

PW レーザーによる磁気リコネクション現象の検証と粒子加速への応用

代表者：余語 寛文

大阪大学レーザー科学研究所

プラズマ中において、互いに反対方向の磁場が接触して消失すると、磁力線の繋ぎ変え＝リコネクションが起こる。磁気リコネクションの結果、消失した磁場のエネルギーがプラズマの加熱や粒子の加速につながるため、あえてラフな表現をすれば、間接的ではあるが「磁場が荷電粒子を加速する」と言える。近年の研究[Hoshino, PRL 108 (2012) 135003]では、宇宙に点在するいくつかの磁気リコネクションイベントを粒子が渡り歩くことで複数回の加速を受けるといふ、宇宙線の統計的な加速機構が提唱されるなど、粒子加速の観点からも興味深い。

よく知られた Sweet-Parker モデル[Parker, Cosmic Magnetic Fields: Their Origin and their Activity, Oxford University Press (1979)]では、図1の上下(y方向)で接近したプラズマの磁場同士が消失して、横方向(x方向)にプラズマ圧力の勾配が発生し、これにより荷電粒子が加速される。しかしながら、理論研究[Speiser, J. Geophys. Res. 70 (1965) 4219, Zenitani and Hoshino, Astrophys. J. Lett. 562 (2001) 63, Bulanov, PPCF 59 (2017) 014029]では、現象が極めて激しくなると、粒子の動きは3次元的になることが提唱されている。図1の磁気消失領域の厚さ(δ)の方向(紙面奥向き)には電流シートと呼ばれる領域が発生し、生じる誘

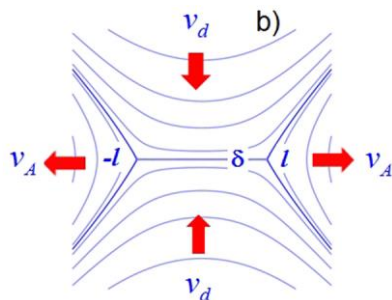


図1: Sweet-Parker モデルにおける電流シート。

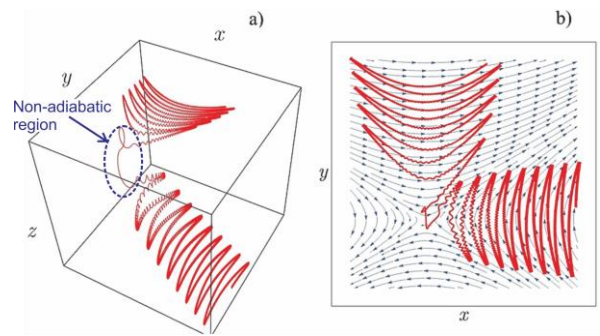


図2: Non-adiabatic 領域における荷電粒子のドリフト運動からの逸脱。図は[Bulanov, PPCF 59 (2017) 014029]より、ただし青字は代表者が追記。

導電場 (E) は

$$c\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi \mathbf{J} + \partial \mathbf{E} / \partial t \quad (1)$$

と与えられる。このとき、右辺第1項の対流電流 (J) が無視できるような早い過程が発生したとすると、左辺の磁場が右辺第2項の変位電流 ($\partial \mathbf{E} / \partial t$) に効率的に変換されることになる。その時の電子の動きを図2に示す。電子は磁力線の回りをドリフト運動しながら (adiabatic な近似の成り立つ状態で) 押されていくが、磁気消失点近傍ではドリフト運動から逸脱する。すなわち non-adiabatic と言える条件下であり、z 方向への加速を受ける。ただし、non-adiabatic 領域のスケール・時間は共に有限であり、領域外へ出ると再びドリフト運動に戻るが、その軌道は z 方向へシフトする。したがって、non-adiabatic 領域が発生すると、イオンの加速は、
(a) 誘導電場(式1)による z 軸上方向、あるいは、
(b) z 軸下方向へ傾いたアウトフロー方向への異方性を生じることが予想される。

しかしながら、この non-adiabatic 領域近傍で加速現象の解析解を得ることは困難を伴う [Berezinskii et al., Astrophysics of Cosmic Rays,

North Holland/Elsevier (1990)]. また、実験的に non-adiabatic 領域を直接測定した例はまだ無い。

そこで本研究では、相対論的な集光強度を持つ 2 本のレーザーを僅かにずらして並行に照射することで、それぞれのレーザーが誘起する磁場同士を接触させてリコネクションを起こす。ここでは、 10^{19} Wcm^{-2} のレーザーとプラズマとの相互作用により、1-10 kT の磁場を誘起することができるため、non-adiabatic 領域が発生する可能性は十分にある

実験の概要を図 3 に示す。集光強度 $\sim 1 \times 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$ 、パルス幅 1.5 ps のレーザー 2 本を、上下に $50 \mu\text{m}$ 離して集光している。2 本のレーザー共に上から見て 42° の角度を付けて入射しているが、従来から知られているイオン加速機構 (TNSA) [Macchi et al., Rev. Mod. Phys. 85 (2013) 751] では、レーザー方向にかかわらず薄膜の裏面垂直方向にイオンが加速される。図 3 には、エネルギー 12 MeV の陽子と考えられるイオンの空間分布を示すが、中央にみられる成分は TNSA 機構によるものと説明できる。しかしながら、その右側 (レーザー進行方向寄り) に測定された明らかに異なる成分は説明できない。(この成分は、レーザーを 1 か所に集光した場合には測定されないことを確認した。) 前述した non-adiabatic 領域の発生に伴う誘導電場は、レーザー進行方向に発生することが予想 [Gu et al., PRE 93 (2016) 013203, PoP 22 (2015) 103113] されており、この仮定の下ではイオンはレーザー進行方向に加速を受ける。したがって、イオンの異方成分は磁気リコネクションによって発生したことが示唆される。ただし、non-adiabatic 領域の誘導電場のみで 12 MeV の加速が生じたのか、TNSA などほかの加速機構と相補的に加速が生じたのは定かではない。

そこで 2018 年度の実験では、まずレーザーおよびターゲットの条件を 2017 年度と同一に設定して、再現性の確認を試みた。ところが、2017 年度と同じパラメータ設定下では、図 4 に示すようにターゲット進行方向のみにイオンが加速され、再現性は確認できなかった。この時、LFEX レーザーフロントエンド部には昨年度とは異なる発振器システムならびにプリパルス除去機構 (過飽和吸収体の厚さ変更) が使

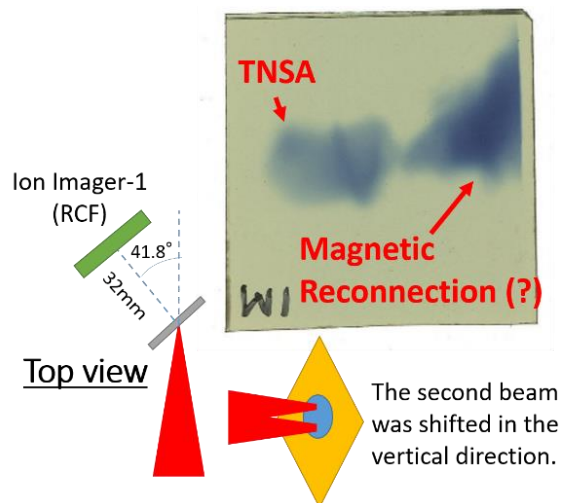


図 3: 2017 年の陽子 (12 MeV) の空間分布。



図 4: 2018 年の結果、セットアップは図 3 と同じ。

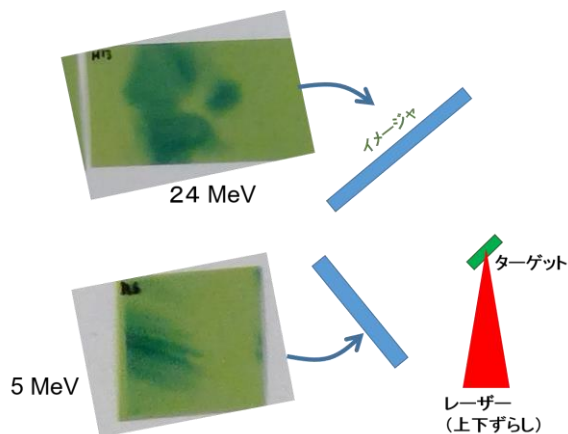


図 5: コントラストを変更した結果

用されており、フロントエンド部におけるプリパルス測定では昨年と同様のコントラスト性能が確認されていたが、フルパワー増幅後のコントラストは測定されておらず、昨年度と異なるのではないかと、という予想を成し得ると考えた。

そこで、あえてコントラストを 3 桁悪くし、フォ

ーム薄膜の厚さを半分 ($50\ \mu\text{m}$) にしたところ、ターゲット裏面方向に、これまで見られなかった特徴的な分布が現れると共に、ターゲット側面方向にもイオンが測定された。前者のターゲット裏面方向のイオンはエネルギーが $24\ \text{MeV}$ であり、昨年の結果よりも大幅に大きい。non-adiabatic 領域の誘導電場が強くなったと考えられる。一方、ターゲット側面方向のイオンも今回初めて測定されたものであり、アウトフロー方向への加速が同時に起きていると考えることができる。

詳細な検討は今後実施するが、磁気リコネクションおよびそれに伴うイオン加速は、ターゲット密度に強く支配される、逆に言えば制御できる、ということを示す実験結果が得られた意義は大きいと考える。