



## 3. 先進計測技術・最近の進展

### 3.3 散乱計測

久保 伸, 田中謙治, 西浦正樹

核融合科学研究所

(原稿受付: 2011年5月10日)

本節では散乱計測のうち、コレクティブトムソン散乱 (CTS) を取り上げ、特有な原理、計測手法を概説する。まず、協同散乱と非協同散乱の違いを述べ、協同散乱計測により、いかにイオンの速度分布関数が測定できるかを解説する。さらに、そのために必要なプローブビームや受信回路といった計測システムの概要を解説し、イオンの速度分布関数観測や波動観測といった最近の実験結果を紹介する。

#### Keywords:

gyrotron, collective scattering, thomson scattering, background ECE (electron cyclotron emission)

#### 3.3.1 はじめに

散乱計測とは能動的に入射した波動が媒質によって散乱され、散乱されて生じた波動の周波数や波数スペクトルの変化や強度の分布からその散乱を引き起こした媒質の性質を計測するものである。

すでに、第2章で解説されたように、プラズマの散乱計測は、基本的には、プラズマに入射された電磁波がプラズマ中の電子を振動させ、そのプラズマ中の電子が引き起こす再放射の周波数、波数のスペクトルを観測することで、プラズマ中の電子の密度揺動の情報を得ようとするものである。したがって、電子の密度揺動が電子やイオンの熱的な揺らぎに由来する場合には、それらの速度分布関数、プラズマ中の非熱的なイオンや電子の波動に由来する場合には、その波動の分散関係が計測できることになる。

ここで注意を要するのは、直接散乱を引き起こす媒体はあくまでもプラズマ中の電子ということである。しかしながら、プラズマそのものの定義である準中性条件を満たすように電子群は常にイオンの電荷を遮蔽するように運動するため、波数領域によっては散乱スペクトルがイオンの密度揺動によって支配的に決められる場合があり、この領域のことをコレクティブ (通常、協同または集団と訳される) 運動領域と呼ぶ。逆に、イオンの密度揺動のスペクトルを観測するためには、このような波数領域を選ぶ必要がある。このように、通常は電子温度、密度の標準的な直接測定手法となっている自由電子の散乱スペクトルを求めるトムソン散乱に対して、イオンの温度、密度を測定するために、周波数と波数をコレクティブ運動が主に効く領域に選んで行う計測をコレクティブ (協同) トムソン散乱 (CTS) と呼ぶ。

3.3.2節では、この協同トムソン散乱の測定原理を、協同と非協同の違いに注目して解説し、協同散乱計測によっていかにイオンの速度分布関数が測定できるかを明らかにする。3.3.3節では、この協同トムソン散乱を行うために必要なハードウェアとしての発振源、伝送・アンテナシステムさらに、受信器を最新の動向を含めて解説し、3.3.4節では、最近行われた、協同トムソン散乱の実験結果数例を述べる。なお、協同トムソン散乱計測は、レーザー核融合装置など、高密度プラズマのイオン速度分布関数計測にまず適用され、磁場閉じ込め核融合装置における適用は、発振源であるジャイロトロンの開発に待つところが多かったため、比較的近年になってから急速に発展した事情があるが、本節では、磁場閉じ込め装置における例に限定して解説を行う。

#### 3.3.2 協同トムソン散乱の測定原理

##### (a) 協同と非協同散乱の違い

電磁波の散乱は、電磁波によって振動を誘起された荷電粒子が元の電磁波とは異なった新たな放射を生じる結果と見なすことができる。一般には、荷電粒子が加速度運動する場合にその加速度に比例した放射電界を生じるが、同じ電磁波に対して受ける加速度は質量に反比例するために、イオンの引き起こす放射は無視できて電子の加速度運動による放射のみを考えればよい。したがって、多くの電子が含まれる媒質中を通過する電磁波の散乱は、入射された電磁波によって新たに引き起こされた個々の電子の放射の重ね合わせとして考えることができる [1-3]。個々の電子が引き起こす放射の方向分布は、振動する電子が、拘束された電子であるか自由電子であるかによって、若干の違いは

あるものの、強い方向性を示すことはない。

この個々の電子が速度  $v_e$  を持つ場合、入射電磁波（周波数  $\omega_i$ 、波数  $k_i$ ）と散乱波（周波数  $\omega_s$ 、波数  $k_s$ ）とすると双方の進行方向の速度成分によってドップラー効果を受けるため、散乱波の周波数は入射電磁波の周波数に対して  $-k_i \cdot v_e + k_s \cdot v_e = -(k_i - k_s) \cdot v_e$  の周波数シフトを起こすことになる。つまり、 $\omega_s = \omega_i - (k_i - k_s) \cdot v_e$  の関係が成り立つ。これが、通常、トムソン散乱計測と呼ばれる非協同 (noncollective) 散乱の散乱波周波数スペクトルを観測することにより、媒体の電子群の ( $K = -k_i + k_s$  方向の) 速度分布関数を測定する基本原理である。 $k_i$ 、 $k_s$ 、 $K$  の関係を図 1 に示した。この観測においては、入射波が狭い周波数スペクトルを持つことが重要であるが、コヒーレントであることは必要ではなく、スペクトル強度が電子の密度に比例し、密度の揺動があっても、それは、スペクトル強度の時間的変動として観測されるのみである。これが、incoherent 散乱と呼ばれる理由である。

ここまでに述べた非協同散乱に対して、入射された電磁波がコヒーレントであり、かつ電子の密度に一定の密度揺動が存在する場合には、個々の電子から放射された電磁波が干渉を起し、選択的に強め合う方向が存在することになる [1, 2, 4, 5]。個々には放射に強い方向性をもたないダイポールアンテナを一定の間隔で並べ、隣同士の間隔を変えて給電することで全体として鋭い指向性を持ち、その方向を可変とすることができるアンテナアレイとまったく同じ原理である。

このあたりの事情を理解するために、非協同の場合と同じ図 1 に示すように、空間的に一様で、角周波数  $\omega_i$  と波数  $k_i$  を持つ

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t') = \mathbf{E}_0 \exp[i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega_i t')] \quad (1)$$

の実部で表現される単色電磁波がプラズマに入射される場合を考える。空間  $\mathbf{r}$ 、時間  $t'$  に存在する電子が入射電磁波の振動電場によって振動するために発する放射は、遠方の点  $\mathbf{R}$  ( $|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{r}|$ ) において伝搬時間遅れをもって観測される。この観測点での振動電場は、相対論的な効果を無視すれば、

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{R}, t) = \frac{r_0}{|\mathbf{R}|} [\hat{\mathbf{s}} \times (\hat{\mathbf{s}} \times \mathbf{E})]_r \quad (2)$$

の実部として表現される。放射源から観測点までの伝搬遅れ時間は  $\hat{\mathbf{s}} = \mathbf{R}/|\mathbf{R}|$ 、 $t' = t - |\mathbf{R} - \mathbf{r}|/c \approx t - |\mathbf{R}|/c + \hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{r}/c$  とし、古典電子半径  $r_0 \equiv e^2/(4\pi\epsilon_0 mc^2) = 2.82 \times 10^{-15}$  m の定義を用いた。ここで、電子の密度に振幅  $\tilde{n}_0$ 、波数  $\mathbf{K}$ 、周波数  $\omega$  の揺動、つまり、 $\tilde{n}_0 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$  が存在するならば、散乱体積  $V$  に存在するすべての電子からの放射の重ね合わせは、

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s(\mathbf{R}, t) &= \frac{r_0}{|\mathbf{R}|} \tilde{n}_0 [\hat{\mathbf{s}} \times (\hat{\mathbf{s}} \times \mathbf{E}_0)] \\ &\times \int_V d\mathbf{r} \exp[i(\mathbf{k}_i \pm \mathbf{K}) \cdot \mathbf{r} \\ &- i(\omega_i \pm \omega)(t - |\mathbf{R}|/c + \hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{r}/c)] \quad (3) \end{aligned}$$

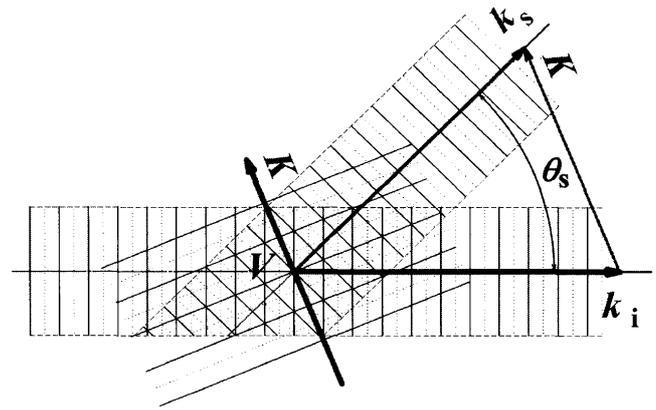


図 1 入射波、電子密度揺動、散乱波の関係とそれらに対応した波数ベクトル  $k_i$ 、 $k_s$ 、 $K$ 。  $\theta_s$  は散乱角を示している。

の実部として表現され、波長に比べて十分大きい散乱領域  $V$  の積分を実行すると

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s(\mathbf{R}, t) &\approx \frac{r_0}{|\mathbf{R}|} \tilde{n}_0 [\hat{\mathbf{s}} \times (\hat{\mathbf{s}} \times \mathbf{E}_0)] \\ &\times \delta(\mathbf{k}_i \pm \mathbf{K} - \mathbf{k}_s) \exp(-i\omega_s(t - |\mathbf{R}|/c)) \quad (4) \end{aligned}$$

の実部に近似される。ここで、 $\mathbf{k}_s \equiv (\omega_s/c)\hat{\mathbf{s}}$ 、 $\omega_s \equiv \omega_i \pm \omega$  とした。言い換えれば、波数

$$\mathbf{k}_s = \frac{\omega_s}{c} \hat{\mathbf{s}} = \mathbf{k}_i \pm \mathbf{K} \quad (5)$$

および、角周波数

$$\omega_s = \omega_i \pm \omega \quad (6)$$

の成分をもつ散乱波のみが干渉した結果、強め合って残ることになる。

ここで注目すべき点は、波数と周波数の関係である。式 (5)、および (6) を満たす散乱波のみが残ることから、散乱波の周波数、波数スペクトル構造を測定することが、散乱体積中の密度揺動の周波数、伝搬方向を含めた波数構造の直接測定につながる。逆に測定対象とする密度揺動の波数、周波数に応じて、入射ビームの周波数、入射、散乱測定ビームのパラメータ、およびそれらの幾何配置の選択が必要になることも意味する。また、協同散乱、特にイオンの速度分布関数があらわになるプラズマのパラメータ領域においては、ここまでの議論では簡単のため省略したプラズマによる、屈折、遮断、共鳴、分散の効果も考慮する必要が生じる。

散乱に関わる電子の密度揺動が、外部から励起された波動や、不安定性に起因する非熱的な揺動である場合には、この非熱的な揺動が持つ振動数と波数が散乱波の周波数と波数スペクトルを決める。

電子の密度揺動  $\tilde{n}_e$  は、イオンの揺動  $\tilde{n}_i$  に起因する場合には、デバイ遮蔽の効果により、

$$\tilde{n}_e = \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \tilde{n}_i \quad (7)$$

なる関数が成り立つ。ここで、 $\alpha$  は、デバイ波長  $\lambda_d$  と散乱

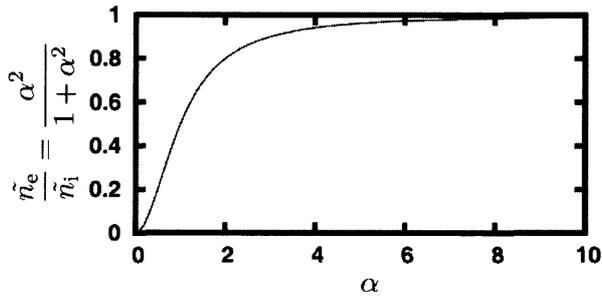


図2 サルピータパラメータ  $\alpha$  に対するイオン密度揺動に起因する電子密度揺動の大きさ。

波数  $K$  を用いると  $\alpha = 1/K\lambda_d$  と定義されるサルピータパラメータ (Salpeter parameter) と呼ばれるものである。図2に  $\tilde{n}_e/\tilde{n}_i$  を  $\alpha$  の関数としてプロットした。  $\alpha$  が1よりも十分に小さい場合には、イオンの揺動があったとしても電子に遮蔽されてしまい、電子の密度揺動として現れてこない。一方、  $\alpha$  が1よりも十分に大きい場合には、電子密度はイオンの密度揺動と同程度になることがわかる。

(b) 協同散乱を用いてイオンの速度分布関数を測定できる理由

式(4)で示したように、電子の密度揺動と散乱波の電場成分が比例するため、散乱波のパワースペクトルは電子の密度揺動の二乗に比例することになる。今、対象とする揺動が熱平衡に近い電子やイオンの速度分布関数  $f_e(v)$ ,  $f_i(v)$  によるものであるとすると、散乱波のスペクトルは

$$S(\mathbf{K}, \omega) = \frac{2\pi}{K} \left| 1 - \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 f_{e0} \left( \frac{\omega}{K} \right) + \frac{2\pi Z}{K} \left| \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 f_{i0} \left( \frac{\omega}{K} \right) \quad (8)$$

と表される[1,6,7]。ここに、  $\epsilon$  は縦波の誘電率で  $\epsilon = 1 + \chi_e + \chi_i$  また、  $\chi_e$ ,  $\chi_i$  はそれぞれ電子とイオンの分極率 (susceptibility) である。式(8)の右辺第一項は電子の熱揺動、第二項はイオンの熱揺動にそれぞれ起因する散乱への寄与である。ここに現れた  $f_{e0}$ ,  $f_{i0}$  は、  $f_e(v)$ ,  $f_i(v)$  を本来ベクトルである波数  $\mathbf{K}$  方向へ投影して積分したものの、つまり、  $f_{\sigma 0}(\omega/K) = \int f_{\sigma}(v) \delta(\omega - \mathbf{K} \cdot \mathbf{v}) d^3v$ ,  $\sigma = e, i$  である。したがって、ある受信角で測定対象波数  $\mathbf{K}$  として協同散乱計測を行った場合、得られる散乱波のパワースペクトルは、電子、イオンの速度分布関数を波数方向への投影したものに依存することを意味している。非協同散乱の場合に散乱スペクトルが電子のトムソン散乱のドップラーシフトの重ね合わせとなって電子の速度分布関数を直接反映することから、トムソン散乱計測と呼ばれているが、協同散乱のスペクトルの場合にもこのように、波数方向へ投影した速度分布関数を反映することの類似性から協同トムソン散乱計測と呼ばれるようになった。

(c) イオンの速度分布関数と協同散乱スペクトルの対応

しかし、式(8)が示すように協同散乱の場合には、電子がまさに協同的運動をするために、散乱スペクトルが直接速度分布関数の投影になる訳ではない。以下、3.3.4節で紹介するLHDでの散乱計測配位での計算例を用いてこの状

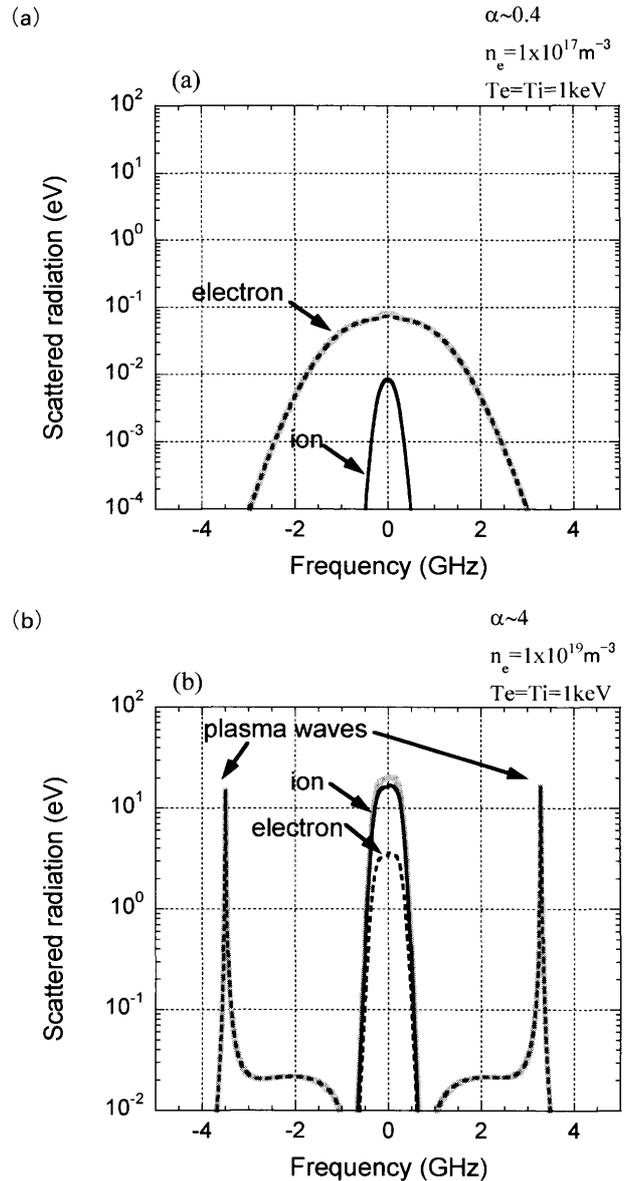


図3 サルピータパラメータによるCTSスペクトルの変化。(a)  $\alpha = 0.4$ , (b)  $\alpha = 4.0$ .

況を説明する[8,9]。

電子の速度分布関数の特徴が強く出てイオンの寄与が陽には現れない領域 ( $\alpha$  が1よりも小さい場合) では、図3(a)に示されるように散乱スペクトルは、電子とイオンの速度分布関数の  $K$  方向の投影した形をほとんど直接反映することになる。ただし、この場合には、電子の直接の散乱スペクトルが支配的になるため、イオンの速度分布関数の情報は測定できない。この図では、電子とイオンの速度分布関数を同じ1 keVの等方マックスウェル分布として計算しているが、イオンと電子の質量差により、それぞれの周波数帯がりの違いが現れている。

一方、イオンの寄与が大きくなる領域 ( $\alpha$  が1よりも大きい場合) では、図3(b)に示されるようにイオンの速度分布関数の情報が支配的になる。しかし、式(8)の  $\chi_e/\epsilon$  に含まれるイオン音波やそのランダウ減衰の効果によって、本来のイオン速度分布関数の投影した形が歪んで観測されることになる。さらに、電子プラズマ波の共鳴効果に

よって、電子の直接の散乱スペクトルも重ね合わされることになる。

したがって、イオンの速度分布関数の計測の観点からすると、 $\alpha$  が1よりも大きい領域を選択して散乱計測するとともに、電子の温度（速度分布関数）にも注意を払う必要がある。

### 3.3.3 計測装置（プローブビーム、受信器）

#### (a)大電力でコヒーレントなソースが必要な理由、その条件を満たすジャイロトロン

協同トムソン散乱計測の困難とされる一つの要因は、電力として散乱される割合は全方向積分してもいわゆるトムソン散乱断面積

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6.65 \times 10^{-29} \text{ m}^2 \quad (9)$$

程度となり、入射波に対する散乱波の強度が非常に小さい、つまり、制動放射やサイクロトロン放射などの背景雑音に対して有意の散乱波強度を得るためには大電力のコヒーレントな入射ビームを要することである。

計測対象とする波数や必要とされる空間分解能によって、プローブビームとしての最適な周波数領域が存在する。この最適な領域は、磁場閉じ込め核融合プラズマにおいては、ミリ波からテラヘルツ帯に対応している。また、計測原理で述べたように、入射波に対する散乱波の強度が微弱であり、測定におけるS/N比を大きくするためには、プラズマからのバックグラウンド光や、検出器の雑音に比べて有意な散乱信号強度を確保できる強力なコヒーレントなプローブビームが必要となる。これらの理由により、良好な空間分解能と波数分解能および、S/N比を確保するためには、強力なミリ波からテラヘルツ帯の光源が必要となる。

特に、テラヘルツ帯は、電波と光との間の領域に当たり、電波の発生に使われる発振管と光の発生に使われるレーザーがそのまま適用しにくくなり、巨大な自由電子レーザーを除くと、小出力の光源しか存在しなかった。近年、ジャイロトロンの大電力化、高周波化が進み、テラヘルツ帯の光源として利用できる環境が整ったため、有効な散乱計測の光源として視野に入るようになってきた[10, 11]。

電子密度揺動の振幅はプローブビームと散乱波の強度比から、電子密度揺動の周波数は式(6)に示される様に、散乱波とプローブ・ビームの周波数差から決定される。したがって、プローブ・ビームの強度や周波数の変動は、密度揺動の振幅や周波数の評価に影響を与えるが、高周波化ジャイロトロンのかこれまでの開発により、光源の出力変動は1%以下、周波数変動は、数10 kHz以下に安定化できる可能性が出てきており、光源としてのジャイロトロン利用が益々有望になってきている。

#### (b)求められるソースと受信ビームの質、それを満たすための工夫

散乱による密度揺動計測は、原理からわかるように、有限の空間分解能を持って密度揺動の振幅と波数を測定でき

る特長がある。この空間分解能は、プローブビームと散乱波との交差する領域の体積（散乱体積V）とその形状によって決まる。プローブビームと受信ビームを収束し、散乱角を直角に近づけると、散乱体積Vが絞られ、空間分解能が向上することになる。実際には、散乱角は式(5)に示されるように、測定する電子密度揺動の波数とプローブビームの波数によって決められる。同じ波数の電子密度揺動を測定する場合には、プローブビームの波数を大きく（周波数を高く）すると散乱角は小さくなり、プローブ・受信ビームは収束しても、ビームの伝播方向の空間分解能が低下する。一方、周波数が低いプローブビームを用いると、散乱角は大きくなるが、プローブ・受信ビームがプラズマによって屈折や反射を受けやすくなり、また、空間分解能を上げるための収束自体が困難となる。以上のことから、計測対象とする電子密度揺動の波数や必要とされる空間分解能によって、プローブビームとしての最適な周波数領域が存在する。この最適な領域は、磁場閉じ込め核融合プラズマにおいては、ミリ波からテラヘルツ帯に対応している。

ジャイロトロンを光源として応用する場合に、さらに重要なのが、プローブ・ビームとしての質である。通常、ジャイロトロンは円形モードの発振をさせるが、この発振モードから効率良くガウスビームに変換、伝送、入射する必要がある。特にテラヘルツ帯では、高効率のモード変換が課題となっている

#### (c)受信器として必要な性能は何か、それを満たすための工夫

ここでは、図4に示すLHDにおいて用いた受信システムを例にとって、CTSに必要な受信素子を紹介する[12]。

##### ●ノッチフィルター

CTSで観測すべきスペクトルは通常プローブビーム周波数の近傍数ギガヘルツであり、プローブビームのすぐ近くは、バルクのイオン温度を決める重要な領域である。しかし、受信器の感度が高いこともあり、以下に挙げるミキサや高周波アンプを飽和させないようにするためこのプローブビームの迷光を100 dB程度透過阻止させる必要がある。ジャイロトロン周波数は変調をかけること、あるいは、共振器の温度上昇の影響を受けて、発振中に100 MHz程度変動することがあるため、阻止帯域幅は200–500 MHz程度であることが望ましい。例えば、図4で示すLHDの場合には、阻止帯域400MHz、阻止能120dB以下の性能を有している。

##### ●ピンスイッチ

通常、CTS計測時には、背景電子サイクロトロン放射がバックグラウンドとして存在するため、これを差し引くためにジャイロトロンに電力変調をかける。ジャイロトロンは特に、この変調時、アノード電圧やカソード電圧の過渡特性によって不要モードを発振することがある。この不要モードの周波数がノッチフィルターの阻止域外である場合には、この後にくるミキサにダメージを与えたり、中間周波数用のアンプを

飽和させて、飽和直後の時間応答特性を不定にしてしまうことがある。背景電子サイクロトロン放射の差し引きを正確に行うためには、矩形電力変調のオンオフの立ち上がり、立ち下がりのできる限り短時間の前後で行う必要がある、このアンプの飽和後の不定状態は避けるべきである。ピンスイッチはこの予め不要モードが発振することが予想される場合に、受信信号を遮断し、ミキサーの障害や、アンプの飽和を防止する役目を持っている。

●ミキサー

ミキサーは通常電子サイクロトロン放射測定に用いられるラジオメータと同様、受信周波数を直接高感度で受信することが困難である。そのため、ミキサーは局所発振周波数との差周波数の中間周波を得るヘテロダイン受信器の心臓部にあたり、ほとんどの場合は、このミキサーのノイズが受信器の信号雑音比を決める。このため、ミキサーの雑音指数および変換損はできる限り小さいものが望ましい。

●中間周波アンプ

ミキサーの次に受信器としての性能を左右するのが、初段の中間周波アンプのノイズ指数である。最近、ノイズ指数が1 dB程度の超低ノイズアンプも市販されている。

●フィルターバンク、ビデオアンプまたは、高速オシロスコープ/ADCによる直接データ取得

散乱周波数スペクトルを得るために中間周波数を分割して帯域幅の狭い透過型フィルター群（フィルターバンク）と検波器を用いるのが従来の手法である。これに対して、最近の数ギガ～数十ギガサンプル毎秒に及ぶ高速オシロスコープや高速ADCを用いて、直接または、もう一段周波数を落として中間周波数信号を取り込み、データにFFTをかける手法も脚光を浴びている。周波数スペクトルの微細構造を測定できるのが、この手法の特徴である一方、取り込むメモリに制限があるため、数秒に及ぶ放電のイオン速度分布関数の変化を一度に追うことはできない。この特徴を生かして、最近、イオン種の混合比を同定する可能性を示す実験結果がTEXTORで得られた。この結果は次節で詳述する。

3.3.4 最近の実験結果

(a) ジャイロトロンを用いた協同散乱計測例

図5に示したのは、協同散乱計測が行われたLHDのショットの典型的なパラメータを示したもので、背景電子サイクロトロン放射のレベルを下げるために磁場は2.4テスラに設定された。散乱配位は図6に示したとおりである。計測される散乱ベクトルの方向はほぼ上向きで散乱中心で磁力線となす角は80.8°となっている。接続方向のNBは180 keVでCo方向とCtr方向が同時に入射されプラズマ生成と維持を行っている。ここで、#1 #3がCo方向と#2がCtr方向である。これらの接続入射に加えて、200 msごとに100 msパルス幅の垂直NBI (keV) が図5 b). に示

すように入射されている。協同散乱用のプローブビームは  $t=4.2$  から  $6.2$  秒まで100%の矩形電力変調で入射されている。プローブビームと受信ビームは直接は基本波共鳴層と交わることがないが、容器内での多重反射の影響を受け、前者は、電子温度に変動を与え、後者はそれによって影響を受けた背景電子サイクロトロン放射のレベルに変動をもたらす。このようなプローブビームの加熱成分が背景電子サイクロトロン放射に与える影響は矩形変調の各電力オンオフの前後5 msの信号から、傾きの変化分を差し引いてオ

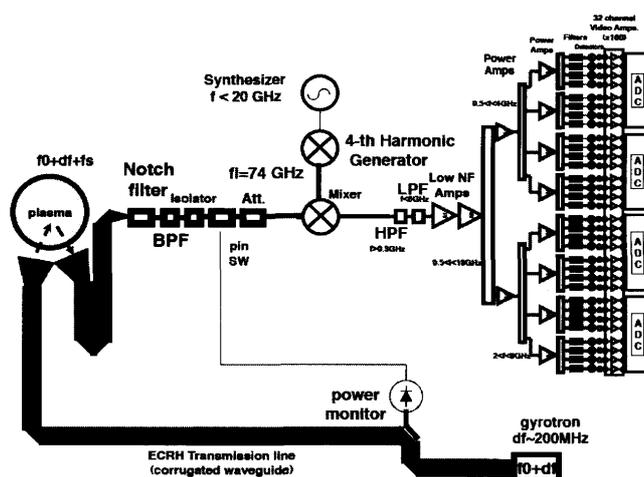


図4 LHDで用いられたCTS受信器のブロック図、主なコンポーネントは ノッチフィルター、ピンスイッチ、シンセサイザーで励振した4倍高調波発振器を局部発振器とするミキサー、中間周波増幅器と32チャンネルフィルターバンク、検波器および、ビデオアンプ等である[12]。

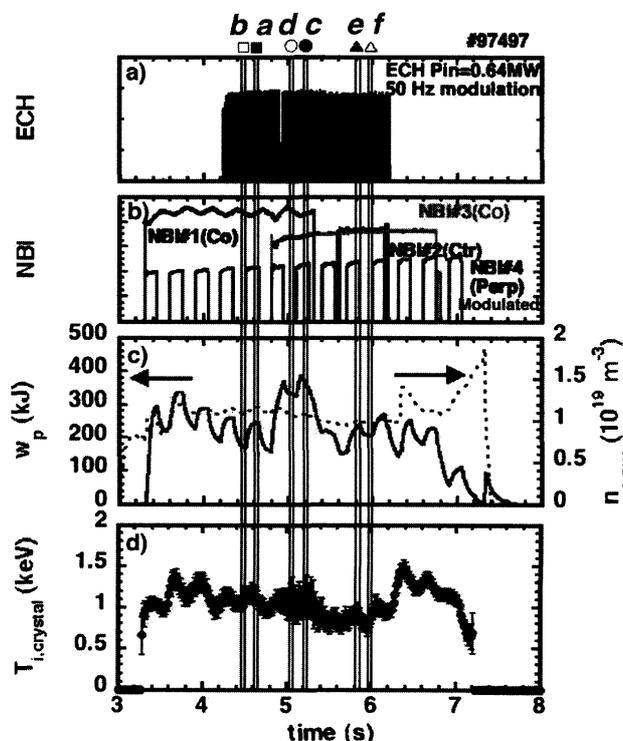


図5 CTS計測を行ったショットの代表的な放電波形。(a)CTSプローブビームの入射波形50 Hzで電力の100%矩形変調がかけられている。(b)接続Co-NBI(#1, #3), Ctr-NBI(#2)および垂直NBI(#4) (c)蓄積エネルギーと平均電子密度 (d)結晶分光のドップラー広がりから求めたイオン温度[12]。

ンオフ瞬間の信号のジャンプを評価することで、閉じ込めの影響を受けた背景電子サイクロトロン放射の変動の影響を分離している[13]。このようにして、図5のaからfまでの時間を出したCTSスペクトルを図7で示す[12]。ここでは、参考のため測定された電子温度0.82 keVとイオン温度を0.7 keVとした場合と5 keVとした場合の垂直NBI有無の計算されたスペクトルも描かれている。垂直NBIの有無による±1 GHz付近のスペクトルの違いや、バルクのイオン温度が0.7 keVとして計算されたスペクトルに近いことが示された。

(b)ITERでの計画

協同トムソン散乱は、バルクのイオンの速度分布に対応する周波数スペクトルはプラズマ分散関数の影響を受けやすいが、高エネルギーイオンの部分の散乱スペクトルは  $S(K, \omega) \propto f\left(\frac{\omega}{K}\right)$  となり、直接測定と言える状況であるため、ITERにおいては、核融合反応生成物である高速のアルファ粒子を直接計測する重要な計測器の一つとして位置づけられている。図8に示したのは、ITERで検討されている協同トムソン散乱計測のアンテナである[14-17]。ITERでの最大の問題点は電子温度領域が高いため、電子サイクロトロン高調波のオーバーラップ効果のため、散乱計測の最大のノイズ源となる電子サイクロトロン放射強度が大きくなることが予想されることである。これまで、TEXTORやASDEXで行われたジャイロトロンを用いたCTSでは、成功の鍵となったのは、プローブビームの周波数に対する基本波共鳴層と第二高調波共鳴層がプラズマに存在しないように設定磁場を選ぶことであった。ITERで

は基本波以上の周波数では、オーバーラップのために背景電子サイクロトロン放射のレベルを小さくできないため、プラズマ中で基本波共鳴が存在しない低い周波数(60 GHz)のプラズマ中を伝搬できるXモードを選択している。入射部は基本的には加熱用のアンテナと同等の設計となっているが、受信部のブランケットの開口が大きく、現状ではプライオリティは低く、むしろ、内側からの高磁場側の開口部を狭くした受信アンテナ(図9)が先に設置

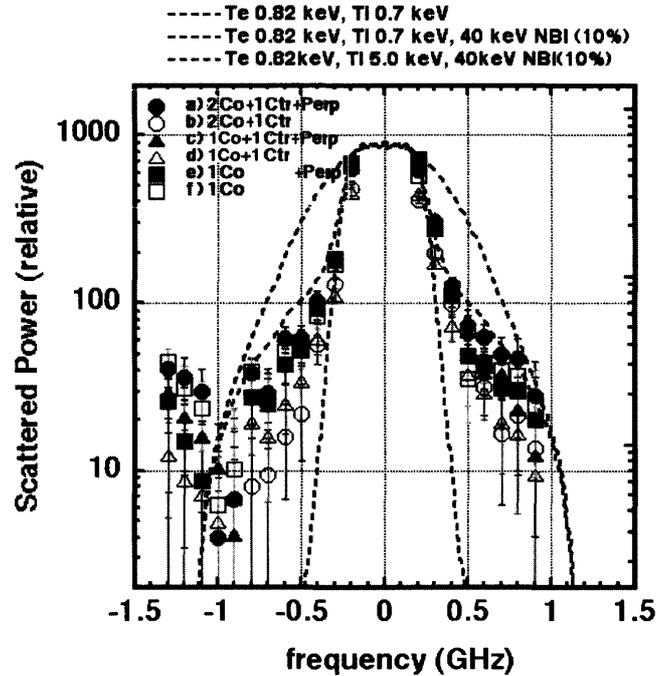


図7 図5のa-fで示された各時間でのCTSスペクトル。a)Co-NBI 2本 Ctr-NBI 1本、垂直NBI重畳、b)Co-NBI 2本 Ctr-NBI 1本、垂直NBI重畳なし、c)Co-, Ctr各1本、垂直NBI重畳、d)Co-, Ctr各1本、垂直NBI重畳なし、e) Co 1本 垂直NBI重畳、f)Co 1本 垂直NBI重畳なしの各場合。測定された電子温度を0.82 keVを使って、イオン温度を0.7 keVとした場合と5 keVとした場合の垂直NBI有無の計算されたスペクトルが描かれている[12]。

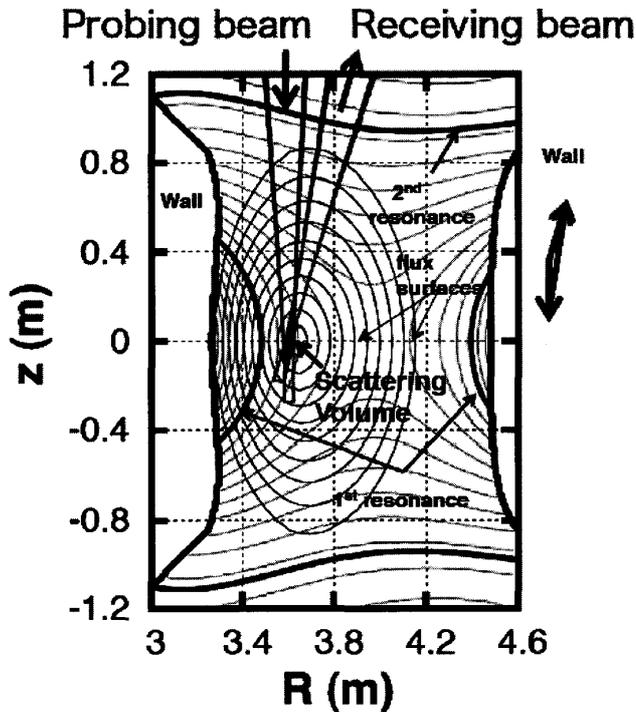


図6 LHDで行われたCTS計測のプローブ、受信ビーム(77GHz)の配置とLHDの磁場強度を2.4 Tに設定した場合の共鳴層の関係[12]。

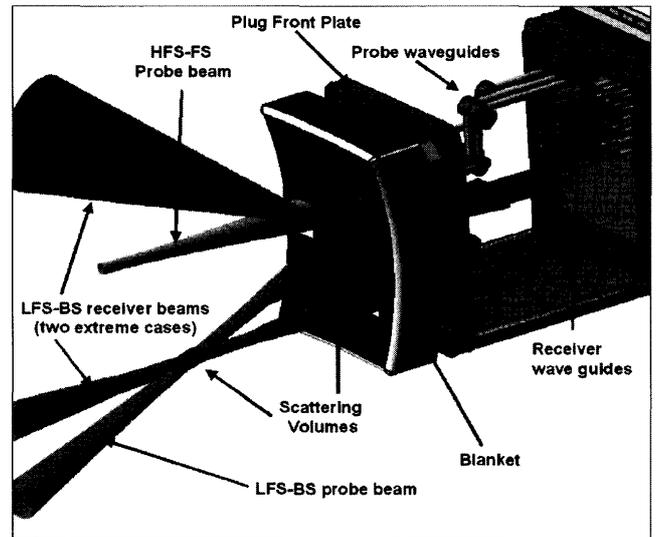


図8 ITER低磁場側CTS用受信アンテナと二つのプローブビーム入射アンテナおよびそれらのための開口部と導波管[15]。

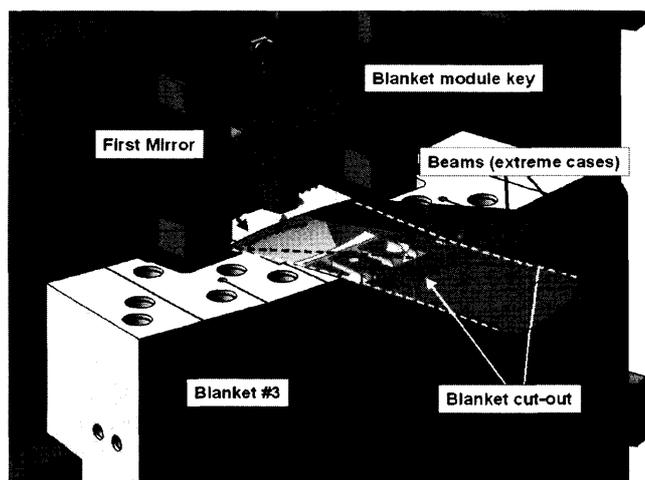


図9 プラズマ側から見たITER高磁場側CTS用受信ビーム(振り角の両極端を示してある)とそのためのブランケット開口部、プローブビームは低磁場側から入射されることを想定している(図8のHFS-FS Probe beam)[15].

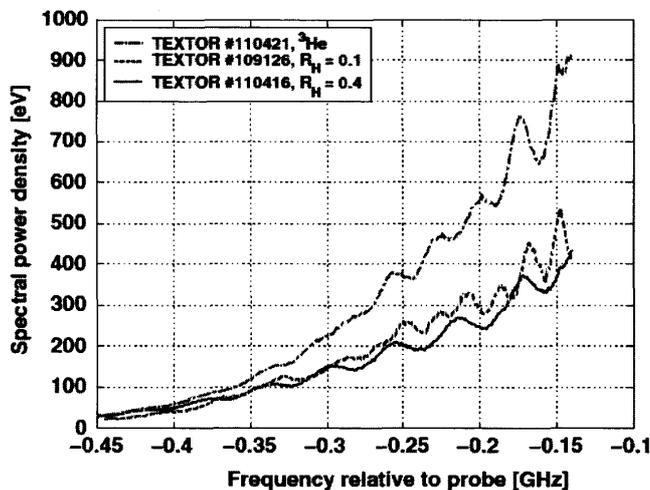


図10 TEXTORで観測されたイオンサイクロトロン高調波散乱スペクトルの違い $^3\text{He}$ を供給したプラズマ放電(一点鎖線, ショット番号110421), 重水素が支配的なプラズマ放電(破線, ショット番号109126)と40%水素のプラズマ放電(破線, ショット番号110416)[26].

検討に入っている。

### (c)TEXTORでのIBWスペクトル計測

受信器を通常用いるフィルターバンク方式から数ギガサンプルの高速オシロスコープや高速ADCで直接中間周波数を取り込むことによって、CTSのスペクトル微細構造を観測することが可能となってきた。特に、磁場に垂直に近い波数のイオンバーンシュタインモードの減衰率がマイナスつまり、不安定性として波動が存在するため、これに伴った周波数スペクトルが重畳して観測されることになる。デンマークのRisø研究グループは、JET, TEXTOR, ASDEXにおいてジャイロトロンを用いたCTSの先駆的な実験を行っているが[18-20], 最近, CTSのスペクトルからイオン種を同定する新たな試みを成功させた。図10がTEXTORの計測散乱波数を磁場に対して90度近傍に設定し, 受信器の中間周波数を直接高速オシロスコープで取り込み, FFT解析した協同散乱スペクトルの例である。図の実線が水素のイオンバーンスタインスペクトルが支配的な

場合破線が重水素のスペクトルへの寄与が多い場合, また, 一点鎖線が $^3\text{He}$ プラズマの場合の協同散乱スペクトルを示す。この実験結果は, 散乱波数を磁場に対して90°となるように設定し, イオンバーンシュタイン波のスペクトル構造を測定することにより, イオン種の成分比を同定できることを実験的に初めて示した画期的なものである[21-25].

### 3.3.5 まとめ

CTSは, プラズマ中イオンの速度分布関数を調べる手段として, また, プラズマ中の不安定性の検出, 同定, 乱流への発展, さらには, その構造形成を直接検出する手段としても重要である。プラズマの閉じ込めを決定づける物理量として詳細に測定することが求められる。近年のジャイロトロンの高出力化, 高周波数化に伴い, 急速に研究が進展しており, 計測精度の向上, 高性能化も目を見はるものがある。今後, さらなる精度向上, 信頼性の向上, また, 複数の散乱角で同時測定をすることにより, 磁力線に平行方向と垂直方向の速度空間分布を分離し, 高エネルギーイオンの実空間, 速度空間上での分布の実験的検出が可能となるものと思われる。また, サブミリ波領域の高出力光源が可能となれば, 計測対象となるプラズマのパラメータ領域も広がることが期待される。

### 謝辞

本講座の企画を担当され, 丁寧にコメントおよび議論をいただきました間瀬淳博士, 出射浩博士に心より謝意を表します。また, 協同トムソン散乱に関しては, 核融合科学研究所 下妻隆博士, 福井大学 斉藤輝雄博士, 立松芳典博士, デンマーク Risø 研究所の F. Meo 博士, S. Korsholm 博士, M. Stejner 博士との議論が大変参考になりました。ここに改めて感謝いたします。本節に取り上げたLHD実験の一部は, 核融合科学研究所 NIFS09ULHH527, NIFS10ULHH019, 科研費補助金(B)21360455の支援を受けて行われました。

### 参考文献

- [1] J. Sheffield, D. Floura and N.C. Luhmann, Jr., Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation (Elsevier, 2010).
- [2] I.H. Hutchinson, *Principle of plasma diagnostics* (Cambridge University press, 2002).
- [3] R.E. Slusher and C.M. Surko, Phys. Fluids 23, 472 (1980).
- [4] 赤崎正則, 渡辺征夫, 村岡克紀, 蛭原健治: プラズマ工学の基礎 (産業図書, 2001).
- [5] 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, 1990).
- [6] S. Ichimaru, *Basic Principles in Plasma Physics* (Addison & Wesley Inc., 1973).
- [7] G. Bekefi, *Radiation Processes in Plasmas* (John Wiley & Sons, Inc. 1966).
- [8] M. Nishiura, K. Tanaka, S. Kubo, T. Saito, Y. Tatematsu, T. Notake, K. Kawahata, T. Shimozuma and T. Mutoh, Rev. Sci. Instrum. 79, 10E731 (2008).
- [9] M. Nishiura, S. Kubo, K. Tanaka, N. Tamura, T. Shi-

- mozuma, T. Mutoh, K. Kawahata, T. Watari, T. Saito, Y. Tatematsu, T. Notake and LHD experiment group, J. Phys. conference series 227 (2010) 012014.
- [10] T. Notake, T. Saito, Y. Tatematsu, S. Kubo, T. Shimozuma, K. Tanaka, M. Nishiura, A. Fujii, La Agusu, I. Ogawa, and T. Idehara, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 10E732 (2008).
- [11] T. Notake, T. Saito, Y. Tatematsu, A. Fujii, S. Ogasawara, La Agusu, I. Ogawa and T. Idehara, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 225002 (2009).
- [12] S. Kubo, M. Nishiura, K. Tanaka, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, H. Igami, H. Takahashi, T. Mutoh, N. Tamura, Y. Tatematsu, T. Saito, T. Notake, S.B. Korsholm, F. Meo, S.K. Nielsen, M. Salewski and M. Stejner, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 10D535 (2010).
- [13] S. Kubo, M. Nishiura, K. Tanaka, N. Tamura, T. Shimozuma, Y. Tatematsu, T. Saito, Y. Yoshimura, H. Igami, H. Takahashi and R. Ikeda, *Contrib. Plasma Phys.* **50**, 624 (2010).
- [14] H. Bindslev, ITER feasibility report, available at <http://www.risoe.dk/fusion/cts/iter>, 2003.
- [15] S.B. Korsholm, H. Bindslev, F. Meo, F. Leipold, P.K. Michelsen, S. Michelsen, P. Woskov, E. Westerhof, FOM ECRH team, J.W. Oosterbeek, J. Hoekzema, F. Leuterer, D. Wagner and ASDEX Upgrade ECRH team, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 10E514 (2006).
- [16] F. Meo, H. Bindslev, S.B. Korsholm, E.L. Tsakadze, C.I. Walker, P. Woskov and G. Vayakis, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 3585 (2004).
- [17] M. Salewski, F. Meo, H. Bindslev, V. Furtula, S.B. Korsholm, B. Lauritzen, F. Leipold, P.K. Michelsen, S.K. Nielsen and E. Nonbøl, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 10E729 (2008).
- [18] H. Bindslev, J.A. Hoekzema, J. Egedal, J.A. Fessey, T.P. Hughes, J.S. Machuzak, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3206 (1999).
- [19] H. Bindslev, S.K. Nielsen, L. Porte, J.A. Hoekzema, S.B. Korsholm, F. Meo, P.K. Michelsen, S. Michelsen, J.W. Oosterbeek, E.L. Tsakadze, E. Westerhof and P. Woskov, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 205005 (2006).
- [20] S. Michelsen, S.B. Korsholm, H. Bindslev, F. Meo, P.K. Michelsen, E.L. Tsakadze, J. Egedal, P. Woskov, J.A. Hoekzema, F. Leuterer and E. Westerhof, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 3634 (2004).
- [21] S. Lee and T. Kondoh, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 3718 (2000).
- [22] S.B. Korsholm, M. Stejner, S. Conroy, G. Ericsson, G. Gorini, M. Tardocchi, M. von Hellermann, R.J.E. Jaspers, O. Lischtschenko, E. Delabie, H. Bindslev, V. Furtula, F. Leipold, F. Meo, P.K. Michelsen, D. Moseev, S.K. Nielsen and M. Salewski, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 10D323 (2010).
- [23] M. Stejner, S.K. Nielsen, S.B. Korsholm, M. Salewski, H. Bindslev, V. Furtula, F. Leipold, F. Meo, P.K. Michelsen, D. Moseev, A. Bürger, M. Kantor and M. de Baar, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 10D515 (2010).
- [24] M. Stejner *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **53**, 065020 (2011).
- [25] S.B. Korsholm, M. Stejner, H. Bindslev, V. Furtula, F. Leipold, F. Meo, P.K. Michelsen, D. Moseev, S.K. Nielsen, M. Salewski, M. de Baar, E. Delabie, M. Kantor, A. Bürger and TEXTOR Team *Phys. Rev. Lett.* **106**, 165004 (2011).