

小特集

磁場閉じ込め高温プラズマにおけるレーザー応用プラズマ計測の最近の進展

3 . レーザートムソン散乱

3.1 レーザートムソン散乱法の概要

村岡克紀
(九州大学大学院総合理工学院)

Laser Thomson Scattering by Plasmas Principle of Laser Thomson Scattering by Plasmas

MURAOKA Katsunori
Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, Kasuga 816 8580, Japan
(Received 18 July 2000)

Abstract

The classification of regimes of laser Thomson scattering of plasmas, namely the incoherent regime and collective regime, are first made using the Salpeter parameter $\alpha \equiv 1/|k|\lambda_D$ ($|k|$: scattering wavelength, λ_D : Debye length). Then, typical examples of incoherent and collective Thomson scattering experiments are referred to in their most advanced stages, shown in Section 3.2 and 3.3 together with strengths and merits of each approach.

Keywords:

plasma diagnostics, laser Thomson scattering, incoherent Thomson scattering, collective Thomson scattering, scattering wavelength, Debye length

レーザーの非協同トムソン散乱スペクトル測定はプラズマの電子密度、温度(もっと一般には電子エネルギー分布関数)に依存し、他方協同トムソン散乱スペクトルは電子温度、密度とともにイオン温度やイオンの荷電数にも依存すること、したがってこれを利用してそれらのプラズマ諸量を計測できることはよく知られている。またそれらの導出などに関する詳細な解説[1]や単行本[2]に著されている。それでここでは、主として3.2節と3.3節の非協同および協同トムソン散乱の領域分けと、それぞれの実験の特徴について示す。

直線偏光したレーザーの電子による散乱光の散乱角 θ 方向の角度分布は、Fig. 1 に示すように E_i を軸方向とするりんごの切り口のような異方性を示す。特に E_i の方向

author's e-mail: muraoka@ence.kyushu-u.ac.jp

の散乱光強度はゼロになる。他方、偏光していないレーザーが入射した場合の散乱光角度分布は、 E_i を $y-z$ 平面内で回転した時の強度分布の重ね合せになる。

プラズマ中の電子による波長 λ_i のレーザー光の θ 方向への散乱断面積 $\sigma(\lambda_i, \theta)$ は電子項 (electron term) $\sigma_e(\lambda_i, \theta)$ とイオン項 (ion term) $\sigma_i(\lambda_i, \theta)$ に分けられる。すなわち、

$$\sigma(\lambda_i, \theta) = \sigma_e(\lambda_i, \theta) + \sigma_i(\lambda_i, \theta) \quad (1)$$

と表せば、前者は電子自身のランダムな運動による部分であり、後者はイオンの運動の結果、それをデバيشールドしながら追従する電子群により生ずる部分である。

$\sigma_e(\lambda_i, \theta)$, $\sigma_i(\lambda_i, \theta)$ はプラズマ条件 (n_e, T_e, T_i などの値)

と、散乱条件 (λ_i, θ と偏光) によって決まる. Fig. 1 において,

$$\left. \begin{aligned} k_i - k_s &= k \\ \omega_i - \omega_s &= \Delta\omega \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

として ($|k_i| = |k_s| = 2\pi/\lambda_i$, $\lambda_i\omega_i = 2\pi c$ c は光速) $\alpha \equiv 1/|k|\lambda_D$ をサルペータパラメータ (Salpeter parameter) と呼ぶ.

$\alpha \ll 1$ のとき $\sigma_e \gg \sigma_i$ となり, σ_e は電子の速度分布関数の k 方向の成分 $f_k(v_e)$ を表す. すなわち, 散乱の差波長 $\lambda \equiv 2\pi/|k|$ がデバイ長 λ_D より十分小さければ, プラズマによるトムソン散乱断面積は電子の熱運動のみによって決まる. これを電子の個々の熱運動によって決まるという意味で非協同的散乱 (incoherent scattering) という. 低密度グロー放電では, 電子間の衝突緩和の不足により $f_k(v_e)$ がマクスウェル分布から外れた結果も観測されている [3]. また一部のトカマクでも, いわゆるスライドアウエーに基づく高エネルギー電子群が観測もされている [4]. しかし, 本章の3.2節の各観測結果のスペクトルはガウス分布しているもので, その拡がりから電子温度を求めている. この場合には,

$$\begin{aligned} \sigma(\theta, \lambda_i) &= \sigma_e(\theta, \lambda_i) \\ &= \frac{Kn_e c}{2\omega_i \sin(\theta/2) \sqrt{\pi} v_{th}} \exp \left\{ -\frac{1}{v_{th}^2} \left[\frac{\Delta\omega_D c}{2\omega_i \sin(\theta/2)} \right]^2 \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

である. ただし, ここで, $\Delta\omega_D = k \cdot v$, $v_{th} = \sqrt{3kT_e/m_e}$ であり, K は定数である. 散乱光強度は式 (3) より電子

密度に比例するので, 光学系をレイリー散乱などにより較正して電子密度を求めることができる.

$\alpha > 1$ のとき, σ_e と σ_i は同程度の大きさとなり, その値は T_e と T_i の両方に依存する. これはイオンを遮へいする電子群の協同的運動による散乱という意味で協同的散乱 (collective scattering) という.

次に, 散乱実験を行うに際して, 非協同的散乱 [式 (2) で示した $\alpha \ll 1$ の場合] と協同的散乱 ($\alpha > 1$ の場合) の二領域の境界は

$$1/\alpha = |k|\lambda_D = 2\frac{2\pi}{\lambda_i} \cdot \sin(\theta/2) \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} = 1 \quad (4)$$

から, プラズマの電子温度 T_e と電子密度 n_e およびレーザー波長 λ_i と散乱角 θ で決まる. Fig. 2 に T_e, n_e を縦, 横軸にとり, $\alpha = 1$ を与える散乱角 θ を, 代表的なレーザーおよびマイクロ波に対して示す.

プラズマからのトムソン散乱を観測するには, 大出力レーザーを要する. 現在, MW 以上の大出力レーザー発振を安定に行えるのは, 各種エキシマレーザー (200 - 400 nm), ルビーレーザー (694 nm), YAG レーザー (1.06 μm), CO₂ レーザー (10.6 μm) などに限られており, しかもその波長が紫外から可視部, および近赤外に限られている. 散乱角 θ が小さくなると空間分解能も悪くなる上に, 入射レーザー光と散乱光を区別することも難しくなる. 現実的には $\theta > 10^\circ$ が望ましく, $\theta = 90^\circ$ に近づくほど実験はやさしくなる. Fig. 2 から明らかなように, 前述の可視域近辺の大出力レーザーに対して, 大部分のパ

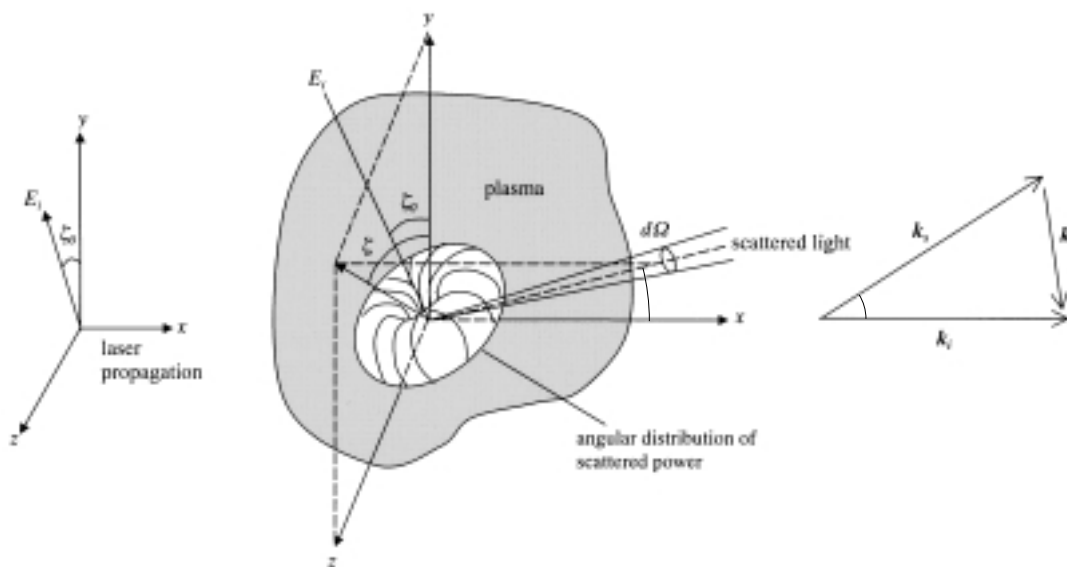


Fig. 1 Angular distribution of Thomson scattering due to linearly polarized laser light E_i .

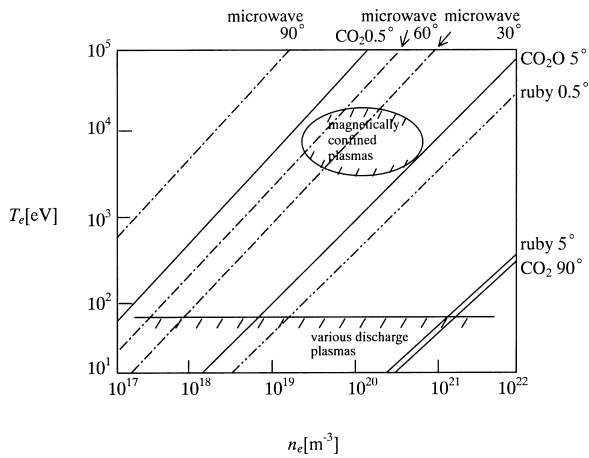


Fig. 2 Scattering angles which yield $\alpha = 1$ for ruby (wavelength: 694 nm), CO₂ (10.6 μ m) lasers and a microwave (frequency: 100 GHz, wavelength 3 mm). Plasmas having temperatures and densities below and right-hand side of each line represent $\alpha > 1$ (collective regime).

ラメータのプラズマは $\alpha \ll 1$, すなわち非協同的散乱領域に入る。他方, これらの波長においても, 大気中放電プラズマのように低温 ($T_e \sim$ 数 eV) で比較的高密度 ($n_e > 10^{23} \text{ m}^{-3}$) プラズマや, フォーカスプラズマと呼ばれる高温 ($T_e \sim 1 \text{ keV}$) ・高密度 ($n_e > 10^{25} \text{ m}^{-3}$) プラズマでは協同散乱領域に入る。

3 2節の3つは, ルビーまたは YAG レーザーを用いて, θ を数10°から180°までで非協同トムソン散乱を観測し, 式(3)より T_e, n_e を求めるもので, 目的に応じて種々の工夫がこらされている。それらは大きく3つのグループに分けられる。(i)第一のグループはアメリカ・プリンストン大学で開発されてきた TVTS (TeleVision Thomson Scattering) と呼ばれるものである[5]。分光器出口に設置した CCD デバイスを用いてテレビジョン表示を行い, 縦横軸にレーザービームに沿っての空間点とその各点に対して波長分解した強度分布を示すもので, 10 mm 以下の高い空間分解能での測定を特徴とする。(ii)第二のグループはドイツ・ガルヒン研究所で開発された YAG トムソンと呼ばれるもので, 大出力 YAG レーザーの数十 Hz の高い繰り返し周波数と 1.06 μ m でアバランシェフォトダイオードという量子効率が 80% にも達する高効率検出器が開発されたことを利用して時間分解能を高めようとするものである[6]。また, (iii)第三のグループは EU の JET で開発が進められた LIDAR (Light Detection And Ranging) トムソン散乱と呼ばれるもので, レーザー光のパルス幅を数百 ps に短くしてレーザー光の長さを 100 mm 程度とし, そのプラズマからの逆方向

(180°) 散乱を時間分解することによって空間分布を求める[7]。レーザー入射に一つのアクセス孔しか要しないのが最大の特徴で, 将来の実験炉でのトムソン散乱では必須と考えられる。空間分解能で(i)が, 時間分解能で(ii)が, またアクセスポートと軸合せの容易さで(iii)が優れている。3 2.1項には(ii)の最も進んだシステムとして最近稼働を開始した LHD でのシステムについて述べている。ついで, 3 2.2項には(i)と(ii)を組み合わせた JT-60U および JFT-2M でのシステムについて示している。最後に3 2.3項には(iii)として世界で唯一のシステムである JET での LIDAR トムソン散乱系について述べている。

3 3節の2つは磁場閉じ込め高温プラズマの協同トムソン散乱実験に関するものである。Fig. 2 より, レーザーを用いて行うのはかなり困難であるが, ITER など磁場閉じ込め装置でのプラズマ中に閉じ込められたアルファ粒子やイオンの速度分布関数の有効な測定方法がないことをうけて, CO₂ レーザーを用いて $\theta < 1^\circ$ での(空間分解は悪いが, 屈折等の影響がないので有利な)実験を行おうとする計画(3 3.1項)と, 周波数数百 GHz 前後(波長 3 mm 前後)ジャイロトロンで $\alpha > 1$ を実現しようとする試み(3 3.2項)である。前者では, 日本原子力研究所の JT-60U プラズマでの実験が近々行われる予定である。他方, 後者では, JET での10年にも及ぶ種々の試練を経て最近データが得られ, またひきつづき TEXTOR での測定計画が進んでいる。マイクロ波を用いるもので波長域はレーザーから外れるが, 原理が同じなのでここに取り上げた。

参考文献

- [1] D.E. Evans and J. Katzenstein, Rep. Prog. Phys. 32, 207 (1969).
- [2] J. Sheffield, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation* (Academic, New York, 1975).
- [3] T. Hori, M. Kogano, M.D. Bowden, K. Uchino and K. Muraoka, J. Appl. Phys. 83, 1909 (1998).
- [4] L. Pieroni and S.E. Segre, Phys. Rev. Lett. 34, 928 (1975).
- [5] D. Johnson, D. Dimock, B. Grek, D. Long, D. McNeill, R. Palladino, J. Robinson and E. Tolnas, Rev. Sci. Instrum. 56, 1015 (1985).
- [6] H. Röhr, K.-H. Steuer, G. Schramm, K. Hirsch and H. Salzmann, Nucl. Fusion 22, 1099 (1982).
- [7] H. Salzmann, K. Hirsch, P. Nielsen, C. Gowers, A. Gadd, M. Gadeberg, H. Murmann and A. Schrodter, Nucl. Fusion 27, 1925 (1987).