

jh250011

マイクロノズル加速による GeV プロトン生成の 3 次元シミュレーション

村上匡且 (大阪大学レーザー科学研究所)

概要

本研究では、マイクロノズル構造を用いた新規イオン加速機構 **Micronozzle Acceleration (MNA)** について、粒子インセル法に基づく大規模数値シミュレーションにより、その物理機構と加速性能を明らかにした。MNA ターゲットでは、ミクロンサイズの水素ロッドを中空ノズル内部に配置し、超高強度・超短パルスレーザーを軸方向から照射する。レーザーにより生成された相対論的ホット電子とノズルの幾何構造が協同して、ノズル出口近傍に長寿命かつ広範囲の静電場を形成し、プロトンを段階的に加速する。シミュレーションでは、レーザー強度 10^{22} W/cm² において最大エネルギーが GeV 級に到達することを示した。さらに、加速過程が **Run-up**、**Main-drive**、**Afterburner** の三段階から成ることを同定し、従来の TNSA を大きく上回る理由を電場構造、粒子位相空間、エネルギースペクトルの観点から整理した。

1. 共同研究に関する情報

(1) 共同利用・共同研究を実施している拠点名

大阪大学 D3 センター

(2) 課題分野

大規模計算科学課題分野

(3) 参加研究者一覧と役割分担

村上匡且：総括・モデリング

佐野考好：粒子シミュレーション

2. 研究の目的と意義

レーザー駆動イオン加速は、コンパクトな高エネルギー粒子源として、がん治療を含む医療応用、プロトンラジオグラフィ、高エネルギー密度物質の生成、核融合高速点火、さらには大型加速器への入射器など、広範な応用が期待されている。特に、**200-300 MeV** を超える高品質プロトンビームは、応用研究における重要な指標であり、さらに **GeV 級** へ到達すれば実験室規模の粒子源としての可能性は大きく広がる。

一方、従来の代表的な機構であるターゲットノ

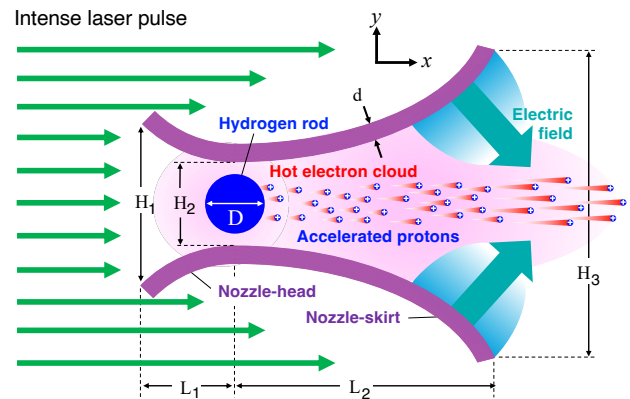


Fig. 1. A cross-sectional schematic view of MNA target. MNA target employs a micronozzle housing a solid hydrogen rod (H-rod), which is placed at around the nozzle-neck to maximize the proton emission. Aluminum is here employed as the nozzle material just as an example. The role of the micronozzle can be understood as a kind of power lens, as it were, to integrate the applied laser energy onto the tiny H-rod to bring about significantly higher energies than without the nozzle structure.

ーマルシース加速 (TNSA) は、薄膜ターゲット背面に形成されるシース電場によりプロトンを加速するもので、実験的実装が比較的容易である反面、電場が局所的で持続時間も短いため、エネルギー増大には限界がある。また、放射圧加速、衝撃波加速、磁気渦加速、ブレイクアウト・アフターバ

一ナー等の方式も提案されているが、ターゲット条件やレーザー条件に対して高い精密性を要求する場合が多い。

本研究の目的は、ターゲット構造そのものを一種の「マイクロ加速器」として設計し、レーザーエネルギーを単に吸収するだけでなく、電場の形成位置、空間的広がり、持続時間を幾何学的に制御することで、従来機構を超える加速性能を実現することである。提案するマイクロノズル加速 (MNA) は、ノズルヘッド、ノズルスカート、水素ロッドからなる複合構造を利用し、ホット電子の流れと電荷分離場をノズル出口方向へ誘導する。

MNA の特徴は、加速が単一の局所電場に依存せず、Run-up、Main-drive、Afterburner の三段階に自然に分解される点である。すなわち、初期のロッド表面加速、ノズル出口近傍の主加速、レーザー照射終了後の自由膨張に伴う追加加速が連続的に接続される。このような「構造誘起型の多段階加速」は、従来の平板ターゲットでは得られない本質的な優位性であり、本研究の学術的意義はここにある。

2. 当拠点の公募型共同研究として実施した意義

MNA の解析には、ミクロンサイズの複雑な構造体、固体密度プラズマ、相対論的ホット電子、長距離にわたるプロトン輸送を同時に取り扱う必要がある。このため、数値計算には高い空間分解能、十分な計算領域、長時間積分が要求される。特に、レーザー照射終了後に発現する Afterburner 段階は、照射中の高速現象だけでなく、その後の自由膨張過程まで追跡しなければならない。

本研究では、オープンソースの相対論的 PIC コード EPOCH を用い、二次元 (x,y) 平面で計算を行った。代表的計算では、格子間隔を 10 nm 程度、計算領域を 100-200 μm \times 40 μm 程度に設定し、GeV 級プロトンが計算領域外へ不自然に流出して結果を歪めないよう十分な空間を確保した。レーザー波長は 0.8 μm 、パルス幅は 100 fs、スポット

サイズは 10 μm とし、強度を $3 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ から 10^{22} W/cm^2 程度まで変化させた。

この規模の PIC 計算では、格子数、粒子数、時間ステップ数のいずれも大きく、通常の研究室計算機では系統的なパラメータ探索が困難である。JHPCN の計算資源を利用することで、ノズル構造の有無、レーザー強度、プロトンエネルギーの時間発展、電場分布、位相空間分布を比較し、MNA の物理機構を統一的に検証することができた。

また、本研究はレーザー物理、プラズマ物理、粒子加速、数値計算科学が密接に関係する学際的課題である。公募型共同研究として実施することで、単なる計算実行にとどまらず、計算モデルの妥当性、データ可視化、物理解釈の検討を継続的に行うことができた点も重要である。

3. 前年度までに得られた研究成果の概要

前年度までの研究では、マイクロ構造ターゲットを用いたレーザーエネルギー集中と高エネルギー粒子生成の可能性について検討してきた。ナノワイヤ、マイクロチューブ、マイクロバブルなどの構造体では、平板ターゲットに比べてレーザー吸収やホット電子生成が増強されることが知られている。しかし、イオン加速の観点では、生成された電場が局所的である場合、最終エネルギーは電場強度だけでなく加速距離および持続時間によって制限される。

この問題を克服するため、本研究では「ノズル」という幾何構造に着目した。ノズルは流体力学では流れを加速・整形する基本構造であるが、レーザープラズマにおいても、ホット電子と電荷分離場を空間的に整形する役割を果たし得る。MNA では、ノズルヘッドが入射レーザーおよびホット電子を水素ロッド付近へ集め、ノズルスカートが出口方向に広がる長距離電場の形成を助ける。

前年度までの基礎検討により、ノズル構造を持たない水素ロッド単体または通常の薄膜ターゲッ

トでは、加速は TNSA 型に近く、レーザー終了後には最大エネルギーの増加がほぼ停止することが確認された。これに対して、MNA ターゲットでは、レーザー終了後もプロトンエネルギーが増加し続ける特徴的な振る舞いが現れた。この差異が、今年度の詳細解析で明らかにした Afterburner 機構の存在点である

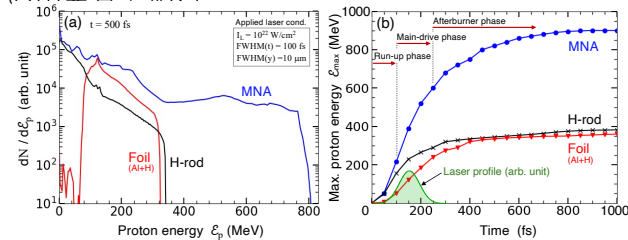


Fig. 2. (a) The proton energy spectra for the MNA, the H-rod, and the foil targets. The H-rod ($2\mu\text{m}$ -diameter) is just the bullet body taken out from the MNA target, while the foil target is composed of a $1\mu\text{m}$ -thick aluminum with 50nm -thick solid hydrogen layer overcoated on the rear surface. (b) The temporal evolution of the three cases of (a). For the MNA target, the maximum proton energy E_{max} is read to be increasing at the rate of $160\text{ MeV}/100\text{ fs}$ even after the laser illumination is finished at $t \approx 250\text{ fs}$.

4. 今年度の研究成果の詳細

4.1 ノズルヘッドによる初期集束と Run-up 段階

レーザーが MNA ターゲットに入射すると、ノズルヘッド内面でホット電子が生成される。ノズルヘッドは単なる支持構造ではなく、レーザー場およびホット電子流を水素ロッド付近へ集める「パワーレンズ」として作用する。シミュレーションでは、ノズル構造を有する場合、水素ロッド近傍の横電場 E_y がノズルなしの場合に比べて大きく増幅されることが示された。

この初期段階では、水素ロッド表面からプロトンが放出され、局所的なシース電場によって前方へ押し出される。この段階を Run-up 段階と呼ぶ。Run-up 段階の役割は、最終エネルギーの大部分を与えることではなく、後続の Main-drive 段階へプロトンを適切に導入することである。すなわち、プロトンをノズル出口方向の強電場領域へ送り込むための準備段階である。

4.2 Main-drive 段階における長距離電場形成

MNA の中心的特徴は、ノズル出口付近に形成される広範囲の縦電場 E_x による Main-drive 段階である。シミュレーションでは、レーザー照射初期には強電場がノズル内面近傍に局在するが、レーザーピーク時刻以降、ノズル出口方向へ広がる強電場領域が形成されることが確認された。この電場は平板ターゲットで見られる局所的シース場とは異なり、ノズルの開口スケールにわたって空間的に拡張している。

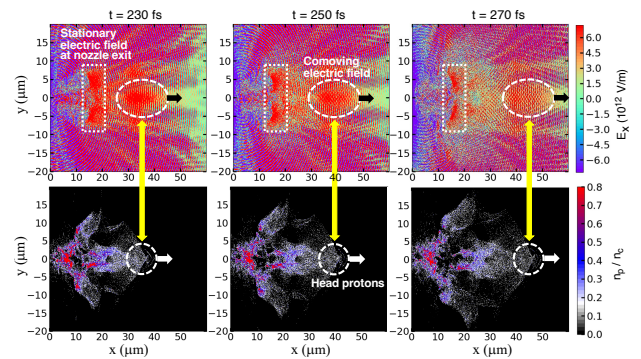


Fig. 3. Upper row: 2D profiles of the longitudinal electric fields E_x . Lower row: proton density profiles at different times, at sequential times, $t = 230, 250,$ and 270 fs for the MNA target, which correspond to the early times of the afterburner phase; n_c denotes the critical density. The head protons are observed to be continuously accelerated by the comoving electric field. Applied laser and target conditions are the same as in Fig. 2.

この長距離電場により、プロトンはノズル出口へ向かって連続的に加速される。電場強度は 10^{14} V/m オーダーに達し、しかも数十 μm のスケールで作用するため、プロトンは短時間に数百 MeV 以上のエネルギーを獲得する。特に、ノズルスカート外面に照射されたレーザー周辺部もホット電子を生成し、それがノズル出口周辺の正電荷化と電場形成に寄与する。

図 3 に示す電場、プロトン密度、電子密度、磁場の時間発展から、MNA では電場形成と粒子分布が強く結合していることが分かる。プロトンは単純な一点加速ではなく、ノズル内部から出口、さらに下流領域へ進む過程で段階的にエネルギーを得る。これが、MNA が TNSA を超える第一の理由である。

4.3 エネルギースペクトル：TNSA との比較

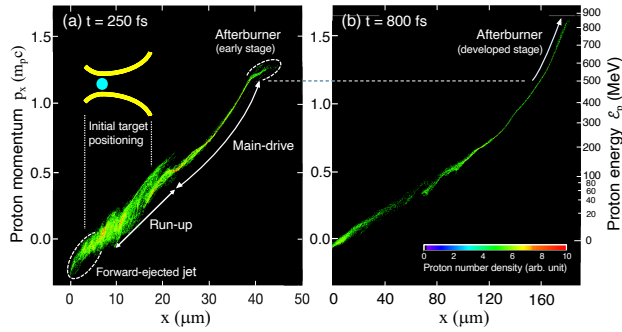


Fig. 4 The phase space plots at $t = 250$ fs and 800 fs, showing how the protons are accelerated through the three different phases. The proton energies increase mainly after they are ejected out of the nozzle through the main-drive and the afterburner phases.

MNA、孤立水素ロッド、薄膜ターゲットを比較すると、最大プロトンエネルギーおよびスペクトル形状に明瞭な差が現れる。孤立水素ロッドおよび薄膜ターゲットでは、基本的には TNSA 型の加速となり、レーザー照射終了後には最大エネルギーの増加がほぼ停止する。一方、MNA ではレーザー終了後もエネルギーが増加し続け、最終的に約 900 MeV に到達する。

エネルギースペクトルにおいても、MNA は単調減少型ではなく、 400 - 800 MeV 付近に比較的平坦な高エネルギー成分を示す。このことは、プロトン束が比較的一様な電場を一定距離にわたって経験していることを示唆している。すなわち、MNA は単に最大エネルギーを上げるだけでなく、高エネルギー側の粒子数を増やす点でも有利である。

時間発展を見ると、MNA では $t \approx 100$ fs 以降に急速なエネルギー増加が始まり、 $t \approx 250$ fs までに数百 MeV へ達する。その後も Afterburner 段階によりさらに増加し、最終値は TNSA 型ターゲットの約 2 倍以上となる。この差は、ノズル構造によって電場の空間スケールと時間スケールの双方が拡張された結果である。

4.4 Afterburner 段階の物理機構

MNA における最も特徴的な成果は、レーザー照射終了後もプロトン加速が継続する Afterburner 段階を明確に同定した点である。レーザーエネルギーの大部分がターゲットに投入され

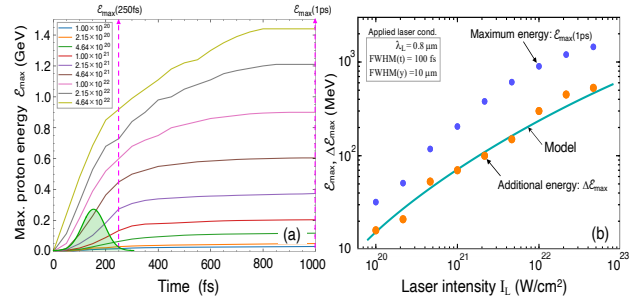


Fig. 5. (a) Temporal evolution of the maximum proton energies at different peak laser intensities (the upper-left inset in units of W/cm^2). The green Gaussian profile denotes the laser pulse. The time, $t = 250$ fs, is taken here as the beginning of the afterburner phase. (b) Maximum proton energies at the end, $E_{\max}(1 \text{ ps})$ (blue circles), and the additional energies gained in the afterburner phase, $\Delta E_{\max} = E_{\max}(1 \text{ ps}) - E_{\max}(250 \text{ fs})$ (orange circles). The solid curve is obtained by a simple analytical model based on a self-similar analysis.

た後、ノズルから射出されたプロトン・電子プラズマは下流真空中へ膨張する。このとき、ホット電子の熱エネルギーが電荷分離電場を介してプロトンの運動エネルギーへ変換される。

図 5 に示すように、ノズル出口近傍には比較的静止した電場が存在する一方、プロトン束の先端付近には共進する電場構造も現れる。この共進電場は先頭プロトンとほぼ同位相で移動し、プロトンを継続的に加速する。これは、ノズル構造がプラズマジェットをよくコリメートし、自由膨張過程におけるエネルギー変換を効率化しているためである。

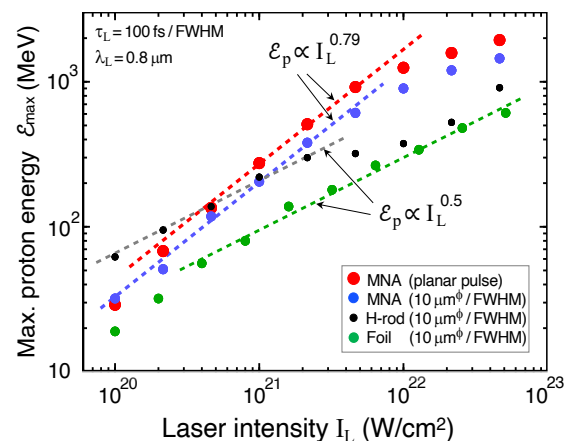


Fig. 6. Scaling of the maximum proton energy E_{\max} versus the laser intensity I_L , under the different laser and target conditions. The MNA target shows the stronger dependence on I_L than the other two kinds of targets. The specific laser and targets parameters are the same as in Fig. 5.

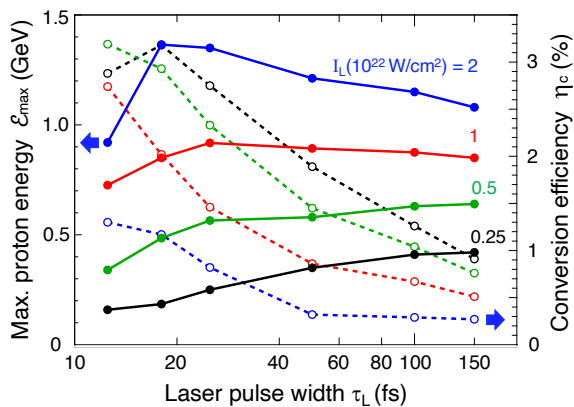


Fig. 7. Maximum proton energy E_{\max} and the laser-to-proton conversion efficiency η_c measured at $t = 1$ ps as a function of the laser pulse width τ_L under different applied laser intensities I_L . All the target and laser conditions are the same as those for the blue circles in Fig. 6.

Afterburner による追加エネルギーは、自己相似膨張モデルに基づき、おおよそ $E_i = 2 Z T_e \ln(R/R_0)$ の形で理解できる。ここで T_e は電子温度、 R_0 は初期スケール、 R は膨張後のスケールである。この式は、膨張に伴って電子熱エネルギーがイオン運動エネルギーへ変換されることを表しており、本研究で得られた数百 MeV 規模の追加加速を定性的に説明する。

4.5 位相空間に見る三段階加速の連結

位相空間分布を調べると、MNA における三段階加速がより明瞭に理解できる。 $t = 250$ fs 付近では、プロトンは既に Run-up および Main-drive 段階を経て高運動量側へ伸び始めているが、Afterburner はまだ発展途上である。これに対して $t = 800$ fs では、高運動量領域が大きく伸長し、最大エネルギーが約 900 MeV へ到達している。

この結果は、MNA の最終エネルギーが単一時刻の電場強度だけで決まるのではなく、粒子がどのような経路で電場構造を通過するか、またレーザー終了後の膨張過程でどれだけエネルギーを獲得するか強く依存することを示している。したがって、今後の最適化ではノズル長、開口角、水素ロッド位置、レーザー強度・スポット径を総合的に調整する必要がある。

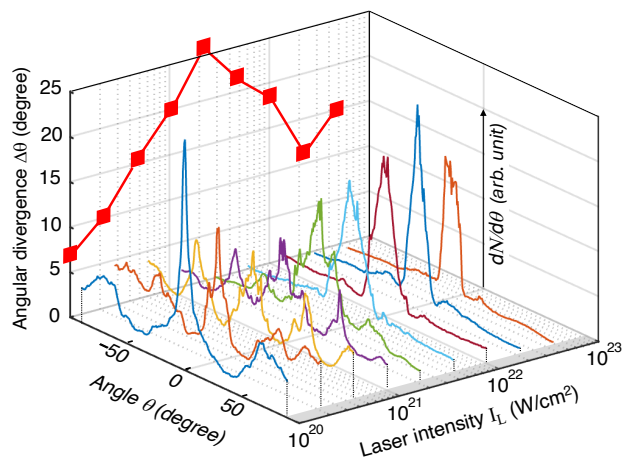


Fig. 8. Summary on the angular distributions of the proton beams, $dN/d\theta$, at different laser intensities, where the angle θ is measured with respect to the x-axis. The coherent results for the maximum proton energy E_p are given in Fig.7 as the blue circles. The red squares on the vertical plane denote the angular divergences (FWHM), $\Delta\theta(IL)$, obtained from the individual curves of $dN/d\theta$.

5. 進捗状況の自己評価と今後の展望

本研究により、マイクロノズル構造を用いた GeV 級プロトン生成の基本原則を、PIC シミュレーションにより明確に示すことができた。特に、MNA が従来の TNSA と異なり、Run-up、Main-drive、Afterburner の三段階からなる構造誘起型加速であることを示した点は重要である。最大エネルギーが約 900 MeV に達し、 10^{22} W/cm² 級レーザーで GeV 級プロトン生成が現実的に視野に入ることを示した。

自己評価として、本年度は第一原理的 PIC シミュレーションに基づき、MNA の物理機構をかなり明確に整理できたと考えている。単に高エネルギーが得られたという結果にとどまらず、どの段階で、どの電場が、どの粒子群に作用しているかを時系列で分解できたことは、今後の設計研究に直接つながる成果である。

今後の課題は三つある。第一に、現在の主要解析は二次元 PIC に基づくため、三次元効果の検証が不可欠である。実際のノズル構造では、電子流の三次元的拡散、プロトン束の横方向発散、レーザー入射の非一様性が加速性能に影響する可能性がある。第二に、ターゲット構造の最適化が必要である。ノズルヘッド、ノズルスカート、水素ロッド径と位置を系統的に変化させることで、より

高効率かつ高品質なプロトンビームを得る設計指針を確立する。第三に、実験的実証に向けたターゲット製作性、レーザー照射条件、診断手法の検討を進める必要がある。

MNA は、コンパクトな GeV 級プロトン源として、高エネルギー密度物理、プロトンラジオグラフィ、核融合高速点火、さらには二次粒子生成などへ応用可能である。今後、三次元シミュレーションと実験検証を段階的に進めることで、本方式を単なる概念提案から実用的な高エネルギー粒子源へ発展させることを目指す。

以上より、本年度の成果は、MNA が単なるターゲット形状の工夫ではなく、レーザー生成ホット電子、静電場、プラズマ膨張を一体化した新しい加速概念であることを示すものである。JHPCN の大規模計算資源を用いることで、この複合過程を時間発展として分解し、各段階の物理的寄与を明らかにできた点に、本共同研究の最大の成果がある。

核融合応用の観点では、GeV 級プロトンは高速点火、二次粒子生成、強電磁場下での物質診断などに展開可能である。ただし、実用的応用には、最大エネルギーだけでなく、ビーム発散角、エネルギー幅、総粒子数、変換効率を同時に最適化する必要がある。そのため次年度以降は、単一の代表ケースに留まらず、構造パラメータとレーザーパラメータの系統的スキャンを行い、実験設計に直結するスケージング則を得ることを目標とする。

応用面では、MNA により得られる高エネルギープロトン束は、従来の薄膜 TNSA 源と比べて高エネルギー側の粒子数を増やせる可能性があるため、厚い試料の透過イメージングや高エネルギー密度物質の時間分解診断に有用である。特に、ps 以下の短パルス性と μm スケールの発生源サイズを併せ持つ点は、従来加速器では得難い特徴であり、レーザー実験に同期したプローブとしての価値が高い。

参考文献

1. Cowan, T. E. et al. Ultralow emittance, multi-MeV proton beams from a laser virtual-cathode plasma accelerator. *Phys. Rev. Lett.* 92, 204801 (2019).
2. Romagnani, L. et al. Dynamics of electric fields driving the laser acceleration of multi-MeV protons. *Phys. Rev. Lett.* 95, 195001(2005).
3. Borghesi, M. et al. Measurement of highly transient electrical charging following high-intensity laser-solid interaction. *Appl. Phys. Lett.* 82, 1529 (2003).
4. Krushelnick, K. et al. Energetic proton production from relativistic laser interaction with high density plasmas. *Phys. Plasmas* 7, 2055 (2000).
5. Pukhov, A. et al. Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser. *Phys. Rev. Lett.* 86, 3562 (2001).
6. Murakami, M. et al. Generation of high-quality mega-electron volt proton beams with intense-laser-driven nanotube accelerator. *Appl. Phys. Lett.* 102, 163161 (2013).
7. Patel, P. et al. Isochoric heating of solid-density matter with an ultrafast proton beam. *Phys. Rev. Lett.* 23, 125004 (2003).
8. Roth, M. et al. Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams. *Phys. Rev. Lett.* 86, 436 (2001).
9. Krushelnick, K. et al. Ultrahigh-intensity laser-produced plasmas as a compact heavy ion injection source. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 28, 1184 (2000).
10. Bulanov, S. V. et al. Feasibility of using laser ion Accelerators in proton therapy. *Brief Commun.* 28, 453 (2002).
11. Foukal, E. et al. Particle selection for laser-accelerated proton therapy feasibility study. *Med. Phys.* 30, 1660 (2003).
12. Snively, R. A. et al. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. *Phys. Rev. Lett.* 85, 2945 (2000).
13. Wilks, S. C. et al. Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions. *Phys. Plasmas* 8, 542 (2001).
14. Murakami, M. et al. Self-similar expansion of finite-size non-quasi-neutral plasmas into vacuum: Relation to the problem of ion acceleration. *Phys. Plasmas* 13, 012105 (2006).
15. Qiao, B. et al. Stable GeV ion-beam acceleration from thin foils by circularly polarized laser pulses. *Phys. Rev. Lett.* 102, 145002 (2009).
16. Henig, A. et al. Radiation-pressure acceleration of ion beams driven by circularly polarized laser pulses. *Phys. Rev. Lett.* 103, 245003 (2009).
17. Gonzalez-Izquierdo, B. et al. Radiation pressure-driven plasma surface dynamics in ultra-intense laser pulse interactions with ultra-thin foils. *Appl. Sci.* 8, 336 (2018).
18. Silva, L. O. et al. Proton shock acceleration in laser-plasma interactions. *Phys. Rev. Lett.* 92, 015002 (2004).
19. Fiuzza, F. et al. Laser-driven shock acceleration of monoenergetic ion beams. *Phys. Rev. Lett.* 109, 215001 (2012).
20. Yin, L. et al. GeV laser ion acceleration from ultrathin targets: The laser break-out afterburner. *Laser Part. Beams* 24, 291 (2006).
21. Yin, L. et al. Break-out afterburner ion acceleration in the longer laser pulse length regime. *Phys. Plasmas* 18, 063103 (2011).
22. Kuznetsov, A. V. et al. Efficiency of ion acceleration by a relativistically strong laser pulse in an underdense plasma. *Plasma Phys. Rep.* 27, 211 (2001).