) 密度揺動の効果

密度揺動による反射波信号への影響は、ビート周波数を決定する上で問題となっている。このため、アナログあるいはデジタルフィルターによって揺動成分を除去する工夫が必要である。密度揺動の影響が無視できるような非常に短いマイクロ波パルス (< 1 ns) を用いた反射計も、現在開発が進められている[16]。

(iii) システム較正

反射点の位置を精度よく (1 cm 程度で) 測定するためには、反射計システムの高精度の較正 (τ_0 の測定あるいはビート周波数の測定回路など) が不可欠である。

(iv) 二重反射の効果

入射波の偏波面の取り方により、周波数によって正常波および異常波両者のカットオフからの反射が存在し、測定に影響を与える場合がある。特にシアの強いヘリカル装置では伝搬モードの分離が起こるので注意が必要である。

4. 散乱法

a. 測定原理

プラズマ中に電磁波を入射すると、電子は電磁波の電界で加速、励振され、電磁波を再放射する。入射波の波長 λ_i が電子のデバイ波長 λ_{De} よりも短い場合には、電子個々の速度成分に応じたドップラーシフトを受けた散乱波の重ね合わせと

なり、散乱波スペクトルは電子の速度分布を反映した広がりを持つようになる。個々の電子からのランダムな位相をもつ散乱波電界の和となるため、この場合の散乱は**インコヒーレント・トムソン散乱**と呼ばれる。一方、入射波の波長 λ_i が長く、測定する揺動の波長 λ が電子のデバイ波長 λ_{De} よりも長い場合には、イオンの速度分布を反映した散乱波スペクトルとなる。散乱波はイオンのまわりの電子雲の協同的な振る舞いを反映するようになり、この場合の散乱は**協同（コレクティブ）トムソン散乱**と呼ばれる。

図1に示したように、入射波の波数ベクトル k_i の方向に対し散乱角 θ_s の方向に、単位立体角、単位周波数あたりに散乱される電磁波のパワーを $P_s(\mathbf{k}_s, \omega_s)$ とすると、

$$P_s(\mathbf{k}_s, \omega_s) = p_i r_e^2 n_e V_s S(\mathbf{k}, \omega) \quad (10)$$

ここで、 $\mathbf{k}$, ω は密度揺動の波数ベクトルおよび周波数であり、 $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}$, $\omega_s = \omega_i + \omega$ の関係を満たし、 k の大きさは $k = 2k_i \sin(\theta_s/2)$ で与えられる。また、 p_i は単位面積あたりの入射波パワー、 r_e は電子古典半径、 n_e は散乱領域にわたる平均電子密度、 V_s は散乱体積、 $S(k, \omega)$ は dynamic form factor と呼ばれる電子密度揺動のスペクトル密度を表す。 $S(k, \omega)$ は電子およびイオンの速度分布関数 $f_{e0}(v)$ および $f_{i0}(v)$ 、あるいは k と外部磁場との幾何学的関係などに依存するが、ここでは、簡単のため**外部磁場のない無衝突プラズマ**について、**熱的揺らぎに起因する場合のスペクトル密度**を考える。この時、 $S(k, \omega)$ は次式で与えられる[17]。

$$S(k, \omega) = \frac{2\pi}{k} \left| 1 - \frac{\chi_e}{\varepsilon} \right|^2 f_{e0}(\omega/k) + Z \frac{2\pi}{k} \left| \frac{\chi_e}{\varepsilon} \right|^2 f_{i0}(\omega/k) \quad (11)$$

$$\varepsilon(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon_0 + \chi_e(\mathbf{k}, \omega) + \chi_i(\mathbf{k}, \omega) \quad (12)$$

ここで、 ε はプラズマの誘電率、 χ_e および χ_i は電子およびイオンの分極率、 Z はイオンの荷電数を表す。 f_{e0} および f_{i0} が、特に Maxwell 分布の場合には、(11)式中の $|\chi_e/\varepsilon|$ を計算することがで

き、近似的に $\alpha \equiv (k\lambda_{De})^{-1}$ の2乗に比例した大きさを持つことが示される。したがって、 $\alpha \ll 1$ の場合には、第一項目が支配的となり、電子の速度分布関数 f_{e0} に関する情報を得ることができる。逆に、 $\alpha \gg 1$ の場合には、第二項目が支配的となり、イオンの速度分布関数 f_{i0} に関する情報を得ることができる。

典型的なプラズマ ($T_e \sim 10\text{keV}$, $n_e \sim 10^{14}\text{cm}^{-3}$, $\lambda_{De} = 74\mu\text{m}$) 装置でのインコヒーレント・トムソン散乱では $\alpha \ll 1$ の条件を満たす入射光源として、波長 694.3nm Rb レーザーあるいは波長 $1.06\mu\text{m}$ Nd レーザーが広く用いられている。散乱波スペクトルの半値幅 $\Delta\lambda_{1/2}$ は、相対論的效果および外部磁場が無視できる場合には、

$$\Delta\lambda_{1/2} \approx \lambda_i (\ln 2)^{1/2} \left(\frac{8\kappa T_e}{m_e c^2} \right)^{1/2} \sin \frac{\theta_s}{2} \quad (13)$$

で与えられ、スペクトル幅の測定より電子温度が評価できる。また、レーリー散乱断面積および密度の既知であるガスを用いた、同一散乱光学配位でのレーリー散乱強度と、プラズマからの散乱強度の比を測定することにより電子密度を評価することができる。

現在用いられている電子密度および温度分布計測システムの例としては、プリンストン大学で開発された TV トムソン散乱 (TVTS) システムがある[18]。この方式では、入射ビームに沿って各点から散乱される散乱光を広角レンズで集光し、光ガイドでそれぞれの散乱光を分光器に導き、グレーティングによって分離された波長を横軸に、位置を縦軸にとった2次元像としてイメージインテンシファイヤ+CCDカメラで撮像し、電子温度および電子密度の空間分布を得るものである。現在、TFTR装置でも使用されている。また、JETで初めて適用された LIDAR (Light Detection and Ranging) トムソン散乱計測システムも近年開発され[19]、将来の核融合装置の計測法として注目されている。システムの概略を図5に示す。この LIDAR トムソン散乱法は、マイクロ波域でのレーダーと原理的には同じであるが、到来波が 180° 後方散乱配位でのトムソン散乱による点が特徴的であり、極めて短いレーザーパルスで

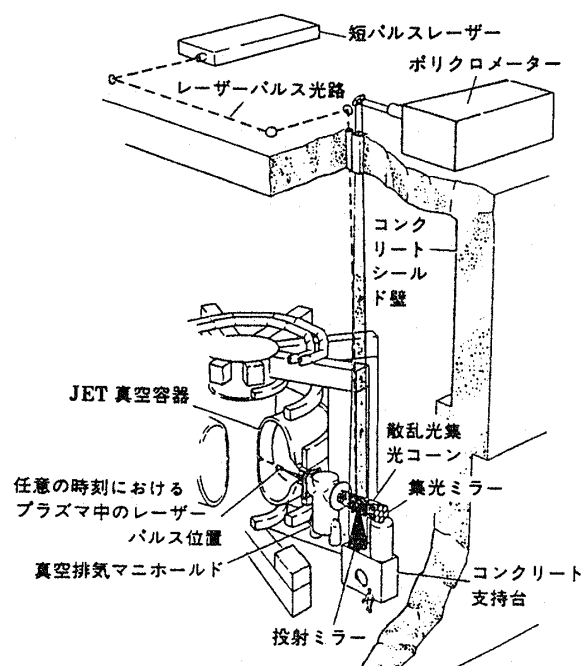


図5 LIDAR トムソン散乱計測システムの概略[19]

用い、散乱領域を時間的に分離し電子温度の空間分布を得るものである。この方法では、入射窓あるいはトーラス内壁からの反射光は時間的に分離できる利点がある。散乱領域の空間分解 δx は、レーザーのパルス幅 τ_L と受信系の応答時間 τ_d から決定され、

$$\delta x = c(\tau_L + \tau_d)/2 \quad (14)$$

で与えられる。JET での実験では、繰り返し 0.5Hz、出力 3J、パルス幅 300ps のルビーレーザーを光源とし、受信系は干渉フィルタの組み合わせにより 6 チャンネルに波長選択し、時間応答 300ps 以下のマイクロチャンネルプレート付きの光電子増倍管を検出器として使用しており、空間分解 δx は 9 cm 程度となっている。

b. 実験上の注意点

(i) 迷光および背景光

熱的揺動に対する散乱断面積は極めて小さく、入射波パワーに対する散乱波パワーの比、 $P_s/P_i = r_e^2 n_e L_s \Delta\Omega S(k)$ は典型的に $\sim 10^{-13}$ 程度であるので、十分な S/N の散乱信号を得るためには、必然的に入射光強度を大きくする必要がある。(ただし L_s : 散乱領域の長さ、 $\Delta\Omega$: 受光系

の張る立体角) 背景放射雑音としては、散乱光方向に回り込む入射光、すなわち迷光、あるいは背景光としての制動放射がある。迷光については、ビームダンプおよびビームダンプを用いてある程度落とすことが可能であり、また測定スペクトル領域を入射光の波長を外して行うことにより、迷光の問題を回避する工夫が行われている。

(ii) 相対論的効果の補正

インコヒーレント・トムソン散乱では電子温度が高くなる場合には、散乱波スペクトルはブルーシフト (高周波数側にシフト) するので、スペクトル幅、すなわち電子温度を過大評価する恐れがある。数 keV のプラズマに対してもブルーシフトの効果は無視できず、相対論的効果を考慮したスペクトル解析が必要である。

5. 終わりに

本稿では、電磁波の干渉および散乱から電子の密度および温度を測定する計測法についてそれらの測定原理および実験上の注意点などを記述した。本稿がプラズマ実験初心者にも少しでも参考になれば幸いである。なお、紙面の都合で多々記述できなかった点があることをここでお詫びします。

最後に、本講座の執筆の機会を与えて頂いた東北大学渡辺博茂教授および中部大学池沢俊治郎教授、企画立案時の編集委員長名古屋大学工学部高村秀一教授に謝意を表します。

参考文献

- [1] プラズマ・核融合学会編：プラズマ診断の基礎 (名古屋大学出版会)
- [2] 築島隆繁，間瀬 淳：核融合研究 **52**, 129 (1984)。
- [3] 間瀬 淳：第30回プラズマ若手夏の学校テキスト (プラズマ・核融合学会)。
- [4] 川端一男：第31回プラズマ若手夏の学校テキスト (プラズマ・核融合学会)。
- [5] Y. Yasutomo *et al.*, IEEE. Trans. on Plasma Science, **PS-9** 118 (1981)。
- [6] N. Gottardi, J. Appl. Phys. **50**, 2647 (1979)。
- [7] D. Veron, *Infrared and Millimeter Waves* Vol. 2, Academic, New York (1979) p. 67。

- [8] 例 えば, D. R. Baker, S. T. Lee, Rev. Sci. Instrum. **49**, 919 (1978).
- [9] H. Soltwich, in *Diagnostics for Contemporary Fusion Experiments* (edited by P. E. Scott *et al.*) Varenna (1991) SIF, Bologna, p. 75.
- [10] D. Veron, Opt. Commun. **10**, 95 (1974).
- [11] C. A. Hugenholtz, B. J. H. Meddens, Rev. Sci. Instrum. **53**, 171 (1982).
- [12] H. Soltwich, Rev. Sci. Instrum. **57**, 1939 (1986).
- [13] S. Coda, M. Porkolab, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4974 (1992).
- [14] V. L. Ginzburg, *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma*, Gordon and Breach, New York (1961) Ch. IV.
- [15] M. E. Manso *et al.*, *Proc. 18th European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys.* Berlin (1991) 15C Part I, p. 393
- [16] C. A. J. Hugenholtz and S. H. Heijnen, Rev. Sci. Instrum. **62**, 1100 (1992).
- [17] J. Sheffield, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*, Academic, New York, (1975).
- [18] N. Bretz *et al.*, Appl. Opt. **17**, 192 (1978).
- [19] H. Salzmann *et al.*, Nucl. Fusion **27**, 1925 (1987).