

超高強度レーザーと薄膜との相互作用によるイオン加速

独立行政法人 日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門
西内 満美子*

Since the first observation of the energetic protons from the interaction between the short pulse high intensity laser and the thin-foil target, extensive studies have been carried out for more than 15 years. In the early period, the laser energy of kilo joule level is necessary to accelerate the protons more than 50 MeV. Such a large amount of laser energy is supplied only by a huge laser system, which typically is unable to make repetitive operation. However, thanks to the progresses in the laser technology, protons having the energies almost ~50 MeV are successfully accelerated by the laser system with only less than 10 J of energy and with the capability of repetitive operation. These facts really show the advance of the laser-driven ion acceleration towards the possible fields of applications. Here, the characteristics, the mechanisms and the recent experimental results of the laser-driven proton acceleration are reviewed.

Keywords: laser-plasma interaction, ultra-intense field, particle acceleration

1 はじめに

1960 年にレーザーが発明¹⁾されて以来、約 50 年以上も経過した。通常の光と比してレーザー光は、時間・空間的な可干渉性が高いことが大きな特徴である。したがって、他の光に比べて桁違いに短パルス性、単色性、指向性、集光性能を追求することができる。それらの特徴を活かし、様々な応用が提唱、あるいは実

Ion acceleration by the interaction between ultra-high intensity laser and thin-foil target
Mamiko NISHIUCHI* (Quantum Beam Science Directorate, Japan Atomic Energy Agency),
〒619-0215 京都府木津川市梅美台 8-1-7
TEL: 0774-71-3304, FAX: 0774-71-3316,
E-mail: nishiuchi.mamiko@jaea.go.jp

現されていることは既知の事実だと思う。それら多くの応用分野の中には、レーザーの持つ時間・空間コヒーレンスを最大限に利用し、レーザー光の持つエネルギーを時間的・空間的にできるだけ集約し、すなわち、「エネルギー密度を上げて」標的に投入(照射)し、標的の物理的状態を変化(たとえば破壊)させるものも存在する。たとえば本稿のテーマとなっているレーザーを用いた 2 次粒子の発生等も、その一部と位置づけられる。標的の物理状態を変化させようとすれば、標的に対してできるだけ大きな威力を与える必要がある。そのための方法として最も考えやすいのは、もちろんレーザーの持つエネルギーを増やすこと=「高出力化」である。レーザーの歴史において、1980 年代におけるレーザー核融合用ドライバーレーザーの開発が、「高出力化」の面からレーザーの技術を大きく進歩させたと言える。これにより 1 パルス当たりに費やすことのできるエネルギーが kJ クラスにまで飛躍的に増大した。しかしながら、この時点ではレーザーのパルス幅はナノ秒程度にとどまっていたため、レーザーの照射点(以後集光点と呼ぶ)におけるエネルギー密度の飛躍的な増大にはつながらなかった。さらに、核融合用ドライバーレーザーに典型的な kJ クラスのレーザーは、非常に大型になるのはいうまでもなく、加えてシングルショットベースの運用になってしまい(数時間に 1 ショット程度)。このようなレーザー装置を使用して研究展開できるのはほんの一握りの限られた研究者のみだったため、産業界にまで応用されるには至らなかつた。

状況が大きく変化したのは、超高速光技術の開化によって超短パルス光の発生が実現した後だといえる。モード同期²⁾、すなわち、広い帯域内のすべての周波数成分の位相をそろえること、の技術開発によって、それまで最短であったパルス幅のナノ秒が、ピコ秒、さらにフェムト秒のオーダーまで短縮できるようになった。これによりレーザー 1 パルスに含有されるエネルギーをそれほど高めることなく、集光点におけるエ

エネルギー密度を増加させることができた。さらには、1985年のチャープパルス增幅法（Chirped Pulse Amplification: CPA）の発明³⁾が目覚ましい発展をもたらした。CPAとは、モード同期等で発生した短パルス光を、位相の相関を保持しつつ時間的に一度引き延ばす技術である。これによってレーザーを十分に増幅しても、オプティクスの破壊限界を超えない強度でレーザー光の取り回しが可能となる。その後再度パルスの時間圧縮を行うことで、1パルス当たりのエネルギー密度を増やすことが可能となる。CPA技術により、レーザーの持つピーク強度はテラワット級（ 10^{12} W）にまで向上することとなった。すなわち、実用的な大きさで繰り返しの効く百フェムト秒以下のパルス幅を持つレーザー（以降フェムト秒レーザーと記述）を用いることで、集光点における物質の物理状態を変化させることができることが容易となった。これにより産業界を含め応用範囲が飛躍的に増大した。また、過去10年ほどの間に技術はさらに進み、研究という分野に限ったことではあるが、ペタワット級（ 10^{15} W）のレーザーも稼働し始めている。さらには、世界においては、10ペタワット級以上の高強度短パルスレーザーも稼働に向け建設がすすんでいるというのが現状である⁴⁾。

以上のような背景を持つ超高強度短パルスレーザーを薄膜と相互作用させると、高エネルギーのイオンが発生することが2000年にアメリカのリバモア研で行われた実験によって明らかになった⁵⁾。それ以来レーザー駆動型のイオン加速の研究に火がついて、レーザー駆動型のイオン線の実用化を目指して世界各国で研究されるようになり現在に至っている。しかしながら、安定に高エネルギーのイオンを供給することができる既存の加速器があるのに、なぜわざわざレーザーを用いたイオン加速の研究を行うのか？ 何か大きなメリットもあるのか？ それとも、既存の加速器が供給できるイオンビームとは異なる特徴を持つものを供給する可能性もあるのか？ と、加速器業界の方々の中には首を傾げる方もおられるのではないかと思う。下記にレーザー駆動イオン線の特徴と、ここ最近の研究結果の一端を紹介することで、「レーザー駆動イオン線は開発する価値がある！」と思ってくれる方が増えることを願う。

2 レーザー駆動型イオンの特徴

レーザーを用いたイオン加速研究を行う魅力は、「究極に小型化された加速器を実現できること」に尽きると思う。加速器が小型化できれば、建設コスト維持費

も低くなる。そして何よりも限られた予算（税金）の範囲でより高エネルギーのフロンティアに迫るツールが提供可能となる。既存の線形加速器⁶⁾が何百メートルもかけて陽子やイオンを加速する必要があるのは、加速場が絶縁破壊の問題で最高でも 100 MV/m を超えることができないという制限があるからで、それに対しレーザー駆動型のイオン加速は、加速媒体としてプラズマを用いるため好きなだけ加速勾配を上げることができるという特徴を持つ（ここでプラズマとは、原子が電離して陽イオンと電子に分かれて自由に運動しているが、全体としては電荷中性を満たすような物質状態をいう）。現状、物理実験に資することができる最高出力レベルのペタワットからサブペタワットクラスのレーザーを用いて薄膜と相互作用させる場合を例にとると、約 100 TV/m に近い加速勾配を打ち立てるに成功している。約 6 桁もの開きがあることに着目していただきたい。このような理由に起因し、同じ 50 MeV の陽子を加速するに対しても、線形加速器では 30 m–40 m の空間が必要なのに対し、レーザー駆動型の場合は μm 程度の空間で加速が可能となる。さらにその他の類稀な特徴として、ピーク電流の高さがある。最高エネルギー数十 MeV に至る 10^{10} 個以上のイオンがわずかピコ秒程度のパルス幅で発生するため⁵⁾、イオン源におけるピーク電流はメガアンペア以上に相当する。さらにイオンは、ほとんど点源といえるわずかミクロンレベルの極小空間に形成された電場⁷⁾で加速されるため、ビームの質を表す一つの指標である横エミッタンスの値は $10^{-4} \pi \text{ mm mrad}$ にも達する⁸⁾。この値は、既存の加速器ビームの値に比べて 2 桁以上優れた値である。したがって、レーザー駆動イオン線は極小空間（スポット）へ絞り込むことも可能である。このような類稀な特徴を活かすことで様々な応用先が提案されてきた；たとえば小型のがん治療器⁹⁾、小型の加速器へのインジェクター¹⁰⁾、レーザー核融合の高速点火への応用¹¹⁾、プラズマ中の電磁場プローブ¹²⁾等である。

良いことばかり唱えていては話が前に進まない。上の記述からはレーザー駆動イオンが今すぐにでも既存の加速器のように応用に資することができるのか、というと実はそうではない。克服すべき問題点が多くある。応用先によって克服すべき問題点は異なるが、たとえば加速されたイオンのエネルギーについて考えると、現状で達成できているのは陽子線で 120 MeV¹³⁾である（Figure 1）。一方で体内深部のがんの治療に資するためには陽子線で 200 MeV 程度のエネルギーが必要と言われ、それに比べるとさらなる高エネルギー化

が必要である。また、この結果はオンターゲット 80 J を費やすことのできるシングルショットベース（数時間に 1 レーザーショット）の大型のレーザーを用いて得られた結果であり、実際に応用に資するには実用的な大きさの繰り返しの効くレーザーを用いて 100 MeV 級のエネルギーの陽子線発生が必要となる。また特段の工夫をしない限り、レーザーと薄膜との相互作用で発生するイオンは半角 ~5 度以上の大きな発散角を持って発生し、エネルギー散布も大きい（ほぼ白色）。現状、超高強度レーザー自身の安定性がよくないことから、それに引きずられた形で発生するイオンの安定性も、既存の加速器ビームに比較すると悪く、繰り返しショット数が稼げない（現状、ペタワットクラスのレーザーで 1 Hz 程度）、等々という問題点がある。応用先を明確にした上で、これらの問題点を如何にその応用先に最適な状態へと克服していくか、が著者を含めたこの分野の研究者に課されたタスクであると考える。

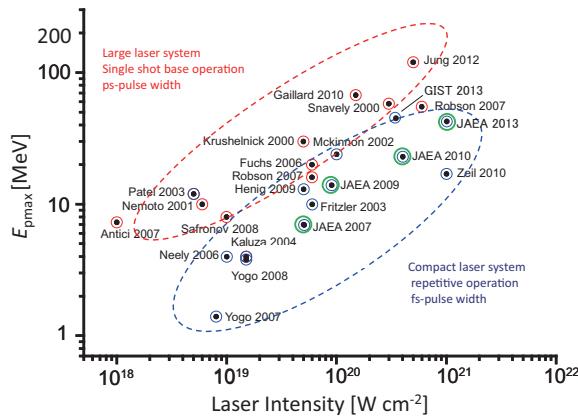


Figure 1. Present status of Laser-driven ion acceleration. Intensity of the laser vs maximum energy of the accelerated protons. The points encircled by red line are the data from the large laser system which has ps pulse duration and is basically single-shot based operation. Those encircled by blue line are from small laser system which has <100 fs pulse duration and is capable of repetitive operation.

3 レーザー駆動型イオン加速機構

レーザー駆動型のイオン加速においては、レーザーが直接イオンを加速するわけではなく、質量の軽さゆえ、まずはターゲット中の電子がレーザーと相互作用

する。結果としてターゲットがプラズマ化され、プラズマ中に形成される電場によってイオンが集団的に加速を受ける。そこで本稿では、レーザーと物質の相互作用（プラズマ生成）およびイオン加速機構の 2 段階に分けて記述する。

3.1 実験方法

レーザーと物質の相互作用といつても、レーザーのパルス幅、強度、物質の状態によって様々であるため、ここでは、超高強度レーザーと薄膜との相互作用によるイオン加速を考える際に関連するメカニズムについて簡単に記述することにする。

それに先立ち、イオン加速を行う際に使用する超高強度短パルスレーザーの時間波形について少し説明する (Figure 2)。レーザーの集光強度が上がれば上がるほど、メインのパルスに前駆してターゲットにやつてくる低強度のレーザーバックグラウンド成分、いわゆる自然放出光成分 (Amplified Spontaneous Emission, ASE, 以降プリパルス成分と呼ぶ) の影響が無視できなくなる。このプリパルス成分はピーク強度こそ小さいものの数百ピコから 1 ナノ秒程度続くため、ここに含有されているレーザーエネルギーも無視できない。また、レーザーの時間的な波形の立ち上がりも急峻ではないため（以降この立ち上がり成分をペデスタル成分と呼ぶ）、このペデスタル成分の影響も同様に無視できない。この成分は百ピコ秒以下の程度の時間幅を持つ。特段の工夫をしない限り（また、工夫をしたとしても！）いずれの成分も、今考えている超高強度短パルスレーザーの場合は、往々にして物質のイオン化閾値を超ってしまう強度に達する。メインパルスのピークの部分とターゲットが相互作用する際には、ターゲットのレーザー照射面側にプラズマ（プリパルスが作るプラズマなので、プリプラズマと呼ばれている）が既に形成され、場合によってはターゲットそのものまでプラズマ化して、膨張により密度が低下してしまうこともある。プリパルスの持つ時間空間形状によって、メインパルスがターゲットに到達する際のプリプラズマの時間空間形状は様々であり、その後のメインパルスとターゲットの相互作用を大きく左右し、イオン加速のメカニズムに大きく影響を及ぼす。ここで、プリパルス強度がメインパルス強度に対して低いレーザーをコントラストレベルの高いレーザーと記述する。また、プリプラズマの空間的な広がりをスケール長 (l) と呼び、たとえばプラズマ密度がターゲット自体の固体密度から $1/e^2$ の密度に減少する距離などを用いて表す (Figure 2)。

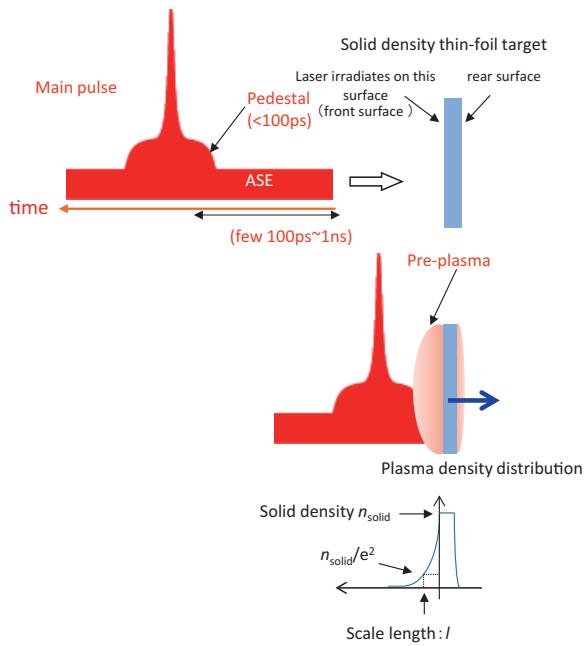


Figure 2. Laser temporal distribution. Laser is irradiated on the target. The irradiated surface is called “front” and the other side is called “rear”. Before the main pulse reaches to the target, amplified spontaneous emission (ASE) with ~ns duration and the pedestal component with <few hundreds fs duration arrive at the target. Those pulses cause the pre-plasma on the target front side. The spatial scale of this pre-plasma is called scale length (l).

以降、超高強度短パルスレーザーを照射することで、標的の物理的状況がどう変化するのか、レーザーによる自由電子生成（電離過程）、レーザーからプラズマへのエネルギー輸送に分けて、レーザーの時間・空間的なエネルギー密度を表す集光強度 I （単位は W/cm^2 ）を指標として用い説明する。また、レーザーの波長としては、著者らが研究に用いているチタンサファイアレーザーの 800 nm を仮定して話を進めることとする。また、言葉の定義として、Figure 2 に示したように、ターゲットのレーザー照射面側を前面と呼び、後面側を裏面と呼ぶことにする。

3.1.1 実験方法

高強度レーザーを物質に照射すると、まず電離過程が起こりプラズマが形成される。その際の閾値となる集光強度は物質にも依存するが、 $10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$ 程度である。その後、物質中の自由電子がレーザーによって加

速されることで周りの中性粒子に次々と衝突し電離を促す雪崩現象¹⁴⁾によりプラズマが生成されることになる。さらにレーザーの強度が上がり $10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$ 程度になると電離過程に「閾値越え」¹⁵⁾の効果が効き始める。このとき、電子のスペクトルを計測すると、光子エネルギーに相当する間隔において複数のピークを形成する。このようなイオン化を量子力学的な描像で説明すると、レーザーのマルチサイクルの間に多光子が吸収されることによって起こるイオン化過程ととらえることができる。具体的には 800 nm の波長のレーザーの光子が持つエネルギーは約 1.6 eV に相当するが、物質の第一イオン化エネルギーは最低でも 5 eV 程度必要となる。すなわち、複数個の光子の吸収によって初めてイオン化が可能となる。レーザーの強度がもう少し高くなり $10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$ – $10^{16} \text{ W}/\text{cm}^2$ を超えた辺りでは、レーザー電場強度は原子内部の電場強度と匹敵するようになる。これくらいの強度では、古典的な描像で説明すると、レーザー電場によって原子内部での電子に対する実効的なポテンシャルが抑制されることで、トンネル効果が効きイオン化が起こるようになる（トンネル電離）¹⁶⁾。これを量子力学的描像でとらえれば、レーザーの強度が増加することによって、レーザーの 1 サイクル中で多光子が一気に吸収されるという過程と説明できる。トンネル電離の起こりやすさを記述するパラメータとして、ケルディッシュの γ パラメータという指標が存在する。ポンデロモーティブポテンシャル (U_p) と、電離エネルギー (E_i) を用いて $\gamma_K = \sqrt{\frac{E_i}{2U_p}}$ と記述され¹⁶⁾、 $\gamma_K \ll 1$ の領域でトンネル電離が支配的となる。さらにレーザーの強度が上がることで、レーザー電場によってゆがめられたクロトンポテンシャルは電子の束縛準位よりもさらに下方に位置するようになって劇的に電離過程が進む。このとき、電離エネルギー (E_i) を持つ順位を電離するために必要なレーザーの強度との関係は、次のように記述でき、

$$I_{th} [\text{W}/\text{cm}^2] = \frac{4 \times 10^9 E_i [\text{eV}]}{Z^2} \quad (1)$$

Barrier Suppression Ionization と呼ばれている¹⁷⁾。ここで、 Z はイオンの価数である。ただし、この式はレーザーの電場の影響だけを考慮して導出されていることを忘れてはいけない。レーザー電場だけではなく磁場の効果も無視できなくなるような、さらに高強度のレーザーに対しては適用限界があることに注意しなくてはいけない。

上に述べたような電離過程は希薄なプラズマとレー

ザーとの相互作用の際に支配的となる。本稿に関係するレーザーと高密度プラズマとの相互作用の際には、さらにレーザーによってエネルギーをもらい受けた大量の電子がプラズマ内部のイオンと衝突することによって電子衝突電離の寄与が高くなる。さらには、プラズマ中で発生するX線による電離過程の影響も無視できなくなる。これらの相乗効果によって電離はさらに進む¹⁸⁾。

3.1.2 レーザーからプラズマへのエネルギー輸送

レーザーによる電離過程によって原子の外に履き出された電子はレーザーの電磁場を感じて振動する(quiver運動)。この運動エネルギーを考える上で無次元パラメータ a_0 を導入する。 a_0 はレーザーの規格化強度と呼ばれる値で、レーザー電界によって電子がレーザー進行方向に垂直な方向にふられる際の平均運動エネルギーと電子の静止エネルギーの比を表し、

$$a_0 = \frac{eE_0}{m_e c \omega} = \sqrt{\frac{I_{\text{laser}}}{I_0}}, \quad (2)$$

$$I_0 = 1.38 \times 10^{18} \times (\lambda [\mu\text{m}])^{-2} [\text{W/cm}^2]$$

のようにかける。ただし、 e 、 m_e はそれぞれ電子の電荷と質量、 E_0 、 I_0 、 ω 、 λ はそれぞれレーザー電界強度、レーザーのピーク強度、角周波数、波長を表す。

$a_0 < 1$ の領域では、電子はレーザー電界にふられて quiver 運動するが、その速度は非相対論的である。振動することで周りの中性粒子およびプラズマ中のイオンと衝突し、振動エネルギーが熱化されて(逆制動放射過程)、レーザーエネルギーがプラズマ内部へ拡散していく。ところが、レーザーはどんな密度のプラズマ中へも侵入できるわけではなく、臨界密度 $n_{\text{cr}} = \frac{m_e \omega_0^2}{4\pi e^2} = 1.1 \times 10^{21} \times (\lambda [\mu\text{m}])^{-2} [\text{cm}^{-3}]$ と呼ばれる密度までしか侵入できない。これは、レーザーがプラズマ中を進む際に感じる屈折率が $N = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{\text{cr}}}}$ のように記述でき、 $n_{\text{cr}} < n_e$ で屈折率が虚数となって、レーザーはもはや伝搬できなくなるからである。臨界密度まで達したレーザーは共鳴吸収という機構によってエネルギーを輸送する。レーザーがプラズマ中に入射した場合、レーザー光は臨界密度に達する直前でプラズマの密度勾配による屈折の影響で折れ曲がって反射される。その際に、十分スケール長が短いような密度分布を持つプラズマとP偏光のレーザー光が相互作用する場合は(特に固体ターゲットとイオン加速を考える場合の典型的な状況)、レーザーの光電界が臨界密度よりも高い領域に少しだけしみ出して、共鳴的に電

子プラズマ波を励起し、エネルギーを輸送する過程も効く。

$a_0 \sim 1$ ($I \sim 10^{18} \text{ W/cm}^2$) となると、電子の運動を考える際に相対論的效果が効いてくるようになり、 $a_0 \gtrsim 1$ では電子はレーザーの1サイクルの間に一気に相対論的速度まで加速を受ける。このような電子の運動方程式は、

$$mc\gamma \frac{dv}{dt} = e \left(E_0 + \frac{v}{c} \times B \right), \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2}} \quad (3)$$

と記述できる。運動はローレンツ力により支配され、レーザー軸方向成分の運動量が非常に大きくなる。すなわち、上式の第二項で記述される運動が無視できなくなるため、電子はレーザー進行方向に垂直な方向に振られつつもレーザー進行方向に集団的に加速される。このようなプラズマ(相対論的プラズマ)では衝突過程が無視できるようになり¹⁹⁾、エネルギー輸送過程も、衝突による緩和過程からではなく、電子群がレーザーから直接もらい受ける形に変化する。このときに電子が得る運動エネルギーは、quiver運動の時間平均エネルギー U_p 、

$$U_p = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + a_0^2} - 1 \right) \quad (4)$$

すなわち、ポンデロモーティブポテンシャルとほぼ等しくなる。たとえば、 $I = 10^{21} \text{ W/cm}^2$ ($a_0 \sim 20$) の集光強度のレーザーからエネルギー輸送を受けた電子群の温度を計算すると約 10 MeV に相当することがわかる。電子群がレーザーに直接押されて加速する一方で、イオンはその重さゆえに電子よりもゆっくりと応答する。電子群がレーザー進行方向に加速されて周りにいなくなるため、残されたイオンとの間に準静的な電荷分離電場が形成され、それに引っ張られる形でイオンが加速を受けることになる。すなわち、エネルギーが電子からイオンへと伝搬する。また、電子流ができることで、プラズマ中に磁場が形成され、磁場の効果でイオンが加速される場合もある²⁰⁾。

3.2 イオン加速機構

固体薄膜をターゲットとした場合のレーザー駆動型のイオン加速機構は単一ではなく、ターゲットの実効的な厚みと、パルスの時間波形(プリパルス、パルス幅、ピーク強度等)に依存していくつかのメカニズムが提唱されている(Figure 3)。図の左側から右側にいくほど、これらの加速メカニズムを実験室で実現させる難易度が高くなっている。理由としては、要求され

るレーザーの強度が強く、ターゲットの厚みが薄い必要があるからである。あとで記述するように、これはレーザーの強度と関連して、イオン加速を効率よく行うためには最適なターゲットの厚みというものが存在するからである。また、薄いターゲットを「固体密度状態を保ったまま」照射するためには、非常にコントラストレベルのよいレーザーを用いる必要があり、これが実現を困難にしている最大の原因である。たとえば、今や比較的簡単に手に入るようになつた $I = 10^{19} \text{ W/cm}^2$ のピーク強度を持つレーザーを考えた場合、取り扱いが比較的簡単なミクロンレベルの厚みのターゲットを用いても電荷分離場による加速は起こるが、一番効率的であると言われている輻射圧加速機構はそう簡単には実現しない。輻射圧加速機構には、超高ピーク強度、超高コントラストレーザーと、超薄膜ターゲットの三拍子がそろっていないと実現しないからである。そのため、輻射圧の兆しが見られたという報告は多々あっても、それが支配的な実験結果は得られていない。以降順を追つてそれぞれの加速機構について紹介する。

3.2.1 電荷分離場による加速

2000 年のリバモアの実験直後から一番精力的に研究されてきたのは、この電荷分離電場による加速メカニズムといえる。理由はすでに述べた通り、使用するレーザーの強度がそれほど高くなくても、扱うターゲットが取り扱いやすい厚み（ミクロンレベル）であっても、比較的簡単にこの加速メカニズムを引き

起させるからである。そのため制御のノウハウが他の加速メカニズムに比べて比較的よく理解されており、レーザー駆動型のイオンの応用を考えた場合に一番現実的な加速機構ともいえる。

高強度短パルスレーザーを薄膜ターゲットに照射することでターゲットの前面および裏面から高エネルギーのイオンが加速されることが知られている。どちらの面においても、基本的に加速メカニズムは同じである。高強度のレーザーによって電子が効率よく加速されターゲットからはぎとられることで、ターゲット自身がプラスにチャージアップし、電荷分離電場がターゲットの表面に形成され、その電場を感じたイオンが加速を受けるというものである。今まで行われた数多くの実験結果が示すように、ターゲットの前面から発生するイオンよりも裏面から発生するイオンの方が、より効率よく高エネルギーまで加速され、小さな発散角を持って出てくる²¹⁾。したがって、ここでは応用を考えた際に扱いやすく素性のよい、ターゲットの裏面から加速されたイオンを考える。すでに記述した通り、超高強度レーザーがターゲットに照射されることで、高エネルギーの電子群が発生する。これらの電子群の持つ温度は ~10 MeV にも達し、したがって、ターゲットの厚みよりもはるかに大きな平均自由行程を持つため、ターゲット裏面を突き抜けて真空中へと飛んでいく（エスケープ電子と呼ぶ）。しかしながら、同時にターゲットはプラスにチャージアップし、そのポテンシャルに打ち勝つことができる高エネ

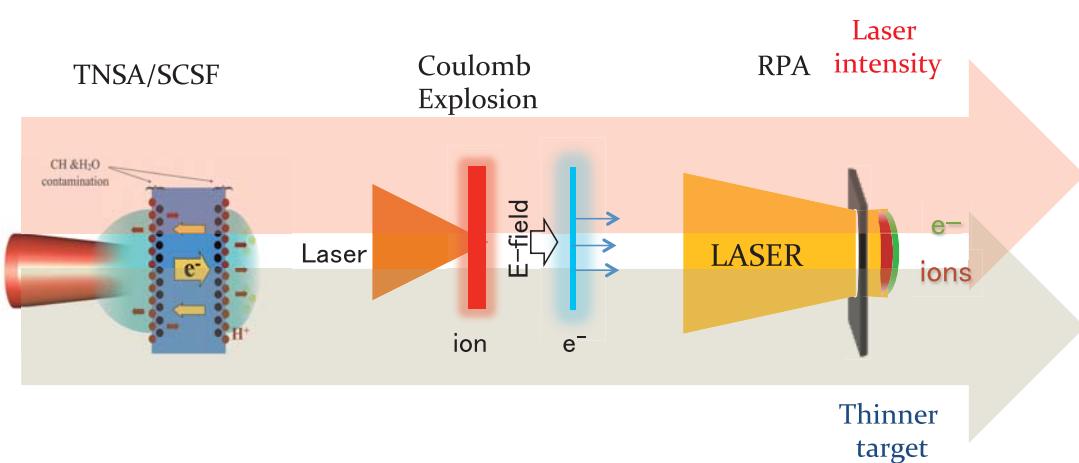


Figure 3. Ion acceleration mechanisms for the interaction between the short-pulse ultra-high-intensity laser and the thin-foil target. From the left side, acceleration by the strong charge separation field (TNSA/SCSF), by Coulomb explosion, and by radiation pressure of the laser.

ルギーの電子のみがターゲットを離れ、そうでないものはターゲット周辺に舞い戻ってくる。このターゲット周りの thermal な電子群と、プラスにチャージアップしたターゲットとの間には電荷分離電場が形成される。特段の工夫をしない限り、レーザーイオン加速の実験で用いられる真空レベル ($\lesssim 10^{-4}$ Pa)においては、ターゲットの表面には水やハイドロカーボンの不純物が少なくとも 10 nm 程度付着している。これらの不純物内部の水素、炭素、酸素等がレーザー電場、およびターゲット裏面の電荷分離電場によってイオン化され、その中でも電荷質量比 (Q/M) の大きな陽子が効率よく加速を受けることになる。

この描像は、プラズマの真空中への膨張過程を拡張することでよく説明できることが知られている。ターゲットの裏面におけるポテンシャルの満たすポアソン方程式は、

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 4\pi e(n_e - Z_i n_i) \quad (5)$$

と表せる。 ϕ 、 n_e 、 Z_i 、 n_i はそれぞれポテンシャル、電子密度、イオンの価数、イオン密度を表す。このポアソン方程式を解く過程で、どのような仮定をおくかで様々なモデルが提唱されてきた。パルス幅がピコ秒程度のレーザーを用いてイオン加速を行う際は、レーザー照射時間内にターゲットの膨張が無視できないと考えられるので、プラズマの膨張を取り入れた形でポアソン方程式を解く。これが Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) と呼ばれる加速メカニズムに相当し²²⁾、2000 年のリバモアでの実験に代表されるピコ秒レーザーを用いた実験結果を説明するのによく引用されてきた。一方で、フェムト秒レーザーを用いてイオン加速を行う場合には、レーザーパルス照射時間内においては、ターゲット裏面のプラズマの膨張は無視できることと考えられるのでポアソン方程式は準静的に解けばよい²³⁾。これは Strong Charge Separation Field (SCSF) メカニズムと呼ばれる。本稿ではフェムト秒レーザーに深く関連する SCSF を中心に記述する。ただし、TNSA と SCSF の二つの描像は全く別個のものではなく、SCSF から徐々に TNSA に移行しその明確な境界は存在しない。これらの 1 次元解析解は、実験結果の物理的描像を明確にとらえることができ、かつスケーリング則等を簡便に導けるため、実験計画を立てる上で非常に重要な役割を果たす。一方でこれらを扱う上で注意すべき点がある。それは解析解を求める上で仮定がいくつもおかれているという点である。たとえば加速されるイオンの最大エネルギーを例にとってみると、空間的あるいは時間的に制限をおかねば、

加速されるイオンのエネルギーがターゲット無限遠において無限大になってしまう。実際はそのようなことはありえないため、各々のモデルにおいては何らかの仮定（たとえば加速時間や、加速距離）をおくことで最大エネルギーに制限をつけている。実験との比較の際には、これらの仮定がどこまで現実的なものかを考える必要がある。

下記に Passoni らによる SCSF モデルの解析解を紹介する²⁴⁾。

超高強度短パルスレーザーがターゲットに照射されると、レーザーによって電子が相対論的な速度まで加速を受ける。ただし、フェムト秒レーザーの場合はレーザーが照射されている間には、ターゲット裏面に電子のみが分布しターゲットを形成するイオンは動かないみなす。ここまで上に述べた通りである。彼らのオリジナリティーは、ターゲット裏面の電子分布には、ターゲットのポテンシャルにとらえられた電子のみが寄与し、ターゲットのポテンシャルを乗り越えられたものは無限遠に逃げてしまつてイオン加速には加担しないと考える。こうすることで他の 1 次元解析解の問題となっていた、「加速されるイオンの最大エネルギーを求める際の時間的、あるいは空間的な制限の仮定」をおく必要がなくなる。さらに、加速されるイオンはターゲット表面に微量存在する軽イオンに制限され、軽イオンはテスト粒子として扱える。

具体的には Figure 4 に示すように、ターゲットが $\xi = -\xi_d \sim 0$ まで分布するとする。レーザーは $\xi = -\xi_d$ ターゲットに照射され、電子が加速を受けてターゲット裏面に到達する。電子のうちエネルギーが W に満たないものは、ターゲット裏面にとらわれて表面にシースを形成する。しかし、エネルギーが W を超えるものは無限遠に逃げ去ることになる。このような振る舞いをするシース電子の持つポテンシャル ϕ は相対論的 Maxwell-Jutter 電子分布関数 $F_e(x, p)$ を組み込むことで次のように表わすことができる。ここで、 $K_1(\xi)$ は一次のマクドナルド関数である。

$$F_e(x, p) \approx \frac{\tilde{n}}{2mcK_1(\xi)} \exp\left[-\frac{c|p| - e\phi}{T}\right], \quad (6)$$

$$n_e = \int_{W<0} F_e(x, p) dp,$$

ポアソン方程式を解く際に上の電子分布を仮定して解くことで、加速されたイオンの最大エネルギーは

$$\epsilon_{i, \max} = Z_i T_e \frac{e^{\phi^*} (\phi^* - 1) + 1}{\phi^* - 1} \propto T_e \propto I^{0.5} \quad (7)$$

と求められる。ここで、 $\phi^* = \frac{\epsilon_{e, \text{max}}}{T_e}$ は規格化ポテンシャル、 T_e 、 $\epsilon_{e, \text{max}}$ はそれぞれ高速電子の温度とターゲット周りにとらわれた電子の最高エネルギーを示す。すなわち、加速されるイオンのエネルギーは電子の温度に比例し、さらにレーザーの集光強度に $I^{0.5}$ の関係で比例する。高いエネルギーを持つイオンを得るには、できるだけ電子温度を高めればよく、そのためには(7)に示されるようにレーザーの集光強度をできるだけ高くすればよいことがわかる。実際は T_e 、 $\epsilon_{e, \text{max}}$ は実験ごとに計測によって求められるべき値である。Passoni らはこれらを様々なレーザーシステムにおいて得られた実験データとのフィッティングによって現象論的に求め、エネルギー E_L [J] のレーザーをターゲットに照射した際にできるシース電場にとらわれた電子の最高エネルギー $\epsilon_{e, \text{max}}$ との関係を

$$\phi^* = \frac{\epsilon_{e, \text{max}}}{T_e} \approx 4.8 + 0.8 \ln E_L [\text{J}] \quad (8)$$

のように求めた。ただし、この式を導く際にはレーザーのプリパルスレベルがどうだったか、が一切考慮されていないことに注意しないといけない。上の関係式を導く際に用いられた一連のデータセットは、プリパルスレベルが「ごく普通（6 桁程度）」のレーザーを用いて得られたデータとなっている。(8) を用いる限り、非常に良いコントラストのレーザーを用いて、サブミクロンレベルの非常に薄いターゲットを照射する場合は、彼らのモデルによるスケーリング則は必ずしも正しくなく適応限界が存在する。

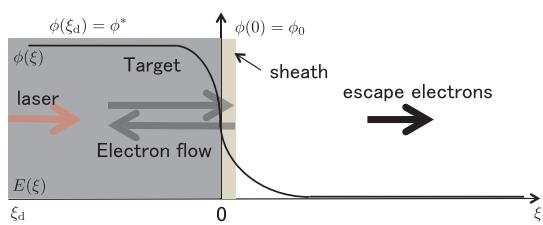


Figure 4. Ion acceleration mechanism by the interaction between the high-intensity short-pulse laser and the thin-foil target. The SCSF model proposed by Passoni. Ion distributes in the region of $\xi < 0$. In the region of $\xi > 0$, electrons trapped by the potential set at the target exist.

3.2.2 ダブルレーサーターゲットを用いたクーロン爆発による加速

レーザーの強度がさらに上がることで、クーロン爆発機構の実現が可能となる。3.2.1 で紹介した TNSA や SCSF 加速機構で発生するイオンのスペクトルはほぼ白色光となる。これは、レーザーによって加速された thermal な電子が加速場を形成することに大きく起因している。しかしながら、様々な応用の分野で要求されるイオンのスペクトルは、単色であることが多い。たとえば小型のがん治療器への応用もその典型的な例といえる。そこで強度の強いレーザーを用いることでターゲット中の電子を（理想的にはすべて）はぎとり電子を集団的に加速し、高強度の加速電場を立て、空間的に非常に薄いレイヤーに軽イオンをおくことで、準単色スペクトルを持つ軽イオンを加速する方法がある。Esirkepov らは、ダブルレーザー（厚み l ）の重イオン（荷数= Z_H 、質量= m_H ）のサブストレートと十分薄い（厚み Δx ）陽子（荷数= Z_L 、質量= m_L ）のレイヤーからなる薄膜ターゲットを用い、クーロン爆発加速機構によって準単色の陽子線を発生する方法を提案した²⁵⁾ (Figure 5)。重イオンからなるサブストレートから電子が効率的にすべてはぎとられた場合に、ターゲット周辺に形成されるクーロン電場は

$$E_i = 2\pi e Z_H n_H l \quad (9)$$

と記述できる。ターゲットから電子を効率的にはぎとるためにには、与えられたレーザーの強度に対して最適な厚みが存在する。ターゲットの規格化された厚みは

$$\sigma = \frac{n_e l}{n_{cr} \lambda} \quad (10)$$

と記述できる。ある強度のレーザーに対して、ターゲットが薄すぎると、ほとんどのエネルギーが吸収されることなく透過してしまい、ターゲットが厚すぎると、ほとんどのエネルギーがターゲットから反射されてしまう。どちらの場合も効率の良い電子へのエネルギー転化がなされず、強い加速電場を形成できない。Esirkepov らによる 2D の multi-parametric Particle In Cell simulation (PIC) の結果から、ある強度 (a_0) のレーザーに対する最適な厚みのターゲットは

$$\sigma_{opt} = 0.4a + 3 \approx 0.4a \quad (11)$$

という関係式を満たすことが導出された。たとえば、 $I = 10^{21} \text{ W/cm}^2$ のレーザー強度に対する最適なアルミニウムのターゲットの厚みを考えると、電子密度は $8 \times$

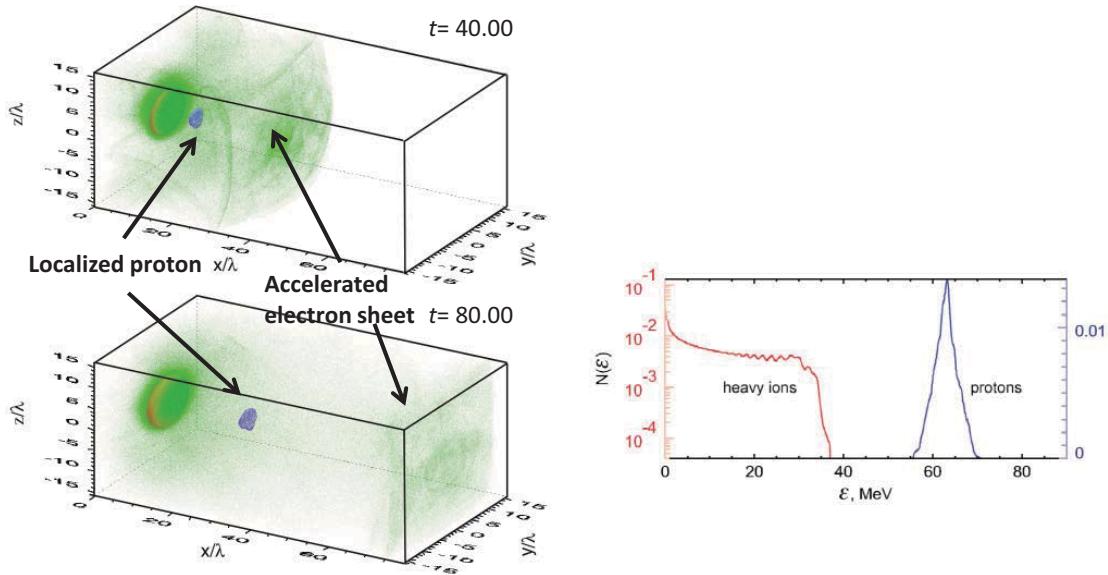


Figure 5. Coulomb acceleration mechanism. Target consists of high Z ions and protons with thin layer. By the irradiation of the strong laser, electron sheet (shown in green) are accelerated. By the coulomb acceleration scheme, quasi-monochromatic proton beam (shown in purple) is generated. The right hand side shows the energy spectra of protons and high Z ions. Proton beam shows quasi-monochromatic energy spectrum.

10^{23} cm^{-3} に相当（フルストリップ仮定）するので 12 nm と非常に薄い。

ターゲット裏面においてレーザー照射領域の半径程度 (r) の距離において、加速場の一次元性が保たれ クーロン電場による加速場が続くと考えると、加速される軽イオンの得るエネルギーは $\epsilon_L = eZ_L E_i r$ となる。 E_i は σ の式を用いることで $E_i = \pi \frac{m_e c \omega}{e} \sigma$ と表せるため、 $\sigma = \sigma_{\text{opt}}$ の条件を満たすターゲットを用いることで、加速されるイオンの最大エネルギーは

$$\epsilon_a \propto Z_a \sqrt{P}, \quad (12)$$

というスケーリング則が成立する。ここで P はレーザーのパワー (単位 W) である。プロトンに関しては、

$$\epsilon_p \approx 45 [\text{MeV}] \sqrt{P [\text{PW}]} \quad (13)$$

という関係式が成立すると導かれた²⁶⁾。ただし、ここで、次の効果が無視されていることを忘れてはならない：チャージアップしているレーザー照射領域へと、周囲から低温度の電子が流れ込んでくることで、クーロン電場が中性化される効果。さらに、加速された軽イオンが单色性を得るために、軽イオンのレイヤーが十分薄くなくてはならない。加速場の一次元性を仮定すれば、スタート地点が同じで、同じ距離だけ電場

で加速されれば、最終的にイオンが得るエネルギーは同じになるという意味である。すなわち、軽イオンのレイヤーの厚みを Δx とすれば、加速された軽イオンのエネルギースペックは、 $\frac{\Delta \epsilon_L}{\epsilon_L} = \frac{\Delta x}{r}$ となり、 Δx が十分に小さければ、加速された軽イオンは準单色スペクトルを持つことになる。

3.2.3 輻射圧加速 (Radiation Pressure Dominated Acceleration)

レーザーの強度がさらに上ることで、一番効率の良い加速と位置づけられる輻射圧加速によるイオン加速の実現が可能となる²⁷⁾。輻射圧加速は約 3 つの段階に分けて説明できる。まず初期段階において、超高強度レーザーがターゲットに照射されることで、ターゲットのレーザー照射領域中の電子が理想的にはすべてはぎとられ、シート状の形状を保ったままレーザー進行方向に集団的に加速を受ける。イオンは電子と違ってゆっくりと応答するために、電子のシートと残ったターゲット中のイオンのシートの間に非常に強い電荷分離電場ができる。ここまででは 3.2.2 のクーロン爆発加速機構とほぼ同じである。しかし、この電荷分離電場によって一気にイオンのシートが相対論的

な速度まで加速されるようになると輻射圧加速機構が実現する。次の加速段階においては、電子とイオンのシートがレーザーの光と同じ速度で鏡のように動くようになる。この段階においては、電子とイオンのシートと同速度で動く系からみたレーザーの周波数は低くなり、レーザーの光は高効率で反射されるようになる。また、反射された光の持つ周波数はドップラーシフトの影響で、 $\omega_r \approx \frac{\omega_0}{4\gamma^2}$ ($\gamma \ll 1$) のように変化し、反射されるレーザーエネルギーは低下する。結果として電子とイオンのシートにレーザーから大部分のエネルギーが輸送されることになる。イオンも電子と同じ速度にまで加速されるため、その質量比から考えるとほとんどどのレーザーからのエネルギーはイオンがもらは受けることになる。

輻射圧加速機構が実現すると、加速されるイオンの最大エネルギーはレーザーの強度と比例関係にあることが予測されており^{27,28)}、(7)との比較から電荷分離場による加速よりも効率の良い加速であることがわかる。たとえば、 $a \sim 100$ のレーザーを用いれば GeV クラスのエネルギーを持つ陽子線が可能となり、さらに準単色化されたスペクトルを持ち空間的にもコリメートされた陽子線が得られると考えられている^{27,28)}。

このように、輻射圧加速機構の最適な条件でイオンを加速できれば、非常に魅力的であることがわかる。しかし、先にも述べた通り、実験室で理想的な輻射圧加速機構を実現するのは非常に困難を要する。まず、レーザーの強度がターゲット内部に引き起こせる最大の電荷分離電場と同程度である必要がある。この条件により、ターゲット中の電子がすべて効率よく剥がされ加速される。これを数式化すると、

$$a \sim \pi \sigma \quad (14)$$

となる²⁹⁾。たとえば輻射圧加速を理想的な条件で実現させようとすれば、レーザーの強度 $I = 10^{23} \text{ W/cm}^2$ に対して、ターゲットの最適な厚みは 300 nm 程度となる。現状、レーザー単体でコントラストレベルの最もよいレーザーはオンターゲットで 12 衝程度であり、ピーク強度 $I = 10^{23} \text{ W/cm}^2$ のレーザーのプリパルスレベルはすでにターゲットの電離閾値を超えており、ターゲットの前面にプリプラズマができてしまう。もちろんプラズマミラーシステムなどを用いることでコントラストレベルをさらに上げるという方法もあるが³⁰⁾、レーザーのエネルギーの約半分近く失われるというデメリットもあり、結果的にピーク強度の低下をもたらす。さらにプラズマミラーシステムが繰り返し

使用に耐えられないデバイスであることも応用上大きなデメリットである。

さらに、もしイオンのシートが電子のシートに追いつくのに時間がかかると（すなわち、レーザー強度が低いと）様々なプラズマの不安定性が成長してしまうために、輻射圧加速の理想的な条件が崩れてしまう。また、レーザーのパルス幅としても「ちょうどよい」長さにする必要がある。長すぎれば不安定性を引き起こす条件となり、短すぎると加速が最終段に達する前に輻射圧がストップしてしまうことになる。

4 イオン加速実験の現状（陽子線）

ここでは、レーザー駆動陽子線の実験結果について述べる。先に述べたように応用を考えた際には克服すべき点がまだまだ存在する。そのためレーザー駆動イオン線に関して応用に資することができるよう、単色化の試み、広い発散角を補正する試み、高エネルギー化の試み等々が世界各国でなされてきている³¹⁾。ここではその中でも一番深刻な問題点である高エネルギー化の試みに関して実験結果を紹介する。

Figure 1 に示されるように達成されたレーザー駆動陽子線のエネルギーはレーザー技術の発展によって着実に増加していることがわかる。しかしながら、図中に青く示されたデータ点が示す「実用的な大きさで繰り返しの効くレーザー」のデータに着目すると、その最大エネルギーは 100 MeV の壁を越えられていない。レーザーのエネルギーを上げて力任せにイオンを加速するのでは応用に資することはできないため、実用的な大きさで繰り返しの効くレーザーで高エネルギー化を図る必要がある。下記に、オンターゲット上のエネルギーができるだけ少ない（10 J 程度）レーザーを用いて得られた結果について原子力機構関西研の結果も含め紹介する。

4.1 電荷分離電場による加速機構

電荷分離電場による加速機構は非常に多くの研究所で研究がなされてきている³¹⁾。実験的な一例として原子力機構関西研におけるイオン加速の結果を紹介する。我々は原子力機構関西研の J-KAREN レーザー³²⁾を 200 TW モードで使用し、陽子線加速実験を行った。J-KAREN レーザーは核融合用の大型かつシングルショットベースのレーザーとは違い、繰り返し照射が可能な実用的な大きさのレーザーである。応用を考えた場合は、比較的小型のレーザーで、繰り返し安定にイオンを発生する必要がある。したがって、前述の

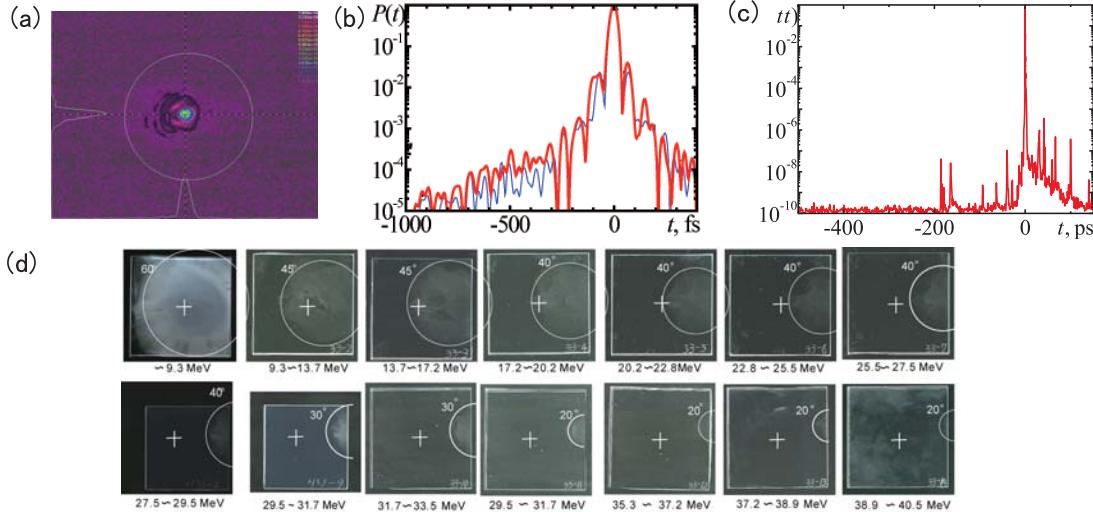


Figure 6. 40 MeV Proton acceleration results at KPSI JAEA³³⁾. (a) Focus spot of the laser. The size of the focal spot is two times the diffraction limited size. This is achieved without deformable mirror system. (b) Pulse duration of the laser is 36 fs (effective FWHM). Red line shows the observed data and the blue shows the calculated one showing Fourier transform limited shape. (c) Contrast of the laser pulse shows more than 10. (d) Proton beam pattern detected by the CR-39 stack detector. Proton acceleration up to 40 MeV is confirmed.

ように、如何に限られたレーザーエネルギーを用いて、如何に高いエネルギーまでイオンを加速することができるかが勝負となる。そのためには電子温度をできるだけ上げる必要がある。そこで、限られたエネルギーのJ-KAREN レーザーをターゲット上にできるだけ強集光できるように条件を整えた。J-KAREN レーザーシステムにおいては、直径 15 cm のビーム径でレーザーの引き回しを行っている。このように比較的大型のレーザーを引き回すには大型のオプティクスが必要なため、扱い方一つ間違えれば、レーザーの波面に多大なる波面歪みを乗せることになってしまう。そこで、レーザービームの波面に歪みができるだけ乗らないよう光路上のオプティクス一つ一つを吟味してインストールした。その結果デフォーマブルミラーの助けを借りることなく回折限界の約 2 倍にまでレーザー光を絞り込むことができた (Figure 6(a))。さらに、時間波形の制御を行いほぼフーリエ限界に近い状態まで近づけた (Figure 6(b))。結果として、オンターゲットエネルギー 8 J、パルス幅 36 fs、コントラストレベル 10 桁 (Figure 6(c)) でターゲット上に最大 $2 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ を達成した³³⁾。

このようなパラメータを持つ J-KAREN レーザーパルスをステンレス製 2.5 μm 厚のテープターゲットに

45 度の角度から集光した。テープターゲットとは、テープ状のターゲットをリールに巻いておき、リールを駆動することで次々にレーザー照射点に新しいターゲット面を供給することができるターゲットのことである。レーザー進行方向に計測された電子線のスペクトルは 10 MeV の温度分布を示しており、 10^{21} W/cm^2 のレーザー強度から計算できるポンデロモーティブ温度とほぼ同等であることより、実際にこのような強電場強度が達成されていることの裏づけとなる。ターゲット裏面垂直方向に設置したイオン検出用のスタッフ検出器 (1 mm 厚の CR-39 を複数枚スタッフして遮光用のアルミフィルターでカバーした仕様。CR-39 は長瀬ランダウア製) には陽子線起因のピットが計測された (Figure 6(d))。陽子のストッピングレンジを計算することで最高エネルギーが 40 MeV に達していること、さらイオンへ変換されたエネルギーは 7 mJ ($15 \text{ MeV} > E_p > 40 \text{ MeV}$ のエネルギー領域) に達していることがわかった³³⁾。40 MeV のエネルギー範囲の陽子の体内での飛程は 10 mm 程度であり、実際に人体のがんに対する治療に適用するまでに行うことが必要不可欠な動物実験には十分使えるエネルギー領域に達している。さらにたとえば 1 cc のがんへ 1 Gy の照射を行うことを考えれば、1 mJ/cc の陽子線が必要とい

う計算になり、実験で得られた陽子線はフラックスとしても十分な量を満たしている。以上の結果は先に紹介した Passoni らの SCSF モデルによって良く説明できる。

もう少し具体的なイメージを得るために少し簡単な計算をしてみる。まず、レーザーの集光強度 10^{21} W/cm^2 に相当する a_0 値は 22 と計算できる。このときの電子温度は、 $kT_e = 10 \text{ MeV}$ 。このような強度のレーザーに対する臨界密度は、 $n_{\text{cr}}^* = \gamma n_{\text{cr}} = 3.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ となり、このときプラズマのデバイ長は $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2}} \sim 0.13 \mu\text{m}$ と計算できる。電荷分離電場がほぼデバイ長程度のスケールに生成されると考えると、電荷分離電場の勾配が計算でき、 $E = \frac{k T_e}{\lambda_D} \sim 80 \text{ TV/m}$ と非常に高い電場勾配が非常にコンパクトな領域に打ち立てられていることがわかる。さらに、このような高い電場勾配が一体どれくらいの時間スケールがかかって生成されるかを考える。レーザーによって加速を受けた電子がほぼすべてターゲット裏面の電場形成に加担したと仮定する。これらの電子の個数は Figure 7 に示されたような円柱状の領域の電子と思えばよい。すなわち、面積がレーザーの集光スポットで、長さはレーザーのある時間 dt 中の飛行距離で表せるような領域。そのような電子の電荷密度は $\sigma = en_{\text{cr}}^* dV = en_{\text{cr}}^* c dt$ と表せる。これらの電子の形成する電場は $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \sim 200(dt [\text{fs}])[\text{TV/m}]$ となり、これが 80 TV/m と等しいとおくことで、電場の打ち立てられる時間スケールが $dt \ll 1 \text{ fs}$ と見積もることができる。驚くべきことにレーザーの 1 サイクルを待たずしてこのような超高勾配の電荷分離電場が形成されることを示唆している。このような超高勾配の電場に初速度 0 の陽子がさらされたとし、計測された 40 MeV のエネルギーを得るまでにどれくらい時間がかかるかを単純に計算すると、わずか 5 fs 程度というパルス幅に比べて十分短い時間で 40 MeV 程度までエネルギーを得ることが可能であることがわかる。

このような結果が、繰り返し供給が簡単で、扱いの簡単な μm 厚みのテープターゲットと、レーザー単体で高コントラストのレーザー（プラズマミラーフリー）との組み合わせで達成されたということは、応用を考えた際に非常に重要であると考えている。Passoni らのスケーリング則に則れば、レーザーの集光強度 $\sim 10^{22} \text{ W/cm}^2$ において 100 MeV 級の陽子が得られる予測できる。現在原子力機構関西研においては、さらなるイオンの高エネルギー化を目指して、レーザー

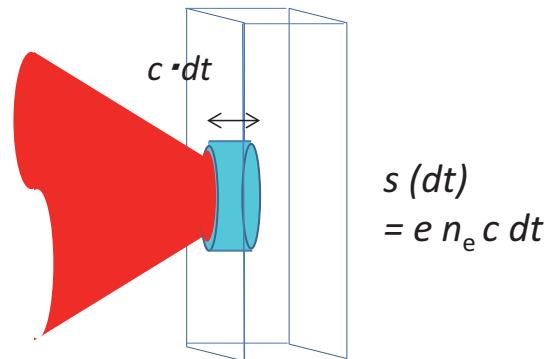


Figure 7. Simple model used in the SCSF model. We assume that all the electrons accelerated by the laser contribute to making the charge separation field at the rear.

のアップグレード作業が進行中である。

4.2 輻射圧加速機構

レーザー駆動型イオン線の研究者の中でも賛否両論あるとはいえる、達成された実験結果を輻射圧加速で説明している例はいくつか存在する^{34,35)}。その中の一つとして、最近韓国の Gwangju Institute of Science and Technology (GIST) 研究所において 100 fs 以下のパルス幅を持つレーザーを用いて現状最高のエネルギーである 45 MeV の加速が報告された例がある³⁵⁾。実験は GIST にある PULSAR-1 レーザーシステムを用いて行われた。パルス幅 30 fs, 27 J のエネルギーの直線偏向光をダブルプラズマミラーシステムを介してターゲットに照射している。ダブルプラズマミラー後のオンターゲット上のレーザーのコントラストは、メインパルスから 6 ps 前で 3×10^{11} 、エネルギーは 8.3 J であった。ターゲットとして用いているのは、10, 20, 30, 50, 70, 100 nm の超薄膜ポリマーターゲットである。レーザーをターゲット上にほぼ垂直方向から集光し、オンターゲット上のレーザーの強度を可変 ($5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2 - 3 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$; $4.8 < a_0 < 12.4$) にして実験している。イオンの検出に用いられたのは、トムソンパラボラであった。

ターゲットの厚みおよびレーザーの集光強度と、イオンの最大エネルギーの関係が取得された。その結果 10 nm ターゲットを用いた際に $3 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ のレーザーの集光強度で、陽子線の最高エネルギー 45 MeV が計測された。これは比較的小型のレーザーシステムを用いて得られたデータとしては世界最高である。

また、レーザーの強度に対する陽子線の最大エネルギーのスケーリング則を調査し、30 nm 以下の厚みを持つターゲットにおいては、スケーリング則が $\propto I^{0.5}$ から $\propto I$ に変化することを見出し (Figure 8)，これにより輻射圧加速の兆しが見えたと結論づけている。また、実験を再現する PIC から予測できることとして、 $1.5 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ の強度のレーザーを用いることで、190 MeV の陽子線が発生すると報告している。ただし、レーザーからイオンへのエネルギー変換効率に関しての記述はなく、果たして応用に資するだけの十分な量の陽子線が加速できているかどうかという点に関しては興味深いところである。

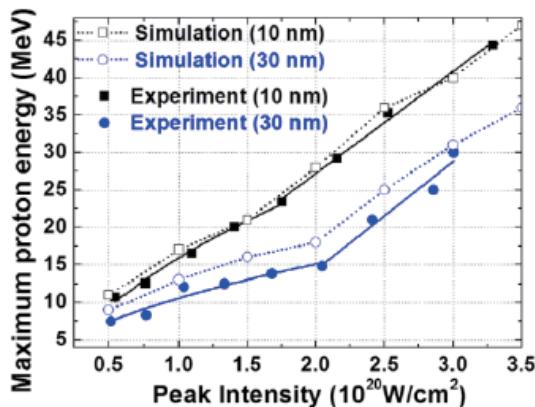


Figure 8. Proton acceleration results at GIST. High intensity short pulse laser is irradiated on the ultra-thin polymer target. The thickness of the target is 10 and 30 nm. The accelerated proton energy dependency on the intensity of the laser is shown.

現在、GISTにおいてもさらなる高エネルギー化を目指してレーザーのアップグレード計画が進行中である。

5まとめ

本研究では、レーザー駆動型イオン加速の研究について紹介した。その中でも小型で繰り返しの効くレーザーによる、応用を見据えたレーザー駆動型の陽子線加速に焦点を当てて、それらの加速機構と実験例を紹介した。世界各国においても非常に活発に研究が繰り広げられており、小型の繰り返しが効くレーザーでも 100 MeV 級の陽子がここ数年の間に達成されると思われる。

われわれ原子力機構関西研においては、より応用に近いスキームでの高エネルギーのレーザー駆動陽子およびイオンの発生を目指している。特に、現在進行中のレーザーシステムのアップグレード作業においては、100 MeV 級の陽子線の発生を目指して、レーザー本体の高エネルギー化、高コントラスト化、および高集光が可能なビームライン導光路およびターゲットチェンバーのインストールを行っている最中である。シングルショットで破壊されてしまうプラズマミラーシステムなどを組み込むこともなく、イオンの高エネルギー化のために特別なデザインが必要で繰り返し供給が困難なターゲットを用いることもなく、安定に高エネルギーの陽子線を十分な量、安定に発生できるように、レーザー、およびターゲットの制御を行っていきたいと考えている³⁶⁾。

〈謝 辞〉

本論文を執筆するにあたって、共同研究者の方々をはじめとして多くの皆様のご助力をいただきました。特に実験に際し、原子力機構関西研におけるレーザー駆動粒子線研究グループ、レーザー電子加速グループ、J-KAREN レーザー運転チームの皆様方に大変お世話になりました。この場を借りて感謝申し上げます。

〈参考文献〉

- 1) T. H. Maiman, Nature, 187 (1960) 493.
- 2) U. Keller, Appl. Phys., 347 (1994) B58.
- 3) D. Strickland, G. Mourou, Opt. Commun., 56 (1985) 219.
- 4) ELI-Extreme Light Infrastructure,
<http://www.extreme-light-infrastructure.eu/>
- 5) S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, A. J. Mackinnon, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, M. Roth, T. C. Sangster, M. S. Singh, R. A. Snavely, M. A. Stoyer, S. C. Wilks, K. Yasuike. Phys. Plasmas 7 (2000) 2076; S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, R. A. Snavely, Phys. Plasmas, 8 (2001) 542.
- 6) R. Wideroe, Aech. F. Elektrot., 21 (1928) 387.
- 7) L. Romagnani, J. Fuchs, M. Borghesi, P. Antici, P. Audebert, F. Ceccherini, T. Cowan, T. Grismayer, S.

- Kar, A. Macchi, P. Mora, G. Pretzler, A. Schiavi, T. Toncian, O. Willi, Phys. Rev. Lett., 95 (2005) 195001.
- 8) T. E. Cowan, J. Fuchs, H. Ruhl, A. Kemp, P. Audebert, M. Roth, R. Stephens, I. Barton, A. Blazevic, E. Brambrink, J. Cobble, J. Fernández, J.-C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, J. Kaae, S. Karsch, G. P. Le Sage, S. Letzring, M. Mancossi, S. Meyroneinc, A. Newkirk, H. Pépin, N. Renard-LeGalloudec, Phys. Rev. Lett., 92 (2004) 204801.
- 9) S. V. Bulanov, V. S. Khoroshkov, Plasma Phys. Reports, 28 (2002) 453; S. V. Bulanov, H. Daido, T. Zh. Esirkepov, V. S. Khoroshkov, J. Koga, K. Nishihara, F. Pegoraro, T. Tajima, M. Yamagiwa, AIP Conf. Proc., 740 (2004) 414; E. Fourkal, B. Shahine, M. Ding, J. S. Li, T. Tajima, C. M. Ma, Medical Phys., 29 (2002) 2788; V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, E. d'Humières, R. Ferrand, G. Grillon, C. Albaret, S. Meyroneinc, J. P. Chambaret, A. Antonetti, D. Hulin, Medical Phys., 31 (2004) 1587.
- 10) K. Krushelnick, E. L. Clark, R. Allott, F. N. Beg, C. N. Danson, A. Machacek, V. Malka, Z. Najmudin, D. Neely, P. A. Norreys, M. R. Salvati, M. I. K. Santala, M. Tatarakis, I. Watts, M. Zepf, A. E. Dangor, IEEE Trans. Plasma Sci., 28 (2000) 1184.
- 11) M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. V. Bulanov, E. M. Campbell, M. D. Perry, H. Powell, Phys. Rev. Lett., 86 (2001) 436.
- 12) M. Borghesi, J. Fuchs, S. V. Bulanov, A. J. Mackinnon, P. K. Patel, M. Roth, Fusion Sci. Technol., 49 (2006) 412.
- 13) D. Jung, PhD thesis.
- 14) R. G. Meyerand, Jr., A. G. Haught, Phys. Rev. Lett., 11 (1963) 401.
- 15) P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, G. Petite, N. K. Rahman, Phys. Rev. Lett., 42 (1979) 1127.
- 16) L. V. Keldysh, Sov. Phys. JETP, 20 (1965) 1307.
- 17) S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland, S. L. Chint, J. Opt. Soc. Am. B, 8 (1991) 858.
- 18) M. A. Purvis, V. N. Shlyaptsev, R. Hollinger, C. Bargsten, A. Pukhov, A. Prieto, Y. Wang, B. M. Luther, L. Yin, S. Wang, J. J. Rocca, Nature Photonics, 7 (2013) 796.
- 19) F. Pegoraro, T. Zh. Esirkepov, S. V. Bulanov, Phys. Rev. A, 347 (2005) 133.
- 20) Y. Fukuda, A. Ya. Faenov, M. Tampo, T. A. Pikuz, T. Nakamura, M. Kando, Y. Hayashi, A. Yogo, H. Sakaki, T. Kameshima, A. S. Pirozhkov, K. Ogura, M. Mori, T. Zh. Esirkepov, J. Koga, A. S. Boldarev, V. A. Gasilov, A. I. Magunov, T. Yamauchi, R. Kodama, P. R. Bolton, Y. Kato, T. Tajima, H. Daido, S. V. Bulanov, Phys. Rev. Lett., 103 (2009) 165002.
- 21) J. Fuchs, Y. Sentoku, E. d'Humières, T. E. Cowan, J. Cobble, P. Audebert, A. Kemp, A. Nikroo, P. Antici, E. Brambrink, A. Blazevic, E. M. Campbell, J. C. Fernández, J.-C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, S. Karsch, H. Popescu, N. Renard-LeGalloudec, M. Roth, J. Schreiber, R. Stephens, H. Pépin, Phys. Plasmas, 14 (2007) 053105.
- 22) P. Mora, Phys. Rev. Lett., 90 (2003) 185002; P. Mora, Phys. Rev. E, 72 (2005) 056401; M. Muralami, M. Basko, Phys. Plasmas, 13 (2006) 012105; J. Fuchs, P. Antici, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Mancossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Pépin, P. Audebert, Nature Physics, 2 (2006) 48.
- 23) M. Nishiuchi, A. Fukumi, H. Daido, Z. Li, A. Sagisaka, K. Ogura, S. Orimo, M. Kado, Y. Hayashi, M. Mori, S. V. Bulanov, T. Esirkepov, K. Nemoto, Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii, A. Noda, Y. Iwashita, T. Shirai, S. Nakamura, Phys. Lett. A, 357 (2006) 339; M. Passoni, M. Lontano, Laser Part. Beams, 22 (2004) 163; M. Lontano, M. Passoni, Phys. Plasmas, 13 (2006) 042102; M. Passoni, L. Bertagna, A. Zani, New J. Phys., 12 (2010) 045012.
- 24) M. Passoni, M. Lontano, Phys. Rev. Lett., 101 (2008) 115001.
- 25) T. Zh. Esirkepov, S. V. Bulanov, K. Nishihara, T. Tajima, F. Pegoraro, V. S. Khoroshkov, K. Mima, H. Daido, Y. Kato, Y. Kitagawa, K. Nagai, and S. Sakabe, Phys. Rev. Lett., 89 (2002) 175003.
- 26) T. Esirkepov, M. Yamagiwa, T. Tajima, Phys. Rev. Lett., 96 (2006) 105001.
- 27) T. Esirkepov, M. Borghesi, S. V. Bulanov, G. Mourou, T. Tajima, Phys. Rev. Lett., 92 (2004) 175003.
- 28) S. V. Bulanov, T. Esirkepov, J. Koga, T. Tajima, Plasma Phys. Rep., 30 (2004) 196.
- 29) A. Macchi, F. Cattani, T. V. Liseykina, F. Cornolti, Phys. Rev. Lett., 94 (2005) 165003; A. P. L. Robinson, M. Zepf, S. Kar, R. G. Evans, C. Bellei, New J. Phys.

- 10 (2008) 013021.
- 30) B. Dromey, S. Kar, M. Zepf, P. Foster, Rev. Sci. Instrum., 75 (2004) 645; G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, Ph. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J.-P. Geindre, T. Wittmann, Phys. Rev. E, 69 (2004) 026402.
- 31) H. Daido, M. Nishiuchi, A. Pirozhkov, Rep. Prog. Phys., 75 (2012) 056401.
- 32) H. Kiriyama, M. Michiaki, Y. Nakai, T. Shimomura, H. Sasao, M. Tanoue, S. Kanazawa, D. Wakai, F. Sasao, H. Okada, I. Daito, M. Suzuki, S. Kando, K. Kondo, A. Sugiyama, P. R. Bolton, A. Yokoyama, H. Daido, S. Kawanishi, T. Kimura, T. Tajima, Opt. Lett., 35 (2010) 1497.
- 33) K. Ogura, M. Nishiuchi, A. S. Pirozhkov, T. Tanimoto, A. Sagisaka, T. Zh. Esirkepov, M. Kando, T. Shizuma, T. Hayakawa, H. Kiriyama, T. Shimomura, S. Kondo, S. Kanazawa, Y. Nakai, H. Sasao, F. Sasao, Y. Fukuda, H. Sakaki, M. Kanasaki, A. Yogo, S. V. Bulanov, P. R. Bolton, K. Kondo, Opt. Lett., 37 (2012) 2868.
- 34) A. Henig, S. Steinke, M. Schnürer, T. Sokollik, R. Hörlein, D. Kiefer, D. Jung, J. Schreiber, B. M. Hegelich, X. Q. Yan, J. Meyer-ter-Vehn, T. Tajima, P. V. Nickles, W. Sandner, Habs, Phys. Rev. Lett., 103 (2009) 245003; S. Kar, K. F. Kakolee, B. Qiao, A. Macchi, M. Cerchez, D. Doria, M. Geissler, P. McKenna, D. Neely, J. Osterholz, R. Prasad, K. Quinn, B. Ramakrishna, G. Sarri, O. Willi, X. Y. Yuan, M. Zepf, and M. Borghesi, Phys Rev Lett., 109 (2012) 185006; H. B. Zhuo, Z. L. Chen, W. Yu, Z. M. Sheng, M. Y. Yu, Z. Jin, R. Kodama, Phys. Rev. Lett., 105 (2010) 065003; B. Qiao, M. Zepf, M. Borghesi, B. Dromey, M. Geissler, A. Karmakar, P. Gibbon, Phys. Rev. Lett., 105 (2010) 155002.
- 35) I. J. Kim, K. H. Pae, C. M. Kim, H. T. Kim, J. H. Sung, S. K. Lee, T. J. Yu, I. W. Choi, C.-L. Lee, K. H. Nam, P. V. Nickles, T. M. Jeong, J. Lee, Phys. Rev. Lett., 111 (2013) 165003.
- 36) T. Zh. Esirkepov, J. K. Koga, A. Sunahara, T. Morita, M. Nishikino, K. Kageyama, H. Nagatomo, K. Nishihara, A. Sagisaka, H. Kotaki, T. Nakamura, Y. Fukuda, H. Okada, A. Pirozhkov, A. Yogo, M. Nishiuchi, H. Kiriyama, K. Kondo, M. Kando, S. V. Bulanov, Nucl. Instrum. Methods A, 745 (2014) 150.

〈著者略歴〉

西内 満美子：日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 研究副主幹。理学博士。【専門】レーザープラズマ、レーザー粒子線加速。【学歴・職歴】H13年京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻博士課程修了。H13年日本原子力研究所 研究員。H22年より現職。