



## 解説

# マルチピコ秒相対論的レーザーによるイオン加速の増力

## Ion Acceleration Boosted by Multi-Picosecond Relativistic-Intensity Laser

余 語 覚 文, 岩 田 夏 弥

YOGO Akifumi and IWATA Natsumi

大阪大学 レーザー科学研究所

(原稿受付: 2017年10月5日)

ペタワット(PW)レーザー設備 LFEX から得られる高コントラストのピコ秒(ps)相対論的レーザーは、これまで見出されてこなかった新しいレーザープラズマ相互作用への道を拓きつつある。本解説では特に、マルチピコ秒の時間領域で、プラズマ中の電子が統計論的な機構によって加熱されることを論じた最近の研究結果を取り上げる。この機構によって、従来のスケーリング則を大きく上回るイオン加速が可能であることを、実験、理論モデルとシミュレーションを比較することで、包括的に解説する。

### Keywords:

high-intensity laser, laser-ion acceleration, picosecond pulse laser, relativistic laser-plasma interaction

### 1. はじめに

最近の高強度レーザー技術開発の発展に伴い、レーザー光を極めて短い時間(フェムト秒~ピコ秒)にごく狭い領域( $\mu\text{m}$ )に集中することで、レーザーの振幅速度(quiver velocity)が光速を超えるような集光強度=相対論的集光強度( $>10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$ )を実現することが可能となった。この相対論的レーザーは、レーザー1周期で電子を相対論的な運動エネルギー( $>0.511 \text{ MeV}$ )まで加速することができるため、レーザー核融合高速点火や電子・イオン加速器への応用をめざした研究が世界各国で展開されている。特に近年では、1パルスのエネルギーが数百ジュールからキロジュールを超える大出力の相対論的レーザー(例:阪大LFEX, 米NIF-ARC, 仏LMJ-PETAL)も登場してきた。このような大出力レーザーの場合、パルス時間幅はピコ秒(1-10 ps)の領域となるが、これまでのレーザーイオン加速研究では、主にフェムト秒(10-100 fs)のレーザーパルスによる実験が主流を占めていた。すなわち、集光強度としては相対論的ではあるが、1パルスのエネルギーとしては、パルス時間幅が短いために、高々数10ジュール程度の比較的小型のレーザー装置による実験が多かった。

本解説では、大阪大学、大型レーザー施設 LFEX (Laser for Fast Ignition Experiments) において実施されたキロジュールクラスのピコ秒相対論的レーザーによるイオン加速実験を取り上げる。ここでは、ただ単に出力が大きいレーザーを用いたというだけでなく、これまで見出されてこなかった新しい機構により、従来の予想を超えたイオン加速が可能になることを示したい。

そのためにはまず、イオン加速の理論モデルを概説しよう。読者の中には既に、本学会誌9月号から掲載が開始さ

れた講座[1]に目を通された方も多いただろう。数ある理論モデルの内、実験家によって多用されてきたものに TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) [2]がある。先述の講座[1]でも述べられているが、TNSAでは、真空中へ膨張しようとする電子の圧力勾配による力とイオン側に引き戻される静電力が均衡し、デバイ長程度の厚みを持つ高温電子層(静電シース)がイオンの前面に形成されることで、荷電分離によりイオンが加速される。荷電分離が生じるにもかかわらず、従来の多くの理論モデルではプラズマを「準中性」として近似的にしか取り扱ってこなかった。この分野の研究者ならだれもが知る Mora [3]によるイオン加速エネルギーの半解析モデルも同様である。近年では、荷電分離によって駆動されるプラズマ膨張の自己無撞着な自己相似解を求めてイオン加速エネルギーを定量評価するモデル[4]が登場してきている。

にもかかわらず、本解説の理論モデルにおいて主軸を成すのは TNSA である。これをいささか「復古主義的」と見る向きもあろうが、何も TNSA をそのまま使う訳ではない。イオン加速を司る高エネルギー電子加熱に、非線形的、言い換えれば統計論的(stochastic)な効果[5]を取り入れることで換骨奪胎し、レーザーの照射により時々刻々と変化する電子温度を考慮することで、ピコ秒時間領域におけるイオン加速エネルギーの増力効果[6]を説明しようとするのが本解説の目論見である。

### 2. マルチピコ秒領域におけるレーザーイオン加速実験

大阪大学レーザー科学研究所に設置されたPWレーザー設備 LFEX [7]は、4本のビームで1キロジュール(kJ)を

超えるエネルギーを ps の時間幅に圧縮してターゲットに集光することができる。レーザーパルス時間波形のピークと背景光の強度比（レーザーコントラスト）は  $10^9$  (@-200 ps) であり、ピークに先行してバックグラウンドのプラズマが生成されることを防ぐのに十分な性能を有している。これは大型レーザー装置としては世界的に見ても稀有な例であり、精度の高いプラズマ実験を実施できる優位性は高い。また、4本のビームはそれぞれ独立にターゲット到着時間を制御することができる。今回の実験では、それぞれのビームの時間幅を 1.5 ps としてパルスを連結することで、2ビームで 3 ps、4ビームで 6 ps という様に、集光強度を一定に保ったままでパルス時間幅を自在に調整することができた。

実験は図 1 (a) に示すような高速点火核融合のためのレーザー照射装置において実施された。前述した LFEX ビーム 1 本あたりの集光強度  $\sim 2 \times 10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$  で、厚さ  $5 \mu\text{m}$  のアルミニウム薄膜ターゲットに集光される。すると、ターゲットの裏面垂直方向（Target Normal 方向）に MeV エネルギー級の陽子および炭素等のイオンが加速される [図 1 (b)]。これらのイオンはアルミニウムに付着した表面不純物（主に炭化水素）に由来している。特に陽子は電荷質量数比 ( $q/M$ ) が 1 であり他のイオンより大きいため、静電シースの加速エネルギーを優位に受け取って最も高いエネルギーまで加速される。近年では、実験条件を工夫して、重陽子や炭素イオンなど他のイオン種を加速した例 [10] もあるが、詳細は別の機会に譲る。加速された MeV エネルギーのイオンは、レーザー爆縮された核燃料へ照射し高速点火をめざす研究 [図 1 (c)] [8] や、ビーム核反応による中性子源開発 [9] への利用が期待されており、高効率なイオン加速機構の解明が切実に望まれる。続いてイオンの加速機構を議論するが、ここでは視点をぐっとスケールダウンして、 $100 \mu\text{m}$  程度の領域で発生するレーザープラズ

マ相互作用を取り扱う。イオンを加速する電場の強度は  $\sim 1 \text{ MV}/\mu\text{m}$  に及ぶので、10 MeV を超えるイオン加速がこの狭い空間で完了してしまう。その際にカギを握るパラメータの 1 つにプラズマ電子温度がある。

図 2 には、加速された陽子のエネルギー分布と、同時に測定された高速電子のエネルギー分布を示す。レーザービームのパルス幅は半値全幅で 1.5 ps であり、時間間隔を 1.5 ps ずつ付けることで、2パルス、4パルスを連結したビームの時間幅はそれぞれ 3 および 6 ps となる。この時、レーザーの集光強度は一定であるにもかかわらず、陽子の最大エネルギーは 30 MeV 近くまで大幅に上昇してい

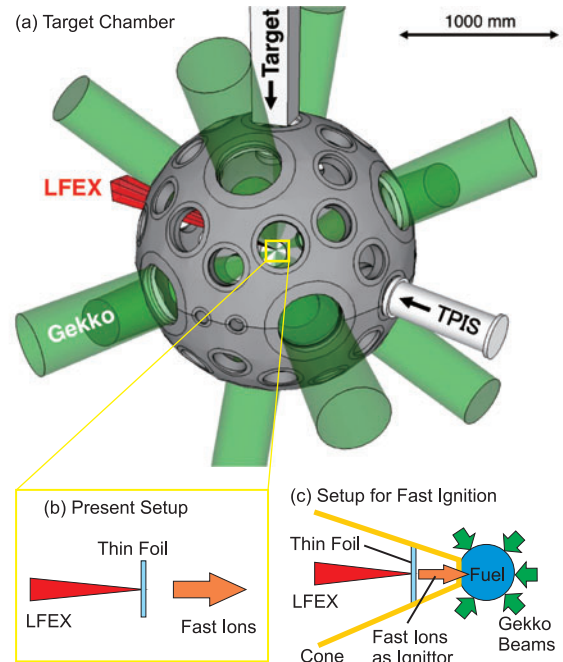


図 1 (a) 実験セットアップ。(b) レーザー加速イオンはターゲット裏面垂直方向に設置したトムソンパラボラで分析される。(c) イオン駆動高速点火実験の例。(文献 [11] より転載)

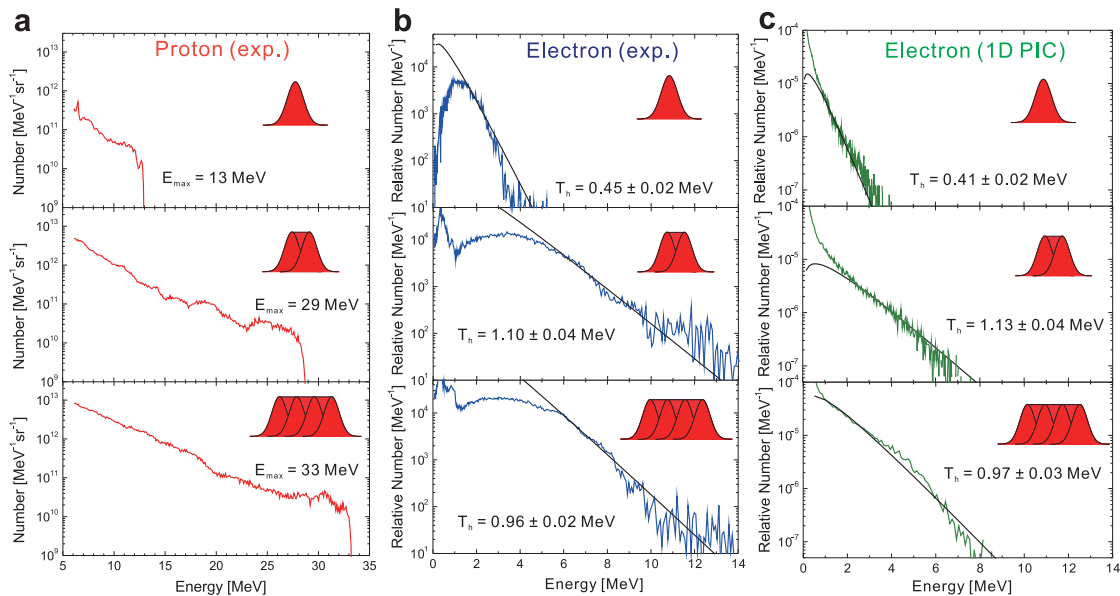


図 2 (a) パルス幅の伸長に伴う陽子加速エネルギーの増大を示す実験結果、(b) 電子エネルギーの測定結果、および (c) 時間平均した PIC 計算による電子エネルギー分布 (文献 [6] より転載)。

る [図 2 (a)], 同時に測定された高速電子のエネルギー  $E_e$  の分布 [図 2 (b)] においても, パルス幅を伸長することで, 電子温度は 0.45 MeV (1パルス入射) から 1.1 MeV (2パルス連結), 0.96 MeV (4パルス連結) へ上昇した. ここでの電子温度は, 電子の高エネルギー成分に対してマクスウェル分布  $\propto \sqrt{E_e} \exp(-E_e/T_h)$  を仮定した場合の勾配温度  $T_h$  を指す.

従来から用いられてきたスケーリング則[12]においては, 電子温度は

$$T_p = m_e c^2 (\gamma - 1) = m_e c^2 (\sqrt{1 + a^2} - 1) \quad (1)$$

で与えられてきた. ここで,  $a$  はレーザーの規格化ベクトルポテンシャルであり, その振幅  $a_0$  は, レーザー集光強度を  $I_L$ , 波長を  $\lambda$  (単位は  $\mu\text{m}$ ) としして半経験式  $a_0 = (I_L \lambda^2 / 1.37 \times 10^{18})^{1/2}$  とできる.  $a_0$  が 1 を超えると「相対論的」な相互作用の起こる目安となる. 本実験の条件では  $a_0 = 1.36$  であり, したがって予想される電子温度は  $T_p = 0.2$  MeV となってしまう, 本実験の結果を説明できない. このスケーリング則では, 電子温度  $T_p$  が集光強度の関数であり, パルス幅は考慮されていないことに注目されたい. すなわち, マルチピコ秒領域におけるイオン加速増力の背景には, 時間幅の伸長によって電子温度が大幅に上昇する, 新しい電子加熱機構が隠れていると言える.

### 3. 電子温度の統計論的時間発展

前章で述べた, 従来のスケーリング則を大幅に凌駕する電子加熱は, いったいどのような機構によって可能になるのだろうか? これを解き明かすために, プラズマ計算粒子コードの一種である Particle-in-Cell (PIC) を用いて [13], ターゲット中のある 1 つの電子の軌跡を追跡した結果を図 3 (a) に示す. ここでは, 縦軸の  $x = 50 - 55 \mu\text{m}$  の領域にアルミニウムターゲットを置いて,  $x$  軸正方向へレーザーを照射している. パルス幅は 3 ps の 2 連結パルスであり, 横軸の時間が 1.5 - 3 ps となるところで, 集光強度が最大値となる. 電子はレーザー電磁場により  $x$  軸正方向へ加速された後, ターゲット裏面に発生する電場勾配により押し戻されて再びレーザーに加速される. 何度かターゲットを往復運動した後, 急に「シフトアップ」したかのように振幅が大きくなる (2.5 ps 付近). その時の電子の運動量も同時に急上昇する [図 3 (b)]. ターゲット裏面で電子を跳ね返す役割をする電場勾配は, 時間とともに成長するので [図 3 (c)], 電子は高エネルギーになってもターゲット近傍から逸脱することなく, 往復運動を繰り返すことができる.

この図でピックアップした電子はいわゆる「運の良い」方の電子であり, 他の電子には, いつまでも運動エネルギーが増えずにウロウロする者も現れる. このように統計的機構では, 1 つ 1 つの電子ごとに「勝ち負け」が生じて, 通常の機構では現れない高エネルギーの電子が発生することになる. また, 電子の往復運動はサブピコ秒の周期で起こるため, 従来のフェムト秒領域の実験では発生しえない, マルチピコ秒領域に特有の現象であると言える.

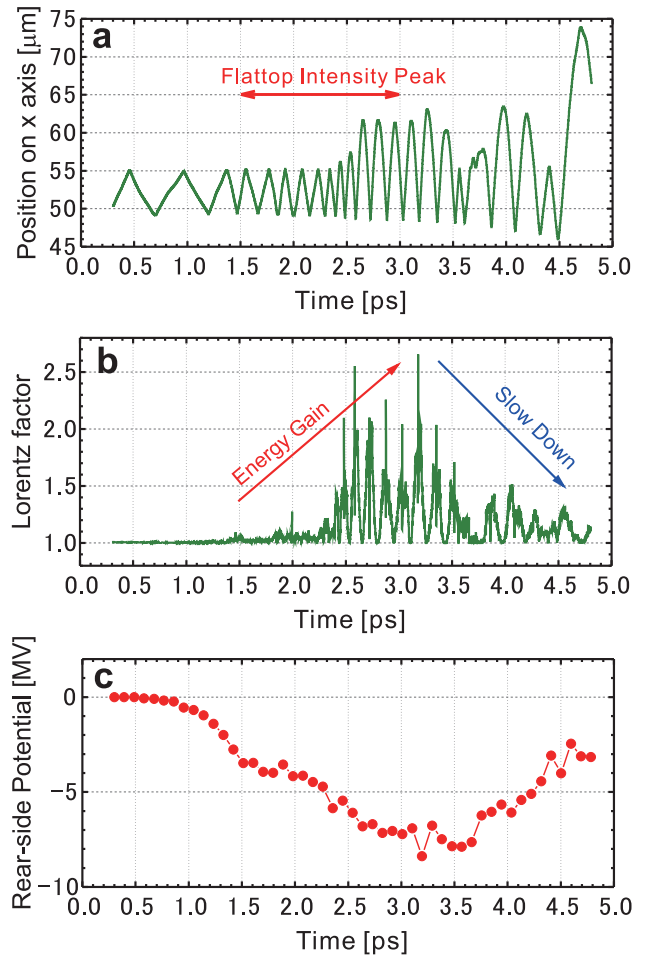


図 3 (a) 1次元 PIC 計算による電子軌跡の追跡, (b) (a) で示した電子のローレンツ因子の時間発展, および (c) ターゲット裏面に発生するポテンシャルの時間発展 (文献[6]より転載).

続いて, 同様の PIC 計算によって得られた, ある時間におけるプラズマ電子・イオン密度のプロファイル [14] を見てみよう. 図 4 (a, b) はそれぞれ 3.46 ps におけるイオン・電子の電荷密度分布であるが, マルチピコ秒のレーザー電磁場 ( $x$  軸正方向へ入射) との相互作用により, イオン, 電子共にターゲットの裏面方向へ  $60 \mu\text{m}$  近く膨張している一方で, ターゲットの初期位置 ( $x = 75 - 80 \mu\text{m}$ ) には固体密度のプラズマが残っている. イオンの膨張先端 (front) は電子より僅かに内側であるため, ここに  $x$  軸正方向への電場が生じ [図 4 (b) の黒線], これがイオンを加速する. 電子の運動量分布 [図 4 (c-e)] を見ると時間発展の様子がよく理解できる. 図 4 (f) は図 3 (b) と同様にある 1 つの電子の軌跡を描いたものであるが, ターゲット表面でレーザー電磁場とポテンシャル場の組み合わせさせた複雑な場によって揺さぶられた後, 急に裏面へ向かって飛び出していくという統計的な動きが見てとれる.

### 4. イオン加速エネルギーの増力効果

本節では, イオン加速機構モデルに対して, ここまで議論してきた電子温度の時間発展の効果を導入することで, 陽子エネルギーが増力されることを説明する. その際, 従来の真空へのプラズマ膨張機構 [15] に基づいた Mora によ



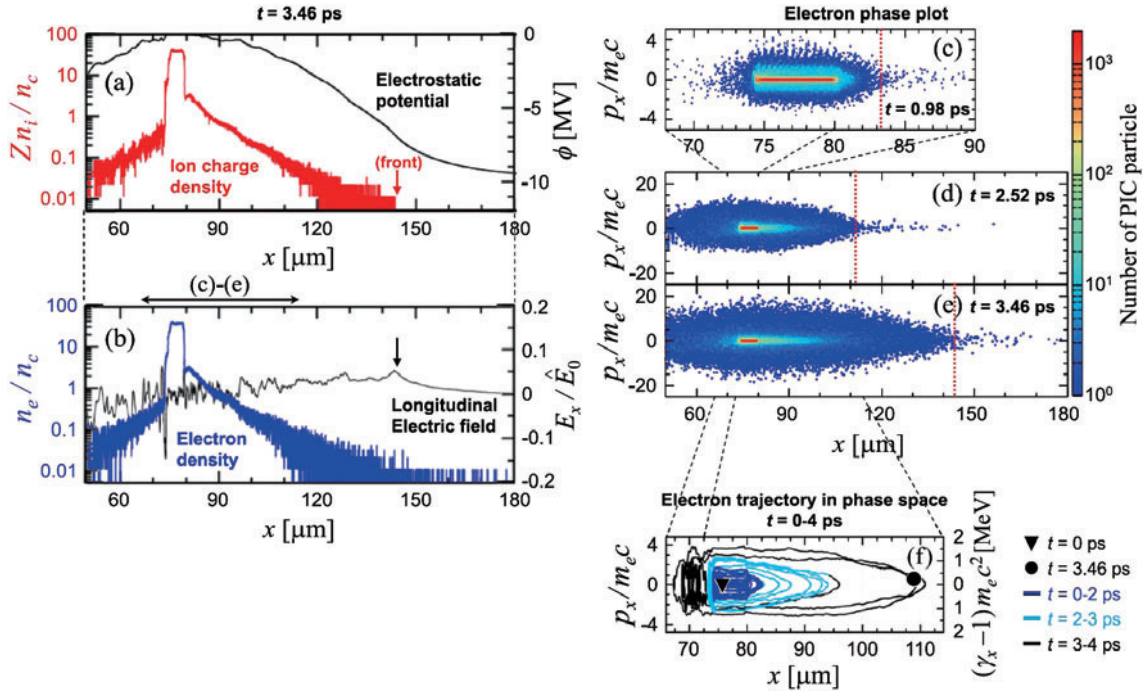


図4 パルス時間幅3 ps, 集光強度 $2.5 \times 10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$ のレーザーと厚さ $5 \mu\text{m}$ の薄膜との相互作用の1次元PICシミュレーション. レーザーは薄膜の左側 ( $x=0$ ) から照射されている. (a, b) レーザーパルスピーク終了時刻付近 (3.46 ps) におけるプラズマ電子 (a) およびイオン (b) の電荷密度分布. (c-e) 電子の運動量位相空間分布の時間発展, および (f) 位相空間におけるある電子の軌跡 (文献[14]より転載).

る半解析モデル[3]に変更を加えることで, マルチピコ秒領域でのイオンの最大エネルギーを導出する.

ここでは, レーザー進行方向である  $x$  方向への1次元的なプラズマ膨張を考える. 高温の電子と低温のイオンから成る1流体モデルを仮定し, 時間  $t$  に依存する温度を  $T(t)$  とすると, ボルツマン分布から電子密度  $n_e$  は

$$n_e = n_{e0} \exp(e\phi/T(t)) \quad (2)$$

と与えられる.  $e$  は素電荷,  $\phi$  はポテンシャルであり,  $n_{e0}$  は  $t=0$  における初期電子密度である. 初期状態で, プラズマは  $x < 0$  のみに存在し, イオン密度は  $x < 0$  では  $n_i = n_{i0}$ ,  $x > 0$  では  $n_i = 0$  とする. ポアソン方程式からポテンシャル  $\phi$  は

$$\epsilon_0 \partial_x^2 \phi = e(n_e - Zn_i) \quad (3)$$

と与えられる. ここで  $Z$  はイオンの価数 (陽子では  $Z=1$ ) である. その時, 境界 ( $x=0$ ) における電場は

$$E_0 = \sqrt{\frac{2}{e_N} \frac{T_0}{e \lambda_{D0}}} \quad (4)$$

となる.  $e_N$  は自然対数,  $\lambda_{D0} = \sqrt{\epsilon_0 T_0 / e^2 n_{e0}}$  は初期状態におけるデバイ長であり, 初期温度  $T_0$  としては, 上述の統計的な電子加熱現象がまだ始まっていないと考えれば, 式(1)のスケリング則が適応できて,  $T_0 = T_p$  としてよい.

真空へのイオンの膨張は, 下記の流体方程式で記述される.

$$\partial_t n_i + \partial_x (n_i v_i) = 0, \quad (5)$$

$$\partial_t v_i + v_i \partial_x v_i = -Ze \partial_x \phi / m_i \quad (6)$$

$v_i$ ,  $m_i$  はイオン速度および質量である. このとき, プラズマのスケール長がデバイ長  $\lambda_{D0}$  より十分に大きい場合においては準中性条件  $n_e = Zn_i$  を仮定する. ここまでは従来のモデルと同じであるが, 以降から少し異なる. 従来は定数とされてきた自己相似変数を, 時間に依存する関数として新たに

$$\xi = \frac{x}{R(t)}, \quad R(t) = \int_0^t c_s(t') dt', \quad (7)$$

とする. ここで,  $c_s(t) = \sqrt{ZT(t)/m_i}$  は時間に依存するイオンの音速である. すると, ポテンシャル  $\phi$  と電場  $E$  の自己相似解は次で与えられる.

$$e\phi = -T(t)(\xi + 1), \quad (8)$$

$$E = -\partial_x \phi = T(t)/eR(t). \quad (9)$$

準中性条件の破れに伴い, 自己相似解は  $\xi = 1$  ( $x = \pm R(t)$ ) において失効するが, この場所こそが高エネルギーのイオンが加速されるイオンの膨張先端 (前節を参照) である. Mora はイオン加速電場  $E_f(t)$  は自己相似解の2倍程度になる[3]としており, これに従い

$$E_f(t) \simeq 2E = \frac{2T(t)}{eR(t)} \quad (10)$$

を得る.

以下では, 特性時間  $\tau = \omega_{pi0} t / \sqrt{2e_N}$  を導入する. ここで,  $\omega_{pi0} = \sqrt{n_{e0} Ze^2 / m_i \epsilon_0}$  は初期状態でのイオンプラズマ振動数である. 電子密度は相対論的臨界密度で与える.

$$n_{e0} = \gamma n_c, \quad (11)$$

$n_c = m_e \epsilon_0 (2\pi c / e \lambda)^2 \simeq 1.1 \times 10^{27} \lambda_{\mu\text{m}}^{-2} [\text{m}^{-3}]$  は通常 の非相対論的臨界密度であり、 $\gamma$  はローレンツ因子である。ここで新たに規格化されたイオンの音速  $\bar{c}_s(\tau)$  を導入する。

$$\bar{c}_s^2(\tau) = T(\tau) / T_0. \quad (12)$$

すると、イオン加速電場  $E_f(t)$  は特性時間の関数として、下記になる。

$$E_f(\tau) = \frac{E_0 \bar{c}_s^2(\tau)}{\sqrt{1+R^2(\tau)}} \quad R(\tau) = \int_0^\tau c_s(\tau') d\tau'. \quad (13)$$

膨張先端におけるイオンの運動方程式は

$$m_i \frac{dv}{dt} = m_i \frac{dv}{d\tau} \frac{d\tau}{dt} = Ze E_f(\tau) \quad (14)$$

となり、これを  $\tau$  について積分すると、加速されたイオンの速度

$$v = 2c_{s0} \int \frac{\bar{c}_s^2(\tau)}{\sqrt{1+R^2(\tau)}} d\tau, \quad (15)$$

が得られる。ここで  $c_{s0} = \sqrt{Z T_0 / m_i}$  である。なお、従来のモデルでは等温膨張が仮定されており、 $T(t) = T_0 (= \text{const.})$  とされてきたが、その時のイオン速度は  $v = 2c_{s0} \ln(\tau + \sqrt{1+\tau^2})$  となるが、これは Mora の解と全く同一となる。したがって、加速されたイオンの運動エネルギーは

$$\mathcal{E} \simeq \frac{1}{2} m_i v^2 = 2T_0 \left[ \int \frac{\bar{c}_s^2(\tau)}{\sqrt{1+R^2(\tau)}} d\tau \right]^2. \quad (16)$$

で与えられる。

ここまで来ると、時間発展する電子温度がわかれば特性時間に依存する規格化されたイオン音速が求まり、式(16)によってイオンの加速エネルギーを導出することができるようになる。したがって電子温度が重要となる。しかしながら、図2の実験で使用された電子スペクトロメータは時間分解能を有しておらず、得られた電子温度は全時間で平均されたものとなっている。そこで、刻一刻の電子温度は先述の PIC 計算から導出して、これを式(16)に用いることで陽子の加速エネルギーを得た結果を図5に示す。実験結果とよく一致しているのがわかる。また、従来の TNSA モデル[16]による予想値(点線)を大きく上回る加速が実現されている。

この手法が妥当であることを示す根拠として、先述の PIC 計算から導出した電子エネルギー分布を時間平均した結果を図2(c)に示す。電子の勾配温度が測定結果[図2(b)]と非常によく一致している。1次元の解析解およびシミュレーションの結果が実験結果とよく一致する理由としては、実験でのレーザー集光スポット径を大きめ(半値全幅で約60 $\mu\text{m}$ )に設定したことによって、(2)レーザー進行方向へのプラズマ膨張(図4参照)と同程度の横幅を確保でき平面1次元的なプラズマ膨張が実験的に良く再現されたこと、(2)電子が往復運動する際にスポット径内へ戻ってくるのが容易になったことで、前述の統計論的加速が実現されたこと、が挙げられる。

## 5. 発展と展開

前節のモデルでは、統計論的過程による電子加熱をイオン加速モデルに導入する際には、PIC 計算の結果を用いた半経験的な手法を採っているが、最新の理論研究[14]では、イオンの加速エネルギーを、解析解として得ることに成功している。図6では、2パルス連結の場合を想定したイオン加速エネルギーの時間変化を導出したものであり、非等温膨張を仮定した1次近似の非自己相似解(赤帯)が、PIC 計算によるイオンの加速エネルギー(黒丸)をよく再現していることがわかる。

また、加速されたイオンの応用展開には、イオン数の増大が不可欠であるが、マルチピコ秒レーザーによるイオン加速は、この点でも優位な結果が得られている。図7には、レーザーのエネルギーから陽子(6 MeV 以上)の運動エネルギーへの変換効率を実験的に求めた結果を示す。

4パルス連結(パルス幅6 ps)の場合で5%近い変換効率が得られているが、これは集光強度が  $10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$  台の結果としてはかなり高く、英国ラザフォード研のレーザー

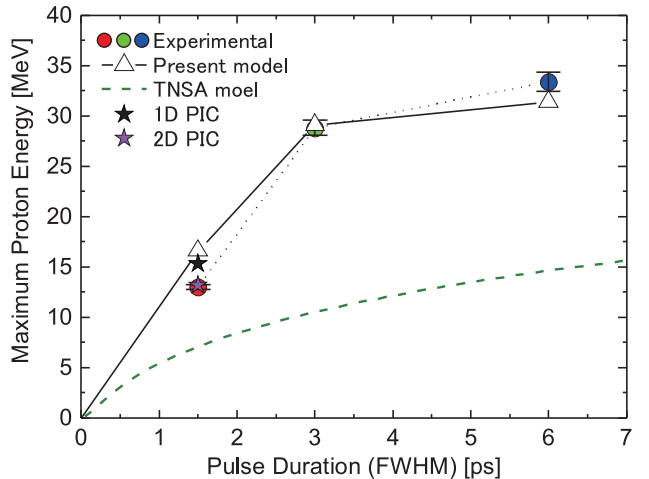


図5 陽子加速エネルギーの増力効果の検証。実験値と理論モデル[式(16)]の比較(文献[6]より転載)。

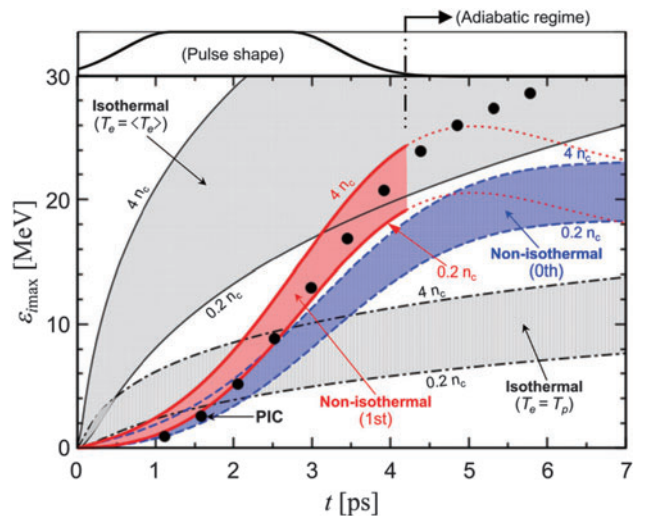


図6 イオン加速エネルギーの理論的検証。非等温膨張を仮定した0次近似(青帯)および1次近似(赤帯)の非自己相似解と、等温膨張・自己相似解(灰帯・斜線帯)の比較(文献[14]より転載)。

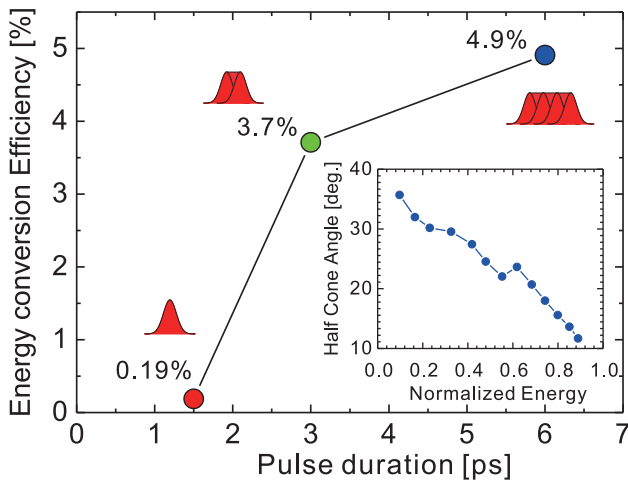


図7 レーザーからイオンへのエネルギー変換効率の実験結果。インセットはイオンの発散角度分布（文献[6]より転載）。

で、 $10^{20-21} \text{ Wcm}^{-2}$  の集光強度で得られた変換効率[17]と同等の結果である。 $10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$  という相対論的集光強度としては比較的低い領域で高い変換効率を得られたことは、応用展開を考える上で重要な成果である。


### 6. おわりに

本解説では、特にイオン加速という現象にスポットを当て、マルチピコ秒領域における相対論的レーザープラズマ相互作用を論じた。紙面の都合から、薄膜ターゲットの場合のみを取り上げたが、厚いバルクターゲットの場合でも、レーザー誘起磁場が電子の複雑な動きを誘発し、電子温度が大幅に上昇する研究成果[18]がある。理論的にも、電子の温度が大幅に上昇する「スーパーサーマルモード」に遷移する時間を、レーザーの光圧とプラズマの膨張圧力のバランスから予想する理論[19]が構築されつつある。マ

ルチピコ秒の時間領域における相対論的レーザープラズマ相互作用の世界は、著者の率直な感想として、まさに「宝の山」であり、今後も興味深い物理機構、さらにそれを利用した応用研究が盛んに展開されるものと期待している。

### 参考文献

- [ 1 ] 村上匡且, 田中基彦: プラズマ・核融合学会誌 **93**, 412 (2017).
- [ 2 ] S.C. Wilks *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 542 (2001).
- [ 3 ] P. Mora, Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003).
- [ 4 ] M. Murakami and M.M. Basko, Phys. Plasmas **13**, 012105 (2006).
- [ 5 ] A.J. Kemp and L. Divol, Phys. Rev. Lett. **109**, 1 (2012); B. S. Paradkar *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 060703 (2012); A. Yogo *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 25003 (2016).
- [ 6 ] A. Yogo *et al.*, Sci. Rep. **7**, 42451 (2017).
- [ 7 ] J. Kawanaka *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **112**, 032006 (2008).
- [ 8 ] M. Roth *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 65004 (2009).
- [ 9 ] M. Roth *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 1 (2013); S.R. Mirfayzi *et al.*, Cit. Appl. Phys. Lett. **111**, (2017); A. Alejo *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **59**, (2017).
- [ 10 ] A.G. Krygier *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 53102 (2015); B.M. Hegelich *et al.*, Nature **439**, 441 (2006).
- [ 11 ] S. Tosaki *et al.*, *accepted for publication in Progress in Theoretical and Experimental Physics*.
- [ 12 ] S. Wilks *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992).
- [ 13 ] Y. Kishimoto and T. Masaki, J. Plasma Phys. **72**, 971 (2006)
- [ 14 ] N. Iwata *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 73111 (2017).
- [ 15 ] A.V. Gurevich *et al.*, J. Exp. Theor. Phys. **22**, 449 (1966); J.E. Crow, J. Plasma Phys. **14**, 65 (1975).
- [ 16 ] J. Fuchs *et al.*, Nat. Phys. **2**, 48 (2006).
- [ 17 ] L. Robson *et al.*, Nat. Phys. **3**, 58 (2007).
- [ 18 ] S. Kojima *et al.*, J. Phys. Conf. Ser **717**, 012102 (2017).
- [ 19 ] N. Iwata *et al.*, *to be published in Nat. Comm.*



よご あきよし  
余 語 覚 文

大阪大学レーザー科学研究所・准教授。2005年京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻博士後期課程修了。同年より日本原子力研究開発機構関西光科学研究所。2014年より現職。専門は高強度レーザープラズマ相互作用、レーザー粒子加速。最近の関心はレーザー駆動中性子源の開発とその応用の模索。子ども3人を保育園に連れて行くのが日課。



いわた なつみ  
岩 田 夏 弥

大阪大学レーザー科学研究所特任研究員。2014年京都大学大学院エネルギー科学研究科博士課程修了。研究分野は高エネルギー密度プラズマ物理。特に、超高強度レーザーにより生成される相対論プラズマ中での粒子加速や加熱の基礎物理に興味があり、理論研究を通して宇宙・自然界における高エネルギー現象や非線形・非平衡現象の解明に寄与することが目標。趣味は絵を描くことやダイビングなど。光や色、波を感じるのが好きです。