



小特集 新たな高エネルギー密度科学への挑戦

3. 高強度レーザーを用いた実験室宇宙物理： Weibel不安定性の非線形発展

3. Laboratory Astrophysics with Intense Lasers: Nonlinear Evolution of the Weibel Instability

蔵満 康浩, 松本 洋介¹⁾, 天野 孝伸²⁾

KURAMITSU Yasuhiro, MATSUMOTO Yosuke¹⁾ and AMANO Takanobu²⁾

大阪大学工学研究科, ¹⁾千葉大学国際高等研究基幹, ²⁾東京大学理学研究科

(原稿受付: 2022年11月5日)

Weibel不安定性は、対向流プラズマが存在する宇宙空間の幅広い天体現象で起こると考えられており、近年では大型レーザーを用いた原理検証が行われてきた。最近では、外部磁場が存在する系における Weibel 不安定性が引き起こす自発的な磁気リコネクションの非線形発展が注目を集めている。磁場を印加した実験を念頭に、高強度レーザーを用いた Weibel 不安定性の実験について、理論と数値計算により議論する。高強度レーザーを用いることで、高速で高密度、かつ無衝突の対向流を生成可能であり、さらに実験系をコンパクトにすることができる。2次元の particle-in-cell シミュレーションにより、コンパクトで高速の対向流を生成し、Weibel 不安定性の励起と飽和について議論する。

Keywords:

laboratory astrophysics, Weibel instability, magnetic field, magnetic reconnection, intense laser

3.1 はじめに

Weibel不安定性は、相対論的な電子-陽電子プラズマ中から非相対論的な電子-イオンプラズマ中までの幅広いパラメータ空間において非磁化プラズマ中の無衝突衝撃波の生成において本質的な役割を果たすと考えられており、外部磁場を印加しない場合について大型レーザー施設 OMEGA や National Ignition Facility (NIF) を用いた原理実証研究が行われてきた[1-5]。特に磁場が存在しない状態から有限の磁場を生成できるため、宇宙磁場の起源に関しても興味深い対象である[6]。大型装置が必要になる理由は、電子スケールの Weibel フィラメントが結合し、次第に大きなフィラメントを形成し、イオンスケールのフィラメントが成長することで衝撃波が形成されるため、衝撃波の完全な生成には世界最大のレーザー施設 NIF が必要だと考えられたためである[7]。大型装置を用いた比較的プラズマのスケールが大きな (~1 cm) 実験であり、大型装置ゆえの実験条件の制約から外部磁場を印加した実験は難しかった。

さらに、NIF 等の超大型施設では、高い競争率の中から提案が採択されたとしても年間数ショットしか実験の機会が得られず、統計が得られないという根本的な問題があった。

このような背景から我々は、繰り返しが可能な高強度レーザーを用い、実験のシステムをよりコンパクトに抑

え、磁場の印加を可能とした実験を計画している。

外部磁場が存在する系における Weibel 不安定性において、近年最も注目を集めているのは、無衝突衝撃波近傍の自発的な乱流磁気リコネクションであろう[8-10]。背景磁場と衝撃波面方線方向が垂直な、いわゆる垂直衝撃波において Weibel 不安定性が起こると、Weibel フィラメントにより、背景磁場が大きく曲げられ、ローカルな反平行磁場配位を形成し、複数の磁気リコネクションが起こり得る[8]。複数の磁気リコネクションからは、複数の磁気島が形成され、それぞれのアウトフローが粒子を複数回キックし、効率の良い非熱加速が起こると考えられている[11]。

衝撃波とは、上流の超音速のフローのエネルギーを、下流の亜音速フローの熱に変換する機構である。無衝突衝撃波であれば、マクロな流体の運動エネルギーから熱エネルギーへの変換に加えて、非熱的粒子の加速が起こる。これは衝突が支配する通常の流体中では起こり得ないプラズマにユニークな過程で、無衝突衝撃波は宇宙空間の高エネルギー粒子、宇宙線の加速器として知られている。一方で、磁気リコネクションは、磁場のエネルギーをプラズマのフローに変換する機構で、太陽フレアから太陽風まで、宇宙空間がプラズマで満たされている根本的な原因の一つになっている。磁気リコネクションでは、反平行磁場配位と等価な電流系、カレントシートが作ら

Graduate School of Engineering, Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan

corresponding author's e-mail: kuramitsu@eei.eng.osaka-u.ac.jp

れる。カレントシートの厚さが典型的なイオンのジャイロ半径より薄くなると、イオン電流が維持できなくなる。さらにカレントシートが典型的な電子ジャイロ半径より薄くなると、電流系を維持できなくなり、磁場の緩和、磁気リコネクションが起こる。このように磁気リコネクションは多階層的であり、最終的なオンセットがマイクロな電子スケールで決まるというのも、通常の流体では起こり得ないプラズマにユニークな特徴である。観測技術の向上により、電子スケールの磁気リコネクションが直接計測できるようになってきており[12]、また実験室においてもマイクロな電子運動が駆動する磁気リコネクション研究が始まっている[13, 14]。

近年宇宙プラズマで注目を集めている、衝撃波近傍における自発的磁気リコネクションは、磁気リコネクションに非熱的粒子加速という新しい役割を与え、磁気リコネクションの磁場からプラズマのフローへのエネルギー変換、さらに詳しく見た場合のプラズマのイオンと電子へのマクロなフローとしてのエネルギー変換に、非熱的な粒子加速という新たな次元を追加するものである。

本章では、この無衝突衝撃波と磁気リコネクションの複合系としてのWeibel不安定性の非線形発展を、外部磁場を制御し、実験的に検証することを念頭に、実験室でのスケーリングと粒子コードを用いた数値的な検証を紹介する。

3.2 実験モデル

我々は両面が自由表面の自立グラフエン、large-area suspended graphene (LSG)を開発し[15]、超高強度レーザーでこの極薄膜を撃ち抜くことで光速の10%程度の準相対論的なイオン加速を実現している[16]。固体飛跡検出器を用いたイオンエッチピットの計測から、ほぼ全てのグラフエン起源のカーボンが加速されていることがわかり、広く用いられるイオン加速手法であるTarget normal sheath acceleration (TNSA)が表面の不純物のみを加速するのに対し、非常に効率の良い加速が起こっていることが知られている[16]。

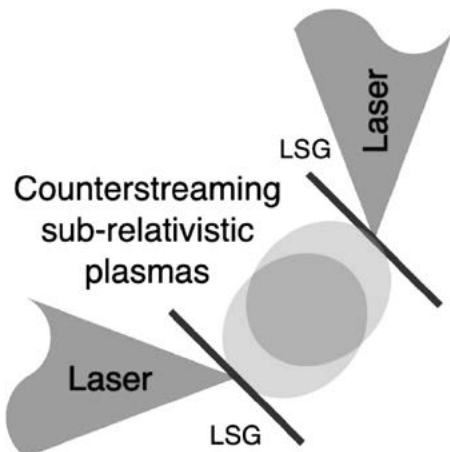


図1 実験概念図。2つの直行する高強度レーザーを、2つの平行薄膜ターゲットに、それぞれ45度入射で照射し、準相対論的プラズマ対向流を生成する。

高強度レーザーを2ビームに分岐し、二つのターゲットを用いることで、準相対論的な対交流プラズマを生成可能である。図1は、実験の概念図で、ターゲットに対し45度方向からの斜め照射で高速のプラズマ流を生成するところはこれまでと同様であるが[16]、LSGを平行にもう一枚配置し、もう1ビームのレーザーをこちらも45度入射することで、レーザー同士は直行する照射配位で実験を行う。45度入射は、ターゲットからの戻り光がレーザービームラインの上流の光学素子を損傷するのを防ぐためであり、レーザー同士を直行させるのも、同じ理由による。

3.3 スケーリング

Weibel不安定性の成長率は、単純な対向ビームプラズマを仮定した場合、次の様に書ける[11, 17]。

$$\Gamma \sim (\omega_{pi} / \gamma^{1/2}) (v/c) \quad (1)$$

ここで ω_{pi} はビームイオンプラズマ振動数、 γ はビームイオンのローレンツ因子、 v はイオンビームの速さ、 c は光速である。これまでの実験から、イオン密度は $10^{19} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で[16]、イオン速度は $v/c \sim 0.1$ のオーダーであり、 $\gamma \sim 1$ である。図2(a)は、Weibel不安定性の線形成長率[17]を、典型的なイオン密度と v/c をパラメータにプロットしたものである。高速で高密度の対向流を生成できれば、より短い時間スケールでWeibel不安定性の時間発展をとらえることができる。

また、Weibel不安定性が成長する波数は、 $k\lambda_{si} \sim 5 - 10$ となっている[11]。ここで、 $\lambda_{si} \equiv c/\omega_{pi}$ は、イオン慣性長である。図2(b)は、これまでの実験の典型的なイオン密度を用いて、イオンプラズマ周波数とイオン慣性長をプロットしたものである。イオンの典型的な時間スケール $\sim \omega_{pi}^{-1}$ は、0.1 psのオーダーであり、空間的なスケールは、10 μm のオーダーとなっている。

高密度のプラズマを生成する場合、プラズマ粒子の衝突の影響には注意が必要である。高強度レーザーでプラズマを生成すると、プラズマ中の電子はレーザー電場による強制振動により、規格化ベクトルポテンシャル程度のモーメントを持つ。後述するように、Weibel不安定性に起因するフィラメント構造を実験的に同定するには、高強度レーザーのponderomotive力によるfilamentation不安定性と区別する必要がある。このため、レーザーパルスがターゲットと相互作用する時間よりも十分後の時間を計測対象とする必要がある。レーザーとプラズマが直接相互作用している間は、電子は超相対論的なエネルギーを持つが、超相対論的な電子は比較的早いタイミングで考えている領域から逃げていくため、Weibel不安定性が成長する段階では、比較的低エネルギーとなると考えられる。電子温度が0.01–1 MeVで、電子密度が $10^{19} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 程度の場合、プラズマパラメータは、 $\Lambda \propto \omega_{pe}/\nu_{ei} \sim 10^5 - 10^7$ と非常に大きな値を持つ。ここで、 ω_{pe} は電子プラズマ周波数、 ν_{ei} は電子-イオンの衝突周波数である。このため、イオンWeibelの特徴的なスケール

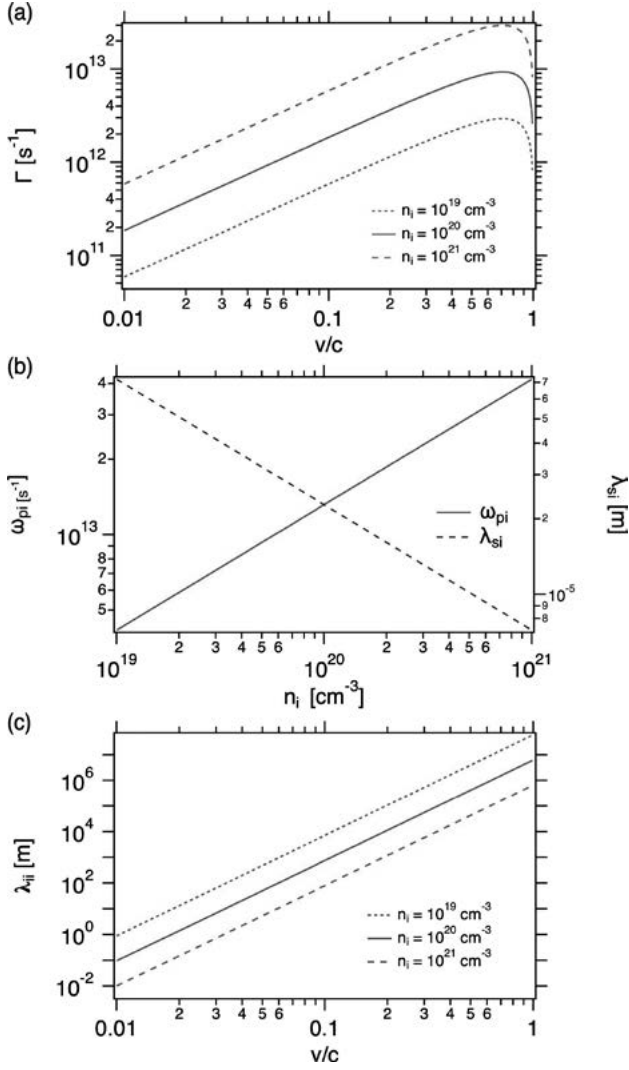


図2 (a)イオン速度 ($0.01c - 0.9c$) と典型的なイオン密度に対する Weibel 不安定性の線形成長率. (b)典型的なイオン密度に対するイオンプラズマ周波数 (実線) とイオン慣性長 (破線). (c)典型的なイオン密度とイオン速度に対する対向プラズマ中のイオン-イオンの平均自由行程.

である ω_{pi} と比べても、衝突の影響は無視できる。大型施設を使った実験では必ず問題となるプラズマの内部衝突の影響は、高強度レーザー生成プラズマでは問題とならない。また、対向プラズマ中のイオン-イオンの平均自由行程も、図2(c)に示すように非常に大きな値を持ち、例えばプラズマ密度が $n_i \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ でイオン速度が $\sim 0.1c$ で $\lambda_{ii} \sim 1 \text{ km}$ とプラズマのスケールより圧倒的に大きくなるため、対向流イオンの衝突についても全く問題にならない。

図3(a)は、Weibel不安定性が非線形段階に到達するまでにプラズマが伝播する距離[10],

$$L_w \sim 10 v / \Gamma \sim 10 \lambda_{si}, \quad (2)$$

を表している。上式は、Weibel不安定性の線形成長の10倍程度の時間をプラズマが伝播すれば非線形成長まで追えることを示しているが、線形成長率、式(1)がプラズマの速度に比例するので、結局プラズマの速度によらずイオン慣性長の10倍程度がWeibel不安定性の非線形発展

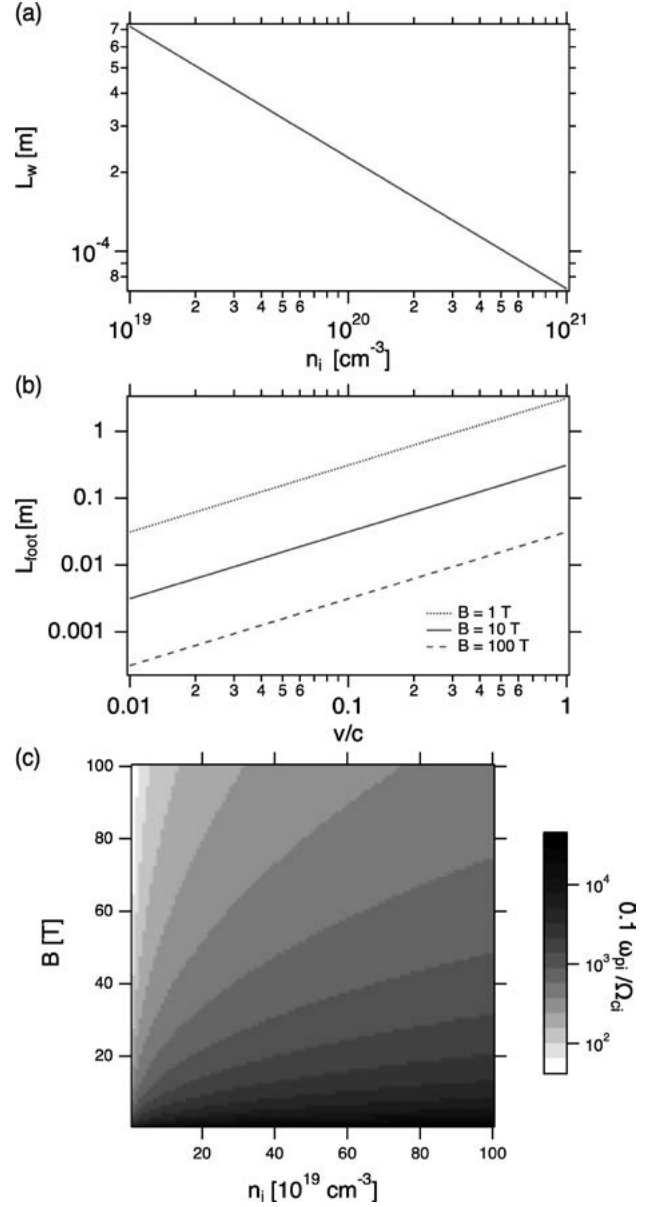


図3 (a)典型的なイオン密度に対する Weibel 不安定性の非線形発展のスケール L_w . (b)典型的なイオン速度と外部磁場に対するフット領域のサイズ L_{foot} . (c)自発的乱流磁気リコネクションが発達するための条件式(4)のうち v/c を省いたものを典型的なプラズマ密度と磁場強度に対してプロットしたもの.

の特徴的なスケールとなる。

Weibel不安定性が非線形発展し、自発的な磁気リコネクションを引き起こすためには、もう一つ大事なスケールリングが残っている。

無衝突衝撃波に特徴的なフットと呼ばれる領域のサイズがWeibel不安定の非線形発展のスケール長より大きくなる必要がある。

フット領域とは、高マッハ数の無衝突衝撃波に存在する衝撃波のサブ構造の一つで、高マッハ数の無衝突衝撃波に本質的で、衝撃波面において上流のプラズマの一部が反射されることで形成される。

宇宙線加速への注入や、その加速に必要な波動の励起等、無衝突衝撃波の非線形発展と宇宙線の非熱加速にお

いて本質的な役割を果たし、様々な無衝突衝撃波で盛んに研究されている[18]。フットのサイズは、上流のプラズマの速度で決まる上流のジャイロ半径程度となり、次式で与えられる[10]。

$$L_{\text{foot}} \sim v/\Omega_{\text{ci}} \quad (3)$$

ここで Ω_{ci} はイオンのジャイロ周波数である。図3(b)は、プラズマの速度と外部磁場の密度をパラメータに式(3)をプロットしたものである。実験では、永久磁石($B \sim 1$ T)を用いた外部磁場を印加した実験[13, 14]や、パルスパワーの電磁石($B \sim 10$ T)を用いた実験[19, 20]が行われている。最近ではパルスパワーを用いて77 Tの磁場生成が報告されており[21]、シングルショットではあるが比較的強い磁場の印加が可能となってきた。レーザーを用いた強磁場生成($B \sim 1000$ T)の実験も行われており[22, 23]、外部磁場制御として幅広い磁場強度を用いることができるのも実験の強みの一つである。

図3(b)から、永久磁石程度の弱い磁場を用いると $v \sim 0.1c$ 程度のイオンでも30 cm程度のラーマー半径を持つことがわかる。実験を現実的なサイズにするためには、強磁場と低速のプラズマを用いる必要がある。式(1)が示すように、Weibel不安定性の線形成長率はプラズマの速度に比例するので、速すぎず遅すぎない条件の抽出が必要になる。

最後に、自発的な乱流磁気リコネクションまでWeibel不安定の非線形発展を追うためには、 $L_{\text{foot}}/L_w > 1$ が必要な条件となる[10]。結局、式(2)と式(3)を用いて、

$$L_{\text{foot}}/L_w \sim 0.1 \frac{\omega_{\text{pi}}}{\Omega_{\text{ci}}} \frac{v}{c} > 1 \quad (4)$$

と書ける。図3(c)は、式(4)の v/c 以外をプロットしたカラーマップで、実験で典型的な密度と外部磁場をパラメータにとっている。例えばプラズマの速度が $v \sim 0.1c$ の場合は、図3(c)の全ての領域で $L_{\text{foot}}/L_w > 1$ となり、自発的乱流磁気リコネクションを実験的に検証可能である。低密度強磁場の領域で、 $v/c \sim 0.01$ の場合に、 $L_{\text{foot}}/L_w < 1$ となる領域が現れる。結局、高密度で適度な速度のプラズマと強磁場が理想的な実験条件といえる。

3.4 数値実験

高強度レーザーを用いたWeibel不安定性の実験的な研究を行うために、particle-in-cell (PIC) コードを用いた外部磁場が存在しない場合のスケーリングの検証を行いたい。PICコードは、オープンなEPOCH[24]を用い、まず単純にモデルで述べたこれまでの実験の拡張、図1の場合について、[16]にレーザーとターゲットをそれぞれ一つずつ追加する形から始める。図4は、レーザー波長800 nm、パルス幅40 fs、スポット径2 μm 、集光強度 $5 \times 10^{21} \text{ W cm}^{-2}$ の2ビームを直行するように、14 μm 隔てて平行に配置した100 nm厚のLSGに45度方向からそれぞれ照射した場合で、(a)プロトンと(b)カーボンの密度分布を示している。参考文献[16]でも議論されたように、

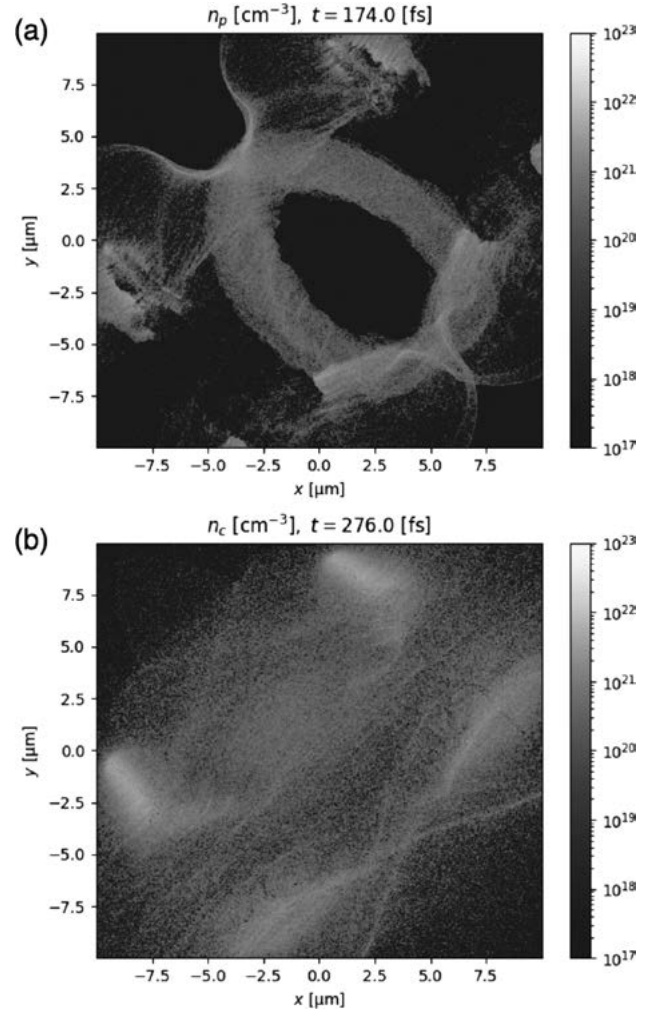


図4 90度直行のレーザー2ビームと平行なLSG2枚を用いた数値実験。波線は初期のターゲット位置。(a)比較的最初めの時間のプロトン密度分布。(b)カーボンの密度分布。

プロトンはカーボンに比べて軽いため、カーボンがプロトンを押す形で加速されるため、プロトンは薄い層状の構造を形成する。このためプロトン同士が相互作用する時間は非常に短く、シミュレーションの開始($t=0$)から $t=138$ fsでプロトン同士が相互作用を始め、 $t=150$ fsにはお互いをすり抜け始め、図4(a)の $t=174$ fsでは高速の成分の相互作用はほぼ終わっている。プロトンは水分等の不純物としてターゲット表面に付着しており、固体ターゲットを照射するとほぼ必ず加速される成分である。純粋は水素ターゲットを用いる以外は、薄膜を用いる限り図4(a)と同様に薄い層をなすと考えられるためプロトンを用いたWeibel不安定性の実験的研究は難しい。我々はカーボンに着目する。カーボンプラズマのイオン慣性長とジャイロ半径は、プロトンよりそれぞれ $\sqrt{2}$ 倍と2倍長くなるが、スケーリングでの議論は本質的に変わらない。図4(b)は、276 fsのカーボンの密度分布であるが、プロトンと違い比較的最長時間の相互作用が可能である。ここで注意してほしいのは、カーボンに限らずプロトンにもフィラメント状の構造が見られるが、これは二流体系の相互作用に起因するものではなく、レーザー照射時にponderomotive力で作られたものである。スケーリング

で述べた様に, filamentation 不安定性との区別のためにも, レーザーがプラズマ中に作るインプリントされた構造が十分になくなる後の時間を見る必要がある。

相互作用する時間と空間を大きくするためには, 2枚のターゲットの間隔を広げる必要がある。

図5は, 最適なパラメータ条件を探すためのターゲットに対してレーザーを垂直に入射する対向照射配位の数値実験で, 実際の実験において対向照射はお互いの上流の光学素子を損傷する可能性が大きいという点では難しい。また, 数値的には, レーザーの進行方向とターゲットの厚さ方向が一致していると, その方向のグリッドだけを細くすればよく, 数値的な計算効率が高い。レーザー条件はスポット径を4 μm に広げ, ターゲットの厚みも200 μm に厚くし不純物のプロトンを除く, 2枚のターゲットの間隔も60 μm に増やしている。その他の条件は, 図4の場合と同様である。この場合, カーボンプラズマ同士の相互作用が $t \sim 280$ fsで始まり, レーザーが作る構造が $t \sim 700$ fsで一旦見えなくなり, $t \sim 800$ fs程度から細いフィラメントが見え始める。カーボンの速度は, 相対速度で0.2 c 程度, $v \sim 0.1 c$ で, 密度は $10^{20} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 程度なので, 相互作用を始めてから約0.5 ps後に見られるフィラメントはWeibel不安定性の線形段階を見ていると考えられる。

ここでは全て紹介しきれないが, 様々なパラメータの数値実験とプラズマの位相空間分布から, 次のことがわかっていく。

- 集光強度が高すぎると電子温度が高くなるため, フィラメントを安定化させる方向に働く。
- 電子Weibelは見えない。
- スポット径は大きい方がプラズマの発散が小さくなるため, 高密度を長時間維持できる。
- イオン加速の場合と異なり, 薄いターゲットより厚めのターゲットの方が, イオンの最高エネルギーは

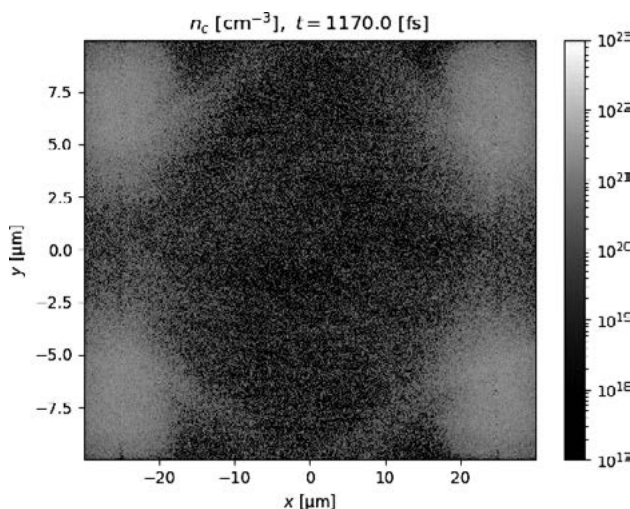


図5 対向照射レーザー2ビームを平行な2枚のLSGに垂直入射した場合のカーボンの密度分布。波線は初期のターゲット位置。

低くなるが, 安定して長時間高密度のプラズマを生成できる。

- 厚めのターゲットを用いる場合は, パルス幅を伸ばしても広がってきたプラズマでのレーザーの反射が起こりやすく, また広がってきたプラズマとレーザーの相互作用がプラズマに非一様性を作ってしまう。
- 平行平板の外側から照射すると, レーザー側に広がるプラズマのエネルギーが無駄になるので, 内面照射の方が有効にレーザーエネルギーを使える。

最後に, 上記を踏まえた一例を紹介する。図6は, 右上のターゲットを左から水平に, 左下のターゲットを上から垂直に平行平板の内面を照射した直行2ビームの場合で, それぞれのターゲットに対してはレーザーの入射角は45度となっており, 実際の実験でも安全な設計となっている。

レーザーのパラメータは, J-KAREN レーザーの長焦点集光鏡 (F/10) を想定し, 10 μm のスポット径と $2 \times 10^{20} \text{ W cm}^{-2}$ と比較的低強度となっている。ターゲットの厚みは1 μm で, 2枚のターゲット間隔は57 μm となっている。比較的高密度の対向プラズマを長時間維持できおり, フィラメントのサイズも5 μm と, スケーリング則とも整合性がある。

3.5 まとめ

高強度レーザーを用いた実験室宇宙物理の確立をめざし, 無衝突衝撃波と磁気リコネクションの複合系としてWeibel不安定性の実験的なモデルとスケーリングを議論した。また, 現有する高強度レーザーを念頭にPICコードを用いた数値実験を行い, スケーリング則の検証と最適な条件の見通しを立てた。結論として, 大型レーザーを用いた実験に比べ, 高速で高密度の準相対論的対向プラズマ流を生成でき, またプラズマ粒子の衝突の効果も無視できる程度であることがわかった。さらに, 実験サイズをコンパクトにできることから, 外部磁場を印加し

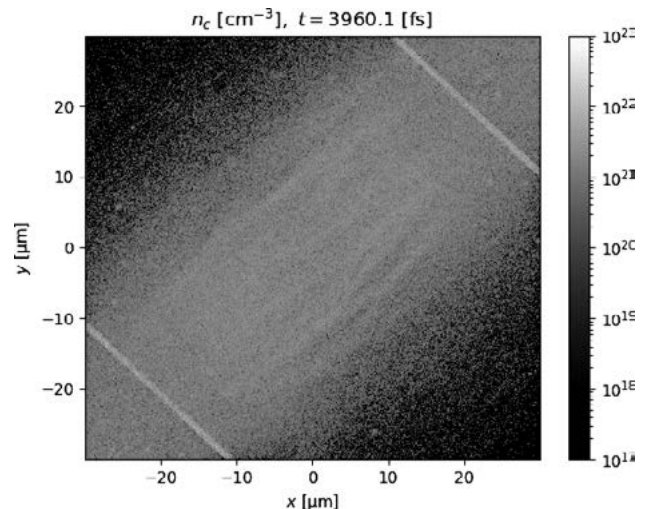


図6 直行照射レーザー2ビームを平行な2枚のLSGに45度方向から内側入射した場合のカーボンの密度分布。波線は初期のターゲット位置。

た実験についても実現可能である。

謝 辞

本章の内容は、筆者らが投稿した論文[25]に基づいています。本研究は、下記の助成を受けています。JSPS KAKENHI Grant Number 19H00668, 19K21865, JPJSBP120203206, 20KK0064, 22H01195, and Core-to-Core Program JPJSCCA2019002.

参考文献

- [1] W. Fox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 225002 (2013).
- [2] C.M. Huntington *et al.*, Nat. Phys. **11**, 173 (2015).
- [3] J.S. Ross *et al.*, Phys. Rev. Lett. **118**, 185003 (2017).
- [4] F. Fiuza *et al.*, Nat. Phys. **16**, 916 (2020).
- [5] H. Takabe and Y. Kuramitsu, High Power Laser Sci. Eng. **9**, e49 (2021).
- [6] Y. Kuramitsu *et al.*, High Energy Density Phys. **23**, 6 (2017).
- [7] H. Takabe *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 124057 (2008).
- [8] Y. Matsumoto *et al.*, Science **347**, 974 (2015).
- [9] A. Bohdan *et al.*, Astrophys. J. **893**, 6 (2020).
- [10] A. Bohdan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **126**, 095101 (2021).
- [11] M. Hoshino, Phys. Rev. Lett. **108**, 135003 (2012).
- [12] J.L. Burch *et al.*, Science **352**, 6290 (2016).
- [13] Y. Kuramitsu *et al.*, Nat. Commun. **9**, 5109 (2018).
- [14] K. Sakai *et al.*, Sci. Rep. **12**, 10921 (2022).
- [15] N. Khasanah *et al.*, High Power Laser Sci. Eng. **5**, e18 (2017).
- [16] Y. Kuramitsu *et al.*, Sci. Rep. **12**, 2346 (2022).
- [17] Y.L. Liu *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 013110 (2018).
- [18] T. Amano *et al.*, Rev. Mod. Plasma Phys. **6**, 29 (2022).
- [19] R. Yamazaki *et al.*, Phys. Rev. E **105**, 025203 (2022).
- [20] S. Matsukiyo *et al.*, Phys. Rev. E **106**, 025205 (2022).
- [21] A. Ikeda *et al.*, Appl. Phys. Lett. **120**, 142403 (2022).
- [22] H. Yoneda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 125004 (2012).
- [23] K.F.F. Law *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**, 091104 (2016).
- [24] T.D. Arber *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 113001 (2015).
- [25] Y. Kuramitsu *et al.*, Phys. Plasmas, **30**, 032109 (2023).