



講座 電磁波を用いたプラズマ診断の基礎と最前線

2. 電磁波を用いたプラズマ計測の基礎

間瀬 淳, 川端 一男¹⁾

九州大学産学連携センター, ¹⁾核融合科学研究所

(原稿受付: 2011年3月31日)

電磁波を用いた計測法には, プラズマ中の屈折率(誘電率)が, その密度, 温度, および閉じ込め磁場とともに, 電磁波の周波数, 波数ベクトル, 電界ベクトルに依存して伝搬特性が変化する現象を利用するもの, 電子の運動に起因する電磁波の放射・再放射過程を利用するものなどがある. 最近では, データ処理技術の進歩とも相まって時間・空間分解に優れた計測手法として改良されてきており, 磁場閉じ込め装置では不可欠なものとなっている. 本章では, その代表的なものとして, 干渉法/偏光法, 反射法, 放射法, 散乱法を取り上げ, これら計測法の基本的原理を記述するとともに, 各測定法の実際を述べる.

Keywords:

plasma diagnostics, electromagnetic waves, interferometry, polarimetry, reflectometry, ECE, scattering, microwave, laser

2.1 はじめに

プラズマ中に電磁波を入射すると, プラズマとの相互作用によって様々な影響を受ける. 例えば, プラズマの電子密度から決まるプラズマ振動数と電磁波の周波数の比によって, 入射波は透過, 屈折, 反射などの伝搬特性を示す. また, 入射電磁波により励振された電子がその加速度の変化により電磁波を再放射する散乱, プラズマがサイクロトロン運動することにより静止座標系から観測した加速度の変化により放射をするサイクロトロン放射などがある. ここでは, 電磁波をプラズマに入射し, 透過波の位相, 偏光角度の変化量を計測する干渉・偏光計測, カットオフ層で反射される波を測定し, 位相遅れからカットオフ層の位置を決定する反射計測, さらに放射および散乱計測についても簡単に述べる. 図1はこれらを利用した計測法について概観したものである. また, 左辺の挿入図は, 密度(n_e)の時間変化に対応させた透過波(A)および反射波(B)強度の

変化を模式的に描いたものである.

2.2 プラズマと電磁波の相互作用

2.2.1 プラズマ中の電磁波伝搬-基礎方程式

一般にプラズマ中を伝搬する電磁波の伝搬速度は荷電粒子の熱速度に比べて十分速いので, 伝搬特性を調べる場合には後者の影響は無視できる(低温プラズマ近似と呼ばれる). また, イオンの質量は電子の質量に比べて十分大きいので, 電磁波の電場に対するプラズマの応答は電子についてのみ考慮すれば十分である. 上記低温プラズマ近似は, 電子温度が10 keV以下の場合良く成り立つが, 近年の大型装置におけるプラズマや, 建設中のITERのプラズマでは, 電子温度が10 keV以上となり, 温度の効果(相対論的効果)を考慮する必要があるが生じてくる. これについては, 第3章で記述する.

プラズマが電氣的に中性で一樣とすると, この中を伝搬する電磁波は, Maxwellの方程式に電流密度 $\mathbf{J}$ および空間電荷密度 ρ を導入することにより解くことができる[1]. すなわち,

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\partial \mathbf{B} / \partial t \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= \rho / \epsilon_0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H}\end{aligned}\quad (1)$$

および, 連続の式と一般化されたオームの法則は,

$$\begin{aligned}\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{J} &= 0 \\ \mathbf{J} &= [\sigma] \mathbf{E}\end{aligned}\quad (2)$$

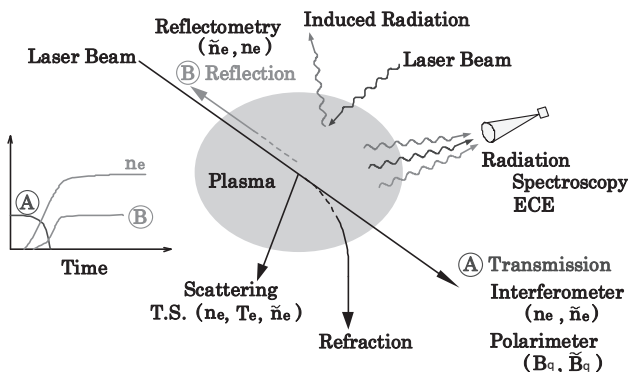


図1 プラズマと電磁波の相互作用の概観図.

(1)式より、次の波動方程式が得られる。

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\mu_0 \mathbf{J} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) = 0 \quad (4)$$

ここで、 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ で記述される平面波電界を考へ、(1)-(4)を線形化し解くと、

$$\mathbf{k} \times \mathbf{k} \times \mathbf{E} - (\omega^2/c^2)[\epsilon] \mathbf{E} = 0 \quad (5)$$

あるいは、

$$\mathbf{N} \times \mathbf{N} \times \mathbf{E} - [\epsilon] \mathbf{E} = 0 \quad (6)$$

が得られる。ただし、 $\mathbf{N} = c\mathbf{k}/\omega$ は屈折率、 c は光速、また

$$[\epsilon] = 1 + [\sigma]/i\omega\epsilon_0 \quad (7)$$

は複素誘電率テンソルである。プラズマの特性は、導電率 $[\sigma]$ を介して $\epsilon_0[\epsilon]$ で表される。導電率テンソルは磁場中の運動方程式、およびオームの法則から得られる。

$$\begin{aligned} m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \\ \mathbf{J} &= n_e e \mathbf{v} \end{aligned} \quad (8)$$

ただし、 m_e および e は、それぞれ電子の質量および電荷、 n_e はプラズマの電子密度である。

(6)式を電界の x , y , z 成分に分け、 $\mathbf{N}$ を xy 平面内にとると次の連立方程式が得られる。

$$\begin{aligned} (N^2 - \epsilon_{xx})E_x - \epsilon_{xy}E_y &= 0 \\ -\epsilon_{yx}E_x + (N^2 \cos^2 \theta - \epsilon_{yy})E_y - N^2 \sin \theta \cos \theta E_z &= 0 \\ -N^2 \sin \theta \cos \theta E_y + (N^2 \sin^2 \theta - \epsilon_{zz})E_z &= 0 \end{aligned} \quad (9)$$

ただし、 θ は電磁波の伝搬方向 $\mathbf{k}$ と外部磁界 $\mathbf{B}_0$ (z 方向)のなす角である。

(9)式の E_x , E_y , E_z が0でない解を持つためには係数の行列式が0となる必要があり、これより N の4次式で表される分散式が得られる。これを θ について解くと、よく知られた関係式

$$\tan^2 \theta = -\frac{\epsilon_{zz}[N^2 - (\epsilon_{xx} + i\epsilon_{xy})][N^2 - (\epsilon_{xx} - i\epsilon_{xy})]}{(N^2 - \epsilon_{zz})[\epsilon_{xx}N^2 - (\epsilon_{xx}^2 + \epsilon_{xy}^2)]} \quad (10)$$

が得られる。実際の計測法との対応により、伝搬方向が磁界に垂直および平行の場合を考える。

i) 平行方向伝搬、 $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$ ($\theta = 0^\circ$):

(10)式より $\tan^2 \theta = 0$ となり

$$N^2 = \epsilon_{xx} \pm i\epsilon_{xy} \quad (11)$$

が得られる。正符号のとき電界の x , y 成分の間に $E_y = iE_x$ 、負符号のとき $E_y = -iE_x$ の関係が成り立つことが(9)式の一歩目の式よりわかる。前者は左回り円偏波、後者は右回り円偏波と呼ばれており、添字に l および r を用いると、屈折率の表式は次式となる。

$$N_{l,r} = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \cdot \frac{\omega}{\omega \pm \omega_{ce}} \right)^{1/2} \quad (12)$$

ただし、 $\omega_{pe} = (n_e e^2 / m_e \epsilon_0)^{1/2}$, $\omega_{ce} = eB/m_e$ である。

ii) 垂直方向伝搬、 $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ ($\theta = 90^\circ$):

(10)式より $\tan^2 \theta = \infty$ のために分母=0が必要となる。すなわち、

$$\begin{aligned} N^2 &= \epsilon_{zz} \\ N^2 &= (\epsilon_{xx}^2 + \epsilon_{xy}^2) / \epsilon_{xx} \end{aligned} \quad (13)$$

が得られる。それぞれの式に対応して、

$$\begin{aligned} E_x = E_y = 0 \quad \text{および} \quad E_z \neq 0 \\ E_x, E_y \neq 0 \quad \text{および} \quad E_z = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

となる。i)と同様に得られ、それぞれ正常波(Oモード、 $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$)および異常波(Xモード、 $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$)と呼ばれ、屈折率は次式となる。

$$N_O = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \quad (15)$$

$$N_X = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \cdot \frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ce}^2} \right)^{1/2} \quad (16)$$

2.2.2 プラズマからの放射過程

電子は、その自由運動が磁場の存在によって妨げられ、磁力線の周りを螺旋運動するようになる。このときの加速度により生じる放射を電子サイクロトロン放射(ECE)と呼ぶ。放射パワーは、電子サイクロトロン周波数 $\omega_{ce}/2\pi$ とその高調波周波数において極大値をもち、電子温度や、条件により密度にも依存するようになる。一例としてトラスプラズマの主半径方向に放射される n 次サイクロトロン放射強度 $I_n(\omega)$ を観測する場合を考える。 $I_n(\omega)$ の値はプラズマの放射係数と放射波の吸収のつりあいとして記述される輸送方程式

$$n_r^2 \frac{d}{dx} \frac{I_n(\omega)}{n_r^2} = j_n(\omega) - \alpha_n(\omega) I_n(\omega) \quad (17)$$

の解として与えられる[2]。ただし、 n_r は放射波に対する媒質の屈折率、 $j_n(\omega)$ は放射係数、 $\alpha(\omega)$ は吸収係数である。周波数を一定として(17)式を x について積分すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} I_n(\omega) &= I_B [1 - \exp\{-\tau_n(x)\}] \\ \tau_n(x) &= \int_{R_0-a}^{R_0+a} \alpha_n(\omega) dx \end{aligned} \quad (18)$$

ただし、 $I_B = (\omega^2/8\pi^2 c^2) k_B T_e$ は黒体放射強度、 τ_n は光学的厚さと呼ばれている[1,2]。放射波を受信するアンテナの実効面積は c^2/ω^2 に比例するため、 $\tau_n \gg 1$ の場合、受信パワーは $k_B T_e \Delta\omega$ に等しくなる。 $\Delta\omega$ は受信機のパンド幅である。

2.2.3 散乱の過程

電磁波をプラズマ中に入射するとその電界により電子が

励振され電磁波を再放射する．その過程をトムソン散乱と呼ぶ．散乱波スペクトルは電子の速度によりドップラーシフトを受けるため，スペクトルの幅を測定することにより温度の情報を得ることができる．

入射波 ($\mathbf{k}_i, \omega_i$) の波数ベクトルの方向と θ_s の角度をなす方向に単位立体角，単位周波数あたりに散乱される電力は

$$P_s(\mathbf{k}_s, \omega_s) = p_i n_e V_s \sigma_T S(\mathbf{k}, \omega) \quad (19)$$

となる[3]．ただし， $\omega = \omega_s - \omega_i$ ， $\mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i$ の関係がある．それぞれ，エネルギー保存則，および運動量保存則に対応しており，後者の関係をブラッグの条件と呼んでいる．また， p_i は入射波の電力密度， V_s は散乱体積， σ_T はトムソン散乱の断面積である． $S(\mathbf{k}, \omega)$ は電子密度揺動のスペクトル密度で，電子およびイオンが Maxwell 分布をしているとき

$$S(\mathbf{k}, \omega) \cong \frac{\sqrt{2\pi}}{v_{te}} \Gamma_\alpha(x) + \frac{\sqrt{2\pi}}{v_{ti}} Z\left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2}\right) \Gamma_\beta(y) \quad (20)$$

で近似される[4]． $v_{te} = (k_B T_e / m_e)^{1/2}$ ， $v_{ti} = (k_B T_i / m_i)^{1/2}$ は，それぞれ電子およびイオンの熱速度， Z はイオンの荷電数，

$$\begin{aligned} \Gamma_\alpha(x) &= e^{-x^2} \left[(1 + \alpha^2 - \alpha^2 \phi(x))^2 + \pi \alpha^4 x^2 e^{-2x^2} \right]^{-1} \\ \phi(x) &= 2xe^{-x^2} \int_0^x e^{t^2} dt \\ x &= \omega / \sqrt{2} k v_{te}, \quad y = \omega / \sqrt{2} k v_{ti} \\ \alpha &= (k \lambda_{De})^{-1}, \quad \beta = (Z T_e / T_i) (\alpha^2 / (1 + \alpha^2)) \end{aligned} \quad (21)$$

である． $\alpha \ll 1$ のとき (20) 式右辺第 2 項が省略できる．このとき $\lambda_{De} \gg 1/k \sim \lambda$ であり，電子密度揺動の波長がデバイ長より小であるため電子は個々独立に散乱に寄与することになる．

$\alpha > 1$ の条件のとき電子のデバイ長より大きなスケールの揺動を対象とするため，電子とイオンが一体となった集団的な運動を観測することになる．この領域をコレクティブ散乱と呼んでおり，イオンの熱的揺動の測定や，プラズマ波動に起因する密度揺動の測定に利用されている．このとき，

$$S(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\mathbf{k}, \omega) d\omega = n_e V_s \left\langle \left| \frac{\tilde{n}_k}{n_e} \right|^2 \right\rangle \quad (22)$$

となる．ただし， $\tilde{n}_k$ は密度 n_e の揺らぎのうちで，波数 k を持つ成分の振幅である．

散乱法では，散乱角 θ_s を固定することにより，一定の波数に対する密度揺動の周波数スペクトルが求まり，それを種々の散乱角で測定することにより，波数スペクトルが得られる．また，

$$\langle |\tilde{n}_e(r, t)|^2 \rangle = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 n_e \int S(\mathbf{k}, \omega) d\mathbf{k} d\omega \quad (23)$$

の関係により密度揺動レベルの値も決定できる．

熱的揺動からの散乱の場合 $S(\mathbf{k}) \sim 1$ であることがよく知

られているが，非熱的揺動に対しては $S(\mathbf{k}) \gg 1$ となることがわかる．例えば，(22) 式において， $\tilde{n}_k / n_e = 10^{-2} - 10^{-3}$ ， $n_e \approx 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ， $V_s \approx 10^{-5} \text{ m}^3$ とすると， $S(\mathbf{k}) = 10^8 - 10^9$ となる．したがって前者では， S/N 向上のため大出力パルス光源が必要であるのに対し，後者では低出力の連続光源を用いて測定することができる．測定の波数分解 Δk は，入射波の発散角 $\Delta \theta_s \approx 2/k_i w$ ($2w$ は散乱中心における入射ビームの幅：強度 $1/e^2$ の点の直径) で決定され， $\Delta k \approx 2/w$ となる．また，入射ビームに沿った空間分解 ΔL は，ビーム幅と散乱角で決定され， $\Delta L \approx 4w / \sin \theta_s$ で与えられる．

2.3 電磁波計測法の原理

図 1 に示した電磁波とプラズマの相互作用を利用した代表的な計測法について，それぞれの手法およびシステムを記述する．

2.3.1 干渉／偏光法

干渉計測は，電磁波の屈折率がプラズマの電子密度に依存することを利用し，電磁波のプラズマ中伝搬と真空中伝搬の間の位相変化量を測定することによって，電子密度を測定する計測法である．

入射波は磁場と垂直方向に伝搬させることが多く，屈折率は (15) - (16) 式で与えられるが，異常波では，電子密度と磁場の関数となり解析が複雑になるため，一般的には正常波が多用される．ただし， $\omega \gg \omega_{pe}, \omega_{ce}$ を満足する場合には，異常波と正常波の屈折率は近似的に等しくなる．図 2 は最も単純なホモダイン干渉計のシステム構成図である．

プラズマ断面の中心から距離 x だけ離れ， y 軸に平行に正常波を入射させる．真空中の伝搬に比べてプラズマ中を伝搬したことによる位相差 $\phi(x)$ は次式から求められる．

$$\phi(x) = \int_{Y_1}^{Y_2} (k_0 - k_p) dy = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{Y_1}^{Y_2} (1 - N) dy \quad (24)$$

ただし， $k_0 = 2\pi/\lambda$ および k_p はそれぞれ真空中およびプラズマ中の波数である． $n_e \ll n_c$ (n_c はカットオフ密度) の時， $\phi(x)$ は次式のようにになる ($r > x$)．

$$\phi(x) = \frac{\pi}{\lambda n_c} \int_{Y_1}^{Y_2} n_e(r) dy \approx \frac{2\pi}{\lambda n_c} \int_x^a n_e(r) (r^2 - x^2)^{-1/2} r dr \quad (25)$$

したがって，干渉計を構築しプラズマの有無による干渉位

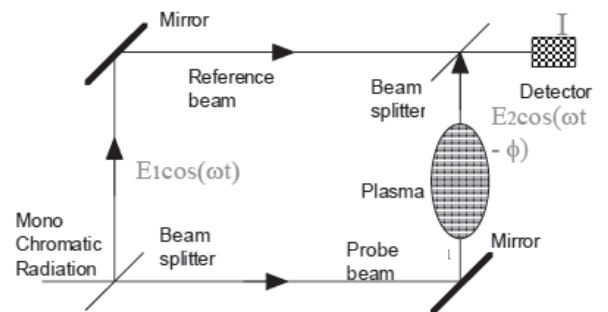


図 2 干渉計の基本構成。

相の変化量を測定することによって電子密度を求めることができる。この計測システムでは、プラズマを透過したプローブ光（マイクロ波あるいはレーザー光）とプラズマに入射する前に分岐しておいた参照光をビームスプリッターにおいて合成し、検出器で二乗検波したのち積分することにより、

$$I \propto [E_1 \cos \omega t + E_2 \cos(\omega t - \phi)]^2 = E_1^2/2 + E_2^2/2 + E_1 E_2 \cos \phi \quad (26)$$

が得られ、プラズマの密度変化に対応する位相変化 ϕ を計測することができる。

この検出法には次の二つの問題点がある。一つは計測信号が入射光の強度 ($E_1 E_2$) 変化の影響を受けることである。強度変化は、入射光源自身の出力変化とプラズマによる屈折効果によって生じる。もう一つは、 $\cos \phi$ からは干渉位相の増減を判断することが困難なことである。これらの問題点を解決する手法としてヘテロダイン検出法がある。図3(a)にそのシステム構成図を示す。この検出法では、周波数のわずかに異なる（ビート周波数 $\Delta\omega$ ）二本の光源を用いる。プラズマを透過する前と後のプローブ光 (ω_2) と参照光 (ω_1) との干渉信号を検出器 (S_r, S_s) を用いて計測する。

それぞれの検出器の出力は、図3(b)に示すようにビート周波数を持つ $\cos$ 波となる。二つの信号のゼロ点間の時間差 (Δt) は干渉位相差 (ϕ) に比例することになる。この位相差は位相検出器を用いて計測することが可能である。

物理量が回転対称を持つ場合、観測された線積分値はアーベル変換によって空間分布に変換できることはよく知られている。多チャンネル干渉計を用いて測定されたプラズマによる位相差分布を $\phi(x)$ とすると、プラズマの軸対称性が仮定できる場合には、(25)式より電子密度分布 $n_e(r)$ は次式から求めることができる。

$$n_e(r) = -\frac{\lambda n_c}{\pi^2} \int_r^a \frac{d\phi}{dx} \frac{1}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx \quad (27)$$

干渉計に使用する光源の波長を選択する場合、いくつかの条件を考慮する必要がある。主なものとしては、計測対象とするプラズマからの条件（カットオフ効果、屈折効果）、実験装置からの条件（測定ポートの大きさ、機械的振動の大きさ）、および計測装置からの条件（レーザー光源、検出器、光学部品）である。ここでは、計測対象とするプラズマから必然的に決まるものについて述べる。

標準的な磁場閉じ込め装置で生成されるプラズマを測定対象と考える。プラズマの電子密度分布を測定するためには、測定コードの多チャンネル化が必要となる。この時プラズマの凹レンズ効果を考慮する必要がある。プラズマは誘電媒質であるため、電子密度勾配によってプラズマ中心から外れたところを通過するレーザー光は屈折し、ある振れ角以上になると測定が困難となる。今、電子密度としてパラボラ分布 $n_e(r) = n_0[1 - (r/a)^2]$ を仮定するとプラズマによる最大の振れ角は次式で与えられる[5]。

$$\delta = \sin^{-1} \frac{n_0}{n_c} \quad (28)$$

$$\frac{n_0}{n_c} = \frac{e^2}{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_e} n_0 \lambda^2$$

一方、最大の振れ角を受ける場所は、 $n_0/n_c \ll 1$ の場合には $r = 0.7a$ の地点となる。揺れ角度が大きくなると、透過光観測用窓からレーザービームが外れたり、隣接するチャンネル間の混信が生じて測定が困難となる。このことから多チャンネル干渉計に使用するレーザー光の波長の上限は、

$$\lambda \cong 1.16 \times 10^{10} (Z_0 n_0^2)^{-1/3} \quad (29)$$

で与えられる。一方、干渉計による計測では、(25)式より、位相変化量は波長に比例することになる。したがって、波長が短くなると位相変化量が小さくなり、十分な計測精度が得られなくなる。この二つの条件から、現在の核融合実験装置では、10~200 μm が最適波長となる。実際にLHD、KSTAR装置等では波長 118.8 μm の CH_3OH レーザーが用いられている。

これまで紹介した干渉計測では、磁場に垂直方向に伝搬する電磁波を考えたが、一般に閉じ込め装置での磁場は三次元の磁場成分から構成されている。したがって、レーザー光の伝搬方向に沿った磁場成分を持つことになる。今、磁場中に閉じ込められたプラズマ中を磁場方向に進む直線偏波した光を考えると、その偏波面は回転するようになる。これはファラデー効果とよばれ、その回転角の大きさは電子密度と磁場成分の積に比例する。したがって、電子密度の情報が得られている場合には磁場強度の情報が、逆に磁場の情報が得られている場合には電子密度の情報が得られることになる。

今、完全電離したプラズマ中を磁場 B の方向へ伝搬する直線偏波した波を考える。2.2節で記述したように、直線偏

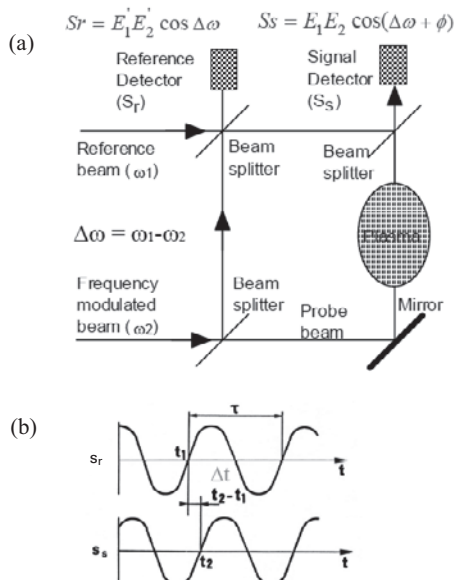


図3 ヘテロダイン干渉計の構成。

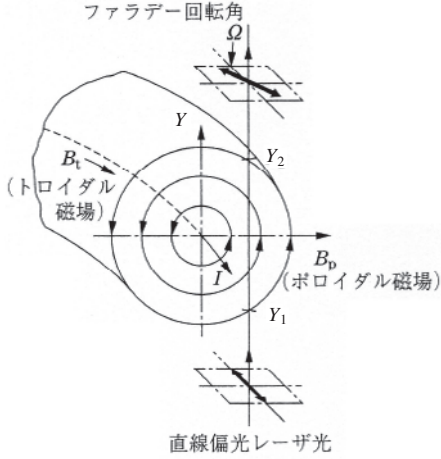


図4 レーザー偏光計測の概念図。

波は右回りと左回りの円偏波に分解され、各々の偏波に対する屈折率 (\$N_r, N_l\$) は(11)式で与えられる。

さて、実際の装置に適用して回転角の大きさについて調べてみる。図4に示すようにトカマクプラズマ中を電磁波がトロイダル磁場 \$B_t\$ に対して垂直方向に伝搬する場合、偏波面の回転角 \$\Omega\$ の大きさは、

$$\Omega = \frac{\pi}{\lambda} \int_{Y_1}^{Y_2} (N_r - N_l) dy = 2.62 \times 10^{-13} \lambda^2 \int_{Y_1}^{Y_2} n_e B_p / dy \quad (30)$$

与えられる。回転角は、電磁波の伝搬経路に沿った電子密度とポロイダル磁場の電磁波の伝搬方向成分 (\$B_p\$) との積の積分値に比例していることになり、干渉計測による電子密度分布の同時計測によって磁場分布の測定も可能となる[6]。トカマク装置では、ポロイダル磁場分布の測定から電流分布の評価が可能となり、その情報を基に電流分布の制御や MHD 不安定性等の研究が行われている。

偏光計は、プラズマの内部磁場の測定のために開発された計測法であるが、磁場分布の情報がわかっている場合には、回転角度を測定することによって電子密度の情報が得られる。この計測法については、2.4.1節においても述べる。

2.3.2 反射法

実験室プラズマ測定に最も一般的に用いられている周波数掃引反射計 (FMリフレクトメータ) を例にとって、その測定原理を記述する。反射計の基本構成を図5に示す。

空間的に電子密度が変化しているプラズマ中に周波数 \$\omega\$ の電磁波が入射される場合を考える。磁場に垂直に伝搬する電磁波に対する屈折率は、その電界ベクトルが磁場に平行な O モード、および垂直な X モードに対し、それぞれ、(15) - (16) 式で与えられるが、\$N_0\$ および \$N_X\$ が 0 となる \$r = r_c\$ で電磁波は反射される。\$r = a\$ (\$a\$ はプラズマの半径) で入射した波が \$r = r_c\$ で反射され再び \$a\$ に戻ってくるまでに受ける位相変化量 \$\phi\$ は、WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) 近似を適用すると次式となる。

$$\phi(f) = 2k_0 \int_{r_c}^a N_{O,X} dr - \frac{\pi}{2} \quad (31)$$

まず、O モード伝搬における密度分布再構成を考える。真空窓 (位置 \$r_w\$) から反射点 (位置 \$r_p\$) までの群遅延 (あるいは位相遅れ) は次式となる。

$$\tau(\omega) = \frac{2}{c} \int_{r_w}^{r_p} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^{-1/2} dr \quad (32)$$

(32) 式よりアーベル変換を利用して、各周波数におけるカットオフまでの距離が、

$$r(\omega_{pe}) = \frac{c}{\pi} \int_0^{\omega_{pe}} \frac{\tau(\omega)}{(\omega_{pe}^2 - \omega^2)^{1/2}} d\omega \quad (33)$$

で求められる。したがって、入射周波数を掃引することにより、密度分布が得られる。

X モードの場合は、O モードの場合のように解析的に解くことはできないため、逐次法を利用する。すなわち、プラズマエッジから \$n\$ 番目のカットオフ周波数 \$f_n\$ のところまで密度分布が既知であるとする、\$f_n\$ の周波数における位相は、

$$\phi_p(f_n) = 4\pi \frac{f_n}{c} \int_a^{r_c(f_n)} N_X(r, f_n) dr \quad (34)$$

と書ける。周波数 \$f_{n+1}\$ では、

$$\phi_p(f_{n+1}) = 4\pi \frac{f_{n+1}}{c} \left[\int_a^{r_c(f_n)} N_X(r, f_{n+1}) dr + \frac{1}{2} \Delta r N_X(r_n, f_{n+1}) \right] \quad (35)$$

となる。ただし、\$\Delta r\$ は \$n\$ 番目と \$n+1\$ 番目の周波数に対するカットオフ層間の距離であり、

$$\Delta r = \frac{2}{N_X(r, f_{n+1})} \left[\frac{c}{4\pi f_{n+1}} \phi_p(f_{n+1}) - \int_a^{r_c(f_n)} N_X(r, f_{n+1}) dr \right] \quad (36)$$

として求めることができる。これをプラズマエッジから逐次計算することにより密度分布を得ることができる[7]。

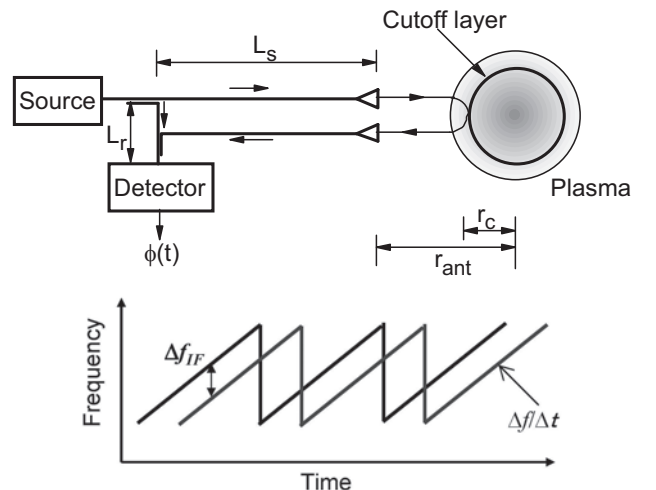


図5 周波数掃引型反射計の基本構成と掃引波形。

反射計測定では、正常波のカットオフあるいは異常波の右回りカットオフを用いることが多い。磁場閉じ込め装置では、それぞれ90 GHz以下および60–140 GHzのミリ波帯に分布していることがわかる。システムとしては、周波数掃引反射計、振幅変調（二波長）反射計、パルス（短パルス、超短パルス）反射計が考案されているが、周波数掃引反射計が最も多く適用され、実績も多い。

密度分布導出を目的とした周波数掃引（FM-CW）反射計において、反射波と参照波間の干渉によるビート信号の周波数は次式で与えられる（図5）。

$$f_{\text{IF}} = \tau(\omega)(\Delta f/\Delta t)$$

$$\tau(\omega) = \frac{2}{c} \int_{r_{\text{ant}}}^{r_c} \left(1 - \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega^2}\right)^{-1/2} dr + \frac{L_s - L_r}{c} = \tau_p(\omega) - \tau_w(\omega) \quad (37)$$

ただし、 τ は反射波と参照波の間の遅れ時間、 $\Delta f/\Delta t$ は周波数掃引率である。一例として、 $\tau = 5 \text{ ns}$ とすると、 $\Delta f/\Delta t = 10^{12} \sim 10^{15} \text{ Hz/s}$ に対し $f_{\text{IF}} = 200 \text{ kHz} \sim 200 \text{ MHz}$ となる。導波管やケーブルなど伝送線路での反射波、さらに真空窓や真空容器壁での反射波は異なるビート周波数をもつ成分となり信号処理回路に入力される。したがって、入射波と反射波の分離を良くし、これらスプリアスな反射を抑制するため、送信、受信ホーンを別々に設けることが多い。スプリアス反射を減少させることは装置の工夫である程度は可能であり、信号周波数を予測すれば異なるビート周波数を分離することができるが、プラズマ中に低周波揺動成分が存在しているとき、特にその周波数がビート周波数領域に広がっている場合は、信号をマスクするようになり密度分布の再構成が困難となる。その解決策として、i) 周波数掃引速度をプラズマ揺動の時間スケールより速くする、ii) 信号解析法を工夫・改良する、iii) 揺動の影響を受けにくい方式を採用するなどが考えられてきた。

反射計による揺動測定は空間分解が非常に良いという特徴を有しており、特に周辺プラズマ領域の不安定波動の測定に利用されてきた。発振周波数を ω_0 とし、プラズマの有無による位相変化を ϕ とすると、反射波信号および参照波信号はそれぞれ、

$$E_r = A \cos(\omega_0 t + \phi) \text{ および } E_l = B \cos \omega_0 t \quad (38)$$

と書けるので、 ϕ を非摂動成分と摂動成分の和 $\phi_0 + \delta\phi$ で表わすと、ミキサの中間周波数（IF）出力は、

$$V_0 = AB \cos(\phi_0 + \delta\phi) = AB(\cos \phi_0 + \delta\phi \sin \phi_0) \quad (39)$$

となる。ただし、振幅変調の効果は無視している。右辺第一項は密度分布に依存する量であり、周波数を掃引しない場合時間的にゆっくり変動する量となる。したがって高周波信号出力は(39)式右辺第二項のみとなり、振幅が ϕ の摂動成分すなわちプラズマの揺動成分に比例することになる。

反射波信号の摂動成分とプラズマ揺動との関係は、ミラー反射モデル（一次元モデル）で近似できる場合、以下のように導出することができる。

正常波（O）モード伝搬では、密度揺動 δn_e は密度の特性長 $L_n = n_e/(dn_e/dr)$ を用いて次式で表すことができる。

$$\delta n_e/n_e \approx \delta r/L_n \quad (40)$$

位相の摂動成分は、入射波の波数を k_0 とし往復光路を考慮すると $\delta\phi = 2k_0\delta r$ となり、結局次式が得られる。

$$\delta\phi \approx 2k_0 L_n (\delta n_e/n_e) \quad (41)$$

X モードに対しては、例えば、(16)式から得られる右回りカットオフの条件を用いる。揺動により反射点の位置が最初的位置 x から x' に変化したとすると、

$$\omega^2 - (e/m_e c)[B(x') + \delta B]\omega - (4\pi e^2/m_e)[n_e(x') + \delta n_e] = 0 \quad (42)$$

で表され、密度揺動とともに磁場揺動の影響も受けることになる。 x' における磁場 $B(x')$ および密度 $n_e(x')$ を、それぞれ $\delta x = x - x'$ のまわりで展開し、 δx について解くと、結局 X モードの場合の位相摂動成分は

$$\delta\phi \approx 2k_0 \delta x = \frac{2k_0 [\delta n_e/n_e + (\omega_{ce}\omega/\omega_{pe}^2)\delta B/B]}{[1/L_n + \omega_{ce}\omega/\omega_{pe}^2]/L_B} \quad (43)$$

で与えられる[8]。ただし、 L_B は磁場の特性長である。なお、一次元モデルが成り立つためには不安定波動の波長が入射波のビーム幅および密度の特性長より十分長いことが必要となる。

揺動スペクトルの空間分解測定のためには、周波数固定の発振器を多数個重畳することが考えられるが、周波数掃引反射計においても、発振周波数を階段状に掃引（周波数ホッピング[9,10]）することによりプラズマ中の測定位置を変更することができる。

2.3.3 電子サイクロトロン放射法

電子サイクロトロン放射（ECE）の強度は

$$I_n(\omega) \cong I_{B0} \frac{1 - e^{-\tau_n}}{1 - \rho e^{-\tau_n}} \quad (44)$$

で与えられる[1]。ただし、 I_{B0} は黒体放射強度、 τ_n は光学的厚さ、 ρ は真空容器壁の実効的反射係数である。したがって、 $\tau_n \gg 1 - \rho$ の条件に選ぶと $I_n(\omega) \cong I_{B0}$ となる。 $1 > \tau_n \gg 1 - \rho$ の領域では、壁での反射を繰り返すことにより吸収が大きくなり黒体放射のように振る舞う。一方、 $1 - \rho \gg \tau$ のときは光学的に薄く、 $I_n(\omega) \cong I_{B0}\tau_n/(1 - \rho)$ となる。

図6に示すような座標系をもつトカマクプラズマからのサイクロトロン放射について考える。簡単のため、プラズマは光学的に厚いとする。トラス型装置の場合、閉じ込め磁場がプラズマの断面にわたって変化している。したがってECEは $\omega = n\omega_{ce}$ に対応する $x = x(\omega)$ を中心に幅

$$\Delta x_n = \Delta\omega_n [d(n\omega_{ce})/dx]^{-1} \quad (45)$$

で共鳴的に現れるので、パワーはそこでの局所温度に比例する。光学的厚さが1より大きい時は、ECEは $r(\omega)$ のみ発生し、他の場所で吸収されることなくプラズマの外へ

出てくる．したがって受信周波数の帯域幅を適当に選択することにより空間分解の良い測定が可能となる．例えばトカマク装置の場合，閉じ込め磁場は

$$B_t = B_0 \frac{R}{R+x} \quad (46)$$

で与えられる．ただし， R は大半径， r は小半径の中心からの位置， B_0 は中心での磁場強度である．受信機の帯域幅 $\Delta\omega$ と空間分解 Δr の間には

$$\Delta\omega = -\frac{\omega_{ce}R}{(R+x)^2}\Delta r \quad (47)$$

の関係が成り立つ．例えば， $R=1$ m, $B_0=3$ T のとき，帯域幅 500 MHz に対して空間分解 ~ 1 cm が得られる．放射周波数は，大型装置で期待される閉じ込め磁場 $B=3-5$ T を考えると， $\omega_{ce}/2\pi=85-140$ GHz となり，基本波および第 2 高調波 ($n=1, 2$) がミリ波領域になる．前述のように $1 > \tau_n \gg 1 - \rho$ のときには実効的に黒体放射のように振る舞い，受信パワーが電子温度に対応するようになるが，壁での反射を経ているため，ポロイダル断面内の $\omega = n\omega_{ce}$ に対応するすべての領域からの放射が受信機に入ってくる可能性があり，全体の平均値を見ることがになる．局所温度を議論するためには， $\tau_n \gg 1$ となることが望ましい．実際には基本周波数の正常波モードおよび第二高調波の異常波モードが $\tau_n \gg 1$ となる場合が多く，電子温度の評価に利用されている．放射の分光測定法としては，主として，ヘテロダイン法，フーリエ分光法が用いられている．

2.3.4 トムソン散乱法

前述した散乱の素過程では，散乱パラメータ $\alpha \ll 1$ の条

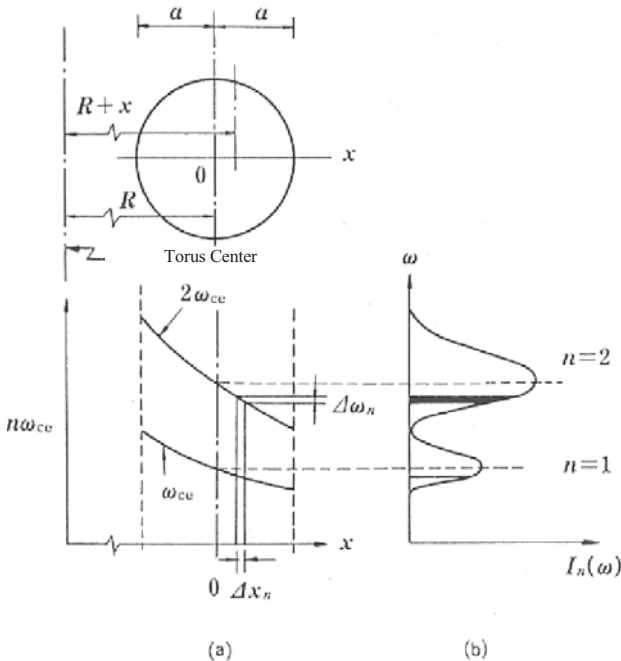


図6 トカマクプラズマからの電子サイクロトロン放射．(a) サイクロトロン周波数の変化，(b) サイクロトロン放射スペクトルの例．

件では，個々の電子の運動を反映するため，散乱測定により電子温度が得られることを記述した．密度 $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ，電子温度 5 keV のプラズマを考えたとき， $\lambda_{pe} = 7 \times 10^{-7} \text{ m}$ のため $k = 2k_i \sin(\theta_s/2) \gg 1.4 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ すなわち， $\lambda_i \ll 6.3 \times 10^{-6} \text{ m}$ ($\theta_s = 90^\circ$) となる．また， $S(k) \sim 1$ により散乱パワーが非常に小さいことから，入射光源として大出力ルビーレーザー（波長 694.3 nm），Nd ガラスレーザー（1.06 μm ）およびその高調波などが使用されている．

受光系はポリクロメータ（回折格子，プリズム，干渉フィルター）と検出器（光電子増倍管，MCP，CCD カメラ）を組み合わせたものが用いられている．

トムソン散乱法による電子温度測定は確立された手法として，ほとんどの磁場核融合実験装置に適用されている．時間変化の測定については，大出力多パルスレーザーに依存するが，プラズマの維持時間が長い場合（10 秒以上），出力 2-3 J，繰り返し 1 Hz の Q スイッチルビーレーザーが適用できる．さらに時間変化の詳細を得るために，繰り返し 100 Hz，出力約 1 J で発振する Nd:YAG レーザーあるいは HgBr エキシマレーザー等が用いられている．

一方，空間分布を詳細に測定するために TV トムソン散乱システム（TVTS）が開発されている．すなわち，入射レーザービームに沿って各点からの 90° 散乱波を広角レンズを用い縦列の光パイプ郡に集光し，それぞれ分光する．位置を垂直軸，波長を水平軸として CCD カメラ等で撮像することにより 1 ショットで電子温度および密度の空間分布を得るものである．

プラズマ閉じ込め装置が大型化し，特に核融合点火のレベルに達したとき，このトムソン散乱測定装置の設置にも i) 測定用ポートの大きさ，数ともに制限される，ii) プラズマ装置周辺にある光学系および計測器のすべてが遠隔操作可能であること，等制約が課せられる．この時複雑な光学系，高度な技術を駆使して設計製作された TVTS の使用も困難になってくる．この制約を満たし，しかも大型装置であることを逆に利用したのが LIDAR（Light Detection and Ranging）あるいは飛行時間型トムソン散乱法である．LIDAR の名はレーザー光を用いるため付けられているもので，マイクロ波領域の電波を用いて目標物の距離と方位を知るレーダー（Radio Detection and Ranging）と区別しレーザーレーダーと呼ぶこともできる．この手法をトムソン散乱測定に適用すると，レーザー光を入射し 180° 後方散乱波を受光するとき，散乱中心の位置より検出器までの距離の違いにより到達時刻が異なるため，散乱波スペクトルの時間変化から電子温度の空間分布が得られることになる．検知することができる距離差の最小値，すなわち測定

$$\Delta x = c(t_L + t_D)/2 \quad (48)$$

で与えられる [11]．ただし， t_L はレーザーのパルス幅， t_D は検出器および信号処理部を含めた応答時間である．例えば，10 cm の空間分解を得るためには 600 ps が必要である．

本方法の実用化は，短パルスレーザーの開発と光検出器さらにデータ収集系的高速化に基づいている．光源として

は、レーザーレーダーの分野でも用いられてきたルビー、Nd:YAG, Nd:ガラスレーザー、および沃素レーザーが高出力パルス動作可能であり主流となっている。一方、光検出器としてマイクロチャンネルプレートの高速応答性を利用した光電子増倍管 (MCP-PMT) があり、二枚重ね MCP 使用で立ち上がり時間 200–300 ps と、通常の分割形ダイノードを用いたホトマルに比べて約一桁応答が速い。

一方、コレクティブ散乱は、密度揺動の最も信頼できる測定法として多くの磁場閉じ込め装置に適用されてきた。特にミリ波～遠赤外レーザー領域では、入射光源の高性能化およびサブミリ波帯におけるショットキーバリアダイオードの信頼度向上により、ヘテロダイン受信方式の採用、多チャンネル散乱角の同時測定が可能となり、波動の伝搬方向、ショット毎の k - ω スペクトルの導出などにより、微視的不安定性と閉じ込めに関する研究が大きく進展するようになった。

イオン温度測定のための熱揺動による散乱は、入射波として正常波モードを用いる場合は、干渉計と同じく赤外／遠赤外線レーザーが必要で、 $\alpha > 1$ の条件のための小角度散乱の制限、レーザー出力／パルス幅等が課題となり、小型トカマク TCA での測定例はあるが[12]、大型装置では未だ実績はない。

最近成果を上げているのが、右回り／左回り異常波モード間の通過帯域を利用するもので、60-140 GHz のミリ波ジャイロトロンが光源として使用されている。赤外／遠赤外線と比較して k_i が小さいため、散乱角に対する自由度が大きい。JET における散乱システム[13]は、ヘテロダイン受信方式で、光源にはジャイロトロン (140 GHz, 400 kW, パルス幅 0.5 sec, ただし、200 Hz で変調)、局部発振器には Gunn 発振器 (140 GHz, 1 mW)、伝送線路には直径 31.75 mm のコルゲート導波管が、それぞれ用いられている。実験では高速イオンの速度分布が観測されており、核反応アルファ粒子の計測につながるものである。最近では、TEXTOR[14]および LHD[15]においても計測が進められ、高速イオンの測定で実績が上がっている。

2.4 電磁波計測法の実例—最近のトピックスについて

2.4.1 干渉／偏光計測

干渉法の測定原理では、プラズマによる干渉位相の変化について述べた。しかし、実際に干渉計を構築して干渉計測を行ってみると、プラズマ以外の成分による位相の変化を計測することになる。これを式で表すと、次のようになる。

$$\Delta\phi = 2.82 \times 10^{-15} \lambda \int_{Y_1}^{Y_2} n_e(r) dy + \frac{3.9 \times 10^{-29}}{\lambda} \int_{Y_1}^{Y_2} n_n(r) dy + \frac{2\pi\Delta L}{\lambda} \quad (49)$$

最初の項はプラズマによる位相変化であり、第2項、第3項はそれぞれ中性粒子密度と機械的な振動による干渉光

路長の変化によるものである。通常の高温プラズマの計測では第2項は無視できることから、第3項の機械的振動の影響を取り除く必要がある。そのために、通常二つの対策が行なわれている。一つは干渉計全体を一つの除振架台の上に設置し、外部からの機械振動を遮断するものである。もう一つは、二波長干渉計を構築し、それぞれの波長の干渉計測からプラズマによる位相変化量を求めるものである。

二波長干渉計のシステム構成図を図7に示す。これはマイケルソン型干渉光学系である。波長の異なる2本のレーザー光 (ω_1, ω_2) をダイクロイックミラー (DM₁) において同軸の1本のレーザービームにする。これをプラズマに入射し、反射ミラー (CCM) で戻されたものを DM₄ を用いて再びそれぞれのレーザー波長成分 (ω_1, ω_2) に分離し、検出器 (D₃, D₄) でヘテロダイン検出する。検出器 D₁, D₂ の参照波信号を用いてそれぞれの波長に対する干渉位相変化、 ϕ_1, ϕ_2 が測定される。

この2つの干渉位相情報から次式を用いてプラズマによる位相変化量が計測される。

$$\phi_p = \frac{\phi_1 - \gamma\phi_2}{1 - \gamma^2}, \quad \gamma = \lambda_2/\lambda_1 \quad (50)$$

図7の右に示したものは、イギリスにある世界最大のトカマク装置 JET における測定結果である[16]。JET では、波長 195 μm と 119 μm の2種類のレーザーを用いた2波長干渉計測を行っている。図7(a), (b)は、それぞれ 195 μm と 119 μm の干渉位相信号であり、機械的な振動によってプラズマによる位相変化よりも大きな位相変化が観測される。この2つの信号から最終的にプラズマによる位相変化量を求めたものが(c)である。

干渉計は測定精度の高い電子密度計測法であり、ほとんどの磁場閉じ込め装置で用いられている。しかし、一般に干渉計では干渉位相の変化量が 2π を超えることから、何らかの原因、例えば固体ペレットの入射による高密度プラズマの生成等にもなると計測位相にジャンプが発生すると、それ以降の計測が困難となる。特に、長時間放電時の計測では解決しなくてはならない課題である。そこで、近年、信頼性の高い電子密度計測を目的とした複数の先進的電子密度計測法の開発が進められている。ここでは偏光計

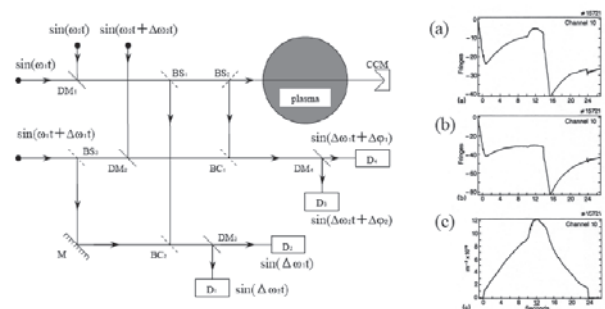


図7 二波長干渉計のシステム構成図。右図は JET トカマク装置における測定結果例[16]。

を用いた電子密度計測について紹介する。

偏光計では、磁場の情報が得られている場合には、その計測から電子密度の情報を得ることができる。具体例として、大型ヘリカル装置 (LHD) で行われた CO_2 レーザ偏光計[17]を紹介する。ヘリカル型磁場閉じ込め装置では、プラズマを真空容器外部に設置した磁場コイルを用いてプラズマを閉じ込めている。そのため、プラズマ中の磁場強度は高ベータプラズマの場合を除いて計算することができる。LHD では波長 $10.6 \mu\text{m}$ の CO_2 レーザを用いて、主に長時間放電時における干渉計フリンジの飛びによる問題点を解決するために接線入射の偏光計を開発してきた[17]。機械的振動の影響を防止し、測定精度を上げるために、ファラデー回転角のみの計測を行っている。図8は、干渉計と偏光計を用いた測定結果を比較したものである。干渉計測では水素の固体ペレットの入射に伴って干渉位相のジャンプが観測されるのに対して、偏光計では位相のジャンプが観測されず信頼性の高い測定が可能となっている。偏光計では、位相変化量を 2π 以下になるようにレーザ波長を選択することによって、たとえ超高密度の発生によって一瞬計測信号が途絶える場合が生じて、計測信号の復帰と共に信頼性のある密度情報を得ることができる。

2.4.2 反射計測

既存の磁場閉じ込め装置では、周波数掃引反射計 (FM リフレクトメータ) が広く適用されている。反射波と参照波間のビート周波数を密度揺動の周波数と比較し十分に高い領域にするため、また、プラズマの特徴的な変化より早く掃引するため、HTO (Hyperabrupt Varactor-Tuned Oscillator) などの電圧制御発振器 (8-18 GHz) および通倍器 ($\times 4 \sim \times 5$) を用い、高速かつ広帯域の掃引を行っている。実際に掃引速度にともない密度分布再構成の信頼度が向上することも確認されている[18]。信号解析法については、フリンジ波形の零クロスをカウントする初期の手法から、ビート信号の時間・周波数解析を行う、短時間高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transform: FFT), 最大エントロピー法 (Maximum Entropy Method: MEM), ウェーブレット変換[19], およびウィグナー分布[20]などが適用されている。

反射計による密度分布測定の場合、受信機としてホモダイン方式を用いることが多いが、密度揺動測定では、揺動成分による位相変調と振幅変調を分離するため干渉計と同様にヘテロダイン方式が用いられ、中間周波数 (IF) に変換

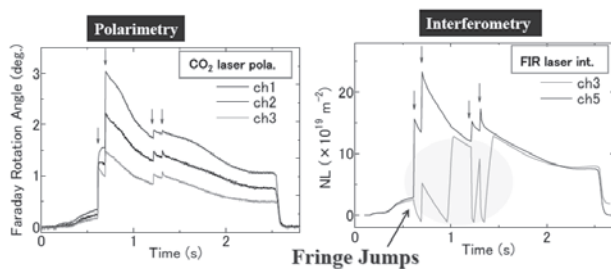


図8 偏光計 (左図) と干渉計 (右図) を用いた電子密度計測の比較[17].

した後位相検出を行う。アップコンバータを使用したヘテロダイン検波方式の例を図9に示す[21]。このシステムでは、IFの安定度が、マイクロ波発振器でなく、IF (図9では f_m) を作り出す高周波発振器で決まるため、高い安定度が得られる。この装置はTore Supraに用いられているシステムで、IF周波数は300 MHz, (37)式で表される周波数掃引に起因する差周波数は、掃引時間 $5 \mu\text{s}$ のとき 50 MHz である。位相検出には、IF周波数で動作するクオドラチャー位相 (I/Q-In-phase/Quadrature-phase) 検出器が用いられている。I/Q検出器の例を図10に示した。sin および cos 二出力の演算により、位相と振幅の両成分を分離導出することができる。

I/Q検出器を用いて位相変化を精度よく求めるためには、ミキサ出力に生じるDC成分 (オフセットと呼ばれる) をキャンセル必要がある。I/Q出力 ($A \sin \phi$, $A \cos \phi$) をそれぞれ直角座標の x 軸, y 軸に入力すると、円軌道 (リサージュ図形) を描くようになるが、円軌道の中心が原点からずれている場合、位相量の導出に誤差をもたらす。

I/Q検出器のオフセットは、ハードおよびソフトの両面でキャンセルする方法が提案されている。ハードを用いたキャンセル法では、局部発振波の経路を分割し、一方の経路に電圧制御による可変アッテネータおよび移相器を挿入し、 180° の位相差が付くようにする。この二つの経路をマイクロ波スイッチ経由でI/Q検出器に接続する。当初のI/Q出力と 180° 位相の異なるI/Q出力が交互に得られるが、

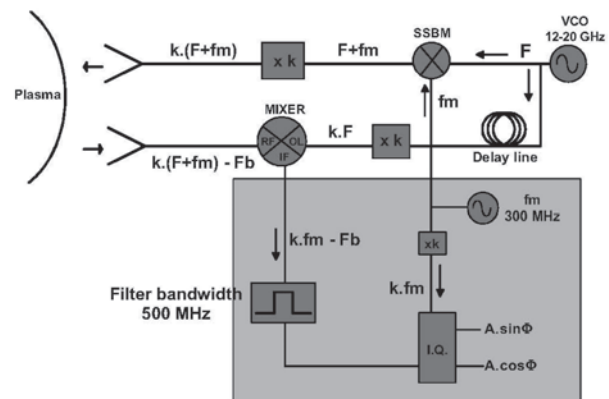


図9 アップコンバータを用いたヘテロダイン方式反射計[21].

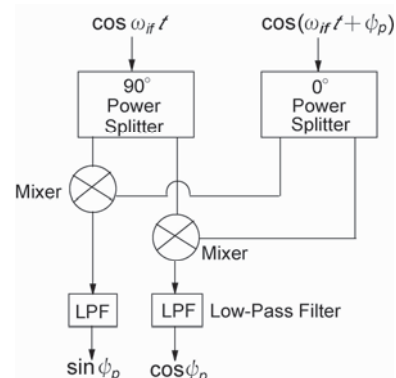


図10 クオドラチャー位相検出器.

両信号を加算することにより、信号成分が残りオフセット成分が精度良くキャンセルされることになる。特性の揃った二台のI/Q検出器を用い、一方に 180° の位相差を付けることも可能である。ソフトを利用したキャンセルでは、反射波が存在する条件で、移相器によりリサージュ図形を描かせることができれば、オフセット（原点のシフト）を求めることができるため、その値を考慮して解析することができる。

密度分布測定反射計として実績があるのが、ASDEX-Uで稼動しているシステムである[22]。光源は、8–18 GHzのHTOに数種類の通倍器を組み合わせ16–108 GHzの広帯域システムとなっている。これにより、低磁場側(LFS) $0.124 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (5-Oモード, 2-Xモード)、高磁場側(HFS)で $0.3\text{--}6.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (4-Oモード)の密度領域がカバーされる。Xモードシステムは、エッジプラズマの密度測定、およびOモードシステムの初期値提供に役立てている。密度分布再構成は、反射波信号に時間・周波数解析を施すことで得られる。動的な周波数校正がHTOの同調端子および駆動回路に存在するすべての遅延時間を考慮することにより行われている。この方式は、ITERプラズマにおける周辺ペダスタル領域を精度良く測定するために重要である。

図11は、Hモードプラズマに対して、高磁場側(HFS)および低磁場側(LFS)反射計により得られた密度分布を、Liビームプローブ法による結果と比較したもので、両者は良く一致している。図のRTは、ニューラルネットワーク解析によりリアルタイムで得られたプロットで、オフラインで得られる平均化分布と良く一致している。 $\rho=1$ のセパトリクス位置における値は若干ずれている($\Delta n_e < 0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$)が、密度分布の傾きもよく一致しており、ITERプラズマの位置情報として制御に利用するために有効であると考えられる。

図12は、リアルタイムで得られた分布から評価されたセパトリクス位置(平均密度の30%の位置)の時間変化で、 $t \approx 2.8 \text{ sec}$ のELM発生以前では磁気セパトリクスの位置と比較して1 cm以内の差であるが、 $t > 2.8 \text{ sec}$ では

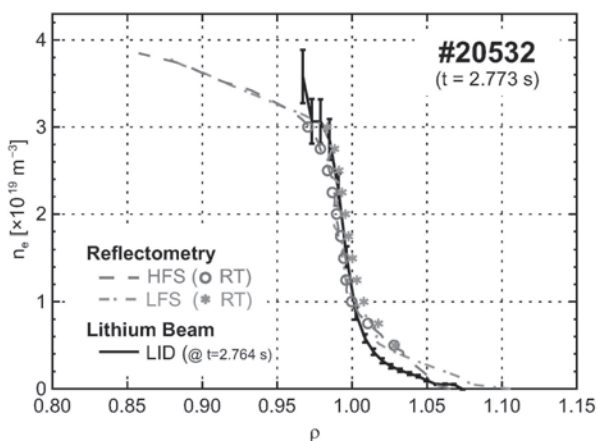


図11 反射計とLiビームプローブにより得られた密度分布の比較：図12の赤矢印の時間に相当[22]。

ELMによるバーストの影響を受けた結果、磁気セパトリクスと比較して、数cmの急激な外側への変位が見てとれる。この領域での補償を行うためカルマンフィルタ[23]を施すことを試み、磁気セパトリクスとよく一致した値が得られている。

反射計密度分布の評価には、OモードおよびXモード両者が重要な役割を果たしていることを記述したが、近年のフラットトップの密度分布を有するプラズマでは、コア領域をOモードシステムで評価するのは困難である。Xモードシステムの場合、カットオフ層にトラス装置での磁場の空間分布の効果が重畳されるため、反射波を観測することができるようになる。

反射計は、前述したように、波数分解は良くないが空間分解に優れているという特長があるため、大型磁場閉じ込め装置の密度揺動(MHD不安定性、低周波揺動、ICRF波動など)測定に幅広く適用されている。揺動測定で得られた結果が正確なものであるためには、ミラー反射の条件として、

$$\delta n/n \ll 1, \quad k \ll k_i (\lambda \gg \lambda_i) \quad (51)$$

を満足する必要がある。揺動の波数が入射波の波数より十分に小さい(揺動の波長が入射波の波長より十分に大きい)ということから、MHD不安定性や最近ではアルペン固有モードへの適用が注目されている。

図13がアルペン固有モードの生成を観測した例で、二系統のXモード反射計で測定したものである[24]。周波数85 GHzは低磁場側から、周波数103 GHzは高磁場側からの測定に対応している。反射波位相揺動のスペクトルより、アルペンモードの時間的振る舞いを観測することができる。

最近注目されている課題に、ポロイダル方向の回転速度の測定があり、手段として使用されているのがドップラー反射計である[25]。反射計測定では、プローブビームを反射面(カットオフ層)に垂直に入射するため、 $k_\perp (k_r, k_\theta) \approx 0$ を中心分布する揺動が測定されるが、入射角を傾ける($\theta_i \neq 0$)ことにより、ブラッグの条件から決定される波数(波長)、すなわち、ポロイダル成分の情報が得られること

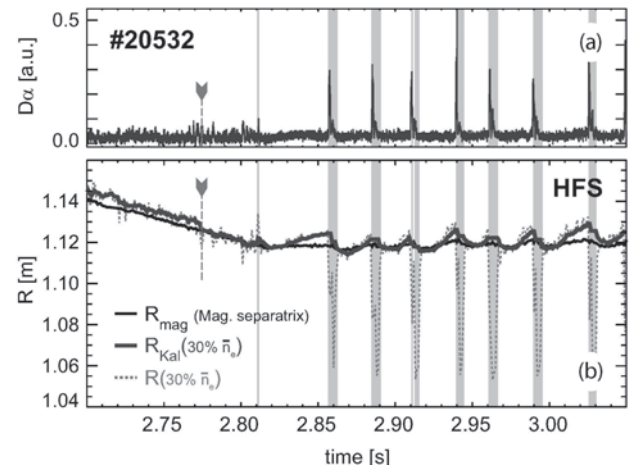


図12 (a)ダイバータ内側における D_α 放射、(b)セパトリック位置の時間変化[22]。

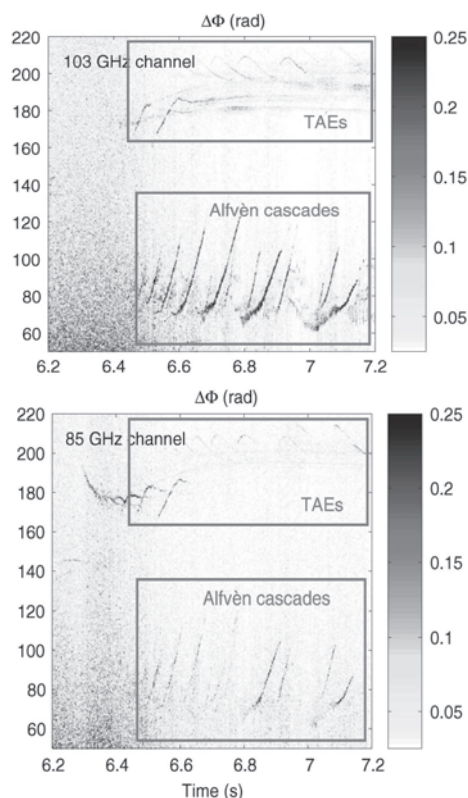


図13 反射計によるアルベン固有モードの観測[24].

になる。これについては、第3章で記述されることになっている。

2.5 まとめ

電磁波を利用したプラズマ計測は今日の核融合プラズマ実験装置において欠くことのできない有用な計測手法となっている。これは、“電磁波計測法の特長であるプラズマに擾乱を与えることなく、幅広いプラズマパラメータ領域の計測が可能である”ことに起因している。この計測法を用いることによって、プラズマの電子温度／密度分布の情報、内部磁場分布の情報、プラズマ回転速度分布の情報、プラズマ揺動分布の情報等が得られ、バルク／高速イオンに関する情報も得られるようになってきている。

しかしながら、核燃焼プラズマの計測を目前とした現在、確立した計測手法であっても新たな課題に向けた開発研究が必要となってきている。干渉計測では、プラズマの大型化、高密度化、長時間化に伴い、より短波長のレーザー光源を用いた信頼性の高い計測手法の開発が進められ

ている。ECE および反射計測では、イメージング手法を使用したプラズマ内部構造の詳細な計測手法の開発が進められているが、高温領域での相対論効果の影響の考慮が重要となってくる。二・三次元電磁界コードによる電磁波伝搬の計算機シミュレーションを併行して進めることが不可欠となっている。

参考文献

- [1] プラズマ・核融合学会編：プラズマ診断の基礎と応用（コロナ社，東京，2006）。
- [2] G.Bekefi, *Radiation Processes in Plasmas* (Wiley, New York, 1966).
- [3] M.A. Heald and C.B. Wharton, *Plasma Diagnostics with Microwaves* (John Wiley & Sons, New York, 1965).
- [4] J. Sheffield, D. Flouara and N.C. Luhmann, Jr., *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation* (Elsevier, 2010).
- [5] D. Veron, *Infrared and Millimeter Waves* ed. K.J. Button (Academic, New York, 1979) Vol. 2, Chap. 2.
- [6] G. Dodel and W. Kunze, *Infrared Phys.* **18**, 773 (1978).
- [7] K.W. Kim *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 466 (1997).
- [8] N. Bretz, *Phys. Fluids B* **4**, 2414 (1992).
- [9] S. Da Graca *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, 1849 (2007).
- [10] T. Tokuzawa, A. Ejiri and K. Kawahata, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 10D906 (2010).
- [11] H. Saltzmann *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **59**, 1451 (1988).
- [12] R. Behn *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2833 (1989).
- [13] H. Bindslev *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3206 (1999).
- [14] S.B. Korsholm *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 10E514 (2006).
- [15] S. Kubo *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 10D535 (2010).
- [16] G. Braithwaite *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **60**, 2825 (1989).
- [17] T. Akiyama *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 2695 (2003).
- [18] T. Tokuzawa, A. Mase, N. Oyama, Y. Kogi, N. Goto, L.G. Bruskin, S. Kubota, A. Itakura and K. Yatsu, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 1068 (1999).
- [19] L.G. Bruskin, A. Mase, T. Tokuzawa, N. Oyama, A. Itakura and T. Tamano, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 425 (1998).
- [20] P.S. Bizarro and A.C. Figueiredo, *Nucl. Fusion* **39**, 697 (1999).
- [21] F. Clairet *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 10D903 (2010).
- [22] J. Santos, L. Guimaraes, M. Manso and ASDEX Upgrade Team, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 10D926 (2010).
- [23] R.E. Kalman, *J. Basic Eng.* **82**, 35 (1960).
- [24] S.E. Hacquin *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, 1371 (2007).
- [25] G.D. Conway and the ASDEX Upgrade Team, *Plasma Phys. Control Fusion* **50**, 085005 (2008).



ま せ あつし
間 瀬 淳

九州大学産学連携センター特命教授（九州大学名誉教授）。最近は、プラズマ計測の研究を通じて得られた経験をもとに産学共同研究に携わり、実用化、製品化を目指した仕事を進めている。核融合プラズマ診断、ミリ波デバイスおよびシステムの開発と応用、マイクロ波生体検知、生体イメージングなどの研究に従事。



かわ はた かず お
川 端 一 男

1976年名古屋大学大学院理学研究科物理学専攻博士課程修了。名古屋大学プラズマ研究所助手を経て、1995年核融合科学研究所教授となる。主としてマイクロ波からレーザー光に至る電磁波を用いたプラズマ計測法の開発を通してトーラス磁場配位におけるプラズマ閉じ込め研究に従事。