



## 解説

# プラズマ磁場閉じ込め装置における トムソン散乱計測システムの新展開

波多江 仰紀, 吉田 英次<sup>1)</sup>, 谷塚 英一

日本原子力研究開発機構 核融合研究開発部門, <sup>1)</sup>大阪大学レーザーエネルギー学研究中心

(原稿受付: 2012年9月4日)

トムソン散乱計測法は、核融合炉心プラズマの電子温度・密度を測る最も重要な計測の一つである。本解説では、トムソン散乱計測の精度向上や物理的理解の新展開へ資するために、最新のトムソン散乱計測に関する報告を系統的にまとめ、小型装置から大型装置にわたり様々な制約・ニーズに応用可能な、先進的なトムソン散乱計測システムのための要素技術を解説する。

### Keywords:

incoherent Thomson scattering, spectrometer, polychromator, Fourier spectroscopy, multipass scattering, laser, spectrum analysis, calibration

## 1. はじめに

トムソン散乱計測法のうち、非協同トムソン散乱計測は、旧ソ連のトカマク T-3 のトムソン散乱計測の歴史的な報告[1] から四十数年が経過し、その間に様々な改良がなされ、磁場閉じ込めプラズマの電子温度・電子密度の計測法として確立された計測手法となっており、現在のプラズマ実験において最も重要な計測の一つとなっている。本解説では、非協同トムソン散乱計測に焦点を絞って解説を行う。なお、非協同トムソン散乱計測は、以後単にトムソン散乱計測と呼ぶ。トムソン散乱計測については、本学会誌において、これまでに講座、解説、小特集が組まれており、原理から基本的なシステム構成、さらには大型装置や産業応用への実例が紹介されている[2-10]。

トムソン散乱計測装置は、一般に光源であるパルスレーザー装置、ビーム伝送系、ビームダンプ、集光器、ビューイングダンプ、散乱光を集光器から分光器へ導く光ファイバー、分光器、検出器、データ収集系および制御・解析用計算機から構成され(図1)、比較的規模が大きな計測装置であるため、かつては限られた実験装置でしか使われていなかった。しかしながら、最近では、構成機器単体の高性能化・低価格化も手伝い、多くの実験装置で用いられるようになった。その結果、個々の実験装置の計測のニーズを満たすこと、実験装置に特有な制約を満たすこと等の条件をクリアーするために、装置ごとに特徴のあるトムソン散乱計測装置の開発に関する報告がなされている。また、トムソン散乱計測の新しい可能性を探る試みも報告されている。

本解説の狙いは、これらの報告を系統的にまとめ、小型装置から大型装置にわたり様々な制約・ニーズに応用可能

な、最新のトムソン散乱計測システムのための要素技術を解説し、今後のトムソン散乱計測の精度向上や物理的理解の新展開へ資することである。

本解説では、2章で先進的なトムソン散乱計測システム技術、3章でトムソン散乱計測のためのレーザー技術、4章で光学系の較正、5章でスペクトル解析、6章で今後の展開について述べる。  
(波多江仰紀)

## 2. 先進的なトムソン散乱計測システム技術

トムソン散乱計測では、電子の散乱断面積が非常に小さいため、散乱光はきわめて微弱である。例えば、電子密度を  $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  として、1 cm の長さの領域で散乱させた場合、入射レーザーと全散乱光の光子数の比は、 $6.65 \times 10^{-11}$  に過ぎない。トムソン散乱計測において S/N 比を向上させ

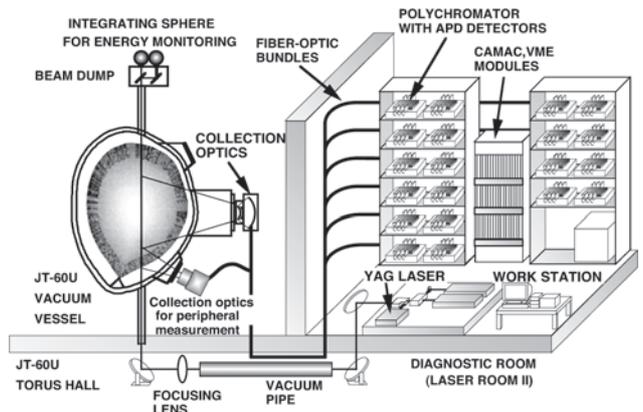


図1 典型的なトムソン散乱計測装置の構成 (JT-60U の YAG レーザートムソン散乱計測装置[13])。

る方策として、明るい光学系を用い散乱光を効率よく取り込むこと、高出力レーザーで散乱光をより多く発生させること、より感度の高い検出器を用いることが、まず思い浮かぶ。また、高い繰り返しで計測するためには、低繰り返しレーザーを複数台使用する方法、高繰り返しレーザーを利用する方法がある。明るい光学系(分光器、集光器)とレーザーに関しては、要素開発が進展し、前者については、2.1、2.2節で、後者については第3章で解説する。低温測定に特化した分光器については、核融合分野ではダイバータプラズマ研究への利用、さらに産業分野への応用が期待される。複屈折素子を使った偏光干渉計は、トムソン散乱の分光方式の新しい潮流であり、今後の発展が期待される。一方で、散乱光の増加や高時間分解測定を行うために上記のアプローチとは異なる、マルチパストムソン散乱計測が行われるようになった。これについては、2.3節で述べる。

2.1 先進的な分光器

トムソン散乱スペクトルを得るために用いられる分光器は、古くはグレーティング型の分光器が用いられ、TVトムソン散乱を行う際は、現在でも標準的に用いられている。YAGレーザーを使ったトムソン散乱計測[11-16]やLIDAR(Light Detection and Ranging)トムソン散乱計測[17]では、フィルターポリクロメータの使用が一般的である。この節では、近年の先進的な分光器を紹介する。なお、電子温度の測定精度は分光器の波長分割の仕方に依存するが、波長分割の指針は文献[18]に詳しい。

(1) 低温測定に特化したグレーティング型分光器

プロセスプラズマ計測のために、トムソン散乱で10eV未満の低い電子温度を測る研究が行われ、その詳細は本学会誌で解説されている[10]。Scottiと門は、定常ダイバータシミュレータMAP-IIの電子温度・電子密度計測のため、図2に示す明るいアโครマティックレンズを使用した分光器(ヘテロ・タンデム・モノクロメータ)を用いて、0.1 eV未満の電子温度測定に成功している[19]。このような低温測定では、トムソン散乱スペクトルの幅が極めて狭くなるため、迷光やレーリ散乱光をいかにして排除するかがきわめて重要となるが、分光器内に設置したレーリーブロッ

クで迷光をマスクすることでこの問題を解決している。

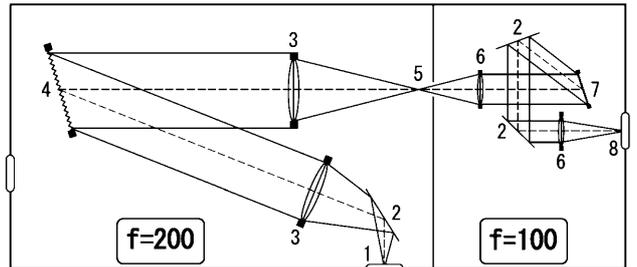
ITERのダイバータトムソン散乱計測では、電子温度は、0.3~200eVのレンジで計測することになっており、グレーティング型の分光器の使用が検討されている[20]。

(2) 分岐型フィルターポリクロメータ

フィルターポリクロメータは、干渉フィルターを用い、取り出したい波長帯域の光を透過させ、それ以外の光は反射させ、これを繰り返すことにより分光器を形成している(逐次分光型、図3)[21]。逐次分光型の分光器では、分光チャンネルが多くなると、前方の分光チャンネルと比較して後方の分光チャンネルは、干渉フィルターの透過・反射性能由来の実効的な透過率の低下、リレー光学系を用いることによるアラインメントや収差の補正を、より精密に取り扱う必要がある。

ローパスフィルターあるいはハイパスフィルターの組み合わせで分光するフィルターポリクロメータが、JETのLIDARトムソン散乱計測のために開発された[17]。この分光器は検出器までの距離がすべて等しくなるように考慮して設計された。この方式を発展させ、ITERの周辺トムソン散乱計測用として、図3に示す分岐型のポリクロメータが提案された[22]。これは、まずダイクロイックミラー(特定の波長の光を反射し、その他の波長の光を透過する

Hetero-Tandem Double Monochromator ( F/2 )



- 1. Entrance slit
- 2. Mirror
- 3. Achromatic lens F/2, f=200mm
- 4. Holographic grating 1800gr/mm, 50mmX50mm 100mmX135mm
- 5. Rayleigh block
- 6. Achromatic lens F/2, f=100mm
- 7. Holographic grating 1800gr/mm, 100mmX135mm
- 8. ICCD Camera

図2 定常ダイバータシミュレータMAP-IIのトムソン散乱計測装置で用いられている分光器(Hetero-Tandem Double Monochromator: HTDM)[19]。

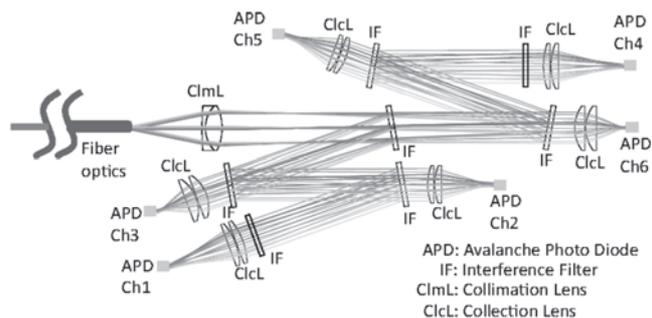
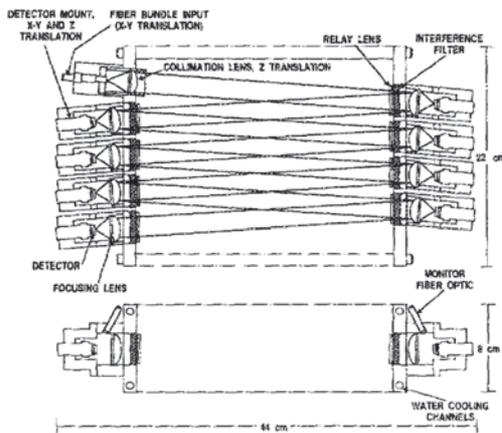


図3 (左)逐次分光型ポリクロメータ：DIII-Dのポリクロメータ [21]、(右)分岐型ポリクロメータ：ITERの周辺トムソン散乱計測装置用分岐型ポリクロメータ[22]。

鏡)により分光すべき波長帯域を分割し、分割された光をダイクロミックミラーでさらに分割するということを繰り返し、必要な分光帯域を得る方法である。従来の逐次型は、光学レイアウトが直列配置になっているのに対し、分岐型は一部並列配置になっている。分岐型は、逐次分光型と比較して、レンズやミラーといった光学素子の枚数が少なく済むため、アラインメントを容易にし、実効的な透過率が改善できる特徴を持つ。

(3) フーリエ分光に基づく偏光干渉計の応用

Howardらは、H-1ヘリアックで生成されたプラズマにおいて、アルゴンのスペクトルをフーリエ分光に基づく偏光干渉計を用いて測定し、イオン温度を評価している[23]。偏光干渉計は1対の偏光器の間に複屈折結晶を挿入したものであり、平行光をこの偏光干渉計へ入射するとフレネル・アラゴの法則により干渉像(インターフェログラム)が現れる。偏光干渉計で光源の時間コヒーレンスを測定しフーリエ変換すれば、光源のスペクトル分布が得られる。トムソン散乱へフーリエ変換分光を導入する利点としては、1)高スループットの光学系が使用できる(Jacquinotの利得)、2)ある波長領域を同時に測光することによるS/N比の向上(Fellgettの利得)が期待される。

Howardはこの手法が、トムソン散乱計測に応用できると考え、トムソン散乱計測のための複屈折光学素子を用いた偏光干渉計を提案した[24]。この考えを基本として、図4に示す2チャンネルの偏光干渉計が開発された[25,26]。この偏光干渉計は、1対の偏光器の間に複屈折結晶で作った平行平板を挿入した構造である。複屈折結晶である水晶波長板の厚さを固定したとき、干渉像(インターフェログラム)のコントラストが電子温度の関数となる事を利用し、規格化されたコントラストの強度測定から電子温度が評価できる(図5)。偏光干渉計は、コンパクトで堅牢な機器構成が可能であり、比較的低コストでの製作が可能である。

原理実証のため、2チャンネル偏光干渉計が製作され、逆磁場ピンチ装置TPE-RXで、電子温度1keV程度以下のプラズマを、従来の分光器(ポリクロメータ)と偏光干渉計を交互に用いて電子温度の計測が行われた。その結果、双方の電子温度は、誤差の範囲内で一致することを得て、本計測の有効性が確認された。

2チャンネル偏光干渉計では、複屈折結晶の厚みが一定のため、インターフェログラムの一点しか測定できないため、測定温度領域が限定される。ウォラストンプリズムを用いると、一つの結晶で光路長を変化させたインターフェ

ログラムが取得でき、インターフェログラムをフーリエ変換することにより、トムソン散乱スペクトルを得ることができる。そこで、電子温度の測定レンジ拡大のため、ウォラストンプリズムを用いたマルチチャンネル偏光干渉計が試作された(図6)。試験の結果、トムソン散乱計測で利用可能な見通しが得られている[26]。また、Howardは、こ

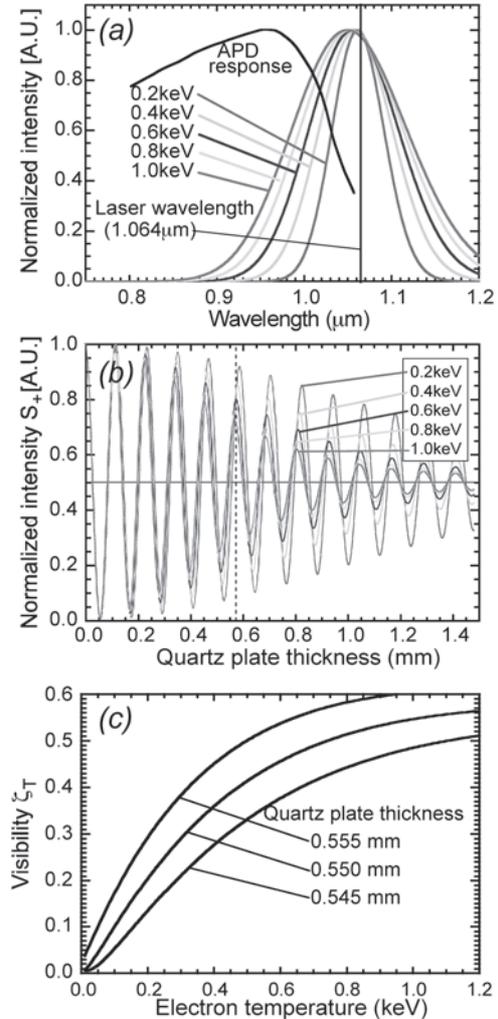


図5 (a)  $T_e=0.2\sim 1.0$  keVのトムソン散乱スペクトル, (b) (a)のトムソン散乱スペクトルに対応したインターフェログラム, (c)水晶波長板の厚みを0.545~0.555としたときのビジビリティ $\zeta_T$ (コントラスト)[26]。波長板の厚みを一定にした場合、 $\zeta_T$ は電子温度の関数となるため、 $\zeta_T$ を測定することにより電子温度を決定することができる。

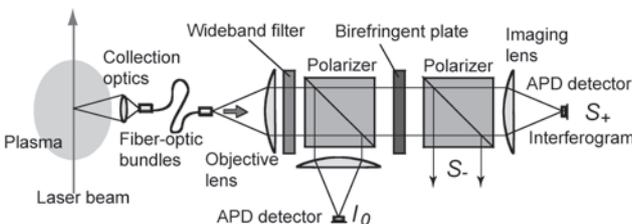


図4 2チャンネル偏光干渉計の概念図[26]。

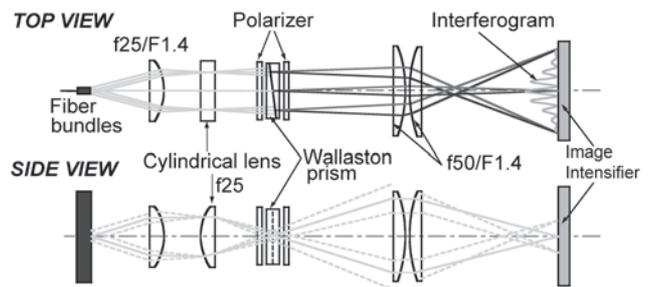


図6 ウォラストンプリズムを用いたマルチチャンネル偏光干渉計の光学構成[26]。

の方式を発展させ、イメージング計測への応用が可能な、偏光干渉計を提案した[27].

(4) Šolc フィルター

Šolc (チェコの人名でショルツと読む) フィルター[28]は、複数の波長板を用いた偏光干渉計で、波長板の厚みと設置角度(光軸に対する回転角)を選べば、必要な透過帯域を作り出すことが可能である。その結果、マルチバンドパスフィルターとして動作するため(図7), ポリクロメータへの応用が可能であり、従来のポリクロメータと比較して、図のような少ない光学素子数でポリクロメータが実現可能である。Šolc フィルター、波長板を用いた単純なバンドパスフィルター、従来のバンドパスフィルターの3つの方式でトムソン散乱計測を行った場合の測定性能(電子温度の相対誤差)を評価した結果、Šolc フィルターはバンドパスフィルター(従来方式)と同等の測定性能が得られることが示された[27].

2.2 先進的な集光器

集光器は、微弱なトムソン散乱光を観測するために最も重要なコンポーネントであり、その設計の質がトムソン散乱計測の精度を左右するといっても過言ではない。最近の先進的な集光器の設計例は、論文[29,30]等で報告されている。この節では、集光器の視野アライメントと ITER 等で用いられる集光器の第1ミラーについて触れる。

(1) 観測視野の精密なアライメント手法

通常、光ファイバーの像は、レーザー径よりも若干広めになるように設定し、レーザービームや視野にアライメント不良があっても、観測光量が変化しないようにする。アライメント不良による観測光量の変化は、電子密度の測定精度に直結するからである。大型装置のトムソン散乱計測システムでは、環境温度の変化等によりレーザーのアライメントや視野アライメントがずれることがあり、上記のファイバー像の余裕を越えることがあるため、実験中にレーザービームと視野を遠隔でアライメントする機構が必須である。集光器に接続された光ファイバーへ分光器側から白色光を入射すると、集光器前方に光ファイバーの端面の像が物側焦点位置に結像する。集光器は、ファイバーの結像位置がレーザービームの光軸上を通るようにアライメントされる。これを視野アライメントと呼ぶ。JT-60U では、レーザービームのアライメントは、場合に

よっては迷光を増大させることがあり、実験中は視野アライメントの使用頻度が多かった。

JT-60Uの集光器では、視野アライメントを行うために、測定用ファイバーの上下にそれぞれ2つずつアライメントファイバーを設置し(図8), 4点のトムソン散乱光量を比較することにより、常にファイバー列の中心にレーザービームが来るようにアライメントする手法が開発された[31]。ここでは、アライメントインジケータとして次の  $\Delta_U, \Delta_L$  を導入し、それが図8の安定領域に入るようにアライメントを実施する。

$$\Delta_U = \frac{N_A - \gamma_U N_B}{N_A - \gamma_U N_B}, \quad \Delta_L = \frac{N_C - \gamma_L N_D}{N_C - \gamma_L N_D}. \quad (1)$$

ここに、 $N_A, N_B, N_C, N_D$  は、4隅のアライメントファイバーの光量、 $\gamma_L, \gamma_U$  は検出系の相対感度比を表す。JT-60Uでは、放電中にアライメントインジケータを測定し、上記の手法によりショット間に視野アライメントを行い、アライメント不良による光量変化が最小になるようにし、安定した計測を行った。

(2) 第一ミラー

従来のトムソン散乱計測装置では、集光光学系を真空容器の外側(大気側)に配置し、真空窓を通して散乱光を観測する配置になっている。一方、ITERでは、放射線による透過率劣化を避けるため、真空窓は、十分な放射線遮蔽を行った後にしか配置できず、設置位置はプラズマから比較的遠い位置にある。しかも、トリチウム閉じ込めの観点から大きな真空窓を設置することができず、ITERでは、真空窓の有効径が160mmに制限されている。よって、集光光学系は、ポートプラグと呼ばれる真空容器に接続された構造体の中に配置され、真空窓を介さずに直接プラズマを見込むように設計されている[29]。ここで、プラズマを見込む最初のミラー(第一ミラーと呼ぶ)は、プラズマから漏出する高エネルギーイオンや中性粒子によるスパッタ、照射促進蒸発(または、照射促進昇華)などの表面損傷を受ける。また、プラズマ中の不純物由来のミラー表面への異種材料の堆積などの表面汚染により表面反射率の低下を引き起こすことが憂慮されている[32]。以上の理由から、国際トカマク物理活動(ITPA)の計測トピカルグループにおいても、第一ミラーは重要な検討項目として位置づけ

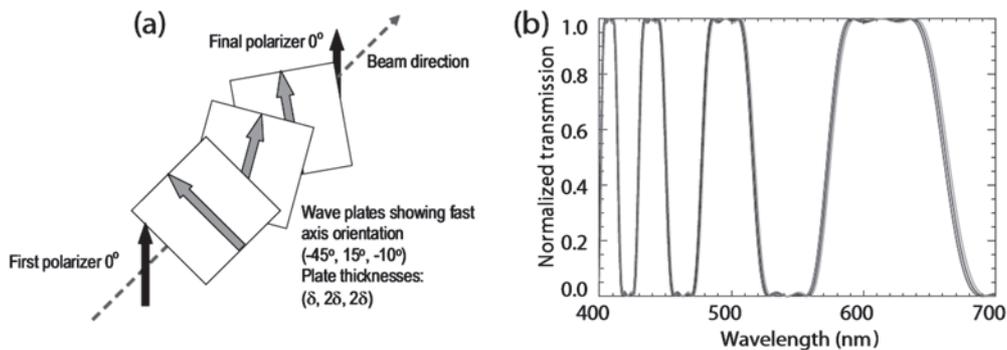


図7 Šolc フィルターを応用した分光器の説明図[27]. (a) Šolc フィルター(マルチバンドパスフィルター)として動作させる波長板の配置, (b) Šolc フィルターの透過特性.

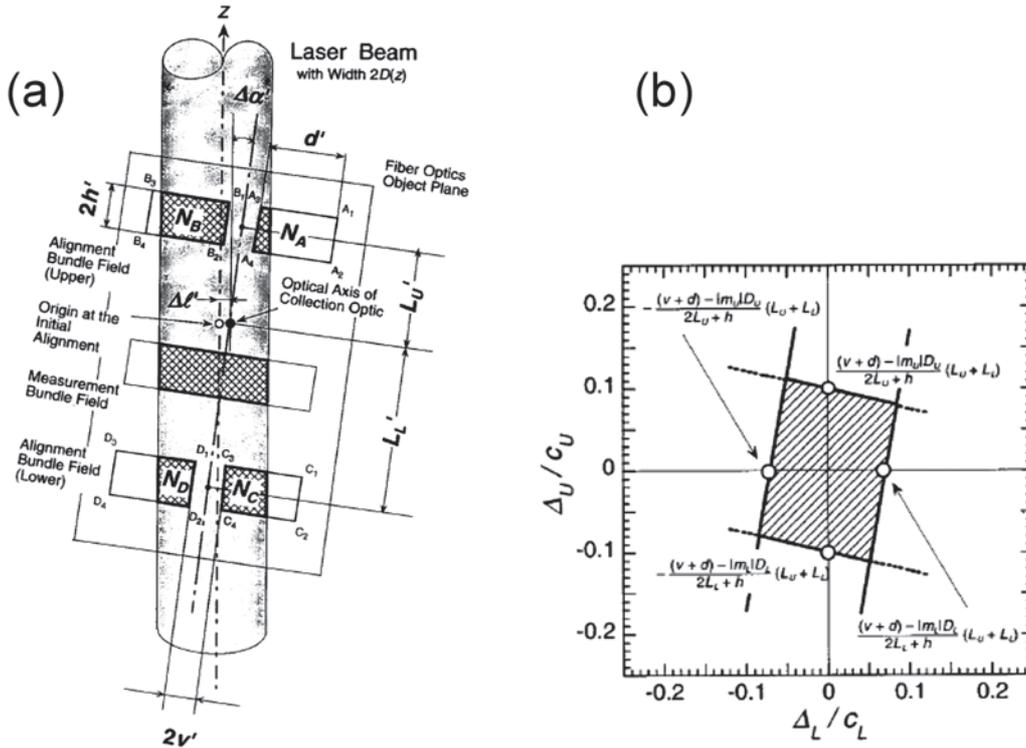


図8 (a)視野アラインメントを行うためのアラインメントファイバーの設置位置と(b)視野アラインメントインジケータ ( $\Delta_U, \Delta_L$ ) を用いたミスアラインメントのトレランス[31]. 図(b)のハッチングされた領域内にあれば、視野アラインメントは良好であり、各測定点の全散乱体積がそれぞれのファイバー像の中に入る。

られている。

核融合実験におけるトムソン散乱計測では、広い電子温度測定領域が求められており、例えば、ITERのコアプラズマ計測で、0.5–40 keV、周辺プラズマ計測で、0.05–10 keV が求められている。ここで、プローブ光として波長1064 nmのYAGレーザーを使った場合、散乱スペクトルは紫外線領域から近赤外線領域まで広がるため、上記のような表面損傷・表面汚染により、第一ミラーの分光反射率が変化するとトムソン散乱計測に大きな影響を与える(第4章参照)。

トムソン散乱計測における第一ミラーの材料としては、従来ならば銀やアルミニウムコートミラーが第一候補として使われてきた。銀は、核変換によりカドミウムへ変化し、カドミウムは、反射率の低下のみならず、照射促進昇華およびその毒性が懸念されるため、計測装置の第一ミラーの材料としては注意して使用する必要がある。また、銀やアルミニウムは、化学的に安定でないため保護コートが必要であるが、核融合炉での強放射線環境下での保護コートの特性は、これまで調べられていなかった。ITERのトムソン散乱計測では、表面損傷に比較的強く、広い波長範囲で反射率が高く、単体で化学的に安定な材料であることから、ロジウムを用いることがこれまで検討されてきた[33]。しかし、ロジウムは高価であり、反射率が80%程度であるという短所がある。

Mukhinらは、ITERのダイバートトムソン散乱計測用の第一ミラーを試作し、合わせて表面汚染の緩和と放電洗浄についての提案を行った[34]。このミラーは、多結晶シリコンを母材として、反射コーティング材として、銀とアルミ

ニウムが選択された。銀の保護コートには  $Al_2O_3$  が、アルミニウムの保護コートには  $ZrO_2$  が選択された。核分裂炉 WWR-Mにおいて約  $10^{19} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$  の総中性子フルエンスで照射実験を行った結果、照射前後で反射率にほとんど変化がみられなかった。今後 14 MeV 中性子による検証が必要であるが、期待できる選択肢と思われる。ただし、このミラーは、保護コートの透過率の影響で、波長 600 nm 以下の可視域で反射率が低下し(波長 400 nm で反射率 30%)、入射レーザー光の波長が 1064 nm の場合、このミラーで数 keV を越える電子温度計測を行うには慎重な検討が必要である。

### 2.3 マルチパストムソン散乱計測

磁場閉じ込めプラズマの場合、レーザービームをプラズマ中に入射しトムソン散乱光を発生させた後、プラズマを通過したレーザー光のエネルギーは、入射前のレーザーエネルギーと比べてほとんど損失がない。よって、プラズマ通過後のレーザービームを再度測定に用いることが行われている(マルチパストムソン散乱)。この方法では、単に散乱光を増大させるだけではなく、光路長を長くすれば高時間分解計測が可能となる。さらに、5章で解説するように測定配置を選べば、1発のレーザー入射で非等方性温度測定も可能である。

現在、マルチパストムソン散乱の主な実施方法として、(1)全反射鏡で折り返す方法、(2)イントラキャビティー方式、(3)誘導ブリルアン散乱位相共役鏡を用いた方式、(4)マルチパス散乱と飛行時間差を用いた2次元計測方式の4つの方式が報告されている。それぞれの詳細は、後で述べるとおりであるが、各方式の長所と短所は表1に示したとおりである。マルチパストムソン散乱計測は、既存のシス

テムに光学系を若干追加することにより、比較的lowコストで上記のような恩恵が得られるため、今後の実験で多く採用されると思われる。

(1) 全反射鏡で折り返す方法

NOVA-UNICAMP トカマクでは、プラズマを挟むように2枚の凹面鏡を正対させ、その間でレーザー光を往復させマルチパストムソン散乱を行った(図9)[35]。この方法では、往復するビームを測定領域で収束させ、かつ観測視野から外れないように狭い領域で往復するように光学系を設計する必要がある。ここでは、直径6 cm, 焦点距離12.5 cmの球面鏡が用いられ、直径1 cmのレーザービームが、焦点距離37 cmのレンズを通して、球面鏡に導かれ24回プラズマを通過した後、ビームダンプで終端される設計となっている。中心位置でのビーム径は約0.12 cmである。マルチパス散乱では、プラズマを通過するたびに散乱光が得られるが、光学系の損失があるため、ある回数で散乱光の増倍率が飽和する。このシステムでは、10パス程度でマルチパス散乱による散乱光の増倍率が飽和し、ゲインは6

程度となっている。結果として、12 ms間のプラズマ生成中に4空間点の電子温度・密度分布の時間変化の測定に成功している。

TST-2においても2枚の球面鏡を正対させ、その間でレーザー光を往復させる方法を検討した[36]。また、1枚の球面鏡で折り返し、ダブルパス散乱計測が行われた[37]。

(2) イントラキャビティー方式

この手法は、レーザー共振器の中にプラズマを配置し、マルチパストムソン散乱計測を行うというユニークな手法である[38-40]。図10に、概略構成図を示す。基本構成は、レーザー発振器と同様で、光共振器を構成する2枚の鏡(平面形状のリアミラーと球面ミラー)の間に、レーザー媒質(Crイオンの添加量0.05%のルビーロッド、直径19 mm, 長さ200 mm), Qスイッチ, ポーラライザ, 補正レンズ, プラズマへの集光レンズ, 観測対象であるプラズマが配置されている。このシステムのキャビティーの長さは18 mである。一回の励起動作中にQスイッチを高速動作させることにより、レーザーパルス列を発生させている。

表1 各マルチパストムソン散乱の方式の長所と短所。

	長所	短所
(1) 全反射鏡方式	・誘電体多層膜ミラーが利用できるため折り返しミラーは高反射率	・折り返しミラーのアラインメントが複雑 ・折り返したビームが広がらないよう、プラズマ中で常にビームが収束されるような光学設計が必要
(2) イントラキャビティー方式	・光路中の透過率損失に伴うレーザー光の減衰をレーザー媒質の利得が補償してくれるため、各パスのレーザー強度を一定にすることが可能 ・誘電体多層膜ミラーが利用できるため折り返しミラーは高反射率	・折り返しミラーはレーザー発振にも使われるため、ミラーのアラインメントがより複雑 ・折り返したビームが広がらないよう、プラズマ中で常にビームが収束されるような光学設計が必要
(3) 位相共役鏡方式	・最初の位置合わせだけでアラインメント不要 ・レーザービームは往路と復路でまったく同じ経路を通る	・位相共役鏡を動作させるために単一縦モードのレーザーが必要 ・レーザー光の品質が反射率に影響する ・位相共役鏡で反射されたレーザー光の波長がわずかにシフトする
(4) マルチパス散乱と飛行時間差を用いた方式	・2次元計測が可能 ・飛行時間差を利用することにより、1台の分光器で多くの空間点を測定できる ・誘電体多層膜ミラーが利用できるため折り返しミラーは高反射率	・折り返しミラーのアラインメントが複雑 ・折り返したビームが広がらないよう、プラズマ中で常にビームが収束されるような光学設計が必要

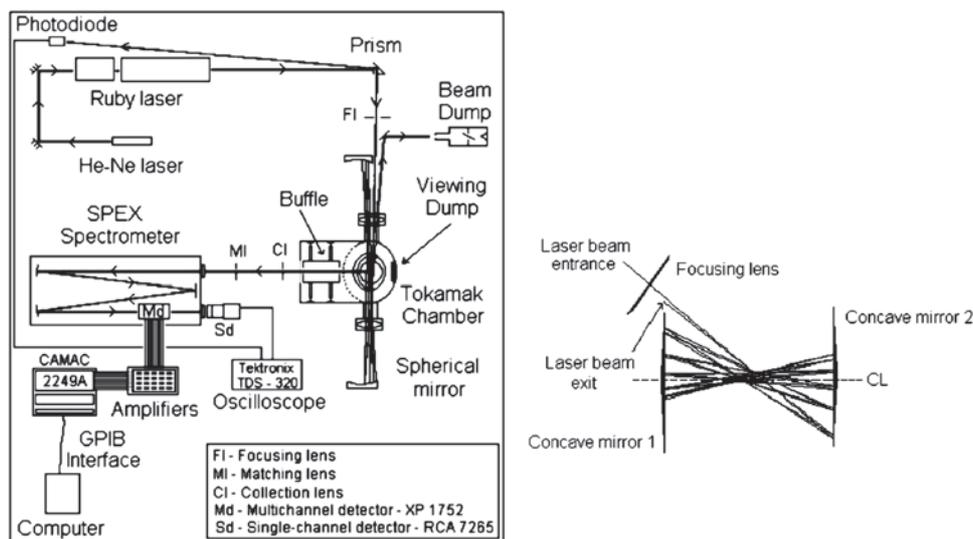


図9 NOVA-UNICAMP トカマクにおける球面鏡を用いたマルチパストムソン散乱計測システム(左)、球面鏡を用いたマルチパストムソン散乱計測システムにおけるレーザービームの光路(右)[35]。右図では20パスの場合を示している。

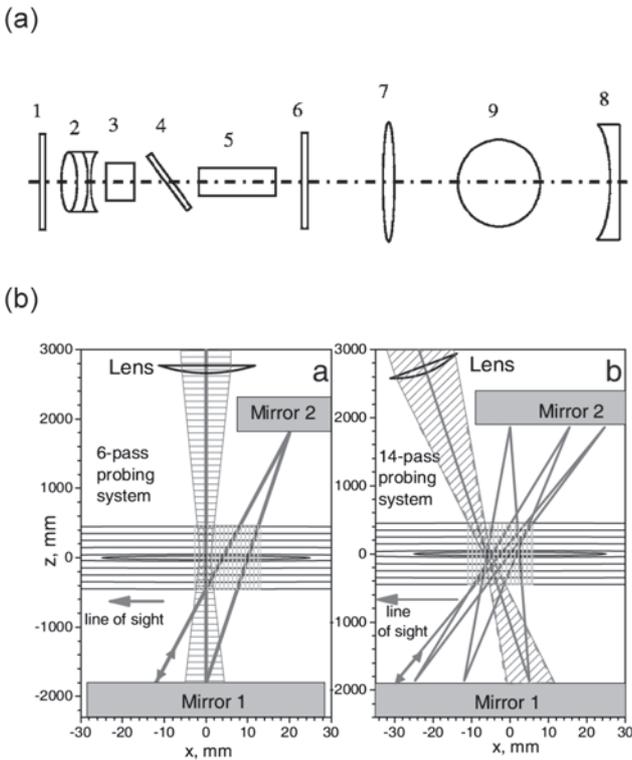


図10 (a)イントラキャビティー型マルチパストムソン散乱計測システムの概念図[41]と、(b)マルチパス計測におけるビーム光路[42].

TEXTORでは、5 kHzの繰り返しで、18発のレーザーパルスが発生させ、パルスあたりのレーザーエネルギーは約12 Jを達成している。超高速のCCDカメラでTVトムソン散乱計測を行った結果、磁気島の回転に伴う電子温度と電子密度の時間変化の測定に成功している[41, 42].

(3) 誘導ブリルアン散乱位相共役鏡を用いた方式

誘導ブリルアン散乱 (Stimulated Brillouin Scattering, 略してSBS) を利用した位相共役鏡では、レーザー光による入射電界が非線形媒質中で誘起する二次あるいは三次の非線形現象により、入射電界の全空間位相を瞬時に反転し、共役波面を発生させることができる。すなわち、空間波面の形が同じで、伝搬方向が完全に逆になった波面を発生できる。位相共役鏡の特徴として、位相共役鏡で反射されたレーザー光は、ビデオの逆再生のように、往路と同じ光路をたどる (時間反転性)。さらに、レーザー光が光学的に不均質な媒質を伝搬しても、位相共役鏡で反射させることにより、復路で往路の波面歪みを打ち消すように作用するため、高出力レーザー増幅器で誘起される波面の乱れを補正することができる (位相補正作用)。位相共役鏡のレーザー装置への応用は、第3章で解説する。

前述の2つのマルチパス散乱では、レーザービームを折り返すために、凹面鏡が用いられるが、それらとは異なるアプローチとして、位相共役鏡がトムソン散乱計測に用いられた。ここで用いる位相共役鏡では、誘導ブリルアン散乱を発生させる非線形媒質として液体フロン系化合物 (3M社のフロリナート) が用いられる [43]。SBS位相共役鏡の構造はきわめて単純で、液体フロン系化合物を、両端にレーザー入射窓を持つセルに封入し、セル内の媒質に

レーザー光をレンズで集光するだけでSBS位相共役鏡が完成する。JT-60Uのトムソン散乱用レーザーを用いて反射率を測定したところ、50 Hzの繰り返しで2.9 Jのレーザー光 (平均入力145 W) を入射したとき、95%の反射率が得られている [44, 45].

JT-60Uにおいて、SBS位相共役鏡を用いたダブルパス散乱計測が行われた [44, 45] (図11)。SBS位相共役鏡は最初の位置合わせだけで、自動的に往路と同じパスでレーザービームが反射されるため、設置後は動的なアラインメントが不要である。レーザー装置から位相共役鏡までの距離は76.5 mあり、反射光は最終的にレーザー装置まで戻ることになるが、光路中に設置されたファラデーアイソレータで戻り光は除去され、レーザー装置が保護されている。ダブルパスの初期試験では、1.6倍散乱光が増大している。一方、プラズマを挟むように2台のSBS位相共役鏡を配置し、ポッケルスセル等でレーザービームの偏光状態を制御することにより、この一対の位相共役鏡の間にレーザービームを閉じ込め、マルチパス散乱を行うことも提案されている (図12)。

(4) マルチパス散乱と飛行時間差を用いた2次元計測方式

この手法では、図13に示すように、レーザービームは、プラズマのポロイダル断面を何度も往復するように光学系を設置しているが、上記の(1)-(3)と異なり、光路をシフトさせることにより、ポロイダル断面を走査し2次元的な計測ができるようにしている [46, 47]。さらに、図に示すように測定面が直線に見える視線から観測することにより、1つの観測光学系は、多パスによる測定点を一度に見込むが (図の例の場合3点)、飛行時間差を利用し空間測定位置を分離している。これにより1次元計測で用いるポリクロメータの台数で、2次元計測ができる工夫がなされている。原理実証試験としてポリクロメータ1台で3空間点を計測する実験が行われた。散乱信号は50 nsおきの3つのピークとして検出され、これは光路差15 mに一致している。この信号から空間3点の電子温度が評価された [48].

(波多江仰紀)

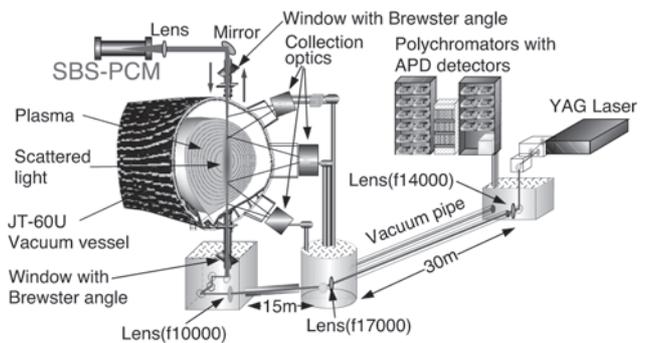


図11 位相共役鏡 (SBS-PCM) を用いたダブルパストムソン散乱計測システムの概念図[45]。レーザー装置から位相共役鏡までの距離は76.5 mである。レーザー光はSBS-PCMで自動的にアラインメントされ往路と復路はまったく同じ経路をたどる。

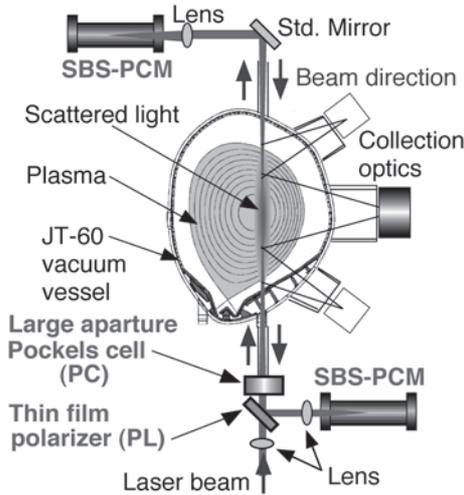


図12 位相共役鏡 (SBS-PCM) を用いたマルチパストムソン散乱計測システム概念図[45]。ポッケルスセルでレーザー光の偏光を高速に制御することにより、レーザー光を一對の位相共役鏡の間に閉じ込め、マルチパス散乱を行う。

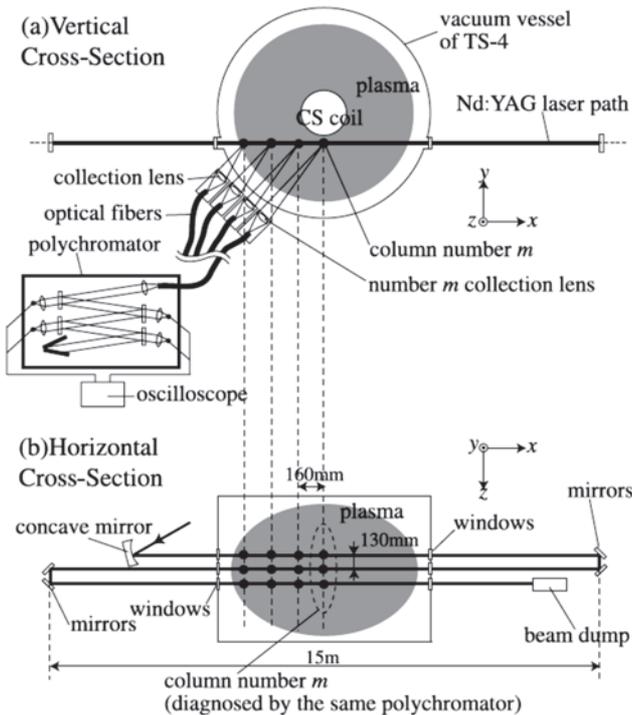


図13 マルチパス散乱と飛行時間差を用いた2次元計測方式の概念図 [47]。(a)は垂直断面、(b)は水平断面を示す。

### 3. トムソン散乱計測のためのレーザー技術

#### 3.1 世界の高出力レーザーの開発の進展とトムソン散乱計測用レーザー

トムソン散乱において、レーザー装置への要求事項は、S/N比を向上させるために、1発あたりのレーザーエネルギーを十分に高くすること、さらに、時々刻々と変化するプラズマの挙動を捉えるために、高繰り返し率でレーザー発振できることである。

図14は、固体レーザー装置開発におけるレーザー媒質の形状の変遷である。最も簡易なレーザー増幅器であるロッド型からスタートした。ロッド型のレーザー増幅器は、現

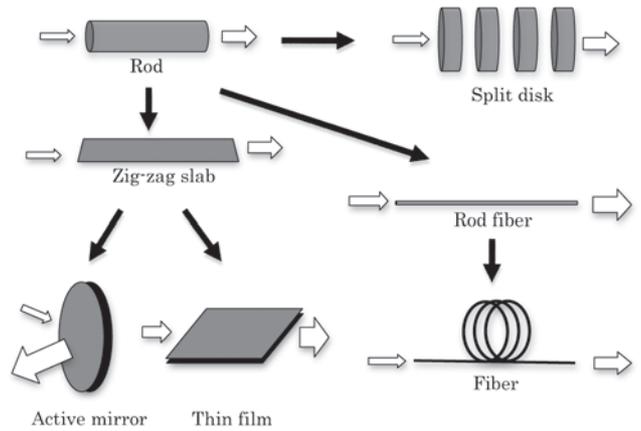


図14 固体レーザー装置におけるレーザー媒質の形状の変遷。

在でも市販のランプおよび半導体レーザー (LD: Laser diode) 励起固体レーザーの主流であるが、高平均出力動作時の熱負荷増加により、ビーム品質の低下が著しいのが現状である。主なビーム品質劣化の要因は、熱レンズ効果である。フラッシュランプやLDによる励起光がレーザーロッドに吸収されるとロッド内にロッド中心をピークとするパラボリックな温度分布が発生する。ロッド内部には温度分布に対応した屈折率分布が生じるため、このようなロッドは凸レンズの作用を持ち、レーザーロッドに入射された平行光は、ロッドを通過すると焦点を結ぶようになる。このような現象を熱レンズ効果という。産業用としては、高平均出力パルス動作の必要性から、1990年頃ジグザグスラブ型レーザーが開発されたが[49]、高精度の加工が要求されるレーザー媒質のコスト高のため、高出力化には限界が見られた。2000年頃から、大きな冷却アスペクト比から排熱効果が大きいYb添加大口径ファイバーレーザーや薄板アクティブミラー型レーザーの開発が活発となり、これらが現在の主流となった。慣性核融合用大型レーザー装置では高ピーク出力が必要であり、大口径な媒質が製作可能であるスプリットディスク形状のレーザーが開発された。連続発振の加工用レーザーは、現在稼働している炭酸ガスレーザーやランプ励起YAGレーザーの原価償却が終われば、高ビーム品質、高出力、信頼性が高く、低価格化が可能となったファイバーレーザーが主流となると予想される。

上記のようにレーザー技術は、急速に進んでいるが、トムソン散乱計測に適した最新の技術を用いたレーザーは、市場に流通していないのが現状である。トムソン散乱計測では、広く流通しているフラッシュランプ励起でロッド型のレーザーの使用が未だ一般的である。しかしながら、計測上のニーズから、近年、最新のレーザー技術を取り入れたトムソン散乱計測専用のレーザー装置が開発されてきた。この章では、トムソン散乱計測用高出力レーザーおよびトムソン散乱計測に応用可能なレーザー技術の開発の状況について解説する。

#### 3.2 トムソン散乱計測用高平均出力レーザー開発の現状

ランプ励起固体レーザーではLD励起に比べ、出力効率が低く、熱蓄積効果が高いためビーム品質およびレーザー

出力が低下する。このため、最新のレーザー技術を導入し性能改善を図ったトムソン散乱計測用高平均出力 YAG レーザーが開発されている。図15は、磁場閉じ込め装置のトムソン散乱計測で使われているレーザーの性能を比較した。市販品のレーザーは、左下で示された領域にある。この節では、代表的なレーザー装置の開発結果と、トムソン散乱計測用レーザーとして将来有望な要素技術を紹介する。  
(1) SBS 位相共役鏡を搭載した高平均出力レーザー

JT-60U では、トムソン散乱計測用レーザーとして、既存の YAG レーザー増幅器と、優れた位相共役特性が得られるフロン系化合物を用いたSBS位相共役鏡を組み合わせた。JT-60U のトムソン散乱計測用レーザーでは、ガウシアンプロファイルのビームをセレーテッドアパーチャーとスペーシャルフィルターを使いトップハットプロファイルに変換し、さらに各レーザー媒質中央にこのイメージが転送できるように像転送光学系を配置した。リング発振器から出力された単一縦モードレーザー光は偏光により2分岐され、1ビームはロッド径12mmの増幅器2段、もう一方はロッド径14mmの増幅器2段により増幅後、各位相共役鏡でビームが折り返されダブルパス増幅が行われる。当初は1.5J、30Hzだったが、レーザー媒質の熱的収差を補正し、ダブルパス増幅により高い抽出効率で増幅を行った結果、高出力、高ビーム品質を達成し、出力エネルギー7.46J、繰り返し50Hz、平均出力373Wを達成した(図15)。出力ビーム性能の近視野像はTEM<sub>00</sub>モード、遠視野像は回折限界の約1.5倍まで得られた[44, 45, 50, 51]。

日本が調達することになっているITERの周辺トムソン散乱計測装置では、100Hzの繰り返しで、出力エネルギー5Jが要求されており、JT-60のトムソン散乱計測用レーザーの設計を基本として、原型YAGレーザーが試作された(図16)。このレーザーのために、次節で解説する高効率な増幅器が開発された。性能試験を行った結果、100Hzの繰り返しで、ITERの要求を越える出力エネルギー7.66J、平均出力766Wの世界最高レベルの性能が得られた[52]。空間的に分離した2ビームは、位相共役効果により、アライメントフリーで常に相似関係にあるパターンで数10m離れた測定領域まで伝搬することができ、ITERでの高精度な電子温度・密度計測が期待されている。

関連したレーザー開発の動向としては、LD励起ロッド型Nd:YAGレーザーもSBS位相共役鏡との組み合わせにより、平均出力500W(パルスエネルギー約300mJ、繰り返し5kHz、パルス幅8ns)で回折限界の約1.5倍が得られている[53]。ロッド型レーザーに比べ、高ピーク出力エネルギーが期待されるスプリットディスク型やジグザグスラブ型レーザーにもSBS位相共役鏡が採用されている。スプリット型レーザー増幅器では最大出力10J以上が得られており、増幅器とSBS位相共役鏡の組み合わせにより、高出力、高繰り返し、高ビーム品質レーザーの可能性を示した[54]。また、2台のLD励起ジグザグスラブ型ガラスレーザーの多重パス増幅とSBS位相共役鏡の組み合わせにより、高出力、高ビーム品質を実証した。増幅器2台の最大励起入力約200Jの時、最大出力約21.3Jを達成した。増幅パルスのビーム品質は、入射ビームとほぼ同等であり、回折限界の約2倍程度が得られた[55]。

(2) サマリウム添加ガラスによるレーザー増幅器の高性能化  
フラッシュランプ励起Nd:YAGレーザーでは、サマリウム添加ガラスをレーザー増幅器内で使用し、増幅性能が改善されることが知られている。高出力レーザー増幅器で

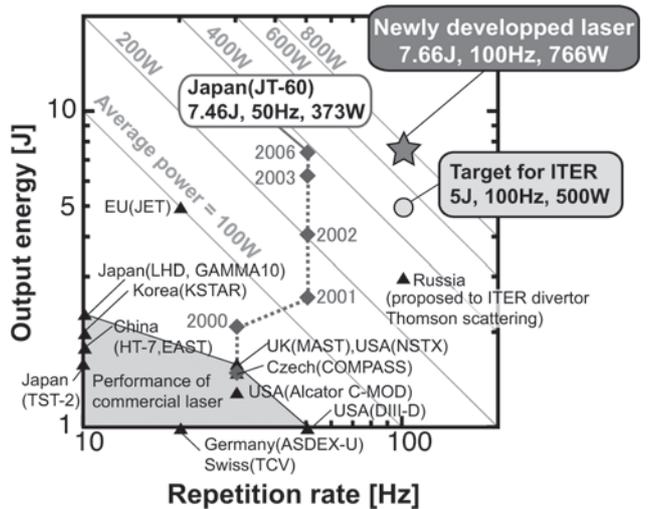


図15 世界のトムソン散乱計測用 Nd:YAG レーザー装置の性能の比較[52]。斜めの線は平均パワー[W](=出力エネルギー[J]×繰り返し率[Hz])を示す。市販のレーザーの性能は、左斜め下の灰色で塗られた領域にある。

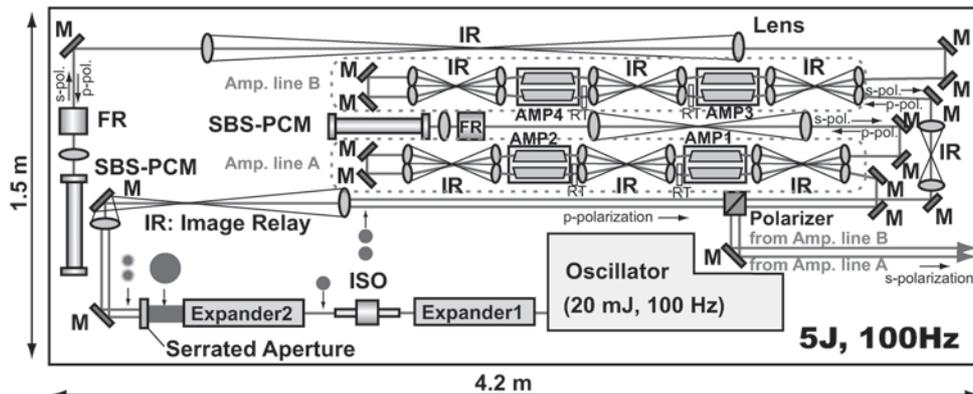


図16 ITER 周辺トムソン散乱計測用 YAG レーザー装置の光学レイアウト[52]。

は、その利得により、強力なフラッシュランプ光（白色光）中のレーザー波長と、レーザー結晶内で発生する自然増幅放出光（ASE）がレーザー媒質内の光軸方向以外の方向で増幅されてしまい、増幅器内の蓄積エネルギーを消費し、本来のレーザー利得を低下させる。サマリウム添加ガラスは、Nd:YAG レーザーの波長 1064 nm 付近に吸収のピークが有るため、フラッシュランプやレーザーロッドを取り囲むように配置されているガラス製水冷管（フローチューブ）にサマリウム添加ガラスを使うと、本来の増幅を妨げているこれらの光を選択的に吸収し、増幅器の利得を改善することができる。さらに、励起に不要なフラッシュランプ光の紫外光を吸収し、Nd<sup>3+</sup>の吸収帯がある可視光域で発光するため、励起効率向上も期待される。前述の ITER 用原型 YAG レーザーでは、フラッシュランプとレーザーロッドのフローチューブに、サマリウム添加ガラスを用いた結果、増幅率の向上効果を初めて定量的に明らかにし、小信号利得を最大 2.8 倍向上させた効率のよいレーザー増幅器が開発された（図17）[52,56]。これにより、半分の投入エネルギーでも従来と同程度の小信号利得が得られた（図18）。この増幅器は前述の ITER 用 YAG レーザーに用いられている。

(3) Cr, Nd 共添加セラミック YAG による効率向上

セラミックスによるレーザー媒質が開発され、これまでの単結晶のレーザー媒質では添加がむずかしいイオンが添加できるようになった。フラッシュランプ励起による高効率の計測用レーザー開発をめざし、レーザー媒質として Cr, Nd 共添加 YAG セラミックス[57-59]に着目した。この媒質は、Cr<sup>3+</sup>イオンに吸収された近紫外～可視光のエネルギーが効率よく Nd<sup>3+</sup>イオンへ移るため、レーザー効率改善が期待できる。

Nd:YAG 単結晶と Cr, Nd:YAG セラミックスのレーザー性能の比較検討を行うため、口径 8 mm、長さ 100 mm の Cr, Nd:YAG セラミックス媒質 2 種（添加物濃度 Cr=0.1%, Nd=1%, および Cr=0.05%, Nd=0.8%）を製作し、Nd:YAG 単結晶（Nd=1%）との比較を行った[60]。投入エネルギー約 93J（投入電力 4650 W）時の小信号利得を比

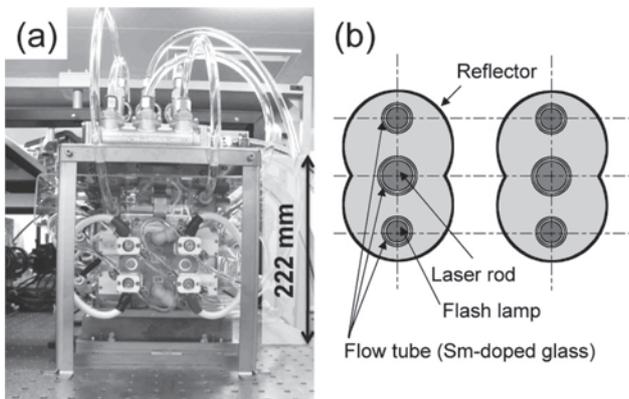


図17 ITER 周辺トムソン散乱計測用原型 YAG レーザーのレーザー増幅器[52]。レーザーロッドとフラッシュランプのフローチューブにサマリウムが添加されたフローチューブが用いられている。

較すると、1%Nd のみ添加の YAG 単結晶の利得に対し、0.05%Cr 添加セラミックスは小信号利得で約 1.4 倍の改善がみられた。0.1%Cr 添加セラミックスは 0.05%Cr 添加のものよりも小信号利得は低かった。熱レンズ効果は単結晶よりも Cr 添加セラミックスの方が高く、励起パワーを上げると顕著になる。単結晶に比べ、0.05%Cr 添加のもので 1.3 倍、0.1%Cr 添加のもので 1.8 倍に熱レンズ効果が增大することがわかった。また、93 J 入力時に、0.05%Cr 添加セラミックスのロッドからの抽出エネルギーは、最大 1.08J で、単結晶の 1.5 倍高出力化が可能である。従来の単結晶から Cr, Nd 共添加 YAG セラミックスへレーザー媒質を入れ替えるだけで、レーザーの出力が容易に向上できるため、レーザーの高出力化の一つのオプションとして期待される技術である。ただし、励起光の吸収効率がよい分、熱レンズ効果が大きくなるため、熱レンズの補正がレーザー品質向上のための課題となる。また、セラミック媒質は、紫外線による着色現象が発生するため、励起光は紫外線をカットするフィルターを通す必要がある。

3.3 ビーム合成技術

市販されているフラッシュランプ励起 YAG レーザー装置は、エネルギー 0.5~2J、繰り返し率 10-50 Hz、平均出力（=エネルギー×繰り返し率）数十ワットが一般的である（図15）。このような低出力・低繰り返し率の市販のレーザー装置を用いる場合、複数のレーザー装置を用いて同時に運転、あるいは時間をずらして運転すれば、レーザーの高出力化・高繰り返し率が可能となる。しかしながら、トムソン散乱計測では、直線偏光のレーザービームを用いる

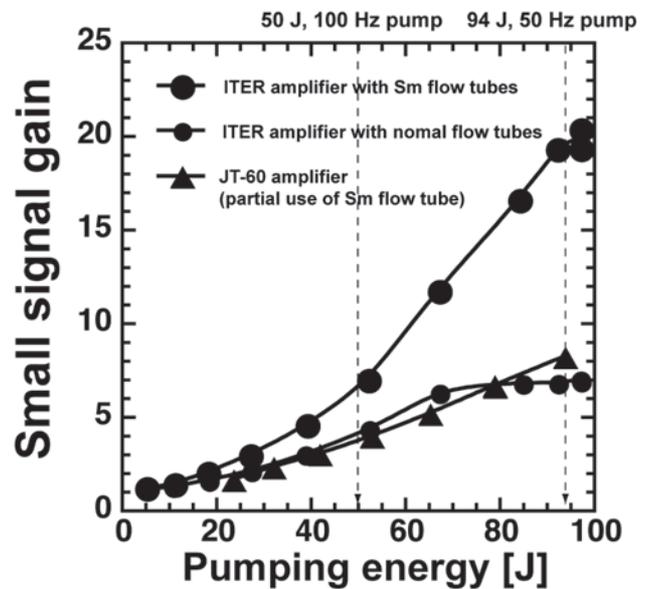


図18 ITER 周辺トムソン散乱計測用原型 YAG レーザーの増幅器の小信号利得 [52]。小さい●がパイレックスガラスによるフローチューブを、大きい●がサマリウムが添加されたガラスのフローチューブによる小信号利得を示す。▲は JT-60U のレーザー増幅器の小信号利得を示す（レーザーロッドのみにサマリウムが添加されたガラスのフローチューブを使用）。ITER の増幅器は半分の励起エネルギーでも、JT-60U のレーザー増幅器とほぼ同等の性能を示している。

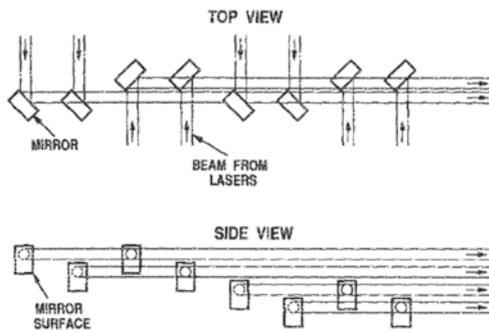
ため、レーザービームの合成には工夫が必要である。現在の2つの手法が用いられている。

(1) ミラーを用いたビーム合成手法

DIII-Dでは、1 J, 20 Hzのレーザー装置8台を用い、パッキングミラーでレーザー光をバンドル化している[61]。小型のミラーを用い、図19のような幾何学的光学配置を取ることにより、レーザービームを2列×4列に配列している。この手法では、観測位置でのバンドルビーム径が、シングルビームの場合に比べて大きくなるため、散乱光計測におけるS/N比向上の観点からは、いかにコンパクトにパッキングするかが重要である。DIII-Dでは、ビーム間の距離が6 mmとなっている。8台のレーザー装置の運転間隔を調整することにより、通常160 Hz、バースト運転時は10 kHz未満で測定可能となっている。

CHS[62]やLHD[63]においても、同様のビーム合成が行われている。ここで用いられるパッキングミラーは、減反射コートがなされた透明ガラス基板上(BK-7)に、レーザービームを反射させたい部分だけミラーコートが施されている。具体的には直径80 mmのガラス基板の上の特定箇所に短径14 mm×長径20 mmの楕円形のミラーコートが施されている。このミラーを使えば、機械的に安定な大型のミラーマウントが使用でき、ミラーマウントのサイズを気にせずにビームをパッキングできる長所がある。LHDでは、レーザー装置のビームポインティング安定性が十分でないため(200 μrad)、位置検出素子(PSD)でビーム位置を検出しフィードバック制御でアラインメントし、ビーム

(a) パッキングミラーの配置



(b) 各ビームの光路

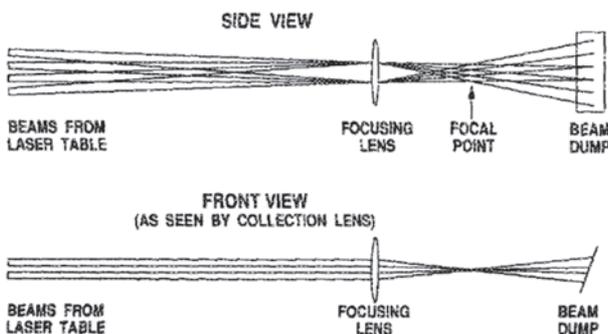


図19 DIII-Dにおけるパッキングミラーを用いたビームのバンドル化[61].

ポインティングを4 μrad未満まで安定化することに成功しており[63]、近年では、3台のレーザー(2.3 J, 10 Hz)を同時に入射し、測定精度の向上を図っている[64].

(2) 偏光素子を用いた合成手法

JT-60Uでは、2台のルビーレーザー(0.25 Hz, 10 J)のビームを合成するために、ファラデーローテーターを用いた合成が行われた(図20)[65]。レーザー1は、p偏光で出射され、レーザー2はs偏光で出射される。レーザー2のビームは図中の偏光板でレーザー1のビームと合成され、レーザー2のビームがファラデーローテーターを通過時にファラデーローテーターを動作させp偏光にする仕組みである。この方式では、2本のレーザービームを同軸に合成することができる利点がある。合わせて、多数のレーザービームを本手法で同軸に合成する手法も提案されている(図21)。JT-60Uのシステムでは、最短で2 msの時間差でレーザービームを発射し、電子温度・密度分布計測が可能であった。

3.4 誘導ブリルアン散乱レーザーパルス圧縮技術

LIDAR トムソン散乱計測は、入射レーザーによる後方散乱光を、レーザーと同軸方向から受光し、きわめて短いレーザーパルス1発あたりの散乱スペクトルの時間的な変

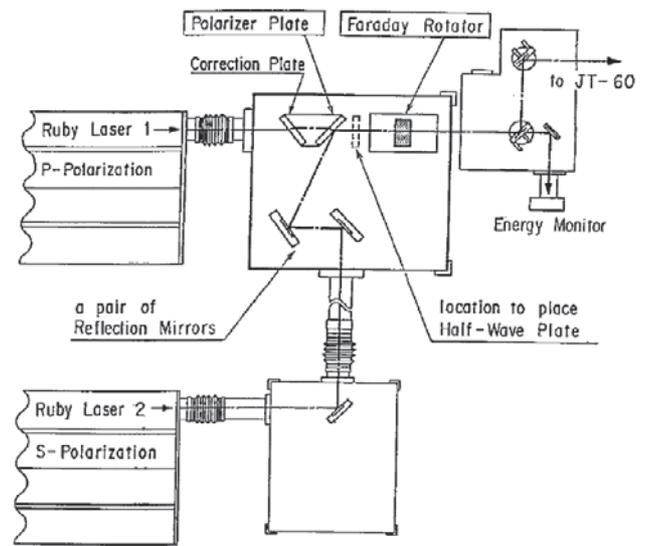


図20 JT-60における偏光素子を用いたビーム合成[65].

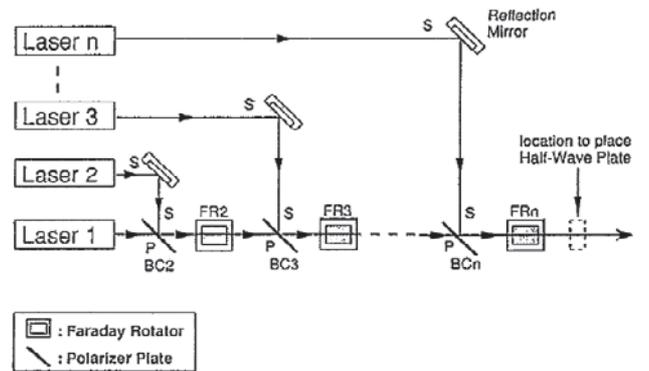


図21 偏光素子を用いた任意の台数のレーザー装置のビーム合成[65].

化を観測し、レーダーと同様な原理で、レーザーパルスが伝搬する時刻を測定位置に焼き直し、スペクトル形状から従来のトムソン散乱計測同様に電子温度・電子密度を評価し、分布測定を行う手法である[17,66]. この手法では、レーザーのパルス幅、光検出器の応答時間、光の速度をそれぞれ、 $t_L$ ,  $t_D$ ,  $c$ としたとき、空間分解能は、 $c(t_L+t_D)/2$ で表される。JETのLIDARトムソン散乱計測では、ルビーレーザーでレーザーエネルギー1 J, パルス幅300 psのパルス幅、繰り返し4 Hzのパルスを入射し、空間分解能約120 mmで計測を行っている。ITERでは、LIDARトムソン散乱計測方式でコアプラズマを計測することになっているが、レーザーに関する検討は、始まったばかりである。

LIDARトムソン散乱計測では、上述のように空間分解能は、レーザーのパルス幅にも依存している。JETでは、300 psのパルス幅を得るために、モードロック発振器の出力を、ポッケルスシャッターで切り出し、それを増幅して出力している。この方法では、非線形効果や光学素子損傷等によりレーザー出力が制限されるため、高出力化は容易ではない。そこで、誘導ブリルアン散乱位相共役鏡パルス圧縮技術[67]をLIDARトムソン散乱計測に応用することが考えられている。誘導ブリルアン散乱位相共役鏡パルス圧縮技術は、長い相互作用長 $L$ の媒質内においては、 $2nL/c$  ( $n$ :屈折率,  $c$ :光速)以下の入射パルスを、音波の緩和時間程度のパルス幅まで圧縮できる。

JETではLIDARへの応用を考慮し、ルビーレーザー(波長694.3 nm)を用いたパルス圧縮の試験が行われた[68]. 3 atmのSF<sub>6</sub>ガスと20 atmのアルゴンガスの混合ガスを充填した第1セルと0.3 atmのSF<sub>6</sub>ガスと20 atmのアルゴンガスの混合ガスを充填した第2セルの2つのパルス圧縮セル(長さはそれぞれ4 m)を用いて、1.5 Hzの繰り返しで、20 nsのパルスが300 psまで圧縮された。圧縮パルスのエネルギーは、1 Jであり、本手法がLIDAR計測へ応用できる見通しを得た。

ITERのコアLIDARトムソン散乱計測装置では、40 keVまでの電子温度を計測する必要がある、Nd:YAGレーザー(波長1064 nm)で計測することが検討されている。Nd:YAGレーザーに関しては、緩和時間約600 psのフロリナートFC-75[69,70]を用いて、エネルギー1.5 J, 圧縮パルス幅600 psが達成されている[71]. 誘導ブリルアン散乱媒質の物性値選択によって、さらに短いパルス圧縮を実現する研究が進められている。300 ps以下のパルス発生を目的として、FC-75より緩和時間の速いFC-40(緩和時間240 ps)を用いたSBSパルス圧縮実験が行われた(図22)[72]. SBS反射率特性を測定した結果、最大入力エネルギーの時、最大反射率90%以上が得られた。入射エネルギーに対する圧縮パルス幅の関係はSBS発生器用レンズの焦点距離1000 mmの場合、入射エネルギー約100 mJで圧縮パルス幅800 psが得られ、最大エネルギー約1 Jで最小パルス幅約160 psが得られた(図23)。焦点距離750 mmの場合でも、パルス幅220 psが得られた。入射パルス幅13 nsに対するパルス圧縮度は81で、輝度は65倍高くなった。高繰り返し動作によるSBS圧縮が実現できれば、ITERにおけるコア

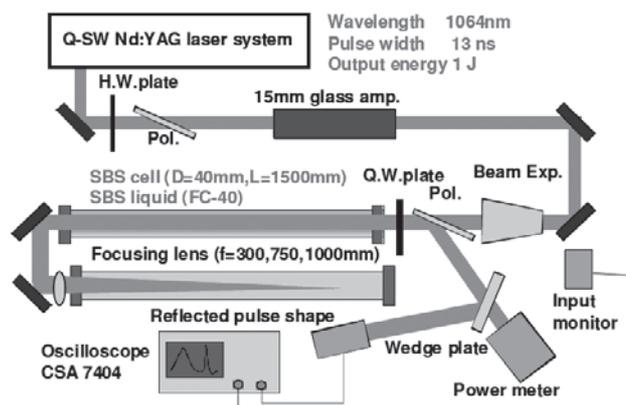


図22 液体フロン系化合物FC-40を用いたパルス圧縮実験の機器構成[72].

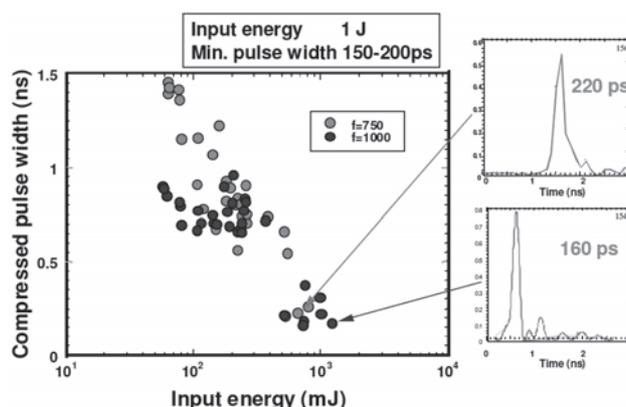


図23 SBSパルス圧縮によって圧縮されたパルス幅の入射エネルギー依存性と、典型的な圧縮パルス波形[72].

および周辺トムソン散乱計測用レーザーで共通のレーザー(パルス幅10 ns程度)が使用できる可能性がある。

(吉田英次)

## 4. 光学系の較正

### 4.1 分光透過率その場較正の必要性

トムソン散乱計測により取得したスペクトルから電子温度および電子密度を同定するためには、計測に用いる波長帯の分光透過率(集光立体角内に散乱した光のうち、検出器に検出される割合)を較正する必要がある。標準光源を用いて光学系に白色光を入射して、透過(あるいは反射)後のスペクトルを測定することにより、波長ごとの相対的な分光透過率(以後、相対分光透過率という)を較正する手法が、様々なプラズマ実験装置におけるトムソン散乱計測装置で広く用いられている。特定の波長における光学系の透過率較正は、ガス散乱により行うことが一般的である。ガス散乱として、主にレイリー散乱[73]またはラマン散乱[74,75]が用いられる。レイリー散乱は、入射波長と散乱波長が同一である。したがって、装置壁でのレーザー光の反射等による迷光の影響を受けやすい。ラマン散乱は、入射波長からシフトした複数の散乱波長を持つため、迷光の影響は少ない。しかし、ラマン散乱の強度は、レイリー散乱と比較して数桁低く、0.1気圧程度の中性気体を封入することが一般的である。また、ラマン散乱の波長帯は、ト

トムソン散乱計測に用いる波長帯と比べると非常に狭い。それゆえに、標準光源を用いて相対分光透過率を較正し、その後、ガス散乱によって特定の波長帯における透過率を較正する方法が広く用いられている。

レンズや光ファイバーなどのガラス材料は、中性子やガンマ線が照射されることにより透過率が悪化してしまうことが知られており[76]、さらには、ベリリウムなどのダスト粒子が光学機器表面に堆積し、反射率や透過率が変化してしまうことも考えられる[77]。分光透過率の変化の時定数は、光学機器を設置する位置および遮蔽材の開口径にも依存するが、燃焼プラズマ計測において必要となる較正の頻度は、標準光源を用いた較正を行える頻度よりも高くなることが考えられる。したがって、燃焼プラズマのトムソン散乱計測を行う場合には、光学系の分光透過率を高頻度で較正する手法が必要となる。プラズマ放電中に測定をしながら同時に較正を行う「その場較正」が可能であることが最も望ましい。なお、標準光源を用いた相対分光透過率較正は、長期保守期間中にリモートハンドリング装置（遠隔保守装置）を用いて実施する[78]か、集光光学系のシャッターの裏面に設置したレトロリフレクターもしくは散乱体を用いて[79]実施することが可能であると思われる。後者は、比較的高頻度で実施可能であるが、シャッター裏面のダスト堆積、面粗さの変化などが生じると、較正が正確にできなくなってしまう恐れがあり、対策法を開発する必要がある。

4.2 相対分光透過率その場較正法の種類

相対分光透過率の較正には、測定に必要となる波長帯を包含する幅広いスペクトルを持った光源が必要である。このような光源としてプラズマからのトムソン散乱光そのものを用いるアイデアがSmithにより提案された[80]。

波長( $\lambda_i$ )の異なる2種類のレーザーを入射したとき、2種類の異なる散乱スペクトルが得られる。同一のプラズマを計測しているのであれば、2種類の散乱スペクトルそれぞれを解析して得られる電子温度および電子密度は同一になるはずである。つまり、電子温度と電子密度に加えて分光透過率も変数として扱い、2種類の散乱スペクトルを矛盾なく説明できる変数の組み合わせを探すことにより、相対分光透過率が較正される。ここで、入射波長でなく散乱角を2種類としても同様のことがいえる。トムソン散乱計測により検出される信号強度は、電子密度と分光透過率の積に比例する。したがって、2種類の散乱スペクトルを用いた較正法では、電子密度を  $n_e$ 、分光透過率  $S$  をとした時に  $n_e \rightarrow an_e$ 、 $S \rightarrow S/a$  の任意性がある ( $a$  は任意の定数) ため、分光透過率そのものの値でなく、波長帯ごとの相対的な値が得られる。以下では、2種類の入射波長を用いた場合と2種類の散乱角を用いた場合それぞれの特徴について解説する。

4.3 波長の異なる2種類のレーザーを用いた相対分光透過率その場較正

波長の異なる2種類のレーザーを用いる場合、それぞれのレーザーの散乱光を独立に得るためには、入射時刻に差をつければよい。時刻の差は、レーザーのパルス幅 (典型

的には10 nsオーダー) よりも大きく、プラズマが変化する特徴的時間よりも小さい必要がある。相対分光透過率が完全に未知としたとき、2種類のレーザーによるそれぞれの散乱スペクトルが重なり合っている必要がある (図24)。定性的に解釈すれば、重なり合ったスペクトル強度の比から電子温度を同定し、その後、電子温度が既知のプラズマからのトムソン散乱光を標準光源として、分光系の各波長チャンネルにおける電子密度と分光透過率の積を同定するという方法である。

レーザーの繰り返し周波数はレーザーの種類によるため、すべての測定時刻において較正ができるとは限らない。また、原理的にというよりは技術的な問題ではあるが、レーザーをほとんど同時に2本入射することによる熱負荷によって、ビームダンプやミラーなどの光学機器にダメージを与えないようにする必要がある。ダメージを回避できるように適度に間引きしつつ、光学系の透過率変化の特徴的時間よりも十分短い間隔で構成する必要がある。しかしながら、光学系の透過率変化の特徴的時間を正確に評価することは容易でない。

以上からわかるように、波長の異なる2種類のレーザーを用いて相対分光透過率を較正する場合には、計測用レーザーと較正用レーザーの組み合わせを適切に選ぶ必要がある。較正用レーザーの選択の指針として、波長の選択が最も重要である。波長が異なるレーザーによる散乱光の2種類のスペクトルが重なりやすいように、また、高温計測用の散乱波長帯で較正用レーザーからのトムソン散乱光をできるだけ多く検出できるように波長を選択する。例えば、ITERの周辺トムソン散乱計測の配置を想定した場合には、計測用レーザーとしてYAGレーザー、較正用レーザーとしてルビーレーザーを用い、1.5 keV程度以上の電子温度を持ったプラズマに対してこの手法を適用すれば、プラズマ放電中に精度よく相対分光透過率が較正できることが示されている[81] (図25)。併せて、実際の計測においては、測定のための分光器の波長分割を適切にすることも必要である。

谷塚は、2つの入射波長の相乗平均となる波長  $\lambda_g = \sqrt{\lambda_1 \lambda_2}$  において、2つのスペクトル強度比が電子温度にほとんど依存しない性質を利用し、分光器のある2つの波長帯を  $\lambda_g$  で分けることにより、スペクトルが重なり始める比較的

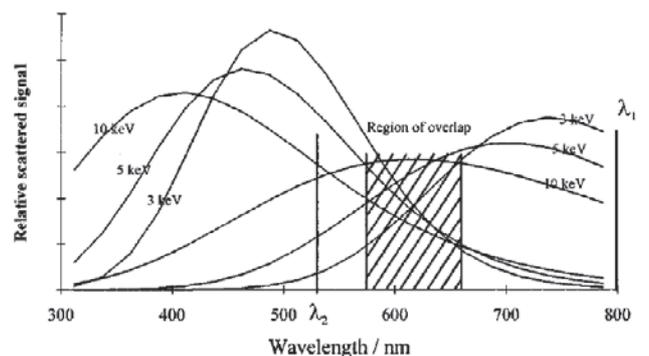


図24 2つのトムソン散乱スペクトルの重なりから電子温度を求めるときのスペクトルが重なり合う範囲[80]。

低電子温度の場合には特に、2つのスペクトル強度比から電子温度を比較的高精度に求めることができることを示した[22].

#### 4.4 二種類の散乱角を用いる手法

入射レーザーの波長が同じで2種類の散乱角を用いる場合、取得した2つのスペクトルは必ず重なり合う。2種類の散乱角をもったスペクトルを取得するために、集光光学系を2系統具備してもレーザービームを2本入射してもよい。通常、トムソン散乱計測では電子温度及び電子密度の分布を測定するため、レーザービーム2本を用いる場合には、互いに逆方向に伝搬し、重なり合っていることが実用的には望ましい。ミラー等によって入射ビームを反射させることにより、互いに逆方向に伝搬する2本のレーザービームを容易に作る事ができる(図26)。この手法においても2つのスペクトルを独立に得る必要があるため、2つの散乱光が到達する時刻をずらすために、レーザービーム折り返し用のミラーはプラズマから十分に遠ざけるか、レーザーパルス幅を十分に短くする必要がある。この手法は、東京大学の球状トカマクTST-2において原理実証され

ている[82, 83]。2種類の散乱角を用いる手法は、1種類のレーザービームを用いて、すべての測定時刻において必ず相対分光透過率を較正できることが優れている。電子温度を求める際に2つのスペクトルの比を用いるが、折り返しミラーの反射率等に変化があった場合には、解析の際に注意を要する。しかしながら、この問題については、複数の波長チャンネルにおけるスペクトル強度比を解析することによって解決できる[84]。また、2種類の散乱角を用いたトムソン散乱計測において、光学系の透過率・反射率が既に較正されていれば、分光系の1個の波長チャンネルにおけるスペクトル強度の比を測定するだけで、電子温度および電子密度を得ることができる[83]。このように、2種類の散乱角を用いる方法は多くの利点を持つ。一方、散乱角が異なるということは、電子速度分布関数において、各々のスペクトルに反映される電子速度の方向が異なることを意味している。即ち、電子速度分布関数が非等方的である場合には、スペクトルの解析は注意深く行う必要がある。逆に、較正された光学系を用いて2つの散乱角を持つスペクトルの解析を行うことにより、非等方性を実験的に測定

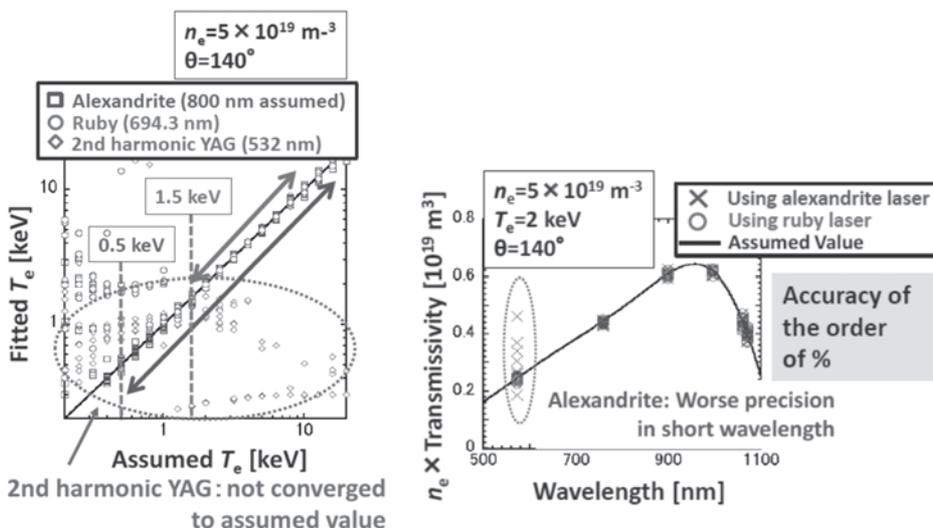


図25 (左)較正用レーザーの種類と電子温度較正精度、(右)比較的低電子温度(2 keV)の時の分光器の各波長チャンネルの相対分光透過率較正精度。ルビーレーザーを用いたとき、比較的低電子温度から電子温度と測定波長領域全体の相対分光透過率両方の較正ができる。

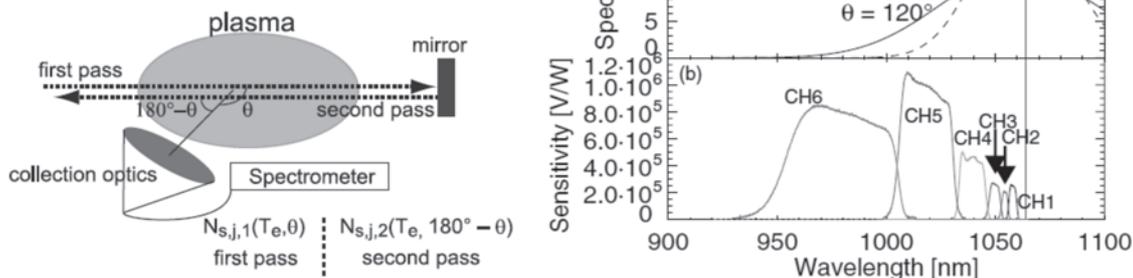


図26 (左)ダブルパス散乱の配置 [82]、(右 a)レーザービーム折り返し前 ( $\theta = 120^\circ$ ) および折り返し後 ( $\theta = 60^\circ$ ) におけるトムソン散乱スペクトル、(右 b) 分光器感度特性の例 [83].

することも可能である。これについては、次章で解説する。  
(谷塚英一)

## 5. スペクトル解析

### 5.1 スペクトル解析における共通原理

トムソン散乱計測による電子速度分布関数の詳細評価は、古くから挑戦されてきた課題である。相対論的效果を考慮したトムソン散乱のスペクトルは、(2)式のようになる[85]。散乱スペクトルは、入射レーザーの伝搬方向と観測視線の方向と散乱波長によって決まる特定の方向に沿った電子速度分布関数を反映しているため、原理的には、トムソン散乱スペクトルから電子速度分布関数の一部を一意的に同定できる。さらに、複数の観測視線を具備すれば、電子速度分布関数を詳細に知ることができる。

$$\begin{aligned} \frac{d^2P}{d\Omega_s d\varepsilon} &= r_e^2 \langle S_i \rangle n_e(\mathbf{r}) \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 d\beta_k d\beta_{k\perp} d\beta_E \\ &\times \frac{(1-\beta^2)[(1-\beta_i)(1-\beta_s) - (1-\cos\theta)\beta_E^2]^2}{(1-\beta_s)^5} \\ &\times f(\beta) \delta\left(\beta_k + \frac{\varepsilon}{(1+\varepsilon)\sqrt{1+\frac{1}{(1+\varepsilon)^2} - \frac{2}{(1+\varepsilon)}\cos\theta}}\right) \\ &\times \frac{2+\varepsilon}{(1+\varepsilon)^3} \frac{1-\cos\theta}{\left(1+\frac{1}{(1+\varepsilon)^2} - \frac{2}{(1+\varepsilon)}\cos\theta\right)}, \\ \beta_i &= -\beta_k \cos\eta + \beta_{k\perp} \sin\eta, \\ \beta_s &= -\beta_k \cos(\eta+\theta) + \beta_{k\perp} \sin(\eta+\theta), \\ \beta_E &= \beta_{kT}, \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 $\beta$  は光速で規格化した速度であり、その方向と角度 $\eta$ は図27のように定義する。これを用いることにより、任意の電子速度分布関数と非共同トムソン散乱スペクトルを関係づけることができる。第1原理的には、(2)式の $f(\beta)$ の部分にモデル化した速度分布関数を代入することにより、スペクトルを得ることができる。相対論的效果を考慮したトムソン散乱スペクトルの解析式は、論文[86]の解析式が有効である。この解析式では、デポラリゼーション項を含む完全な相対論的效果を考慮したトムソン散乱スペクトルを与え、100 keVでも相対誤差が0.1%未満の精度でトムソン散乱スペクトルを求めることができる。以下

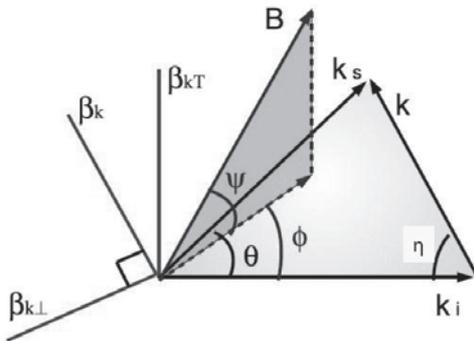


図27 (2)式における角度および方向の定義[96].

で示す速度分布関数は、相対論的效果を含んでいる。等方マクスウェル分布の場合は、 $f(\beta)$  は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} f_M(\beta) &= \frac{\alpha}{2\pi(m_0c^2)^3 K_2(2\alpha)} \exp(-2\alpha\gamma), \\ 2\alpha &= \frac{m_0c^2}{k_e T_e}, \\ \gamma &= (1-\beta^2)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $K$ は第2種変形ベッセル関数、 $\gamma$ はローレンツ因子である。等方マクスウェル分布以外の電子速度分布関数を用いる場合は、 $f(\beta)$ として、(4)式(ローレンツ分布)や(5-7)式(非等方マクスウェル分布)などを用いる。

### 5.2 マクスウェル分布から逸脱した速度分布同定法

原理としては、トムソン散乱スペクトルは特定の方向に沿った電子速度分布関数を反映しているが、トムソン散乱の信号は非常に微弱であるため、具備できる波長チャンネル数としては3~10個程度が一般的である。したがって、少ない情報から電子速度分布関数を得るために、電子速度分布関数を適切にモデル化し、分布関数の形状を特徴づける少数のパラメータを推定する必要がある。電子速度分布関数のモデルとしては、等方マクスウェル分布以外に、高エネルギー電子の生成を考慮した、高温と低温の2成分を持つマクスウェル分布やローレンツ分布、電子サイクロトロン加熱による磁力線に垂直方向への選択的な加速を仮定した非等方マクスウェル分布、電流駆動に伴った変位マクスウェル分布などが代表的である。様々な等方的電子速度分布関数モデルに対するスペクトルは、Brownによってまとめられている[87]。

相対論的效果を含んだローレンツ分布は、以下のように表せる[88]。

$$\begin{aligned} f_L(p) &= \frac{3\alpha^{3/2}}{4\pi(m_0c^2)^3 \kappa^{5/2}} \\ &\times \frac{\left(1 + \frac{2\alpha(\gamma-1)}{\kappa}\right)^{-\kappa}}{B\left(\frac{5}{2}, \kappa-3\right) {}_2F_1\left(\frac{5}{2}, -\frac{3}{2}, \kappa - \frac{1}{2}, \frac{4\alpha-\kappa}{4\alpha}\right)}, \\ 2\alpha &= \frac{m_0c^2}{k_e T_e^*}, \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 $p$ は電子の運動量、 $T_e^*$ はバルク成分の実効的電子温度、 $B$ はベータ関数、 ${}_2F_1$ はGaussの超幾何関数、 $\kappa(>4)$ はスペクトル因子である。マクスウェル分布は $\kappa \rightarrow \infty$ に対応する。図28にローレンツ分布の時のスペクトルを示す。

JETやTFTRでは、強いイオンサイクロトロン加熱を行った時に、高温領域でトムソン散乱により測定した電子温度と電子サイクロトロン放射(ECE)により測定した電子温度に差が出るのが観測されている[89,90]。ECEによる電子温度測定結果についても、2倍高調波と3倍高調波で評価するとそれぞれ異なった電子温度となっている。これらの差異を説明するために、マクスウェル分布から逸脱した速度分布関数が仮定された[91]。様々な形状の電子速度分布関数を仮定し、トムソン散乱スペクトルの理論値

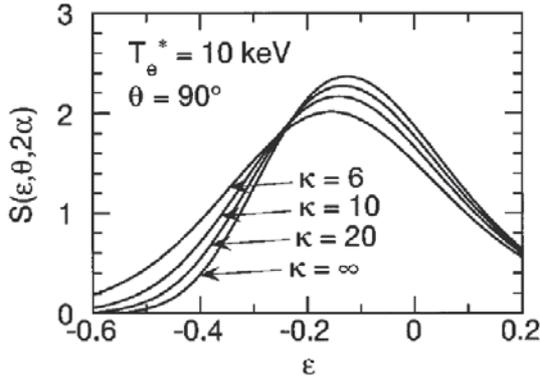


図28 電子速度分布関数がローレンツ分布の時のトムソン散乱スペクトル[88].  $\kappa$  が小さいほど、高エネルギー電子が多数存在する。また、マクスウェル分布は、 $\kappa = \infty$  の極限として表すことができる。

と実験値が最もよくフィットする電子速度分布関数形状を探すことにより、マクスウェル分布から逸脱した速度分布関数を同定することが試みられている[92]。文献[92]の時点では、分光系の制限もあり、マクスウェル分布からの有意な逸脱は観測されていない。今後の分光系の拡張によるさらなる高温領域の計測による知見に期待したい。

### 5.3 非等方性を含んだ電子速度分布関数の同定法

Williamson が行った考察によれば、4方向から観測したトムソン散乱スペクトルを解析することにより、非等方的であっても電子速度分布関数に関する詳細を得ることが可能である[93]。もし、電子速度分布関数に関して適切なモデル化がなされていれば、より少ない視線数で詳細な速度分布を得ることができる。

例えば、磁力線に平行および垂直方向で異なった電子温度を持つ場合（ただし垂直な2方向については等方的とする）、磁場が散乱面に平行で、かつ、レーザー伝搬方向と観測視線方向がなす角の2等分線に平行（図29(a)に対応）および垂直（図29(b)に対応）の時、散乱スペクトルは、それぞれ、磁力線に垂直および平行方向の電子速度分布関数を

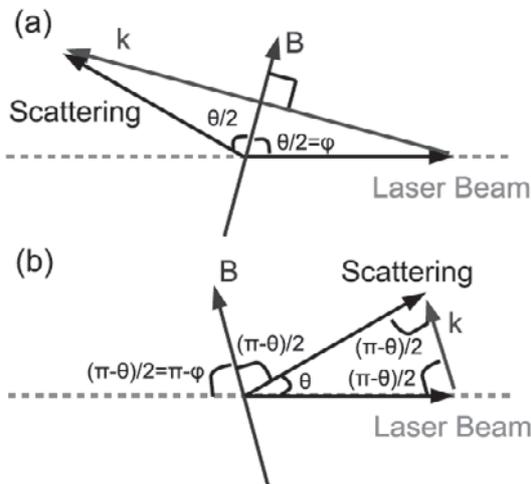


図29 非等方電子温度計測に適した配置[96]。入射レーザーの伝搬方向と観測視線の方向がなす角の2等分線に磁場が平行（垂直）な時、磁力線に垂直（平行）な電子温度がスペクトルに支配的な影響を与える。

主に反映する。上記のいずれかが成立するような配置条件において、同軸で逆方向に伝搬するもう1本のレーザービームを用いると、もう1本のレーザービームに対しては、他方の条件が成立する。即ち、特定の配置条件を満たしたトムソン散乱計測系で、2本の同軸で互いに逆方向に伝搬するレーザービームからの散乱スペクトル2つを取得することにより、1つの集光光学系を用いて、磁力線に平行及び垂直方向の電子温度をほぼ独立に計測することができる。直線装置においてこの原理に基づいた計測が行われており、電子-電子衝突周波数を下げたとき（封入ガス圧を下げたとき）、磁場に垂直方向の電子温度が平行方向の電子温度よりも有意に高くなるのが観測されている[94]。

非等方なマクスウェル分布は、以下の式で与えられる[95]。

$$f(p_{\perp}^2, p_{\parallel}^2) = \frac{\alpha_{\perp}}{4\pi(m_0c^2)^3 K_2(\alpha_{\parallel})} \frac{\exp[-\alpha_{\perp}(\gamma - \gamma_{\parallel}) - \alpha_{\parallel}\gamma_{\parallel}]}{1 + \left(\frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}} - 1\right) \left(\frac{K_1(\alpha_{\parallel})}{\alpha_{\parallel}K_2(\alpha_{\parallel})}\right)},$$

$$\gamma = \sqrt{1 + \frac{p_{\perp}^2}{m_0^2c^2} + \frac{p_{\parallel}^2}{m_0^2c^2}},$$

$$\gamma_{\parallel} = \sqrt{1 + \frac{p_{\parallel}^2}{m_0^2c^2}}, \quad (5)$$

ここで、 $K$  は第2種変形ベッセル関数であり、パラメータ  $\alpha_{\parallel}$  および  $\alpha_{\perp}$  と実効的な磁力線に平行および垂直電子温度  $T_{\parallel}$  および  $T_{\perp}$  の関係は、以下のように与えられる。

$$\frac{T_{\perp}}{m_0c^2} = \int d^3\mathbf{p} \frac{p_{\perp}^2}{2\gamma m_0^2c^2} f(p_{\perp}^2, p_{\parallel}^2) = \frac{1}{\alpha_{\perp}},$$

$$\frac{T_{\parallel}}{m_0c^2} = \int d^3\mathbf{p} \frac{p_{\parallel}^2}{\gamma m_0^2c^2} f(p_{\perp}^2, p_{\parallel}^2)$$

$$= \frac{1}{\alpha_{\parallel}} \left[ 1 + \left(\frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}} - 1\right) \left(\frac{K_1(\alpha_{\parallel})}{\alpha_{\parallel}K_2(\alpha_{\parallel})}\right) \right]^{-1}, \quad (6)$$

さらに、非等方的な速度分布を測定する場合、散乱ベクトル  $\mathbf{k}$  と磁場の方向を関連づけた上で速度空間での積分を実行する必要がある。これは以下のように書ける。

$$\beta_{\parallel} = -\beta_k \cos(\eta + \phi) \cos \psi - \beta_{k\perp} \sin(\eta + \phi) \cos \psi + \beta_E \sin \psi,$$

$$\beta_{\perp}^2 = (\beta_k^2 + \beta_{k\perp}^2 + \beta_E^2) - \beta_{\parallel}^2, \quad (7)$$

トラス型の閉じ込め装置で非等方的な電子温度を計測する場合、磁場が曲率を持っていることやポートの制限等により、理想的な配置からずれが生じる。このような場合、ミラー等により折り返す前と後のレーザービームからの散乱スペクトルそれぞれに、磁場に平行および垂直方向両方の電子温度が反映される。したがって、磁場に平行および垂直方向の電子温度の測定精度を評価する際に、それらの測定誤差の相関も含めて評価する必要がある。谷塚らによるシミュレーション評価により、散乱面に平行方向、垂直方向共に、磁力線の向きが理想的な方向から20度程度までのずれであれば、測定精度が大きく悪化しない見込みであることが示された[96]。

### 5.4 データ収集およびパラメータ推定手法

トムソン散乱計測におけるデータ解析の手順は、概ね以下

下のおりである。まず、分光系の波長チャンネルごとに測定した検出信号について、トムソン散乱光と背景光に分離する。それを基に、各波長チャンネルの信号強度（検出光子数）に換算する。そして、得られた信号強度の組が、予め想定した物理モデルと最もよく一致するように、電子速度分布関数を特徴づけるパラメータ（等方マクスウェル分布であれば電子温度と電子密度）を推定する。測定から信号強度への換算までと、パラメータの推定の2つについて、それぞれいくつかの方法がある。本節では、それらについて簡単に解説する。

まず、測定信号から背景光を除去する方法として、検出器の出力波形を測定し、フィッティングによってトムソン散乱光と背景光に分離する方法と、レーザーパルスを入射している時間と入射していない時間でそれぞれ信号を積分し、差し引き処理をして分離する方法の2種類がある。前者の波形を測定する方法は、時間波形のフィッティングの仕方が精度の要となる。フィッティング関数を柔軟に決めることができるので、複数のレーザービームを使用するときや、ダブルパス散乱などで複数の波形を区別して解析する必要がある場合に便利である。また、散乱波形がみえるため、電子によるトムソン散乱以外の要因によるパルスの信号の影響を評価することもできる。例えば、ダスト粒子に一旦レーザー光が吸収され、それが放射冷却されるとき波形が電子によるトムソン散乱よりも遅れて出てくることを利用した、ダストの評価なども可能である[97]。一方、波形を取るために十分なサンプル数（1つのパルスにつき数10点）を得る必要があるため、得られる測定データの容量は後述の積分方式よりもかなり大きくなる。トムソン散乱計測で得られた電子密度分布を基にリアルタイム制御をする場合には、大容量のデータを効率よく解析・転送できるシステムが不可欠となる。積分方式では、ADコンバータでデータを読み込む前にハードウェア的に処理するため、データ容量を非常に小さくすることができる。また、データ読み込みの周期はレーザーの繰り返しと同じく数ms～数秒でよいので、波形測定方式のnsオーダーでの読み込みと比べてADコンバータのコスト的な面で積分方式はメリットがある。しかしながら、近年、積分型のADコンバータの市場は縮小しており、容易に手に入れることのできる市販品は非常に限られる。

得られた信号強度から電子速度分布関数を推定する方法として、最小二乗法が挙げられる。多くの場合、トムソン散乱スペクトルは可視から近赤外（Nd:YAGレーザーの波長である1064nm付近まで）だけを取得するため、スペクトル全体を測定・積分して電子温度を求めることは少ない。等方マクスウェル分布の場合には、まず波長チャンネルごとに得られた信号強度の比から電子温度を求め、その後、電子温度と特定の波長チャンネルにおける信号強度から電子密度を求めるといように、パラメータ1個ずつを推定することができる。電子密度の推定については、電子温度の値がわかっているならば容易に得ることができる。電子温度の推定に当たって最小化される指標関数は、積分方式のデータ収集・解析を行う場合、以下のように与えること

ができる。

$$\chi = \sum_j \left[ \frac{X_j - n_e g_j(T_e)}{\sigma_j(T_e, n_e)} \right]^2, \quad (8)$$

ここで、 $X_j$  は  $j$  番目の波長チャンネルで検出した光子の数である。 $g_j$  は電子温度が  $T_e$  のときに単位電子密度あたりに  $j$  番目の波長チャンネルで検出する光子数の期待値で、 $\sigma_j$  は  $n_e g_j$  の誤差である。 $g_j$  は、単位規格化波長( $\epsilon$ )単位立体角( $\Omega_s$ )あたりのスペクトル密度  $\frac{d^2\sigma}{d\epsilon d\Omega_s}$  の関数として以下のように表せる。

$$g_j(T_e) = \frac{E}{hc/\lambda_j} r_e^2 l \Omega_s \int_{\epsilon_{L,j}}^{\epsilon_{U,j}} d\epsilon \frac{d^2\sigma(T_e, \theta, \epsilon)}{d\epsilon d\Omega_s} C(\epsilon), \quad (9)$$

ここで、 $E$  は入射レーザーパルスのエネルギー、 $h$  はプランク定数、 $l$  は散乱長、 $\Omega_s$  は集光立体角、 $C(\epsilon)$  は集光光学系から検出器までの総合透過率と検出器の効率の積、 $\epsilon_{U,j}$  および  $\epsilon_{L,j}$  はそれぞれ  $j$  番目の波長チャンネルにおける上限および下限の波長である。等方マクスウェル分布以外の電子速度分布関数を仮定する場合は、(2)式の  $\frac{d^2\sigma}{d\epsilon d\Omega_s}$  を仮定した速度分布関数の表式に基づいて計算する。

前章で扱ったように、相対分光透過率が不明でその場校正をする場合、波長チャンネルごとに（分光透過率×電子密度）が変数となる。さらに、各波長帯における検出光子数は、電子温度について非線形な依存性がある。これらの条件のもと、電子温度および（各波長チャンネルの分光透過率×電子密度）をフィッティングによって得るために、例えば、Marquardt法[98]のような非線形、多変数に対応したアルゴリズムを用いる。この時の指標関数の例として、以下の式が使える。

$$\chi = \sum_j \left[ \frac{X_{j1} - n_e g_{j1}(T_e)}{\sigma_{j1}(T_e, n_e)} \right]^2 + \left[ \frac{X_{j2} - n_e g_{j2}(T_e)}{\sigma_{j2}(T_e, n_e)} \right]^2,$$

$$g_{j1}(T_e) = \frac{E_1}{hc/\lambda_{j1}} r_e^2 l \Omega_s \tilde{C}_j \int_{\epsilon_{L1,j}}^{\epsilon_{U1,j}} d\epsilon_1 \frac{d^2\sigma(T_e, \theta_1, \epsilon_1)}{d\epsilon_1 d\Omega_s} C_0(\epsilon_1),$$

$$g_{j2}(T_e) = \frac{E_2}{hc/\lambda_{j2}} r_e^2 l \Omega_s \tilde{C}_j \int_{\epsilon_{L2,j}}^{\epsilon_{U2,j}} d\epsilon_2 \frac{d^2\sigma(T_e, \theta_2, \epsilon_2)}{d\epsilon_2 d\Omega_s} C_0(\epsilon_2), \quad (10)$$

ここで、添え字1および2は2つのスペクトルからの情報を意味しており、波長の異なる2種類のレーザーを用いるときは  $\theta_1 = \theta_2$ 、2種類の散乱角を用いるとき（入射レーザーは同軸で逆向きとする）は  $\lambda_{j1} = \lambda_{j2}$  および  $\epsilon_1 = \epsilon_2$  が成り立つ。新しいパラメータ  $\tilde{C}_j$  は、 $j$  番目の波長チャンネルにおける分光透過率の変化を表す。波長チャンネルの数が  $J$  としたとき、未知数の組をあらわに書くと、 $(T_e, n_e \tilde{C}_1, \dots, n_e \tilde{C}_J)$  である。

波形取得方式によるデータ収集、解析では、レーザーパルス波形および検出回路の帯域などによってあらかじめわかっている関数形  $f$  を用いて、取得した波形  $y_j(t)$  を以下の

ように表して、フィッティングによりパラメータ  $a_j(T_e, \theta)$  および  $c_j$  を得る。

$$y_j(t) = n_e a_j(T_e, \theta) f(t) + c_j, \quad (11)$$

ここで、 $a_j(T_e, \theta)$  はスペクトル密度に比例し、このパラメータの較正は、標準光源を用いた相対分光透過率較正とガス散乱を用いた感度較正により行うことができる。(11)式は同一の観測視線を用いて2種類のスペクトルを同時に解析する場合にも以下のように容易に拡張できる。

$$y_j(t) = n_e a_j(T_e, \theta_1) f(t) + n_e b_j(T_e, \theta_2) f(t + t_d) + c_j, \quad (12)$$

ここで、 $t_d$  は2つのスペクトルを生じさせるレーザーの入射時間差である。対向するミラーの組を用いるなどして複数回レーザー光を往復させる場合[39]にも、同様に項を追加していけばよい。前節で述べたように、 $\theta_1 \neq \theta_2$  のときにはスペクトルに反映する電子速度分布の方向が散乱角に依存するので、注意が必要である。このことを積極的に用いて非等方的な電子温度計測を試みることも可能である[37]。

近年、限られた測定情報からパラメータの推定を行う手法として、ベイズ統計が注目されている。ベイズ統計の優れた点として、測定結果から装置関数やノイズなどを誤差つきで逆算することが可能であることが挙げられる。特に、信号強度とノイズレベルが同程度になる場合であっても、比較的少数のデータから確からしい結果を得ることができる。また、同じ物理量を測定している複数の計測装置からの信号を同時に処理して、物理量の測定値に対する確率分布を得ることもできる[99]。ベイズ統計に基づいたデータ解析は定式化が複雑で、比較的データ処理に時間がかかるという難しさもあるが、今後の計算機性能の向上に伴って、普及が進むと著者は考える。特に、等方マクスウェル分布から逸脱した速度分布関数の同定などにおいては、装置関数を注意深く(a-prioriでなく)評価することが重要であり、ベイズ統計の有用性が顕著に表れると思われる。Fischerによってベイズ統計のトムソン散乱計測への応用に関する優れたレビューが提供されている[100]ので、本章では概略のみを解説する。ベイズ統計における重要な概念として、事前確率分布(Prior Probability Distribution)、事後確率分布(Posterior Probability Distribution)、尤度(Likelihood)がある。ベイズ統計によるパラメータの推定は、定性的にいえば、「事前確率分布を与え、それと測定値の尤度を掛けあわせることにより事後確率分布を得てモデルを更新し、得られた事後確率分布を次のステップの事前確率分布として再び測定を行い、逐次的に未知パラメータを得る」という手順を踏む。これを数式で書くと以下ようになる。

$$P(x|d) = \frac{P(d|x)P(x)}{\int_{-\infty}^{\infty} P(d|x)P(x)dx}, \quad (13)$$

ここで、 $P(x|d)$  は事後確率分布で、測定値が  $d$  であったときに未知パラメータが  $x$  となる確率密度を与える。 $P(d|x)$

は尤度で、未知パラメータが  $x$  であるときに測定値が  $d$  となる確率密度を与える。 $P(x)$  は事前確率分布で、測定前のモデルで未知パラメータが  $x$  となる確率密度を与える。

事前確率分布と尤度の両方をガウシアンと仮定したとき、事後確率分布もガウシアンとなり、事後確率分布の広がり幅は、事前確率分布および尤度いずれの広がり幅よりも狭くなる。また、測定値が事前確率分布の中心からずれていれば、事後確率分布の中心は測定値側に修正される。したがって、試行回数を増やすほど、事後確率分布の広がり幅は狭くなり、最も尤度の高い未知パラメータの値を精度よく得ることができる。南らは、信号とノイズが同程度のレベルを仮定したときの、マイクロ波反射計計測結果を用いた、トムソン散乱計測装置による電子密度測定値の較正に関する考察を行い、測定結果を平均する方法よりも有意に少ない測定回数で較正ができる見込みを示している[101]。なお、ガウシアンを仮定したのは簡単のためであって、一般にはその必要はない[100]。このように、ベイズ統計によるデータ解析のアプローチは、複数回の本質的に同等な計測を繰り返すことにより尤度の高い値を得られるので、較正時には特に有望な手法である。例えば、クライオポンプ再生時の比較的低い中性ガス圧下におけるラマン散乱較正[102]などへの応用が期待される。

(谷塚英一)

## 6. 今後の展開

トムソン散乱計測は、確立された計測手法であるが、散乱光がきわめて微弱であるため、より高精度な測定をめざした技術開発が絶え間なく行われている、さらに近年では物理的な理解を深化させるための測定技術の開発も進められている。本解説では、これらの報告を系統的にまとめ、小型装置から大型装置にわたり様々な制約・ニーズに応用可能な、先進的なトムソン散乱計測システムのための要素技術を解説した。

光学系の要素開発については、ITERにおける核融合による燃焼プラズマ計測のための集光光学系(集光器)の設計が進められている。ITERの集光器は、プラズマに近い所に配置する必要性からポートプラグ(計測装置を真空容器に取り付けるための構造体)内に設置され、真空中に配置される。集光器は、プラズマに近いため、放射線による構成機器への影響の回避と放射線遮蔽、ディスラプション時の電磁力の低減、核発熱で発生した熱の除去が設計課題となっている。また、アラインメント機構の遠隔操作、放射化した機器の保守時のリモートハンドリングも考慮しなければならない。ITERの真空容器内・近傍の光学系では、このような課題を解決していかなければならない。集光光学系や光ファイババンドルへの放射線の影響、すなわち透過率の劣化を考慮し高精度でトムソン散乱計測を行うためには、較正手法を高度化する必要がある。透過率の較正手法に関するその場(in-situ)較正法が提案され、原理実証が行われる段階である。

近年、分光器として偏光干渉計を用いたトムソン散乱計測が試みられており、この分光器を用いたトムソン散乱計

測システムの発展が考えられる。偏光干渉計は、構造上イメージング計測に適しており、将来、より高出力のレーザー装置でシート状のビームを作り出せば、高空間分解の二次元計測も可能であろう。また、10 eV 以下の低温プラズマ測定の場合、迷光の影響が大きくなければ、偏光干渉計によって高い波長分解能で散乱スペクトルを測定できる可能性がある。

機器の開発のみならず、より精度の高い評価や物理の理解の深化をめざしてスペクトル解析手法やデータ処理手法も進展している。さらに、近年、核融合プラズマ計測における、非等方性電子温度計測への検討がなされ、LHD において原理検証実験が間もなく行われる予定である。さらに、技術の進歩と相まって、物理の理解のために、トムソン散乱計測で電子の速度分布関数を正確に測定する試みが近い将来に進むのではないかと思われる。

マルチパストムソン散乱計測が、近年行われるようになってきている。レーザーのエネルギーを効率よく散乱計測に用いる優れた方法であるため、今後、多くの装置での利用が期待される。トカマク装置における接線レーザー入射配置での、マルチパストムソン散乱計測は、散乱光の増大、高時間分解計測に加え、非等方性電子温度計測を行うのに最適な配置であり、接線入射配置を取るマルチパストムソン散乱計測装置から、非等方性温度計測のデータが出てくるのが楽しみである。

現状で最も実用的なトムソン散乱計測用レーザーは、高いパルスエネルギーが得られるフラッシュランプ励起 Q スイッチ YAG レーザーであり、繰り返し率 100 Hz でエネルギー 7.66 J の出力が可能な装置が実現した。一方で、連続発振のレーザーは、2009 年頃から歴然としたビーム品質の違いや LD 価格の低落により、ランプおよび LD 励起 YAG レーザーからファイバーレーザーへの移行が急速に進展している。最近のファイバー技術として、2002 年頃からフォトニック結晶ファイバー (Photonic crystal fiber: PCF) が急速に進展した結果、ナノ秒域で波長多重による平均出力 1.1 kW レーザー [103] やフェムト秒域で平均出力 830 W [104] が報告され、高出力化が進展している。パルスレーザーも 100 ミクロン以上のロッド型大口径ファイバファイバー開発により、パルス幅 60 ns で 26 mJ 以上が得られている [105]。現在、精力的に開発が行われているファイバー出力のビーム結合技術が確立すれば、コンパクトで高品質かつ高効率な、エネルギー数 J、繰り返し率 kHz オーダー (平均出力数 kW 級) のレーザーも実現可能である。将来、ファイバーレーザーでトムソン散乱計測が行われる時代が来るであろう。

最後に、本解説が、トムソン散乱のみならずプラズマ計測を行う研究者や大学院生にとって、計測システムを高度化するヒントになれば幸いである。

(波多江仰紀)

## 謝 辞

本解説を執筆する機会を与えていただきました学会誌編集委員の皆様、並びに本解説を企画し有意義な助言をいた

だきました担当編集委員の佐藤正泰先生、秋山毅志先生に感謝いたします。

## 参考文献

- [1] N.J. Peacock *et al.*, *Nature* **224**, 488 (1969).
- [2] 築島隆繁, 間瀬 淳: 核融合研究 **52**, 129 (1984).
- [3] 山本 新, 的場 徹: 核融合研究 **65**, 508 (1991).
- [4] 村岡克紀, 前田三男: プラズマ・核融合学会誌 **71**, 1075 (1995).
- [5] 村岡克紀 他: プラズマ・核融合学会誌 **76**, 7 (2000).
- [6] 村岡克紀: プラズマ・核融合学会誌 **76**, 860 (2000).
- [7] 山田一博, 成原一途: プラズマ・核融合学会誌 **76**, 863 (2000).
- [8] 波多江仰紀 他: プラズマ・核融合学会誌 **76**, 868 (2000).
- [9] C. Gowers 他: プラズマ・核融合学会誌 **76**, 874 (2000).
- [10] 村岡克紀 他: プラズマ・核融合学会誌 **80**, 101 (2004).
- [11] H. Murmann *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 4941 (1992).
- [12] T. N. Carlstrom *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 4901 (1992).
- [13] T. Hatae *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 772 (1999).
- [14] K. Narihara *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 1122 (2001).
- [15] M. J. Walsh *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 1663 (2003).
- [16] B. P. LeBlanc *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 1659 (2003).
- [17] H. Salzmann *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **59**, 1451 (1988).
- [18] Naito *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 3780 (1999).
- [19] F. Scotti and S. Kado, *J. Nucl. Mater.* **390-331**, 303 (2009).
- [20] M. J. Walsh *et al.*, *Proc. 22nd IAEA Fusion Energy Conference*, 13-18 October 2008, Geneva, Switzerland, IAEA-CN-IT/P6-25 (2008).
- [21] T. N. Carlstrom *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **61**, 2858 (1990).
- [22] E. Yatsuka *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 10E328 (2012).
- [23] J. Howard *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 888 (2001).
- [24] J. Howard, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, 777 (2006).
- [25] T. Hatae *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **2**, S1026 (2007).
- [26] T. Hatae *et al.*, *J. Plasma Fusion Res. SERIES* **8**, 680 (2009).
- [27] J. Howard, T. Hatae, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 10E704 (2008).
- [28] I. Šolc, *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 621 (1965).
- [29] E. Yatsuka *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 10D541 (2010).
- [30] H. Tojo *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 10D539 (2010).
- [31] H. Yoshida *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 1152 (1997).
- [32] 西谷健夫 他: プラズマ・核融合学会誌 **84**, 635 (2008).
- [33] V. Voitsenya *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 475 (2001).
- [34] E.E. Mukhin *et al.*, *Nucl. Fusion* **52**, 123017 (2012).
- [35] M. J. R. Monteiro and M. Machida, *Jpn. J. Appl. Phys.* **44**, 383 (2005).
- [36] J. Hiratsuka *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **5**, 044 (2010).
- [37] J. Hiratsuka *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **6**, 1202133 (2011).
- [38] M. Y. Kantor and D. V. Kouprienko, *Tech. Phys. Lett.* **23**, 321 (1997).
- [39] M. Yu. Kantor, D. V. Kouprienko, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 780 (1999).
- [40] M. Yu. Kantor *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 1159 (2001).
- [41] H. J. van der Meiden *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 10E512 (2006).
- [42] M. Yu Kantor *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **51**, 055002 (2009).
- [43] H. Yoshida *et al.*, *Appl. Optics* **36**, 3739 (1997).
- [44] 波多江仰紀 他: プラズマ・核融合学会誌 **80**, 870 (2004).
- [45] T. Hatae *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 10E508 (2006).

[46] T. Sumikawa *et al.*, Plasma Fusion Res. **1**, 014 (2006).  
 [47] T. Sumikawa *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, S1108 (2007).  
 [48] 伊藤慎悟 他：電気学会論文誌 A **128**, 499 (2008).  
 [49] 吉田英次, 吉田國雄：核融合研究 **68** (別冊), 235(1992).  
 [50] H. Yoshida *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **42**, 439 (2003).  
 [51] H. Yoshida *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **43**, L1038 (2004).  
 [52] T. Hatae *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 10E344 (2012).  
 [53] H. Yoshida *et al.*, CLEO Europa 2011, CA. P. 7.SUN (2011).  
 [54] H. Okada *et al.*, Opt. Commun. **261**, 342 (2006).  
 [55] R. Yasuhara *et al.*, Opt. Lett. **33**, 1711 (2008).  
 [56] T. Hatae *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **9**, 253 (2010).  
 [57] A. Ikesue *et al.*, J. Am. Ceram. Soc. **78**, 2545 (1995).  
 [58] H. Yagi *et al.*, Opt. Laser Tech. **39**, 1295(2007).  
 [59] 椿本孝治 他：レーザー研究 **37**, 698 (2009).  
 [60] 北村 繁 他：プラズマ・核融合学会第24回年会（姫路市），29pC17P (2007).  
 [61] P. K. Trost *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **61**, 2864 (1990).  
 [62] K. Narihara *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 4607 (1995).  
 [63] I. Yamada *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 1126 (2001).  
 [64] I. Yamada *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 10D522 (2010).  
 [65] H. Yoshida *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 143 (1995).  
 [66] 村岡克典 他：レーザー研究 **20**, 375 (1992).  
 [67] D. T. Hon, Optics Lett. **5**, 516 (1980).  
 [68] Yu. Nizienko *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **65**, 2460 (1994).  
 [69] H. Yoshida *et al.*, Appl. Opt. **36**, 3739 (1997).  
 [70] 吉田英次 他：レーザー研究 **36**, 566 (2008).  
 [71] A. Mitra *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **45**, 1607(2006).  
 [72] H. Yoshida *et al.*, Opt. Express **17**, 13654 (2009).  
 [73] A. W. Desilva and G. Goldenbaum, *Methods of Experimental Physics* (Vol. 9, Pt. A, Chap. 3) (New York Academic, New York, 1970).  
 [74] H. Röhr, Phys. Lett. **60A**, 185 (1977).  
 [75] C. M. Penny *et al.*, J. Opt. Soc. Am. **64** 712 (1974).  
 [76] T. Kakuta *et al.*, J. Nucl. Mater., **307-311**, 1277 (2002).  
 [77] A. Litnovsky *et al.*, Nucl. Fusion, **49**, 075014 (2009).  
 [78] T. Biewer *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **79**, 10F530 (2008).  
 [79] H. Ogawa *et al.*, JAEA Technology 2006-015 (2006).  
 [80] O. R. P. Smith *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 725 (1997).  
 [81] E. Yatsuka *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **9**, 12 (2010).  
 [82] H. Tojo *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 130218 (2011).  
 [83] H. Tojo *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 023507 (2012).  
 [84] H Tojo *et al.*, J. Instrum. **7**, C05004 (2012).  
 [85] T. Matoba *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **18**, 1127 (1979).  
 [86] O. Naito *et al.*, Phys. Fluids B **5**, 4256 (1993). Erratum: O. Naito, *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 806 (1994).  
 [87] T.S. Brown and D.J. Rose, J. Appl. Phys. **37**, 2709 (1966).  
 [88] O. Naito *et al.*, Phys. Plasmas **3**, 1474 (1996).  
 [89] E. de la Luna *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **74**, 1414 (2003).  
 [90] I. Fidone *et al.*, Phys. Plasmas, **3**, 2331 (1996).  
 [91] V. Krivenski *et al.*, *Proc. the 29th EPS Conference on Plasma Phys. and Contr. Fusion* (Montreux, 2002), O-1.03.  
 [92] K. V. Beausang *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **82**, 033514 (2011).  
 [93] J. H. Williamson and M. E. Clarke, J. Plasma Phys. **6**, 211 (1971).  
 [94] B. D. Bowden *et al.*, J. Appl. Phys. **73**, 2732 (1993).  
 [95] P. H. Yoon, Phys. Fluids B **1**, 1336 (1989).  
 [96] E. Yatsuka *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 123004 (2011).  
 [97] E. Giovannozzi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81** 10E131 (2010).  
 [98] W. H. Press *et al.* *Numerical Recipes in FORTRAN* (Vol. 1, Chap. 15) (Cambridge University Press, Cambridge, 1992).  
 [99] R. Fischer and A. Dinklage, Rev. Sci. Instrum. **75**, 4237 (2004).  
 [100] R. Fischer *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 1501 (2002).  
 [101] T. Minami *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **79**, 10F110 (2008).  
 [102] R. Scannell *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 045107 (2010).  
 [103] O. Schmidt *et al.*, Opt. Lett. **34**, 1567 (2009).  
 [104] T. Eidam *et al.*, Opt. Lett. **35**, 94 (2010).  
 [105] F. Stutzki *et al.*, Opt. Lett. **37**, 1073 (2012).



は た え た か き  
波多江 仰紀

日本原子力研究開発機構 核融合研究開発部門 計測開発グループ研究主幹。九州大学大学院総合理工学研究科修士課程修了，博士（工学）。主な研究分野は，プラズマ計測。趣味は旅行と食べ歩き，ベランダ園芸。最近は，望遠鏡を買って星を眺めています。



よ し だ ひ で つ ぐ  
吉田 英次

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター技術専門職員。工学博士。高平均出力固体レーザーと光学素子開発に従事，最近は，フェムト秒からナノ秒域で動作する高ピーク，高平均出力パルス Yb ファイバーレーザーの開発を行っている。



や つ か え い い ち  
谷塚 英一

日本原子力研究開発機構核融合研究開発部門計測開発グループ，任期付研究員。主な研究分野：燃焼プラズマ用のトムソン散乱計測装置の開発。ITER で日本が開発を担当する周辺トムソン散乱計測装置の設計，R&D 全般に取り組んでいます。趣味はサッカー，10数年前と比べると見る影もなく体力が低下しましたが，プレースタイルを大幅に変えて何食わぬ顔で試合に出ています。