

小特集 宇宙と実験室の無衝突衝撃波—粒子加速と磁場生成・増幅—

3. 高出力レーザーを用いた無衝突衝撃波と磁場生成・増幅実験

3. Experiments on Collisionless Shock and Magnetic Field Generation/Amplification using High-Power Laser Systems

3.2 静電無衝突衝撃波生成実験

3.2 Experiments on Electrostatic Collisionless Shock Generation

森田太智¹⁾, 坂和洋一²⁾, 蔵満康浩³⁾, 高部英明⁴⁾

MORITA Taichi¹⁾, SAKAWA Youichi²⁾, KURAMITSU Yasuhiro³⁾ and TAKABE Hideaki⁴⁾

¹⁾九州大学大学院総合理工学研究院, ²⁾大阪大学レーザーエネルギー学研究中心, ³⁾国立中央大学物理學系,

⁴⁾Institute of Radiation Physics, Helmholtz Zentrum Dresden Rossendorf, 01314 Dresden, Germany

(原稿受付: 2015年11月16日)

出力エネルギーが数百Jほどの高出力レーザーを固体に照射することで、およそ数百-千 km/s にもおよぶ高速プラズマ流を生成できる。このプラズマ流同士の衝突を考えると、その相対速度が非常に大きいため互いにほぼ無衝突と考えることができる。こういった無衝突対向プラズマを用いて、宇宙で普遍的に観測されるような無衝突衝撃波を実験室に再現し、衝撃波の物理を詳細に調べる実験が行われている。ここでは磁場を介さない静電無衝突衝撃波生成実験について、実験手法やその計測手法、これまでの実験結果、今後の展望について述べる。

Keywords:

high-power laser, electrostatic collisionless shock, optical diagnostics, proton imaging, Thomson scattering

3.2.1 無衝突衝撃波実験

無衝突衝撃波とは、前章までに説明があるように無衝突プラズマ中に生成される衝撃波である。中性ガス中での衝撃波が粒子衝突を介して散逸を行うのに対し、無衝突衝撃波では粒子間の平均自由行程が衝撃波面に対して十分大きいため、衝撃波における電場や磁場が散逸に寄与する。そのような無衝突衝撃波には、磁場のない静電衝撃波や磁場を介する磁気流体衝撃波、磁気乱流による衝撃波などが存在する。このような衝撃波を実験的に研究するためには、(1)ほぼ無衝突な対向プラズマ流を相互作用させることで衝撃波を生成し、(2)衝撃波周辺のプラズマ状態や(3)無衝突衝撃波に特徴的な電磁場を計測する必要がある。

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た[1]。

そこで筆者らは大型レーザーシステムである神光II(中国・上海)および激光XII号(大阪大学)を用いた実験を行い、固体ターゲットにレーザーを集光し、高速プラズマ流生成とおよそ10-20 ns程度のプラズマ流同士の相互作用から衝撃波の生成に成功した[2, 3]。対向プラズマの相

対速度(～1000 km/s)から計算した対向プラズマ間の平均自由行程は計測した衝撃波構造に対して十分大きく、またおよそ4倍ほどの衝撃波下流における密度上昇は、高マッハ数($M \sim 10$)の無衝突衝撃波であることを示唆していた[2]。外部磁場のないプラズマ中での無衝突衝撃波としては、静電衝撃波と自己生成乱流磁場による衝撃波が考えられるが、実験で得られた衝撃波が、磁気乱流による衝撃波の数値計算が示唆するイオンスケールの幅に対して非常に狭い遷移領域を持ち、実験の分解能より狭い遷移領域(電子の慣性長 c/ω_{pe} 程度)を持つ静電衝撃波であることを示していた。この静電衝撃波のマッハ数は、プラズマの流体近似から得られる衝撃波解(マッハ数 $M < 1.6$)やダブルプラズマ装置を用いた実験[4, 5]で得られた衝撃波(マッハ数 $M < 1.2$)に対して非常に大きく、衝撃波面でのイオン反射など別の散逸機構が衝撃波生成のうえで重要であることを示している。

上で述べたように無衝突衝撃波であることを示すためには衝撃波の上流・下流でのプラズマの温度・密度上昇を実験的に求め、衝撃波条件を満たしていることを確認し、さらに衝撃波面において大きな電場が生成されていることを示す必要がある。そこで本節では、実際に大型レーザー(激光XII号:大阪大学, Jupiter:米国ローレンスリバモア国立研究所)を用いた静電衝撃波の生成からその計測手

法, これまでの研究成果と, 今後の展望について述べる.

3.2.2 実験手法

まず3.2.1節で述べた対向プラズマの生成について述べる. 大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光XII号レーザー(波長351 nm, 1ビームあたり出力エネルギー120 J, パルス幅0.5 ns)を3ビーム用い, 図1に示すように直径数百 μm 内に集光照射する. レーザーを照射した薄膜表面はレーザー電場により電離し, 高速プラズマ流として主に表面から垂直方向に噴き出す. もう一方の薄膜表面は, レーザーによって生成されたプラズマからの輻射によってプラズマ化するため, 互に対向するプラズマ流がおおよそ4.5 mmの空間に生成される. この対向プラズマ流の様子は文献[3]等に示されているが, レーザーを照射してから10 ns後には互いに相互作用し始め, 15–20 ns後には急峻な密度上昇を伴う衝撃波構造が捉えられている.

次に計測手法であるが, この高速対向プラズマは, 図1に示すように, ストリークカメラを用いたプラズマの自発光計測(Streaked Optical Pyrometry: SOP), 衝撃波による密度変化を可視化するためのシャドーグラフ計測(SG), およびプラズマの温度, 速度, 電離度を求めるためのレーザートムソン散乱計測(LTS)等を同時に行い, プラズマの伝搬から対向プラズマの相互作用, 衝撃波の生成, および衝撃波の性質を調べた.

また3.2.3.2節で述べるが, ローレンスリバモア国立研究所のJupiter Laser Facility (JLF)では, プラズマ流を生成するための長パルスレーザー(パルス幅1.5 ns)の他に短パルスレーザー(パルス幅0.7 ps)があり, この短パルスレーザーを薄膜に照射することで得られる(Target Normal Sheath Acceleration: TNSA 加速)高エネルギー陽子ビームを用いた電場のイメージング計測を行った. ここではプラズマ伝搬方向に対して垂直方向から陽子ビームを照射し, 電場によって曲げられた結果として得られる陽子ビームの空間分布から, 衝撃波における電場強度を見積もるものである.

3.2.3 実験結果

3.2.3.1 衝撃波周辺のプラズマ計測

図2(a)はSOPによるレーザー生成プラズマの時間発展を示したものである. $z=0$ mm, 4.5 mmには薄膜があり, $z=0$ mmの位置に激光XII号レーザーを集光し高速プラズマが生成されている. また, $z=4.5$ mmの薄膜も, レーザー

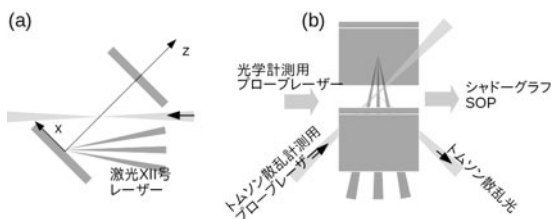


図1 激光XII号を用いた実験におけるターゲット薄膜, 照射レーザー, およびLTS計測用プローブレザーの配置図[(a)側面図, (b)上面図].

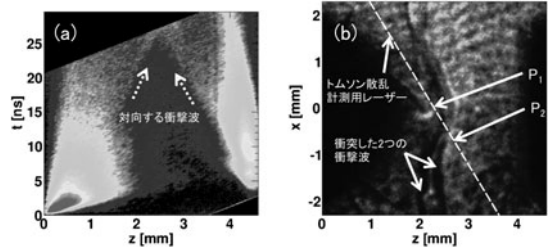


図2 (a)レーザー生成プラズマのストリークイメージ. $z=0$ mmにレーザーを照射し, 高速プラズマが生成される. $z=4.5$ mmの位置にあるもう一枚の薄膜からはプラズマからのX線や高速プラズマの衝突によって, プラズマが左側に噴き出す. (b) $t=30$ ns後のシャドーグラフの結果. 中心付近に衝撃波が存在し, 2つの急峻な密度変化があることを示している. Reprinted with permission from [6]. Copyright 2013, AIP Publishing LLC.

生成プラズマからのX線や高速プラズマ流によって, やはりプラズマ化し, 左に伝搬している. $t=15$ ns以降, 2つの急峻な輝度変化が観測され, それらが互いに近づく方向に伝搬している様子がわかる. また, $t=30$ ns後の様子をとらえたシャドーグラフ像が図2(b)である. 中央付近($z=2-2.5$ mm)に2つの急峻な構造が生成されているのがわかる. これらが図2(a)でも輝度変化として観測された衝撃波であると考えられる. また, 図2(b)には, トムソン散乱計測に用いたプローブレザーの照射位置と, 解析に用いた空間位置(P_1, P_2)を図示している.

対向プラズマが無衝突であるためには, 形成される衝撃波構造に対して平均自由行程が十分大きい必要がある. 対向プラズマの相対速度は, レーザー照射からの時間 t , 2枚の薄膜間の距離 L を用いて, $v=L/t$ となり, イオンの平均自由行程 λ_{ii} は,

$$\lambda_{ii} = 2\pi\epsilon_0^2 m_i^2 v^4 / (n_i Z^4 e^4 \ln\Lambda) \quad (1)$$

となる. ここで Z は平均イオン価数, $\ln\Lambda = \ln(4\pi\epsilon_0\lambda_D m_r v^2 / (Z^2 e^2))$ はクーロン対数, λ_D はデバイ長で, $m_r = (1/m_L + 1/m_R)^{-1} = m_i/2$, m_L, m_R はそれぞれ左右のプラズマに含まれるイオンの質量で, ここでは $m_L = m_R = m_i$ である. 衝撃波が生成されている $t=20-30$ nsでは, $\lambda_{ii} = 100 \mu\text{m}$ 程度であり, シャドーグラフ計測の計測限界程度である. 静電衝撃波の場合, 衝撃波の遷移領域は電子慣性長程度(～数 μm)であり, 生成されている衝撃波は無衝突衝撃波であると考えられる.

こういった光学計測は衝撃波のイメージング, 電子密度, 伝搬速度等を知るには優れているが, 局所的なプラズマ計測には向かない. そこで, プラズマの温度, 速度, 密度の局所情報を得るため, LTS法を用い, 協同トムソン散乱のイオン項を計測した[6]. 計測配置は図1で示したとおりである. 図3(a), 3(b)はそれぞれ図2(b)に示した点 P_1 および P_2 におけるトムソン散乱光のスペクトルである. 協同トムソン散乱光のイオン項では, 図に示すような2つのピークを持ち, この波長差 λ_{ac} に対応する周波数 ω がイオン音波の周波数に対応し,

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

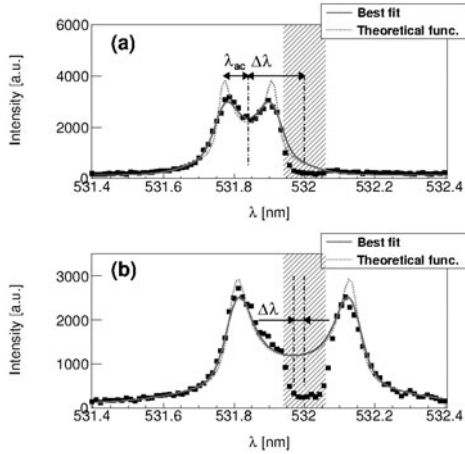


図3 図2 (b)に示した点P₁(a)およびP₂(b)における協同トムソン散乱光のイオン項スペクトル。空間分解能は、分光器から見て50-60 μm、奥行き方向に300 μm程度である。Reprinted with permission from [6]. Copyright 2013, AIP Publishing LLC.

を満たす。ここで、 T_e , T_i はそれぞれ電子温度，イオン温度である。つまりこのスペクトル広がりから音速 $c_s = \omega/k$ が、また、入射レーザー波長からのずれ $\Delta\lambda$ からプラズマ流速を、散乱強度から電子密度を求めることができる。このスペクトルのフィッティングから得られた電子温度，イオン温度，ドリフト速度は、2点P₁およびP₂においてそれぞれ $T_e \approx 24$ eV, $T_i \approx 20$ eV, $v_d \approx 89$ km/s, および $T_e \approx 100$ eV, $T_i \approx 71$ eV, $v_d \approx 18$ km/s となった。つまり、場所P₁ではドリフト速度が速く温度が低いため超音速流となり、P₂では逆に速度が遅く温度が高く亜音速流となっている。つまりP₁, P₂ はそれぞれ衝撃波の上流，下流に対応することがわかる。

3.2.3.2 電場計測

無衝突衝撃波の場合、衝撃波周辺には比較的大きな電磁場が形成されるはずである。ここでは、静電無衝突衝撃波の電場計測について述べる。高強度レーザーを薄膜に照射すると、生成される高速電子によって、薄膜表面に存在する水分子などに含まれる陽子が電場によって加速される (Target Normal Sheath Acceleration: TNSA 加速)。この陽子ビームをプラズマに照射することで、プラズマ中に励起

された電磁場を計測する手法をプロトンバックライト法と呼ぶ。

本実験はローレンスリバモア国立研究所の Jupiter レーザーを用い、プラズマ生成のためにエネルギー 282 J、パルス幅 5 ns の長パルスレーザーを用い、波長 1057 nm、エネルギー 160 J、パルス幅 0.7 ps の短パルスレーザーを金の薄膜に照射することで計測用陽子ビームを生成した。図4 (a) - 4 (d) は陽子のエネルギーが 4.7 MeV, 7.0 MeV, 8.8 MeV, 10.4 MeV の場合の陽子ビームによるイメージである。2枚の薄膜は左右から保持しており、左側の薄膜にレーザーを照射してプラズマを生成した。4枚のイメージを見ると、縦方向に急峻な構造 (Caustic) が生成されているのがわかる。衝撃波周辺の電場によって陽子が曲げられた結果、この部分に多くの陽子が集まっていることになる。図4 (e) - 4 (h) は、それぞれの陽子エネルギーの場合に計測された Caustic 構造の z 軸に沿ったラインプロットである。高エネルギーの陽子ほど曲げられにくいため幅は狭くなり、RCF 上のどの場所に Caustic 構造ができるのかも変わる。

図5 (a) と 5 (b) はそれぞれ Caustic が生成される場所とその半値全幅を陽子エネルギーの関数として示したものである。1次元的なフラットトップ電場が生成されていると仮定した場合、電場による陽子の屈折角は $\alpha(x_0) = (e\phi_0 x_0 / 2W\sqrt{a\delta}) F(\xi) = (e\phi_0 (\xi\delta + a) / 2W\sqrt{a\delta}) F(\xi)$, のように示される [7]。ここで $\xi = (x_0 - a) / \delta$, δ は電

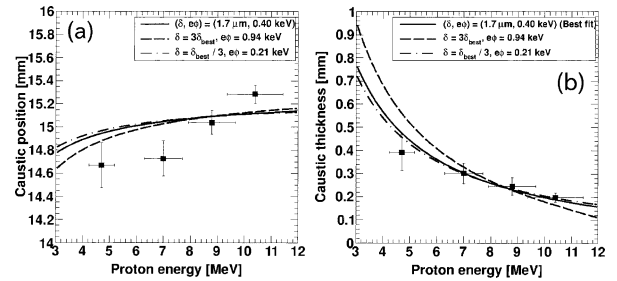


図5 CausticがRCF上に生成される(a)場所と(b)その半値全幅。フラットトップな1次元電場が生成されたとき過程し、電場の幅 δ , ポテンシャル $e\phi$ を変化させたときの理論式によるフィッティング結果を示す。

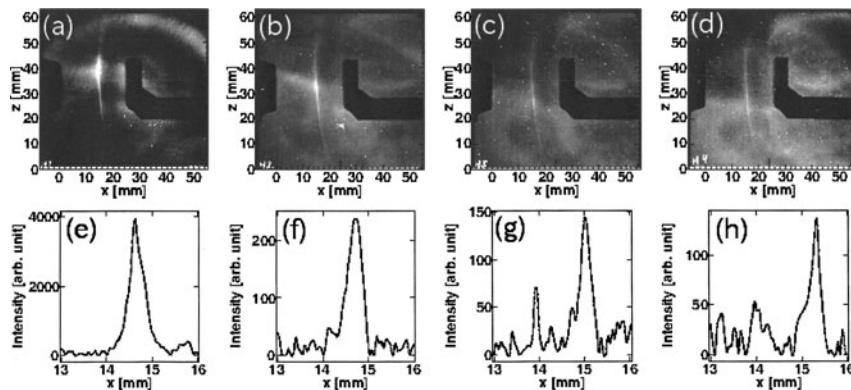


図4 TNSA 加速生成陽子ビームによるイメージング結果。(a) - (d) はそれぞれ陽子のエネルギー 4.7 MeV, 7.0 MeV, 8.8 MeV, 10.4 MeV に対応する。(e) - (h) はそれぞれの $x = 15$ mm でのラインプロットで、高エネルギーになるほど形成する幅が狭い様子を示している。

場構造の幅, a は電場構造の曲率半径, W は陽子エネルギー, $e\phi$ はポテンシャルエネルギー, そして $F(\xi) = (2/\pi) \int_{-\infty}^{\infty} d\eta / ((\eta^2 + \xi)^2 + 1)$ である. これにより Caustic の幅はエネルギーの関数として示すことができ, それによってフィッティングした結果が, 図 5 に示されている [8]. この解析結果から, 得られた陽子ビームのイメージを最も説明できる電場構造は $\delta \sim 1.7 \mu\text{m}$, $e\phi \sim 0.4 \text{ keV}$ という結果を得た. $1.7 \mu\text{m}$ という幅はほぼ電子の慣性長程度 ($\sim 2 \mu\text{m}$) であり, 生成された衝撃波は静電無衝突衝撃波である可能性が高い.

3.2.4 まとめと今後の展望

以上述べたように, 光学計測 (シャドウグラフ, 自発光計測, LTS 計測) や電場計測 (プロトンバックライト) を用いることで, 無衝突対向プラズマ中に生成された構造が無衝突衝撃波であり, その周辺には大きな電場構造があることが示された.

本節で述べた無衝突衝撃波は静電的衝撃波であるが, 一般的に宇宙で観測される無衝突衝撃波は磁場を介した衝撃波であると考えられる. また高エネルギー宇宙線の起源と考えられている超新星残骸における無衝突衝撃波は, 高速膨張するイジェクタと背景プラズマの二流体相互作用の結果励起される Weibel 不安定が原因だとする考えもある. この場合, Weibel 不安定による自己生成磁場が成長し, 衝撃波を形成する. 次章で述べるように, この衝撃波生成過程の実験的な検証が現在進行中である.

また, 本節で述べた静電衝撃波は衝撃波面に非常に大きな電場をもつため, この衝撃波でイオンを静電的に加速する試みもある. 例えば Haberberger らは H_2 ガス中に高強度レーザーを入射することで衝撃波を生成し, エネルギー 20 MeV, 1% 程度のエネルギー広がりをもつ, 単色に近い陽子ビームの生成に成功し, さらに粒子シミュレーションでは 200 MeV までの加速が可能であることも予想されている [9]. 静電無衝突衝撃波に関する研究は, 宇宙や実験室プラズマの基礎研究だけでなく, 今後はその工学・医療応用まで広がる可能性をもっている.

謝 辞

本節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) およびレーザーエネルギー学研究センター共同利用・共同研究からの助成のもとで行われた. また, これらの成果は日本, 米国, 英国, フランス, 台湾, 中国との国際共同研究によって得られたものである. 大型レーザー運転に関しては, 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. 九州大学の富田健太郎氏, 大阪大学の佐野孝好氏, 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森高外征雄氏, 英国 Oxford 大学の G. Gergori 氏, 英国 York 大学の N. Woosley 氏, 上海交通大学の Z. Zhang 氏, 中国科学院の Y. Li 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.

参考文献

- [1] H. Takabe *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 124057 (2008).
- [2] T. Morita *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 122702 (2010).
- [3] Y. Kuramitsu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 195004 (2012).
- [4] R. J. Taylor, Rev. Sci. Instrum. **43**, 1675 (1972).
- [5] H. Ikezi *et al.*, Phys. Fluids **16**, 2167 (1973).
- [6] T. Morita *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 092115 (2013).
- [7] N.L. Kugland *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 101301 (2012).
- [8] T. Morita *et al.*, "Proton imaging of an electrostatic field structure formed in laser produced counter streamin plasmas", J. Phys. Conf. Ser., *accepted* (2015).
- [9] D. Haberberger *et al.*, Nature Phys. **8**, 95-99 (2011).