



解説

マイクロメートルスケール水素クラスター発生装置の開発と multi-MeV 高純度陽子線の高繰り返し発生

Development of Micron-Scale Hydrogen Cluster Generation System and High-Repetitive Generation of Multi-MeV, Pure Proton Beams

神野智史, 金崎真聡¹⁾, 松井隆太郎²⁾, 岸本泰明²⁾, 小田啓二¹⁾,
山内知也¹⁾, 上坂 充, 桐山博光³⁾, 福田祐仁³⁾

JINNO Satoshi, KANASAKI Masato¹⁾, MATSUI Ryutarō²⁾, KISHIMOTO Yasuaki²⁾, ODA Keiji¹⁾,
YAMAUCHI Tomoya¹⁾, UESAKA Mitsuru, KIRIYAMA Hiromitsu³⁾ and FUKUDA Yuji³⁾

東京大学大学院工学系研究科, ¹⁾神戸大学大学院海事科学研究科, ²⁾京都大学大学院エネルギー科学研究科,

³⁾量子科学技術研究開発機構関西光科学研究所

(原稿受付: 2019年6月7日)

レーザー駆動イオン加速技術において、ミクロンサイズの水素クラスターのクーロン爆発を利用して、高繰り返しで、multi-MeVの純陽子線を発生させる方法を提案した。本研究において、クライオスタットで冷却した高圧水素ガスをパルスバルブに接続した円錐ノズルを介して真空中に噴射することによりミクロンサイズの水素クラスターターゲットを発生させる装置を開発した。水素クラスターのサイズ分布は、散乱光の角度分布から Mie 散乱理論に基づき、Tikhonov 正則化法を利用して数学的に見積もった。25 K, 6 MPa の状態の水素を噴射した場合、クラスターの最大サイズは $2.15 \pm 0.1 \mu\text{m}$ であると見積もられた。その上で、J-KAREN-P 施設において水素クラスターをターゲットとした 0.1 Hz 高繰り返し陽子加速の実証実験を行った。トムソンパラボラスペクトロメーターを用いたエネルギー測定では、最大 7 MeV の純陽子線を観測した。高出力レーザーパルスとミクロンサイズ水素クラスターの相互作用過程に関する三次元 Particle-in-Cell (PIC) シミュレーションにおいては、レーザー伝搬方向に加速される 300 MeV におよぶ高指向性の準単色陽子発生が予測され、本手法は、将来的に高繰り返しの高エネルギー高純度陽子源の有力候補になる可能性を秘めている。

Keywords:

laser driven proton acceleration, hydrogen cluster, Mie scattering, coulomb explosion, PIC simulation, collisionless shock, relativistically induced transparency

1. はじめに

レーザー駆動イオン加速は、従来の加速器における放電領域をはるかに超える MV/ μm オーダーの加速勾配を発生させることが可能であり、コンパクトな加速器として関心を集めている [1, 2]。薄膜ターゲットを用いたペタワットレーザーによる陽子加速において、100 MeV に近い最大エネルギーが近年報告された [3, 4]。しかし、薄膜ターゲットにおける陽子加速は表面付着物質である水や炭化水素からの陽子発生であり、薄膜を構成する高 Z 成分と共に加速される。そのため、応用の観点から望まれる、高繰り返し純陽子線の実現を困難にしている。

最近の無衝突衝撃加速に関する研究で、臨界密度 ($\sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$) の水素ガスターゲットに CO₂ レーザー ($\lambda = 10 \mu\text{m}$) を照射することにより、22 MeV までの狭いエネルギー広がりを持つ純陽子線発生が報告された [5]。これに関連して、直径 10 μm までの水素液滴 [6, 7]、2~100 μm 厚の固体水素膜 [8]、数十 μm 厚の固体水素リボン [9]、低温液体マイクロジェット [10]、及び高密度水素ガスジェッ

ト [11, 12] らは、高繰り返し (10 Hz)、近赤外 (0.75~1.4 μm) のレーザーを用いたレーザー駆動 multi-MeV 純陽子線の有望なターゲットとして関心を集めている [13, 14]。

我々は、ミクロンサイズの水素クラスターのクーロン爆発を利用して高繰り返し multi-MeV の純陽子線を発生する方法を提案した [15, 16]。最近のレーザー技術の進歩により、ペタワットクラスレーザー [17, 18] を用いて約 10^{22}W/cm^2 [19] の集光強度を達成することが可能となった。このような強い場では、直径 3.0 μm までのミクロンサイズの水素クラスター内のすべての電子を完全にはぎ取ることができ、純粋なクーロン爆発を仮定すれば、加速される最大陽子エネルギーは $E_{\text{max}} = 276(d/2)^2 \text{MeV}$ (d はクラスターの直径 (μm)) にもなる [20]。例えば、 $1.6 \times 10^{21} \text{W/cm}^2$ 以上のピーク強度のレーザーパルスで照射したとき、直径 1.2 μm の水素クラスターのクーロン爆発によって、陽子の最大エネルギーは 100 MeV と計算される。そこで我々は、理想的なターゲットを生成するために、クライオスタットで冷却した高圧水素ガスをパルスバルブに接続した円錐形ノズルを

corresponding author's e-mail: fukuda.yuji@qst.go.jp

介して真空中に噴射することによりミクロンサイズの水素クラスターを発生させる装置を開発した[15, 16]. クラスターサイズの評価において, レイリー散乱法が数十 nm のクラスターサイズを評価するために利用されるのに対し[21], クラスターサイズが可視光波長のオーダー, すなわち Mie 散乱領域である場合, 散乱光の角度分布を測定する必要がある. そこで, Mie 散乱に基づくクラスターサイズの測定を実施した.

その上で, 関西光科学研究所 J-KAREN-P 施設において水素クラスターをターゲットとした高繰り返し陽子加速の実証実験を実施した. 陽子のエネルギースペクトルは, リアルタイムトムソンパラボラスペクトロメーターを用いて取得した.

2. マイクロメートル水素クラスター発生装置の開発

図 1 に Mie 散乱を用いた粒径測定のための実験装置を示す[15, 16]. 水素クラスターは, 600 Hz までの繰り返し動作が可能な Even-Lavie パルスバルブ[22]に接続された円錐ノズルを介して, ガス, 液体または超臨界流体相の冷却された高圧水素を真空中に膨張することによって生成される. パルスバルブを 10 K まで冷却できるクライオスタット(住友重機械工業(株)RDK-408E2)に取り付け, 真空チャンバーの中心に置いた.

粒径が波長と同程度になると前方散乱が支配的 (Mie 散乱) になるので, 散乱光の角度分布の異方性からクラスターサイズ分布を推定した. 図 1 に示すように, Q スイッチ Nd:YAG レーザー (Quanta-Ray, Spectra Physics) の第二高調波 (532 nm) は, 平凸レンズ ($f=750$ mm) でノズル出口から 5.7 mm の距離でクラスターターゲットに集束される. このとき $1 \mu\text{J}$ 以下まで減衰させたレーザーパルスであり, 偏光面は散乱面に垂直である. スポット径は $1/e^2$ 強度で直径 $100 \mu\text{m}$, レイリー長は 1 mm である. 水素クラスターから散乱された光の角度分布は, $1 \sim 106$ 度の駆動

範囲を有する遮光ボックス内に取り付けられた光電子増倍器 (R9110, 浜松ホトニクス) (PMT1) を用いて測定される. 散乱光は, 530 ± 10 nm のバンドパスフィルターを抜け, 三つのアイリスを通過して PMT1 の光電陰極に緩く集束される. PMT1 はレーザー焦点から 350 mm の距離に位置しており, 角度分解は, 駆動ステージ上に固定されたアイリスにより 0.5 度に設定されている. 入射レーザーパルスのエネルギー変動を真空チャンバーの外部でモニターし, レーザー進行方向に直角に配置された PMT2 を基準信号として, ターゲットの濃度変動に起因する散乱光の強度変動をモニターすることで, 散乱光強度を校正した.

図 2 は, ノズルの形状と, 噴霧された水素ターゲットの典型的なシャドウ画像とシュリーレン画像である. シュリーレン画像では個々の粒子からの散乱光が強調され, ガスジェット中のクラスターの存在が明確に確認できた.

3. Mie 散乱によるマイクロメートル水素クラスターの同定

計測される光の散乱角度分布 $I(\theta)$ は様々なサイズのクラスターからの散乱光を足し合わせたものになる. したがって, サイズ分布を求めることは, 次式の典型的な逆問題を解くことである.

$$I(\theta) = F(x, \theta) \mathbf{q}(x) \quad (1)$$

ここで, 関数 $F(x, \theta)$ は各サイズに対する Mie 散乱理論[23]に基づく散乱係数の行列を表す. しかしながら, この逆行列を解くことでは, サイズ分布 $\mathbf{q}(x)$ を一意的に決定できない. 実際には, 測定に含まれるノイズなどの外的要因により, サイズ分布は正負の値を持ち, スパイク状の現実とはかけ離れた分布を持ってしまう. したがって, 適切なサイズ分布を見出すために, 次のように表現できる Tikhonov の正則化法[24]を採用した.

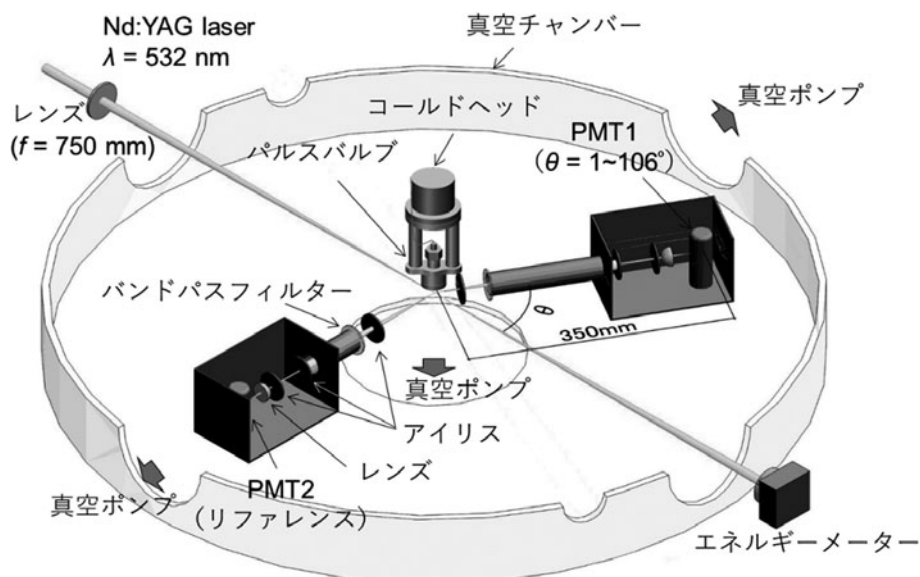


図 1 ミー散乱を用いたクラスターサイズ測定のための実験装置. Adapted with permission from[15]© The Optical Society.

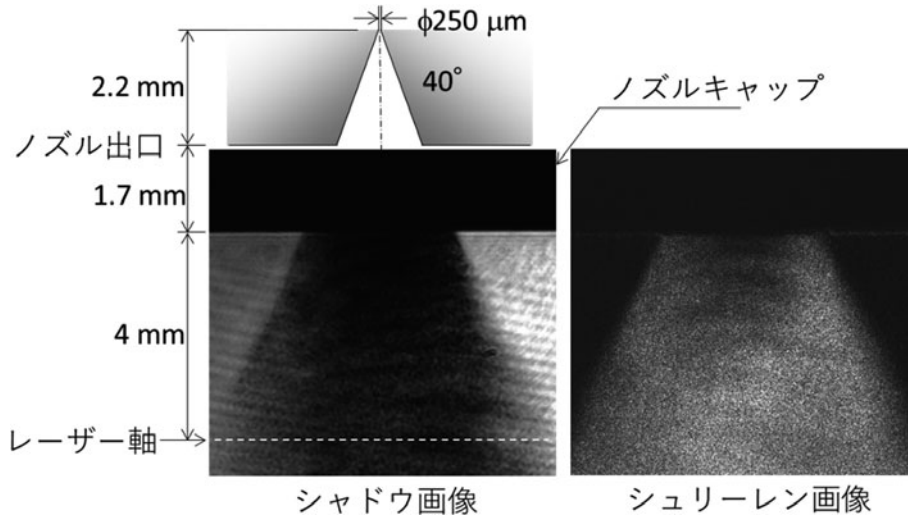


図2 6 MPa, 25 Kの水素を噴射した際のシャドウ画像とシュリーレン画像. Adapted with permission from [16] © IOP publishing.

$$q = (F^T F + \gamma E)^{-1} F^T I \tag{2}$$

ここで、 F^T , E , γ はそれぞれ、行列 F の転置行列、単位行列、正則化パラメータである。さらに、各測定の不確かさの分散の逆数からなる重み関数 W を導入することで、散乱角度分布を広い角度にわたって再現できるサイズ分布を導出することができる。

$$q = (F^T W F + \gamma E)^{-1} F^T W I \tag{3}$$

この Tikhonov 正則化法は不確かさ含む測定データから数学的に安定な解を与える。この段階ではまだ、解の滑らかさを表す正規化パラメータ γ を任意に選択できる問題が残る。そこで、最適な γ を合理的に決定するために、Lカーブ法 [25] を採用した。また、この方程式を解くとき、非負の最小二乗法 [26] を用いて、サイズ分布 q の値が常に正であるという強い制限を加えた。以上のような操作をすることによって、一意な解を得ることができるようになった [15, 16]。

本研究において、使用したノズル形状は、オリフィス直径 250 μm 、円錐角 40 度である。レーザーパルスとパルスバルブの開閉間隔を 0.25 Hz で同期させ、光の散乱角度分布の測定を 8 回連続して実施した。圧力 6 MPa と温度 25 及び 50 K の水素ガスを真空中に噴射して生成した水素クラスターに対して測定した光の散乱角度分布を図 3 (左) に示す。横軸は測定角度、縦軸は規格化された散乱光強度である。プロットは測定値であり、曲線は前段で説明した解析的方法に基づくフィッティング曲線である。8 回測定された散乱角度分布を再現するフィッティング曲線に対する水素クラスターのサイズ分布を図 3 (右) に示す。

温度が上昇すると、大きなサイズのクラスターの生成が少なくなることがわかった。シリカ標準粒子を用いた原理実証実験で設定した判断基準によれば、8 回の測定で 8 回出現し、サイズが 18% の変動幅内でパンチを形成する場合、真のピークとみなす [15]。その結果、25 及び 50 K での最大サイズはそれぞれ、 2.15 ± 0.10 及び $0.59 \pm 0.03 \mu\text{m}$ であった。また、これらの温度での平均サイズはそれぞれ、

0.73 及び 0.32 μm と見積もられた。

4. J-KAREN-P レーザー照射実験

図 4 に示すように、レーザー駆動陽子加速実験は量子科学技術研究開発機構関西光科学研究所 (QST-KPSI) において 0.1 Hz の PW 級のレーザー施設である J-KAREN-P [18] を用いて行われた。供給されるレーザーはコントラスト比 10^{-11} 、エネルギー 40 J、パルス幅 40 fs である。レーザーパルスは 15 度の軸外し $f/10$ 放物面鏡を用いて直径 20 μm のスポット ($1/e^2$ 強度) に集束され、ターゲット上で 10^{20} W/cm^2 のピーク強度を生じさせる。

イオンのエネルギーを測定するために、トムソンパラボラスペクトロメーター [27] をレーザー伝搬方向に対して 57.4 度の角度で設置した。構成要素として、レーザースポット位置から 1.4 m 離れて直径 300 μm のピンホールが設置され、これを通過したイオンは、1.6 T の磁場と 400 V/mm の電場がかかった 1000 mm の領域を飛行することにより、質量電荷比とエネルギーによって分離される。さらにイオンは 266.5 mm のフィールドフリーの領域を飛行した後、蛍光板付き MCP に入射される。このとき、イオンの到達箇所を CCD カメラでリアルタイムに観測する。検出器のその名の通り、イオンの到達箇所はエネルギーに依存して放物線を描く。エネルギースペクトルは、トムソンパラボラ内でのイオンの軌道計算に基づき、検出放物線に沿って算出される。

トムソンパラボラスペクトロメーターを用いて陽子線のリアルタイムエネルギー分析を行った。図 5 は噴射する水素の条件が圧力 6 MPa、温度 25 K の場合での、典型的な陽子線検出画像である [16]。原点の信号は、照射されたターゲットから発生した中性粒子による信号である。このとき、最大エネルギー 7 MeV の純陽子線が検出された。繰り返し測定すると、3 MeV 以上の高エネルギー成分が観測される割合は約 16% であった。一方、50 K の条件ではエネルギースペクトル分布の変動は小さく、最大エネルギーは安定して約 1.8 MeV であった。このように水素クラスターターゲットを用いることで不純物のない multi-MeV 陽子発

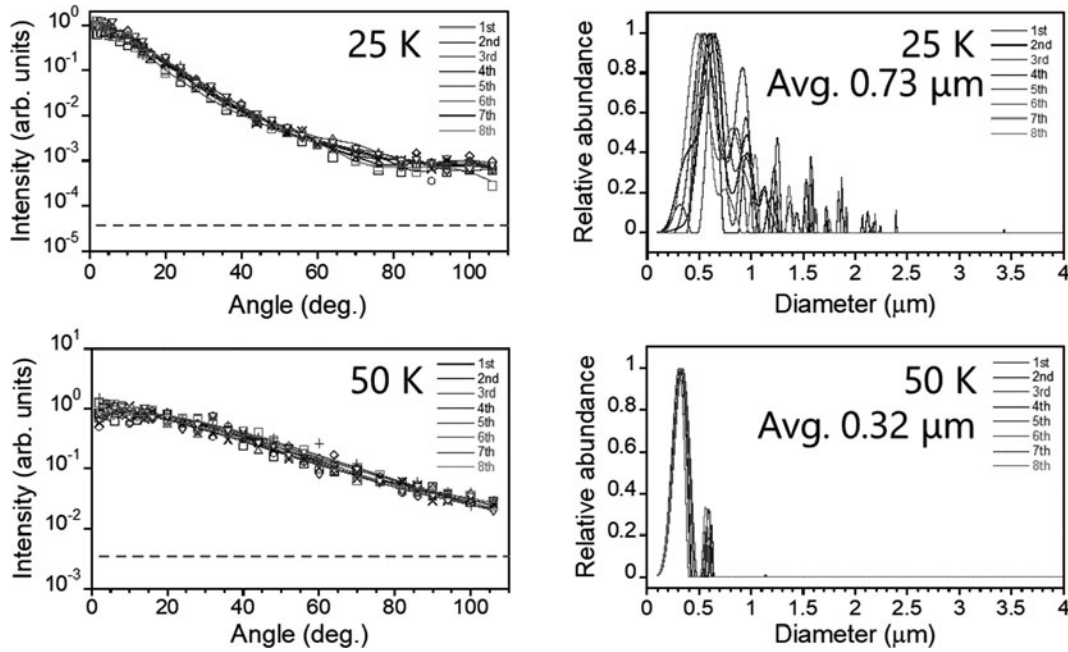


図3 (左)ミー散乱を用いたクラスターサイズ測定において、圧力 6 MPa、温度 25 K 及び 50 K の水素を噴射することで生成された水素クラスターから散乱された光の角度分布。プロットと実線は、それぞれ 8 つの連続した行われた測定データとフィッティング曲線である。破線は測定限界のノイズレベルを表す。(右) 8 回の測定のフィッティング曲線に対応する水素クラスターのサイズ分布。Adapted with permission from [16] © IOP publishing.

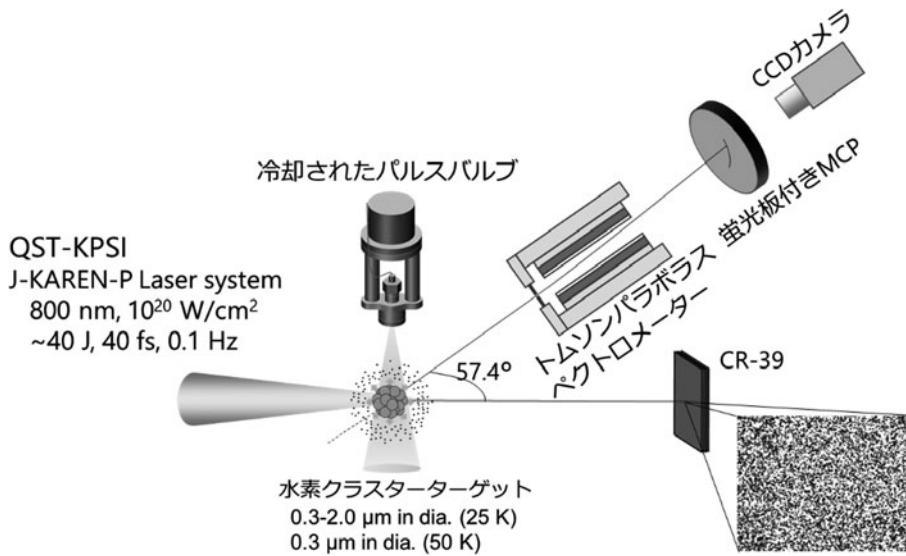


図4 J-KAREN-P レーザー施設を用いた、水素クラスターをターゲットとするレーザー駆動陽子加速実験の装置概略図。

生を 0.1 Hz の高繰り返しで実現した。

5. 将来実験のためのシミュレーション

将来的に高強度レーザーパルスとミクロンサイズの水素クラスターの相互作用により予測される結果について、プラズマ粒子コード EPIC3D コード[28]を用いて、三次元 Particle-in-Cell (PIC) シミュレーションにより調べた。

直径 1.2 μm、電子密度 $4.6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ($=26.8n_c$) の単一水素クラスターを $L_x = L_z = 10.24 \text{ μm}$, $L_y = 20.48 \text{ μm}$ の系の中心に置いた。ただし、 n_c はレーザーの波長 $\lambda = 810 \text{ nm}$ に対するプラズマの臨界密度である。クラスターは電子密度 $4.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ($=0.024n_c$) のバックグラウンド水素ガスで囲まれている。このレベルのバックグラウンドでは水

素クラスターのクーロン爆発に大きく影響しない。クーロン爆発の運動を解析するために、格子サイズを 80 nm に設定した。波長 $\lambda = 810 \text{ nm}$, パルス幅 $(1/e)\tau = 40 \text{ fs}$ の直線偏光レーザーパルスを、 $y = 160 \text{ nm}$ に置いたアンテナから $+y$ 方向に伝搬させた。J-KAREN-P での実験を想定し、レーザーパルスのピーク強度は $1.0 \times 10^{22} \text{ Wcm}^{-2}$ (レーザーの規格化振幅 $a_0 = 69$ に相当する。ここで、 $a_0 = eE/m_e\omega$) に設定した。パルスのピークは $t = 60 \text{ fs}$ でクラスターの中心を通過する。シミュレーションでは $t = 150 \text{ fs}$ まで追跡した。透明な境界条件を y 方向に、周期境界条件を x と z 方向に設定した。初期条件として、完全にイオン化した水素プラズマを用いた。衝突緩和は考慮せず、プラズマを無衝突プラズマとして扱った。

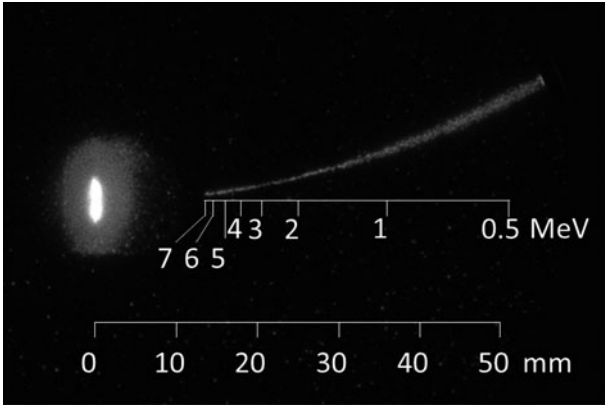


図5 マイクロチャンネルプレート (MCP), 蛍光板および CCD カメラを備えたトムソンパラボラスペクトロメーターを用いて検出した陽子信号. Reprinted with permission from [16] © IOP publishing.

図6 (a)に相互作用の初期段階 ($t=46.7$ fs) における空間の電子密度分布を示す。大部分の電子はローレンツ力により生じる相対論的效果により図中にあるようにレーザー伝搬方向に沿って振動運動をする。相対論的透明化の効果により、レーザーパルスのピークは水素クラスターに完全に侵入できる。レーザーパルスが通過した後は、1.24%の電子が剥がされず残る。そのため、クラスター中心部は強く正に帯電し、ほとんど純粋なクーロン爆発が生じる。図6 (b)に示すように、 $t=107$ fs で電子がレーザー伝搬方向に移動するため、陽子のクーロン爆発は非等方的になり、レーザー伝搬方向の先端で陽子のエネルギーが最大となる。図6 (c)に加速された陽子のエネルギースペクトルを示す。高エネルギー側で観測されたカットオフは、陽子がクーロン爆発によって加速されることを示している。最大エネルギーは115 MeVと高く、これは相対論効果を含まない簡単なクーロン爆発モデル[20]で予測された100 MeVより大きい。

さらに、集光強度とクラスターサイズがある範囲に最適化されていると、クーロン爆発とは全く異なる現象がクラスター内部で引き起こされるとが明らかとなった[29]。すなわち、クラスター表面に発生した衝撃波がクラスターの中心に向かって伝播・収束する過程でその強度が約8倍に増強されることを発見した。また、増強された衝撃波によって、レーザー光の進行方向に陽子線が短時間で効率よく高エネルギーに加速されることを確認し、加速されている陽子線に対して、クラスターの中心部まで侵入したレーザー光により後押しされて圧縮される効果とクラスター外部のプラズマが作る電場により追加速される効果、が相乗的に加わるメカニズムによって、光速の65%に相当する300 MeVのエネルギーをもち、かつ指向性の高い陽子線バンチが発生することを突き止めた。

6. 展望

以上のように、水素クラスターターゲットを用いることにより、レーザー駆動陽子加速において、0.1 Hzの高繰り返しで純陽子線発生を実証した。将来的にレーザー装置の

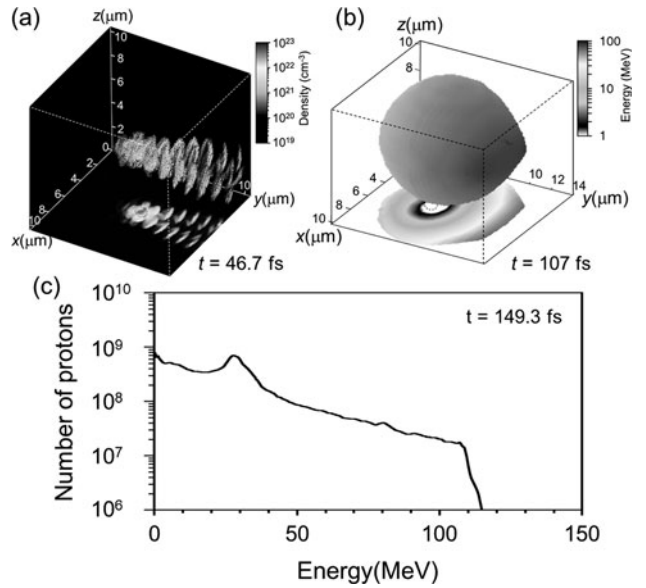


図6 集光強度 1×10^{22} Wcm⁻²のレーザーと直径1.2 μ mの水素クラスターとの相互作用の3D PICシミュレーションの結果。(a) $t=46.7$ fsにおける3次元電子密度分布。クラスター内部の電子はレーザー電場により相対論的效果によりレーザー伝搬方向に沿って8周期の振動運動をする。(b) $t=107$ fsにおける陽子の3次元エネルギー分布。高エネルギー陽子は水素クラスターの異方的なクーロン爆発によって前方に加速される。(c) $t=149.3$ fsにおける加速陽子のエネルギースペクトル。(a), (b)における底面の図は、 $z=5.12 \mu$ mの2次元断面図である。破線の円は直径1.2 μ mの水素クラスターの初期位置を示す。レーザーパルスは+y方向に伝搬する。Adapted with permission from [16] © IOP publishing.

高繰り返し化が実現されれば、100 Hzを越える超高繰り返し multi-MeV 純陽子線発生が可能である。レーザー駆動陽子線は原理的に極めて高い加速電場を発生させることができるとして、加速器の入射器といった利用の他に、極めて短い陽子パルスという特性から、陽子照射誘起局所加熱[30]、陽子線パルスラジオリシス、励起電子の緩和の時分解分析[31]などの応用研究が考えられる。

例えば、高エネルギーイオンが固体へ入射すると、飛跡に沿って高密度の電離を生じさせる。急峻な電離密度は急速な拡散に伴い、ピコ秒スケールで、二次イオン化のカスケード及び長寿命励起状態や化学反応種の形成をもたらす。高密度電離に反応して、物質がどのように緩和するか、あるいは相互作用中に生成される反応種による反応経路についての実験的研究は、従来の加速器を用いても行われているが[32]、その時間分解能はパルス長やプローブタイミングのジッターにより制限されている。このような中間状態の寿命を研究することは、イオン照射された物質における欠陥濃度の時間依存性や放射線生物学における細胞死や修復速度との関係を理解するために重要である。

将来的には、先進的なペタワットレーザーと組み合わせた300 MeVにもおよぶ指向性準単色陽子線発生が期待される[29]。本手法は、ビームに不純物を含まず、再現性が高く、ロバストであることから、応用研究の発展のために、極めて有望である。

参考文献

- [1] H. Daido *et al.*, Rev. Prog. Phys. **75**, 056401 (2012).
 [2] A. Macchi *et al.*, Rev. Mod. Phys. **85**, 751 (2013).
 [3] F. Wagner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 205002 (2016).
 [4] A. Higginson *et al.*, Nat. Commun. **9**, 724 (2018).
 [5] D. Haberberger *et al.*, Nat. Phys. **8**, 95 (2012).
 [6] A.V. Boukharov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 174505 (2008).
 [7] R.A. Costa Fraga *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 025102 (2012).
 [8] S. Bedacht *et al.*, GSI Scientific Report 2011 PNI-PP-25, 458 (2012).
 [9] S. Garcia *et al.*, Laser Part. Beams **32**, 569 (2014).
 [10] A. Propp, SLAC Technical Note SLAC-TN-15-076, (2015).
 [11] F. Sylla *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 033507 (2012).
 [12] S.N. Chen *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **740**, 105 (2014).
 [13] Z. Lecz and A. Andreev, Phys. Plasmas **22**, 043103 (2015).
 [14] D. Margarone *et al.*, Phys. Rev. X **6**, 041030 (2016).
 [15] S. Jinno *et al.*, Optics Express **25**, 18774 (2017).
 [16] S. Jinno *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion. **60**, 044021 (2018).
 [17] C. Danson *et al.*, High Power Laser Sci. Engin. **3**, e3 (2015).
 [18] H. Kiriyama *et al.*, IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron **21**, 1601118 (2015).
 [19] A.S. Pirozhkov *et al.*, Opt. Express **25**, 20486 (2017).
 [20] K. Nishihara *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **464**, 98 (2001).
 [21] F. Dorchies *et al.*, Phys. Rev. A **68**, 023201 (2003).
 [22] U. Even, Adv. in Chem. **2014**, 636042 (2014).
 [23] G. Mie, Ann. Phys. **25**, 377 (1908).
 [24] S. Twomey, J. Comput. Phys. **18**, 188 (1975).
 [25] P.C. Hansen, SIAM Rev. **34**, 561 (1992).
 [26] C.L. Lawson and R. J. Hanson, *Solving Least Squares Problems* (Prentice-Hall, Chapter, 1974) chap 23.
 [27] 神野智史, 福田祐仁: 放射線化学, とびっくす **104**, 41 (2017).
 [28] Y. Kishimoto *et al.*, J. Plasma Phys. **72**, 971 (2006).
 [29] R. Matsui *et al.*, Phys. Rev. Lett. **122**, 014804 (2019).
 [30] T.G. White *et al.*, Sci. Reports **2**, 889 (2012).
 [31] B. Dromey *et al.*, Nat. Commun. **7**, 10642 (2016).
 [32] G. Baldacchino, Rad. Phys. Chem. **77**, 1218 (2008).


 じん の さと し
 神野 智史

東京大学大学院工学系研究科原子力専攻助教。レーザー駆動イオン加速のターゲット開発や加速イオンのリアルタイムエネルギー分析などの実験の高度化を進めている。一方で原子力機構や量研の大型施設の大学共同利用推進の窓口業務を行っている。


 お だ けい じ
 小田 啓二

神戸大学大学院海事科学研究科教授。「放射線安全」をキーワードに、放射線防護の考え方や防護計測手法の開発を主テーマとしている。その他、陸上交通網や通信網が遮断される原子力災害時に船舶を用いて海上から放射線モニタリングを行うというシステムを提案 (<http://www.research.kobe-u.ac.jp/gmsc-m3project/index.html>)。しかし、2019年度から理事・副学長(産学連携)となったため、ほとんど研究に費やせる時間がなくなりました。


 う え さ か みつる
 上坂 充

東京大学大学院工学系研究科原子力専攻教授, 日本学術会議連携会員, 日本原子力学会会長 (H28, 29)。Sバンド (2.856 GHz) 極短パルス電子ライナックの開発・計測・放射線化学応用, ^{99}Mo , ^{99}mTc / ^{225}Ac 生成用 Sバンド高出力電子ライナック設計, 可搬型 Xバンド (9.3-11.424 GHz) 電子ライナック X線・中性子源による橋梁検査・福島燃料デブリその場成分分析, 桌上レーザー誘電体加速システムの放射線生物学応用。娘が昨年結婚。Age-shooting が夢 (誰も信じず)。


 まつ いりゅう たろう
 松井 隆太郎

2019年3月京都大学大学院エネルギー科学研究科博士後期課程修了。博士(エネルギー科学)。現在、京都大学大学院エネルギー科学研究科エネルギー基礎科学専攻エネルギー物理学講座特定研究員。高強度レーザーと物質の相互作用により生じる極限プラズマ中での多彩な構造とダイナミクス, および, それによるイオン加速メカニズムについて, 粒子シミュレーションにより研究しています。プラズマ物理では, 個々の荷電粒子(イオンと電子)の電磁場中での動きを追跡するだけでは不十分で, “集団的なふるまい”というマクロな視点で現象を眺めることで理解できるところに面白さがあると考えています。この“集団的なふるまい”については, 現象を規定する物理量(自由度)があまりに膨大であるため, まだ知られていない現象がたくさん潜んでいます。大学院在学中に先生方に学んだ, 「自然科学に謙虚に向き合う姿勢」を肝に銘じながら, プラズマの“集団的なふるまい”の正体を理解するべく, 日々の研究に取り組んでいます。

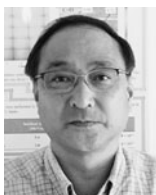

 ふく だ ゆう じ
 福田 祐仁

量子科学技術研究開発機構 関西光科学研究所 上席研究員, 大阪大学レーザー科学研究所 招へい教授。平成5年慶応義塾大学理工学部化学科 卒業。平成10年東京大学大学院理学系研究科化学専攻博士課程修了。博士(理学)。専門は, 高強度レーザーを用いた高エネルギー密度科学。特に, 学部学生の頃から慣れ親しんだクラスターを用いて世界的に類のないユニークな陽子加速研究を展開している。レーザー加速された陽子線を世の中の役に立てること, また, 数年前からは, 宇宙線の統計加速の注入問題とレーザー衝撃波駆動粒子加速との類似点に着目し, 宇宙線加速をモデルにしてレーザーで「光速」に近い陽子加速を実現すること, をめざした研究に日々打ち込んでいる。



かなざき まさと
金崎 真聡

神戸大学大学院海事科学研究科助教。2014年神戸大学大学院海事科学研究科博士課程後期課程修了，博士（工学）。主な研究分野は，固体飛跡検出器 CR-39 を用いたレーザー加速イオン計測で，最近では，CR-39 以外のエッチング型固体飛跡検出器や原子核乾板を駆使したイオン計測手法の開発を行なっている。近頃は，運動しても減りにくくなった体重と格闘中です…。



やまのうち ともや
山内 知也

神戸大学大学院海事科学研究科教授。固体飛跡検出器として知られる CR-39 中のイオントラック形成機構にこだわり続けている。物質名称はポリアリルジグリコールカーボネート。その繰り返し構造に電子が一個やってくると中央に位置するエーテルが切断され，もう一つ別の電子がやってくるとカーボネートエステルが二酸化炭素を放出して壊れてしまう。わずか2個の電子で数 nm スケールの損傷が生まれるのが CR-39 の他にない特徴です。自転車通勤しています。



きし もと やすあき
岸本 泰明

京都大学大学院エネルギー科学研究科教授。1981年広島大学修士課程修了，1984年大阪大学博士課程修了，日本原子力研究所・那珂研究所（現量子科学技術研究開発機構）を経て，2004年より現職。トカマクを中心としたプラズマの乱流輸送やレーザーと物質との相互作用に関する理論・シミュレーション研究などに従事。核融合の実現とともに，「プラズマとは，形のないものから形を創出する媒質で，構造の起源を問う学術・応用研究」との考えに基づいて，物質の電離過程や放電・雷現象なども含め，幅広いプラズマ現象に興味を持って研究を行っています（HP: <http://www.center.iae.kyoto-u.ac.jp/kishi/index.html>）。



きりやま ひろみつ
桐山 博光

量子科学技術研究開発機構 関西光科学研究所 先端レーザー技術開発グループリーダー。同志社大学大学院理工学研究科連携大学院教授。1998年大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻博士後期課程修了，博士（工学）。研究分野は，超高強度レーザーシステム，高平均出力固体レーザーシステムなどの研究開発。最近ではこれらのレーザーシステムの利用研究にも興味を持っている。趣味は旅行，子どもと遊ぶこと。