



講座 はじめてみよう！高エネルギー密度プラズマ計測

5. レーザー宇宙プラズマ計測

5. Plasma Diagnostics in Laser Astrophysics

森田 太智

MORITA Taichi

九州大学大学院総合理工学研究院

(原稿受付：2015年12月28日)

高出力レーザー生成プラズマを用いて宇宙の高エネルギー現象を実験室に再現し詳細に計測することで、様々なプラズマ現象を実験的に研究する手法をレーザー宇宙研究といい、近年広がりつつある宇宙・プラズマ研究手法の一つです。ここで対象とするプラズマはその速度が数百から数千km/sと比較的大きく、空間スケールはサブミリメートルから数センチメートル程度とレーザー生成プラズマとしては比較的大きいことが特徴です。また宇宙では無衝突なプラズマを考慮することが多いため、ここで対象とするプラズマ密度は、例えば慣性核融合研究などと比べて何桁も小さくなります。このようなプラズマについて、光学計測やプローブ計測を用いた温度・密度等の計測手法や、プラズマ中における電磁場構造を可視化するための粒子ビーム計測手法（プロトンバックライト法）について述べるとともに、レーザー宇宙プラズマへの応用例を紹介します。

Keywords:

laser astrophysics, plasma diagnostics, high-power laser

5.1 レーザー宇宙プラズマ研究

核融合研究に用いられるような数キロジュール以上の出力エネルギーをもつ大型レーザーを用いることで、例えば超新星残骸で観測されるようなおよそ1000 km/sにもなる高速プラズマ流を生成し、そのプラズマを用いた宇宙の高エネルギー現象を模擬できる可能性があることは以前から示唆されていました[1, 2]。実験室プラズマを用いる利点としては、多くのプラズマ計測手法を用いて天体の観測では難しい、プラズマパラメータ測定とプラズマ構造形成の可視化を同時に行うことができる点が挙げられます。宇宙におけるプラズマは希薄で高温なため粒子間の衝突がほとんど無い無衝突プラズマであることが多く、プラズマ中では粒子と場の相互作用を理解する必要があります。したがって実験室で類似した現象を研究するには、(1)非常に高速なプラズマ流を生成しプラズマ同士、またはプラズマと固体やガスと高速で相互作用させることで無衝突に近い状態を作り、(2)プラズマの温度・密度・速度等のパラメータを正確に測定すると同時に(3)無衝突プラズマに特徴的な電磁場を計測する必要があります。

高速プラズマ流の計測のためには数 ns 程度の時間分解能と、レーザー生成プラズマは典型的に数mm程度の空間スケールであるため、数 μm から数百 μm の空間分解能でプラズマのパラメータや電磁場構造を計測する必要があります。本講座では、まずレーザー宇宙研究でよく用いられる計測手法を説明し、宇宙プラズマや実験室プラズマで普遍的に存在する無衝突衝撃波を例として、レーザー生成プ

ラズマを用いた研究手法、計測手法の応用について紹介します。

5.2 プラズマ計測

ここではレーザー宇宙プラズマ実験でよく用いられるプラズマ計測について説明します。電子密度や密度変化を計測するためのレーザー干渉法、プラズマ中の電子の熱制動放射による発光（自発光）計測、局所的な温度・密度等計測が可能なレーザートムソン散乱法、さらにプラズマ中の非接触な電磁場計測手法として高エネルギー陽子ビームを用いたバックライト法（プロトンバックライト法）について、それぞれの計測手法、原理を簡単に説明します。

5.2.1 密度計測

電子密度はプラズマの特徴を知る上で最も重要なパラメータの一つですが、その電子密度の計測によく用いられる手法として干渉計測があります。干渉計測は、プラズマだけでなくガス流の非接触計測としても利用され、重力波検出などの基礎研究のための大型干渉計も建設されています。またその手法は一眼レフカメラのオートフォーカスなどにも応用されています。

ここではレーザーを用いた干渉計測の手法について説明します。干渉法ではレーザー光がプラズマ内を通るときの位相変化と真空中を通るときの位相変化の違いを計測します。干渉計には色々な手法がありますが、図1(a)と1(b)に示したのはMach-Zehnder干渉計、Michelson干渉計と呼ばれます。どちらも入射レーザーを2つに分離し、計測し

たいプラズマを通った光と真空中を通る光を重ねることで、2つの位相差を計測します。また図2、3に示したのはNomarski干渉計と呼ばれ、計測したいプラズマより十分大きなビーム径のレーザーをプラズマに入射し、その後プリズムを用いて分離したビーム同士を偏光子を用いて干渉させる手法です。Nomarski型ではプリズムを置く距離 a と計測点までの距離 b のみで干渉縞の間隔が決まり、干渉計を比較的容易に調整できますが、前の2つに比べて視野を広くとれないという弱点があります。

ここで簡単に干渉法による位相計測から密度を求める方法を説明しておきます。プラズマは電子・イオン・中性粒子の混合気体と考えられますが、電離した気体中では光の屈折率はほぼ電子によるものと考えて良く、その屈折率 μ は電子密度 n_e および入射レーザーに対する臨界密度 n_c を用いて $\mu = \sqrt{1 - n_e/n_c}$ と表せます。プラズマを通るビームと真空中を通るビームの位相差 $\delta\theta$ は、プラズマの厚み l 、レーザー周波数 ω を用いて、

$$\begin{aligned} \delta\theta &= (\omega/c)(l\mu - l) \\ &= \frac{\omega}{c} \int (\sqrt{1 - n_e/n_c} - 1) dl \\ &\approx -\frac{\omega}{2n_c c} \int n_e dl, \end{aligned} \quad (1)$$

となります。ここで c は真空中の光速、 n_e は n_c に比べて十分小さいと仮定しました。式(1)は電子密度と位相差の関係を示しており、位相差を計測することで、電子の面密度を求めることができます。さらに、プラズマが軸対称に生成される場合は、面密度ではなく各空間での密度を見積もることができます。この場合、位相差と密度の関係は図4の座標を用いて以下のように表されます。

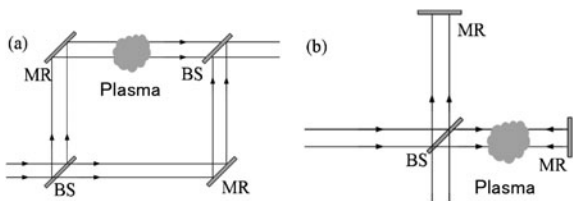


図1 (a) Mach-Zehnder 干渉計と (b) Michelson 干渉計の配置例。BS と MR はビームスプリッターとミラーを表す。

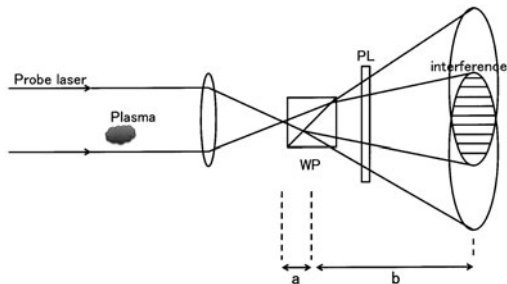


図2 Nomarski 干渉計の配置図。WP はある分離角で互いに直交する偏光の2つのビームに分離するウォラストンプリズム、PL は偏光板を示す。

$$\begin{aligned} \delta\theta &= -\frac{\omega}{n_c c} \int_0^{\sqrt{a^2 - y^2}} n_e(r) dx \\ &= -\frac{\omega}{n_c c} \int_y^a \frac{n_e(r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}. \end{aligned} \quad (2)$$

この被積分項である電子密度 n_e は、Abel 逆変換を用いることで

$$n_e(r) = \frac{2n_c c}{\pi \omega} \int_r^a \frac{d(\delta\theta)}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy. \quad (3)$$

となり、位相差の空間分布から電子密度の空間分布を求めることができます。

5.2.2 プラズマ自発光

プラズマの自発光を計測することでその構造のイメージングや、温度や密度、伝搬速度等を求めることができます。光学的に厚い、つまり光の平均自由行程がプラズマのスケールに対して十分小さい場合、自発光は黒体放射とみなすことができますので、輝度温度 $T_b = T_e$ となります。一方、宇宙プラズマや比較的密度の低い実験室プラズマでは、光学的に薄く $T_e \gg T_b$ となり、 T_e は熱制動放射として電子密度と電子温度の関数で表されます。レーザー宇宙プラズマ実験ではおもに光学的に薄い無衝突プラズマを扱うため、ここでは熱制動放射について考えることとします。Maxwell 分布に従う熱的運動を行う電子が単位体積、単位時間あたりに放射する熱制動放射エネルギーは以下のように表されます[3]。

$$\begin{aligned} \epsilon_\nu^{ff} &= \frac{dW(T_e)}{dV dt d\nu} \\ &= \frac{Z^2 e^6 n_e n_i}{3\sqrt{3} m c^3 \epsilon_0^3 \pi^{3/2} \sqrt{2m k_B T_e}} \times \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) g_{ff} \end{aligned} \quad (4)$$

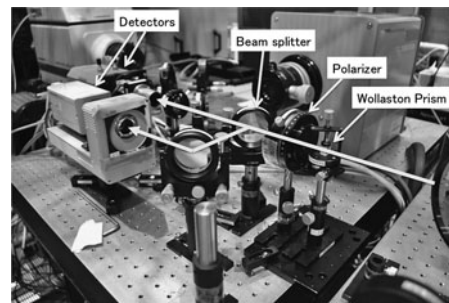


図3 Nomarski 干渉計の設置例。

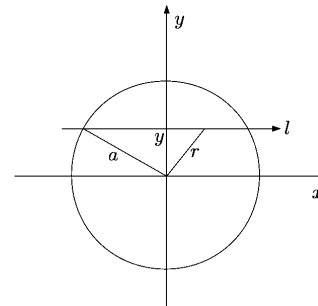


図4 軸対称なプラズマが生成された場合の断面と、計測用レーザーの入射方向 (l 軸)。

$$\propto \frac{n_e^2}{\sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) \quad (5)$$

つまり、ある波長における放射エネルギーは電子温度と電子密度の関数になります。したがって、計測器の絶対感度（入力光のエネルギーと出力カウントの関係）を較正することで、密度・温度の情報を得ることができます。しかし式(5)からわかるように、電子密度に強く依存するためプラズマ自発光から温度を見積もるのは一般的には難しく、多くの場合発光輝度は電子密度分布を示すことになります。

実験ではプラズマ自発光をナノ秒程度のゲート幅で計測可能な Intensified Charge Coupled Device (ICCD) カメラを用いて時間分解したイメージ [Gated Optical Imager (GOI)] またはストリークカメラを用いてプラズマの時間発展 [Streaked Optical Pyrometry (SOP)] を得ることができます。特に SOP は、プラズマの伝搬速度を見積もるのに利用できます。ストリークカメラとは、短時間の現象の時間発展を計測する装置であり、スリット、光電面、掃引部、蛍光面、および CCD カメラから成ります。前面のスリットを通った空間的に1次元の像は、光電面で電子に変換され、高速に時間変化する電位差によって掃引され、蛍光面で光信号に再変換されます。つまり1次元的な像の時間発展を得ることができます。プラズマの自発光をストリークカメラで計測することで、ns 以下の短時間の現象でも時間・空間分解してその発展を計測できます。

5.2.3 温度計測

ここでは温度の計測としてよく用いられるレーザートムソン散乱計測について説明します。レーザートムソン散乱法とは、プラズマにレーザーを照射し、プラズマ中の電子によるトムソン散乱光を分光することで、そのスペクトルを計測する手法です。散乱スペクトルはプラズマ状態を強く反映し、電子温度やイオン温度、電子密度、ドリフト速度等を局所的に測定することができます。散乱断面積は電子のランダムな運動による部分 (σ_e : 電子項) と、イオンに追従する電子からの散乱 (σ_i : イオン項) に分けられ、 $\sigma = \sigma_e + \sigma_i$ となります。

デバイ長 λ_D よりも大きなスケールを計測する場合、プラズマ中で協同的な運動をする電子による散乱を計測することになり、この場合を協同散乱といいます。一方、デバイ長よりも小さい空間スケールを計測する場合は、非協同散乱となり、電子の熱的な運動を直接見ることになります。ここで $\omega = \omega_s - \omega_0$, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$ (\mathbf{k}_0 , \mathbf{k}_s は入射レーザーおよび散乱光の波数ベクトル, ω_0 , ω_s はそれぞれの周波数) とし、散乱パラメータ $\alpha = 1/k\lambda_D$ を定義すると、 $\alpha > 1$ の場合は協同散乱, $\alpha \ll 1$ の場合は非協同散乱となります。一般にレーザー生成プラズマを可視レーザーを用いて計測する場合, $\alpha > 1$ となり、協同散乱となる場合が多くなります。

散乱スペクトル形状は形状因子 $S(\mathbf{k}, \omega)$ で表され[4],

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi}{k} \left| 1 - \frac{\chi_e}{\varepsilon} \right|^2 f_e \left(\frac{\omega}{k} \right) + \sum_j \frac{2\pi}{k} \frac{Z_j^2 n_j}{n_e} \left| \frac{\chi_e}{\varepsilon} \right|^2 f_j \left(\frac{\omega}{k} \right) \quad (6)$$

となります。ここで χ_e , χ_j は、それぞれ電子、イオンの電気感受率, $\varepsilon = 1 + \chi_e + \sum \chi_j$, n_e は電子密度, Z_j , n_j はイオンの平均価数と数密度を示します。式(6)の第1項は電子項, 第2項はイオン項です。協同散乱の場合、イオン項と電子項はそれぞれイオン音波周波数 ($\omega \sim \omega_{ac}$) および電子プラズマ周波数 ($\omega \sim \omega_{pe}$) に共鳴周波数があり、ともにダブルピークを持つスペクトル形状となります。特にイオン項では共鳴周波数

$$\omega \sim \omega_{ac} \sim k \sqrt{\frac{ZT_e + 3T_i}{m_i (1 + k^2 \lambda_D^2)}} \quad (7)$$

から電子温度、およびイオン温度を求めることができ、また電子項からは電子密度や電子温度を得ることができます。

5.2.4 電磁場計測

5.2.4.1 プロトンバックライト計測

パルス幅が100ピコ秒程度以下の高強度レーザーを薄膜に照射することで、薄膜表面に付着した水分子等に含まれる電離した陽子を薄膜表面から垂直方向に加速することができます。これは、薄膜表面から加速された電子と薄膜表面の間に生成される強電場によって陽子が加速される現象で、Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) と呼ばれます。ここで加速される陽子は数 MeV から数十 MeV のエネルギーを持ち、プラズマ中を通過すると、プラズマ中の電磁場によってその速度方向が変化します。この陽子ビームを Radiochromic Film (RCF) 等で計測すると、電磁場の影響を受けた陽子ビームのイメージ計測ができます。得られた陽子の空間分布からプラズマ中にある電場または磁場構造を逆算して求める手法が最近用いられています[5]。図5にその計測配置の例を示します。ここでは金薄膜にレーザーを照射することで陽子ビームを生成し、また別の高出力レーザーで生成したプラズマ内の電磁場構造を計測しています。計測には RCF を用いていますが、何層にも重

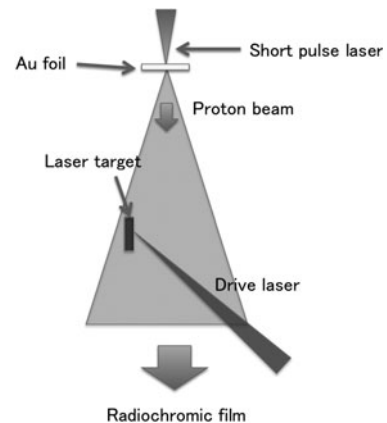


図5 プロトンバックライト計測の配置例。

ねて計測することで、陽子の透過距離から、各層のRCFで計測した陽子のエネルギーを知ることができます。陽子エネルギーの違いから、プラズマ中の電磁場構造を逆算することで電磁場を求めます。

5.3 レーザー宇宙プラズマ実験への応用例

5.3.1 実験配置

図6(a)-6(c)に示したのは、レーザー宇宙プラズマ実験で用いるプラズマ生成用のレーザー照射ターゲットの配置図の一例です。超新星残骸や太陽系、地球近傍等、宇宙で普遍的に観測されている無衝突衝撃波の研究のため、実験室に高速なプラズマ流を生成しています。レーザー生成プラズマを相互作用させるため、図のように2枚の薄膜をおよそ4.6 mm 間隔で並べたターゲットを用いて、2枚のうちの片側にレーザーで照射し、もう一方はレーザー生成高温プラズマからの輻射によりプラズマ化させることで、対向するプラズマ流を生成しています。さらに計測手段として、ターゲットに対して斜め方向からトムソン散乱計測のための入射レーザー (TS probe)、ターゲット真横から干渉計測のためビーム径を拡大したレーザー (Optical probe) を照射し、さらに干渉計測と同じ方向から、プラズマ自発光によるSOP計測を行いました。

5.3.2 無衝突衝撃波の密度計測

衝撃波が生成されると、衝撃波の上流では超音速であった流れが下流では亜音速となり、下流領域は圧縮され、最大で4倍程度の大きな密度変化が生じます。図7は、対向プラズマ中において生成された衝撃波の干渉計測結果です。図7(a)は真空中での計測であり、プラズマが無いため干渉縞は空間上すべての場所ではほぼ同じ方向を向いていますが、プラズマが生成されると位相変化が生じるため、図7(b)のように干渉縞が曲がります。ここで示した干渉像はレーザー照射から9 ns 後の計測結果になります。この図では、 $z=3$ mm 付近で干渉縞が急激に変化していることがわかります。この実験では、 $z=0$ mm および $z=4.6$ mm

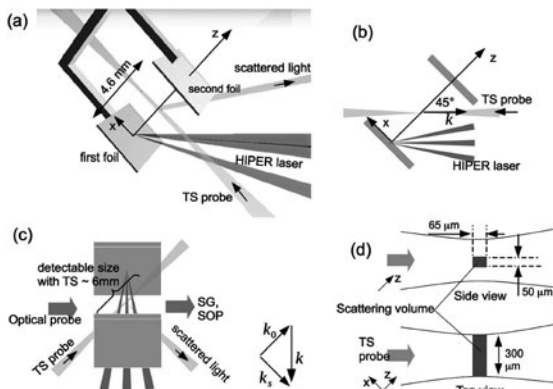


図6 (a)トムソン散乱計測のためのレーザー照射ターゲット、プラズマ生成用レーザー (HIPER laser)、計測用レーザー (TS probe)、の配置例と (b)横からおおよび (c)上から見た図。 (d)計測用レーザーの拡大図。空間精度は、奥行き方向に $300 \mu\text{m}$ 、上下方向に $50 \mu\text{m}$ 程度であることを示す。Reprinted with permission from [6]. Copyright 2013, AIP Publishing LLC.

にCH薄膜を設置し、 $z=0$ mm, $x=2.5$ mm の位置を高出力レーザーで照射しています。実験で用いたレーザーは上海光机所の神光IIレーザー (中国) という大型レーザーで、出力エネルギーはおよそ1 kJ、パルス幅1 ns、波長は351 nm です。

空間上の位相変化を計算し、軸対称なプラズマが生成されていると仮定すると、5.2.1節で説明したように、電子密度を見積もることができます。図8は図7(b)の $z=3$ mm 付近の電子密度分布を示します。 $z=3.2$ mm で密度が急激に上昇しおよそ4倍になっていて、左側が衝撃波の上流、右側が下流に対応することがわかります。このように軸対称に近い密度構造がある場合、干渉計測では、プラズマの全体的な構造に加え、局所的な密度を見積もることができます。しかし計測可能な密度領域はそれほど大きくなく、計測レーザー波長と光学計測配置に依存します。密度が高く屈折率が大きすぎる場合はレーザーが計測できず、図7(b)で干渉縞の無い領域 (レーザー照射面やターゲット薄膜付近) のようになり、解析不能となります。また密度が低い場合は、位相変化が小さいことから解析が難しくなります。この実験で用いた計測レーザー波長532 nm、視線方向のプラズマサイズ ~ 5 mm 程度では、計測可能な密度はおよそ $10^{17-19} \text{ cm}^{-3}$ 程度となります。したがって、さらに低密度を計測するには長波長が必要であり、高密度では、屈折した光を計測するためにレンズを近距離に設置したり短波長を用いるなど、計測対象に応じた設定が必要となります。

5.3.3 自発光によるプラズマの時間発展計測

図9は、レーザー照射によって、対向プラズマが生成されている様子を示すSOP計測の結果です。 $z=0$, $t=0$ で

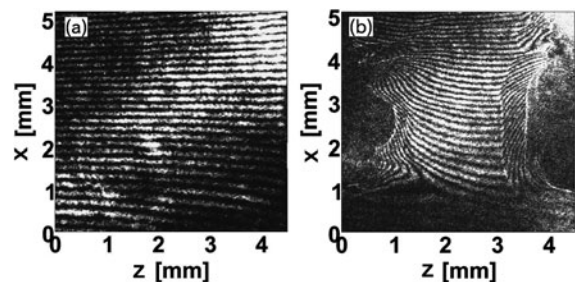


図7 干渉計測による結果。(a)プラズマが無い場合と (b)プラズマ生成後の干渉像を示す。(b)は $z=0$ mm, $x=2.5$ mm の位置に高出力レーザーを集光した後、9 ns 経過後のデータである [7]。

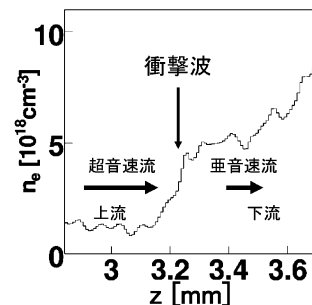


図8 図7(b)で計測された衝撃波周辺の z 軸に沿った密度分布。

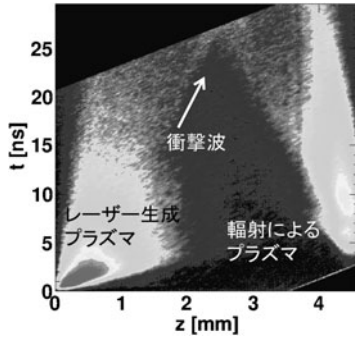


図9 図6のz軸にストリークカメラのスリットを合わせ、2枚の薄膜間に伝搬するプラズマの自発光を計測するSOPの結果。

レーザーが薄膜ターゲットに照射され、プラズマが生成されます。また、 $z=4.6$ mmに置いたもう一枚の薄膜からもプラズマが生成され、逆向きに伝搬している様子がわかります。ここでプラズマ生成に用いたレーザーは大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光XII号で、合計およそ360 J、パルス幅0.5 ns、波長351 nmの高出力レーザーです。この図からわかるように、レーザーを照射した直後から非常に高速なプラズマが噴出し、その速度はおよそ670 km/sとわかります。また15 ns後から右方向に伝搬する密度構造が $z=2$ mmあたりに観測され、これが前節で述べた衝撃波であると考えられます。このようにSOPを用いることで、プラズマ生成やプラズマ中の構造形成の時間発展を知ることができます。

5.3.4 レーザートムソン散乱による衝撃波計測

衝撃波は、その上流・下流において、密度や温度、速度の変化を伴います。したがって、衝撃波の上流、下流において上記のパラメータを局所的に計測することは、衝撃波の実験研究において非常に重要となります。レーザートムソン散乱法は、プラズマ中にレーザーを集光して、電子による散乱光を計測するため、レーザー集光径程度の空間分解能を持つほぼ局所的な計測になります[図6(d)参照]。実際に行った計測配置は図6に示した通りです。ターゲットに対して斜めから計測用レーザーを集光照射し、レーザーに沿った空間位置に於けるスペクトルを示したのが図10(b)です。縦軸はレーザーに沿った空間を表し、その座標を図6に示した x, z を用いて表しています。横軸は散乱光の波長を示します。図10(a)は、プラズマではなく、中性の窒素ガスからのレイリー散乱です。レイリー散乱は中性原子に束縛された電子による散乱で、弾性散乱のため波長は入射レーザーと変わりません。波長方向の広がりには分光器の分解能を示し、この波長方向の広がりを考慮して、図10(b)のトムソン散乱スペクトルを式(6)でフィッティングすることで、電子温度・イオン温度・電離度を求めることができます。図10(b)から明らかなように、 $x=-0.5$ mm付近で急激にスペクトル形状が変化しています。一般的にスペクトルが広がる程高温を意味し、入射レーザー波長(532 nm)からのずれが大きいほど、流速が大きいことを示します。つまり、P1は衝撃波の上流、P2は下流を表していると考えられます。また、レイリー散乱とトムソン散乱

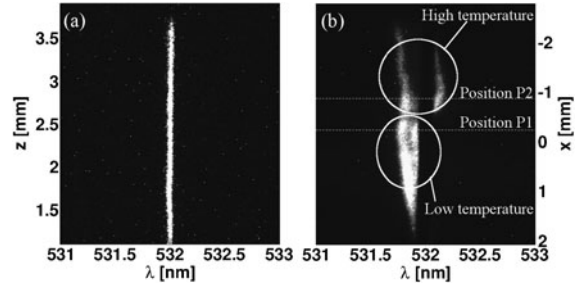


図10 (a)窒素ガスによるレイリー散乱スペクトルと(b)トムソン散乱のイオン項スペクトルの計測結果。Reprinted with permission from [6]. Copyright 2013, AIP Publishing LLC.

の散乱断面積比は既知であるため、それぞれのスペクトル強度を比較することで、電子密度を求めることができます。

図11(a), 11(b)はそれぞれ図10(b)で示した場所P1およびP2におけるスペクトルと、P1およびP2におけるスペクトルと、図10(a)の広がりをガウス関数で評価し、式(6)の畳み込み積分関数でフィッティングした結果(Best fit)、およびそのときの式(6)(Theoretical Func.)をプロットしたものです。この図から得られた電子・イオン温度、ドリフト速度は上流で、 $T_e=24$ eV, $T_i=20$ eV, $v_d=89$ km/s, 下流で $T_e=100$ eV, $T_i=71$ eV, $v_d=18$ km/s となり[6]、衝撃波下流において明らかにプラズマが加熱されていることを示しています。

5.3.5 プロトンバックライトによる衝撃波の計測

最後に、強い電場を伴う静電無衝突衝撃波の生成とそのプロトンバックライト計測結果について述べます。5.1節で述べたように、無衝突衝撃波は、粒子同士の衝突がほとんど無い無衝突なプラズマ中で生成されるため、粒子と電磁場の相互作用が重要となります。この場合、超音速流を散逸するのに十分な電磁場が必要です。ここでは電場が散逸に寄与する静電衝撃波を考えます。静電衝撃波では、ほぼ1次元的な電場構造が衝撃波の上流-下流の遷移領域に生成されていると考えられます。

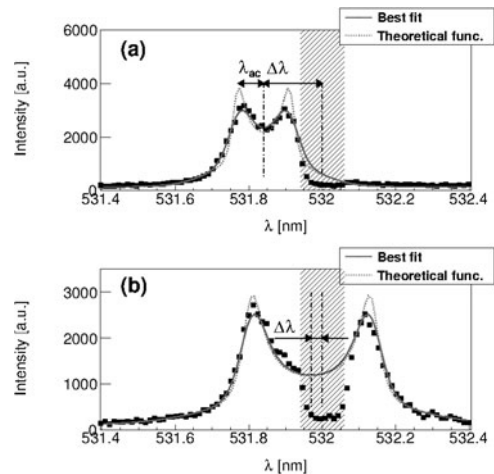


図11 2点(a)P1, (b)P2におけるスペクトル形状。Reprinted with permission from[6]. Copyright 2013, AIP Publishing LLC.

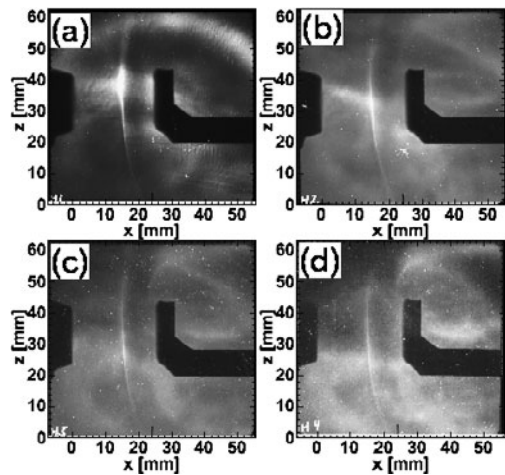


図12 陽子ビームによるイメージング結果. (a)-(d)はそれぞれ10 ns後の陽子のエネルギー4.7 MeV, 7.0 MeV, 8.8 MeV, 10.4 MeVによる結果.

図12に示したのは、プラズマ中に生成された静電衝撃波に真横から陽子ビームを入射したときに得られた陽子分布イメージです。この衝撃波は静電衝撃波と考えられるため[8]、衝撃波近傍での上流、下流領域に平坦なポテンシャル構造を仮定し、非常に薄い（粒子の平均自由行程より短い、この場合数 μm 程度）遷移領域を考えます。陽子が高エネルギーになるほど電場による屈折が小さく、RCF上に形成される構造は小さくなると考えられます。図13は、入射陽子ビームのエネルギーの関数として、RCF上に作られる構造（RCF陽子の変位量）を計算したものです。このように、入射エネルギーの違い、つまり実験的には多層に並べたRCFの何層目かに計測された構造の幅を比較することで、プラズマ中の衝撃波の幅を見積もることが可能となります。実際にこの手法で見積もった衝撃波の幅はおよそ $2\mu\text{m}$ となり、典型的な粒子間の平均自由行程 $\sim 100\mu\text{m}$ と比較すると極端に短く、ここで計測した構造は無衝突衝撃波であることを示唆しています。

5.4 まとめ

本章で紹介したように、レーザー宇宙研究では数mm程度の空間スケールの高速な流れを可視化するため、数ナノ秒程度の時間分解・数 μm から数百 μm の空間分解能でプラズマのパラメータや電磁場構造を計測する必要があります。またレーザー宇宙研究の特色として、(1)プラズマのイメージング計測、(2)局所的な計測、(3)電磁場計測をすべて同時に行うことが可能で、これは宇宙での観測や衛星による“その場”計測と比べてとき、レーザー宇宙研究の利点となります。ここで述べた干渉計測、自発光計測、レーザートムソン散乱計測、プロトンバックライトは、上記3点を行う上で非常に有用な計測です。なお、本章では述べませんでしたが、磁場計測手法として、レーザーを用いたファラデー回転計測[9, 10]や磁気プローブによる直接計測等も広く利用されています[11]。このように多くの計測を同時に行うことで、レーザー宇宙研究は、宇宙の観測や数値計算だけでは解釈の難しい物理現象を解明できる可

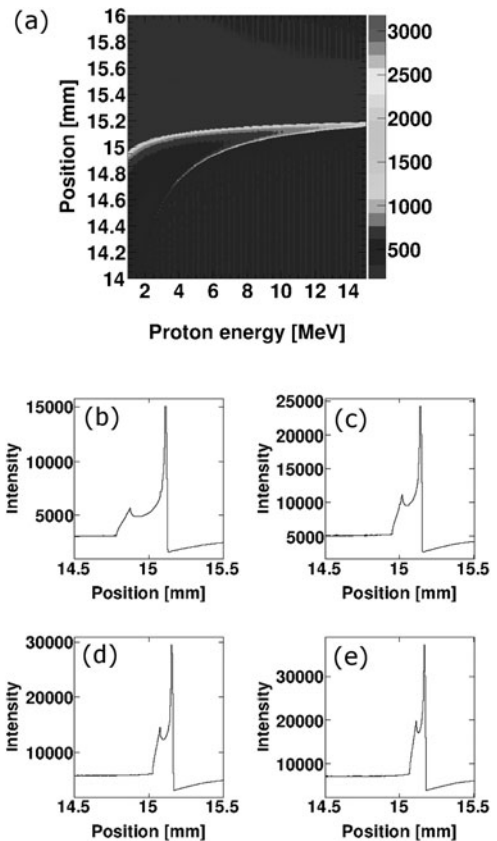


図13 (a)RCF上に生成される陽子ビームのイメージのエネルギー依存性の計算結果. (b)-(e)計測される陽子エネルギー(4.7, 7.0, 8.8, 10.4 MeV)がRCF上に形成する陽子の空間分布.

能性を秘めています。

謝辞

大型レーザー運転に関して、大阪大学レーザーエネルギー学研究所の激光XII号レーザー、上海光机所の神光IIレーザー、およびローレンスリバモア国立研究所のJupiterレーザー施設の多くの技術者、研究者に感謝致します。ドイツHDZRの高部英明氏、大阪大学の坂和洋一氏、佐野孝好氏、九州大学の富田健太郎氏、国立天文台の加藤恒彦氏、米国ローレンスリバモア国立研究所のH.S. Park氏、B. Remington氏、N.L. Kugland氏、台湾国立中央大学の蔵満康浩氏、核融合科学研究所の森高外征雄氏、英国Oxford大学のG. Gergori氏、英国York大学のN. Woosley氏、フランスLULIのM. Koenig氏、フランスパリ天文台のC. Michaut氏に感謝します。またそれ以上に多くの学生の助けにより、大型レーザー実験を行うことができました。感謝いたします。

本章で紹介した研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究(B)(21340172, 24340141)、特別研究員奨励費(11J06987)、U.S. Department of Energy Contract No. DE-AC52-07NA27344、およびレーザーエネルギー学研究所共同利用・共同研究からの助成のもとで行われました。感謝いたします。

参考文献

- [1] B. Remington *et al.*, Rev. Mod. Phys. **78**, 755 (2006).
 [2] H. Takabe *et al.*, Plasma Phys. Controll. Fusion **50**, 124057 (2008).
 [3] G.B. Rybicki and A.P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics* (Wiley-VCH, 1985).
 [4] J. Sheffield *et al.*, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation, Theory and Measurement Techniques*. (Academic Press, 2011) Second Edition.
 [5] N.L. Kugland *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 101301 (2012).
 [6] T. Morita *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 092115 (2013).
 [7] T. Morita *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 122702 (2010).
 [8] T. Morita *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **688**, 012071 (2016).
 [9] T. Pisarczyk *et al.*, J. Soviet Laser Res. **11**, 1 (1990).
 [10] M. Borghesi *et al.*, Vehn. Phys. Rev. Let. **80**, 5137 (1998).
 [11] G. Gregori *et al.*, Nature **481**, 480, (2012).



もり た たい ち
森田太智

九州大学大学院総合理工学研究院・助教。2011年大阪大学大学院宇宙地球科学専攻・博士（理学）。高出力レーザーを用いて無衝突衝撃波や磁気リコネクション等の宇宙プラズマ現象の模擬実験を行う一方、プラズマを用いた宇宙推進器やレーザープラズマ計測などの応用研究を進めている。