高強度短パルスレーザー駆動ナノ粒子クーロン爆発による 発生中性子数のレーザーエネルギー則

阪部 周二^{1,2}, 橋田 昌樹^{1,2}

¹京都大学 化学研究所 先端ビームナノ科学センター (〒611-0011 京都府宇治市五ヶ庄)

²京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 (〒606-8502 京都市左京区北白川追分町)

Laser-Energy Scaling Law for Neutrons Generated from Nano Particles Coulomb-Exploded by Intense Femtosecond Laser Pulses

Shuji SAKABE^{1,2} and Masaki HASHIDA^{1,2}

¹Institute for Chemical Research, Kyoto University, Gokasho, Uji, Kyoto 611-0011

²Graduate School of Science, Kyoto University, Kitashirakawa-Oiwakecho, Sakyo-ku, Kyoto 606-8502

(Received September 1, 2014)

To discuss the feasibility of compact neutron sources the yield of laser produced neutrons is scaled by the laser energy. High-energy ions are generated by Coulomb explosion of clusters through intense femtosecond laser-cluster interactions. The laser energy scaling law of the neutron yield is estimated using the laser intensity scaling law for the energy of ions emitted from clusters Coulomb-exploded by an intense laser pulse. The neutron yield for D (D, n) He shows the potential of compact neutron sources with modern laser technology, and the yield for p (Li, n) Be shows much higher than that for Li (p, n) Be with the assumption of 500 nm-class cluster Coulomb explosion.

Key Words: Neutrons, Intense femtosecond laser, Coulomb explosion, Clusters, Proton acceleration

1. はじめに

パルスレーザーを物質に集光照射することにより微小高温プラズマを生成することができ、それより高エネルギー放射線(電子, X線, イオン, 光など)が発生する。レーザーの発明後すぐにレーザープラズマの研究が行なわれてきたが、放射線源としての実用的な視点での研究は殆ど行なわれてこなかった。その主な理由は、例えば、イオンの場合、数百keV以上のエネルギーを得るには、 10^{14} W/cm²以上のレーザー強度が必要である¹⁾。このような高強度を実現するには核融合研究用のような大規模な大出力レーザー施設が必要となり、レーザープラズマイオン源は装置規模の観点からは従来の加速器などに比して特に優位ではなかった。

しかし、近年の極短パルスレーザー技術とCPA(Chirp Pulse Amplification)概念を用いた高強度レーザー技術の飛躍的な発展により、テーブルサイズの小型レーザーでも高強度を実現できるようになり、レーザー生成放射線が注目されるようになってきた²⁾。又、この10数年の間に、レーザー生成高エネルギー放射線を利用した様々な核反応も実証され(中性子発生, RI生成など)²⁾、レーザー生成放射線が次世代の放射線として研究の対象に

なっている。一般に、レーザー生成放射線は点源、パルス、高輝度、異放射線間の完全同期、小型といった特徴が上げられるが、応用によりそれぞれの特徴に優劣があり、これらを吟味しなければならない。

中性子は強い物質透過力、高い軽元素識別能力、スピンによる磁気散乱などの特徴を有しているため、中性子散乱、中性子ラジオグラフィ、即発ガンマ線分析、中性子捕捉療法などに利用でき、科学、医療、産業の分野での応用が期待されている。しかし、その線源には原子炉や大型加速器を要し、我が国でも、原研、KEK、J-PARCなどの超大型施設での利用に限られており、中性子利用科学の発展はまだ十分とはいえない。X線回折・分光が広く普及しているのは、小型のX線分光装置が利用できるため、Spring-8のような大型施設での研究の実施までに、それらにより基礎、予備研究が十分に行なえ、利用者にとってX線利用に対する障壁が低いのである。他方、中性子にはそのような小型装置がないため、中性子利用が十分に普及しておらず、大型施設が完成しても、利用者がまだ少ないのが現状である。このような背景の中、小型中性子源の開発が望まれるが、従来形では単に加速器を小さくするだけで、自ずとその限界はある。

レーザーにより中性子を発生するには、究極的にはレーザー爆縮核融合やレーザー加速器が夫々、現在の中性子源に用いられている核分裂炉や加速器に代わりうるものになる。しかし、レーザー物質相互作用で発する高エネルギーイオンを中性子発生に利用することで、小型、中型の中性子源の可能性を議論することは、上述の中性子科学の普及という観点から意義のあることである。

高強度レーザーにより高エネルギー量子を発することさえできれば、それを核反応(核破碎、核融合)に利用でき、中性子源のような2次放射線源になり得ることは誰しも考えうることである。レーザー加速など高強度レーザーを用いた量子ビーム生成の研究は世界の多くの研究機関で活発に行われている。しかし、現状では量子ビームの到達エネルギーを競っており、その線量についてはレーザーや標的の諸元依存性の詳細は未だに明らかになっていない段階である。例えば、照射面積は異なるがレーザー強度やレーザーパルス幅などのレーザー諸元が全く同じ場合、発生する量子線量は照射面積比になると考えられるが、レーザー標的相互作用の物理からは必ずしも自明なことではない。最近ではM. Rothらが、重水素を含む固体ターゲットからのレーザー加速重水素イオンを用いた $\text{Be}(\text{D}, \text{n})$ によって 5×10^9 個/srの中性子発生を報告しているが³⁾、これから中性子数のレーザーエネルギー則を導きだすにはまだ我々の知見は十分ではない。

本解説論文は、レーザー生成量子線を用いた中性子源の線量の大きなレーザーエネルギー比例則を示すことで、今後の関連研究やレーザー設計のための参照や指標を提供することを目的としている。レーザーと物質(標的)との相互作用の系は様々なものが考えられるが、ここでは、上述のような照射面積についての線量依存の不確定が小さいであろうと考えられ、また実用の観点からも、標的供給が比較的容易、放射線管理区域の狭小化が期待できるナノ粒子を標的とする系での中性子源を対象としている。

T. Ditmireらの実験(重水素クラスターに高強度レーザーを照射することにより中性子を発生)以来⁴⁻⁶⁾、多くの研究グループがレーザーとクラスターとの相互作用の研究を行ってきたが⁷⁾、特に、筆者は、高強度短パルスレーザーをクラスター分子に照射すると、瞬時にクラスターから電子が剥離され、残されたイオンクラスターがそのクーロン反発力により爆発し、高エネルギーイオンとなり飛散する(クーロン爆発)、すなわち、クラスターがマイクロプラズマとして膨張飛散するのではなくクーロン爆発することを実験的に初めて検証した⁷⁾。また、クラスター爆発生成イオンエネルギーのレーザー強度比例則を示した。このような研究成果を基に、本解説論文では、レーザーとクラスター(ナノ粒子)との相互作用により発生する高エネルギーイオンを利用した核反応中性子のレーザーエネルギー比例則を議論し、中性子源の可能性を示す。尚、本論文の中心的部分は参考文献8)に掲載されている。

2. レーザークラスター相互作用による 高エネルギーイオン発生

ナノ秒パルスレーザーを固体に集光照射した場合の物理過程の概略は次のようになる。レーザーパルスの前半部分により固体表面が加熱($< 10^7 \text{ W/cm}^2$)され、液化($10^6 \sim 10^9 \text{ W/cm}^2$)・気化($\sim 10^9 \text{ W/cm}^2$)・プラズマ化($> 10^{10} \text{ W/cm}^2$)とすすみ、生成されたプラズマ中をレーザー光がカットオフ(共鳴)密度まで進みながら吸収されていく。吸収されたエネルギーは熱伝導や輻射により深部に(アブレーション面まで)伝わり加熱される。加熱されたプラズマは膨張により冷めていく。レーザーが照射されている間はプラズマ温度でさまる音速で等温膨張し、パルスが終わると断熱膨張する。この膨張をアブレーションと呼ぶこともある。結果として、吸収されたエネルギーが熱伝導等により深部に伝わり、液化蒸発に足る温度まで達した領域が剥離される。このようなレーザープラズマ相互作用の間にイオンが飛散する。つまり、高温プラズマの膨張過程がイオン発生になる。プラズマはその殆どの部分は中性であるが、プラズマと真空の界面では中性が破れている(デバイ長程度)。プラズマ中の高エネルギー電子が界面から抜け出し、重いイオンが残されそこに形成されたシース電界によりイオンが加速される。よって、イオンのエネルギーはプラズマの電子温度で決まり、そのエネルギー分布はMaxwell分布になる。最大エネルギーは膨張先端のポテンシャル勾配(電界)の最大値で決まり、電子温度の10倍程度になることが実験により確かめられている¹⁾。高エネルギーイオンを発生するには、いかに瞬時に電子を高速に加速し、ポテンシャル勾配の大きいシースを形成するかである。最近の高強度レーザーと薄膜との相互作用による高エネルギーイオン発生は基本的にはこの原理に基づいている。高強度レーザーパルスのポンデロモータイプ力により電子を加速し、残されたイオンとの間に形成された急峻なポテンシャル勾配によりイオンを加速する。(レーザーによる陽子加速に関する参考文献は多いため、ここでは本誌解説論文の11)を引用しておくので、その論文の参考文献を参照。)

しかし、孤立した微小固体から瞬時に多くの電子を剥離することができれば、飛散するイオンのエネルギー分布は異なる。残されたイオン間のクーロン反発力によりイオンが加速される。しかも、初期のイオンが最も多い状態で、外側のイオンが最大の加速を受け、残るイオン数が減じるに従ってイオンエネルギーは小さくなる。よって、イオンのエネルギー分布は右肩あがりの分布になり、最大エネルギーをもつ。このようなクーロン反発力による加速はレーザーの波長に比べて十分小さい固体標的の場合に実現できる。

球状プラズマから瞬時に電子が取り除かれたイオンのクラスターを考える。平均電荷 $\bar{Z}$ のイオンが密度 n で凝集した半径 R のイオンクラスターの場合、クーロン反発力によりイオンが飛散する(クーロン爆発)。このとき、飛び出した電荷 Z のイオンの最大エネルギーとエネルギー分布は次のようになる^{9,12)}。

Fig. 1 Energy distributions (analytical model) of ions emitted from (a) an expanding plasma and (b) a Coulomb-exploded spherical cluster. Energy distributions (experimental results) of ions emitted from (c) argon clusters irradiated by 300 ps laser pulses¹⁰⁾ and (d) hydrogen clusters by 100 fs.⁷⁾

$$E_{\max} = \frac{4}{3} \pi Z^2 e^2 n R^2 \cong 300 Z Z \left(\frac{n [\text{cm}^{-3}]}{5 \times 10^{22}} \right) (R [\mu\text{m}])^2 [\text{MeV}] \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dE} = \frac{3}{4 Z Z e^2} \sqrt{\frac{3E}{\pi n}} \quad (2)$$

上述のナノ秒レーザープラズマ膨張(あるいはフェムト秒レーザーの薄膜へ照射)で得られるイオンの場合とともに、それぞれのエネルギー分布の概略をFig. 1 (a) (b)に示す。

実際に、クラスターに高強度レーザーを照射した場合、生成されるマイクロ球状プラズマがクーロン爆発を起こしているのか、それとも、単に熱膨張しているのかを、筆者らは実験により検証している。これらの直接的な観測は困難であるが、飛散するイオンのエネルギー分布を調べれば明らかである。実験では、高圧の水素やアルゴンを電磁パルプを介して真空中に噴出することによる断熱膨張により冷却し、クラスターを生成した。クラスターに100 fs, 800 nmのレーザーを集光照射し、飛散イオンのエネルギーを飛行時間型分析器により測定した⁷⁻¹⁰⁾。Fig. 1 (d)は、水素クラスター実験で得られたイオンエネルギー分布である。明らかに、 $dN/dE \propto \exp(-E)$ ではない最大エネルギーをもつ $dN/dE \propto \sqrt{E}$ 型の分布をもっている。(Fig. 1 (d)の分布がFig. 1 (b)のように明瞭な最大値を示していないのは、照射領域内にあるクラスターの大きさに分布があるためである。)しかし、パルス幅を広げ尖塔強度を下げた場合、瞬時のクラスターイオン化ができず、クラスター全体が温まり膨張すると考えられる。実際、アルゴンクラスターの実験であるが、長パルスではFig. 1 (c)のように、 $dN/dE \propto \exp(-E)$

Fig. 2 Maximum proton energy and cluster size for the laser intensity given by a uniform spherical cluster analytical model. The open and closed symbols are the experimental results and the three dimensional PIC simulation results.⁷⁾

の分布になっている。これらの実験結果から、高強度極短パルス照射下ではクラスターが膨張ではなく爆発していると結論するのが妥当である。さらに、他にも次のような実験結果が得られている¹⁰⁾。(1)放射イオンの最大エネルギーのレーザー強度依存性：あるレーザー強度以上ではイオンのエネルギーは増加していない(参考文献(10)のFig. 4)。マイクロプラズマ膨張の場合、レーザー強度の増加に伴い電子温度が上昇し、膨張イオンのエネルギーは増加する。他方、イオンクラスターのクーロン爆発では、爆発イオンエネルギーはクラスターの大きさで決まるので、レーザー強度に依存しなくなる。(2)放射イオンのガス背圧(クラスターの大きさ)依存性：大きいクラスターほどイオンのエネルギーが大きくなっている(参考文献(9)のFig. 2, (10)のFig. 2)。マイクロプラズマ膨張の場合、イオンエネルギーはプラズマに吸収されたエネルギーが同じである限り、プラズマの大きさに依存しない。イオンクラスターでは、クラスターが大きい程、大きな爆発エネルギーを与える。これらの全ての結果は、クラスターがマイクロプラズマ膨張しているのではなく、クラスターから電子が剥ぎ取られイオンクラスターとなりクーロン爆発していることを結論付けている。

3. クラスタークーロン爆発による発生イオンエネルギーのレーザー強度比例則

上述のようにクラスターのクーロン爆発では飛散するイオンのエネルギーはクラスターの大きさで決まる。よって、レーザー強度依存はイオンクラスター生成過程に現われる。簡単な電磁気計算により、半径 R の球状プラズマから、電子を剥ぎ取るのに必用なレーザー強度は^{9,12)}

$$a_0 > \left(\frac{8\pi Ze^2 n}{3mc^2} \right)^{1/2} \equiv 34 \left(\frac{\bar{Z}n [\text{cm}^{-3}]}{5 \times 10^{22}} \right)^{1/2} (R [\mu\text{m}]) \quad (3)$$

となる. ここで, a_0 は規格化ベクトルポテンシャルで, レーザー強度 I_L との関係は

$$a_0 = \left(\frac{I_L [\text{W}/\text{cm}^2]}{1.37 \times 10^{18}} (\lambda_L [\mu\text{m}])^2 \right)^{1/2} \quad (4)$$

これより, 電子を剥ぎ取れるクラスターの大きさと, そのイオンクラスターのクーロン爆発により発するイオンの最大エネルギーのレーザー強度依存性は, 次のようになる.

$$R = \frac{25}{Z} \left(\frac{\bar{Z}n [\text{cm}^{-3}]}{5 \times 10^{22}} \right)^{-1/2} \left[\frac{I_L [\text{W}/\text{cm}^2]}{10^{18}} (\lambda_L [\mu\text{m}])^2 \right]^{1/2} [\text{nm}] \quad (5)$$

$$E_{\text{max}} = 0.19Z \frac{I_L [\text{W}/\text{cm}^2]}{10^{18}} (\lambda_L [\mu\text{m}])^2 [\text{MeV}] \quad (6)$$

Fig. 2は水素クラスターの場合($\bar{Z}=Z=1$)のイオンエネルギーとクラスターサイズのレーザー強度依存性を示す. これに, 筆者の実験結果⁹⁾と西原らのPIC(Particle-in-Cell)シミュレーションの結果¹²⁾を合わせて示す. 上述のレーザー強度比例則が妥当であることが示されている.

4. レーザーナノ粒子相互作用による中性子発生

T. Ditmireらが最初にレーザークラスター相互作用により中性子発生を実証したのは, 重水素クラスターを用いてである⁴⁻⁶⁾. 恐らく, クーロン爆発により飛散した重水素イオンが他の飛散イオンあるいは背景にある重水素ガスと核反応した結果である. ここでは, 高エネルギーイオンをクラスターの爆発により発し, その周辺に配置した標的(固体(気体))に衝突させることを想定する. 次の2つの反応を考える.

(a)は比較的小さいエネルギーの重水素イオンでも反応するので, 小型のレーザーの可能性はある. しかし, 発生中性子のエネルギーは大きく, 冷中性子への減速材や遮蔽材が大きくなる. (b)では, 反応のしきい値が2 MeV程度であるので, それを越えるエネルギーの陽子が必要とする反面, 発生中性子のエネルギーは数百keVにおさえることができ, 減速材, 遮蔽材への要請を緩和できる.

イオン源として, p(2.25 MeV), D(100 keV), D(2 MeV)を考える. p(2.25 MeV)とD(2 MeV)は核反応断面積が最大となるエネルギーである. まず, 2.25 MeVの陽子を作るには, Fig. 2から, 約172 nm径のクラスターが必要である. このような大きさのクラスターは上述の実験の方法では作る事ができない. ここでは, 技術的な手法

Fig. 3 Conceptual system of laser irradiation into cluster gas and high-energy ion source of the cluster.

に付いては言及しないが, Fig. 3のようにナノ粒子をレーザー波長(λ_L)程度の間隔を置いて配した(平均間隔であり, 整然と並べる必要はない)ターゲットを考える. 最大エネルギー E_{max} (エネルギー幅 ΔE_{max})の平均密度は

$$n_p = n_s \frac{4\pi R_c^2 \Delta R_c}{\frac{4}{3}\pi R_c^3} \left(\frac{R_c}{\lambda_L} \right)^3 = n_s \frac{3\Delta E_{\text{max}}}{2E_{\text{max}}} \left(\frac{R_c}{\lambda_L} \right)^3 \quad (7)$$

ここで, n_s はナノ粒子の密度(固体密度), R_c はクラスター半径, ΔR_c は対象としている発生イオンとなるクラスター外殻の厚みである. レーザーの集光径を d , 集光長も同程度の d (イオンの発生領域を直径, 高さ d の円柱)と仮定すると, 発生中性子数は

$$N_n = n_p \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2 dn_{\text{Li}} \int_0^{R(E)} \sigma(E) dz = \frac{\pi}{4} d^3 n_p n_{\text{Li}} \int_0^{R(E)} \sigma(E) dz \quad (8)$$

となる. ここで, n_{Li} は標的のLiの密度, σ は核反応断面積, z は陽子の標的中での平均飛程距離, $R(E)$ は標的物質中での阻止能である. レーザーパルス幅を τ_L とすると, レーザー強度 I_L とレーザーエネルギー E_L の関係

$$I_L = \frac{P_L}{\pi(d/2)^2} = \frac{4P_L}{\pi d^2} = \frac{4E_L}{\pi d^2 \tau_L} \quad (9)$$

より, レーザー集光径をレーザーエネルギーで表し, 発生中性子数に代入すると,

$$N_n = \frac{2}{\pi^{1/2}} \left(\frac{E_L}{I_L \tau_L} \right)^{3/2} n_p n_{\text{Li}} \int_0^{R(E)} \sigma(E) dz \\ = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{n_p n_{\text{Li}}}{(I_L \tau_L)^{3/2}} \int_0^{R(E)} \sigma(E) dz \cdot E_L^{3/2} \quad (10)$$

が得られる.

5. 発生中性子のレーザーエネルギー比例則

上述の発生中性子のレーザーエネルギー依存の式を用いて, p(2.25 MeV), D(100 keV), D(2 MeV)のイオン源の場合を考える. これらのエネルギーのイオンを生成するのに必要なレーザー強度とクラスターの大きさを, 主な定数とともにTable 1に示す. その結果,

Table 1 Parameter, optimized cluster diameters and laser intensities for the calculation of laser-energy scaling of neutron yields from Coulomb-exploded clusters.

Reactions	${}^7\text{Li} (p, n){}^7\text{Be}$	$\text{D} (\text{D}, n){}^3\text{He}$	$\text{D} (\text{D}, n){}^3\text{He}$	${}^7\text{Li} (p, n){}^7\text{Be}$
Collision energy	2.25 MeV	100 keV	2 MeV	2.25×7 MeV
Laser intensity	1.9×10^{19} W/cm ²	8.2×10^{17} W/cm ²	1.6×10^{19} W/cm ²	1.3×10^{20} W/cm ²
Cluster	172 nm	36 nm	162 nm	455 nm
Reaction cross section	0.5 barn	15 mbarn	90 mbarn	1.5 barn
Neutron yield	$2.1 \times 10^6 E_L^{3/2}$	$3.4 \times 10^5 E_L^{3/2}$	$2.1 \times 10^8 E_L^{3/2}$	$2.2 \times 10^9 E_L^{3/2}$

Fig. 4 Neutron yields from deuterium clusters for the experimental results ($\square^{13}$, $\blacksquare^{14}$, $\circ^{15}$) and the present model for the reactions of $\text{D} (\text{D}, n) \text{He}$ ($\text{D} = 100$ keV).

$$\text{Li} (p, n) \text{Be} (p = 2.25 \text{ MeV}): N_n = 2.1 \times 10^6 E_L^{3/2}$$

$$\text{D} (\text{D}, n) \text{He} (\text{D} = 100 \text{ keV}): N_n = 3.4 \times 10^5 E_L^{3/2}$$

$$\text{D} (\text{D}, n) \text{He} (\text{D} = 2 \text{ MeV}): N_n = 2.1 \times 10^8 E_L^{3/2}$$

の発生中性子数のレーザーエネルギー則が得られる。計算では $\Delta E_{\text{max}}/E_{\text{max}} = 0.1$ とした。クラスターとの相互作用により中性子を発生した実験と本比例則を比較してみる。 $\text{D} (\text{D}, n) \text{He}$ ($\text{D} = 100$ keV)の比例則と現在報告のある中性子数のレーザーエネルギー依存性をFig. 4に示す¹³⁻¹⁵。2つの文献の依存性は異なる。また、上述で得られたレーザーエネルギー比例則と比較すると、依存性は異なるが、それぞれの上限を与えている事が分かる。これは、本論文での議論にあるように、イオンのエネルギーはクラスターの大きさで決まり、レーザー強度では決まらない。レーザー強度を変えるとクラスターのイオン化の程度は変わるが、最大エネルギーは変わらない。実験ではレーザーのエネルギーの変化に伴いレーザー強度も変化している。実験は、必ずしもクラスター径や強度を最適化したものではないためと考える。本論文の比例則はレーザー強度を一定にし、レーザーエネルギーの増加とともに、集光径を大きくし、発生中性子数を増やしている。よって、依存性が異なるのは明らかである。しかし、この比例則は発生中性子数の上限を与えるものとして有益である。

ここで、 $\text{Li} (p, n) \text{Be}$ ($p = 2.25$ MeV)ではなく、 $p(\text{Li}, n)\text{Be}$ ($\text{Li} = 2.25 \times 7$ MeV)を検討してみる。つまり、Liを含むナノ粒子をクーロン爆発させ 2.25×7 MeVのLiイオンを発生し、周辺の水素ガスに衝突させ、核反応を起こさせるものである。この場合、レーザーの強度は

1.3×10^{20} W/cm²と高くなり、必要なナノ粒子の直径も455 nmになる。このような大きなナノ粒子を波長間隔に位置した場合も、上述と同様の相互作用が起こると仮定すると、レーザーエネルギー則は $N_n = 2.2 \times 10^9 E_L^{3/2}$ となり極めて高い中性子数を示す(この場合の計算ではナノ粒子の径が大きいので、中心間隔を波長とせず、間隔を波長としている)。これは、ナノ粒子が大きくなることによるイオン数の増大と周辺の水素が気体であるため、阻止レンジが長くなり、標的水素数が増えることによる。ただし、このような系(大きなナノ粒子を波長間隔で配置)でも同様な相互作用、クーロン爆発が起こるかの基礎実験による検証は必要である。

6. 中性子源への可能性と特徴

本論文で得た発生中性子数のレーザーエネルギー依存性を用いて、中性子源の可能性を検討してみる。例えば、産業応用の一つとして構造物の非破壊検査へ利用可能な小型中性子源として 10^{11} 個/s以上を想定する。Fig. 5 (a)は $\text{Li} (p, n) \text{Be}$ ($p = 2.2$ MeV)反応を用いた場合の中性子数とレーザーエネルギーの関係を示している。1 kJ/1 Hzのレーザーをもつことができれば、可能であるが、このレーザーが従来の加速器ベースのイオン源と比べて小型かという議論は残る。ただし、発生中性子のエネルギーは数百keVに抑えられるので、減速材を小型化にできる。また、レーザー装置施設を放射線管理区域外に設置できるなどの大きな利点がある。 $\text{D} (\text{D}, n) \text{He}$ ($\text{D} = 2$ MeV)反応の場合のレーザーエネルギー則をFig. 5 (b)に示す。1 J/1 kHzのレーザーで小型中性子源ができ、現状進められているレーザー技術開発の目標の範囲内である。装置も小型である。ただし、減速材は2 MeVの中性子を減速出来る大きさが必要になる。先に揚げた1 kJ/1 Hzのレーザーができれば医療用中性子源や産業利用への見通しもでてくる。この比例則をさらに外挿すると、J-PARC級の 10^{17} 個/sを発するには、1 MJ/1 Hzのレーザーが必要となる。これは、まさにレーザー核融合炉の現在の概念設計の仕様に近いものである。これをJ-PARCに比べ小型といえるかは今後のレーザー技術によるが、この場合も放射線管理区域の問題については、レーザーは極めて有利である。いずれにしても、レーザー核融合炉が実現すれば、それ自身が高輝度中性子源になるので、クラスターを用いるまでもない。

また、クラスタークーロン爆発による $p(\text{Li}, n)\text{Be}$ ($\text{Li} = 2.25 \times 7$ MeV)反応が可能であれば(Fig. 5 (c)),

Fig. 5 Dependence of neutron yields from cluster Coulomb explosion on laser energy.

10 J/10 Hz級の現状のレーザーでも多くの中性子を発生でき、中性子エネルギーも小さいので遮蔽材も小さくでき、小型中性子源が可能となる。また、レーザー核融合炉にいくまでもなく、その1/10程度のレーザーエネルギーでJ-PARC級の中性子源が可能となる。

7. まとめ

レーザーを用いた中性子源の可能性を、レーザー誘起クラスタークーロン爆発により生成したイオンを用いた場合について考察した。加速器ベースの中性子源と比較する場合、レーザー装置が加速器と同程度の大きさの場合でも、放射線管理区域を縮小できる利点がある。さらに本論文で提案しているレーザークラスター爆発方式では、減速材・遮蔽材の中にレーザーを直接入射する単純

な構成にでき、さらに管理区域を縮小できる。本論文で得た発生中性子数のレーザーエネルギー比例則から、現在の技術で対応出来るレーザーでも小型中性子源は可能であり、最近のレーザー技術の発展を鑑みても、医療用、産業用の中性子源は十分に可能といえる。管理区域を必要とする装置規模では、レーザーは加速器に比べて有利であると考えられる。

謝 辞

本解説論文の要素となっている研究の一部は文部科学省のグローバルCOEプログラム「普遍性と創発性から紡ぐ次世代物理学」研究助成の支援を受けて行なわれた。本論文の一部は、IFE-Forum主催「レーザー中性子源による新産業創成調査研究委員会」(委員長：井澤 靖和)での調査活動の一つとして行なったものであり、関係各位に感謝する。また、利用観点からの中性子源と必要中性子数についてそれぞれコメントを頂いた金谷 利治氏、清水 裕彦氏に感謝する。

参考文献

- 1) S. Sakabe, T. Mochizuki, T. Yabe, K. Mima, and C. Yamanaka: *Phys. Rev. A* **26** (1982) 2159.
- 2) 阪部 周二, 飯田 敏行, 高橋 亮人: *日本原子力学会誌* **43** (2001) 996; C. Yamanaka and S. Sakabe: *Rev. Laser Eng.* **30** (2002) 185.
- 3) M. Roth, D. Jung, K. Falk, N. Guler, O. Deppert, M. Devlin, A. Favalli, J. Fernandez, D. Gautier, M. Geissel, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 044802.
- 4) T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, and M. D. Perry: *Phys. Rev. A* **53** (1996) 3379.
- 5) T. Ditmire, J. W. G. Tisch, E. Springate, M. B. Mason, N. Hay, R. A. Smith, J. Marangos, and M. H. R. Hutchinson: *Nature (London)* **386** (1997) 54.
- 6) T. Ditmire, E. Springate, J. W. G. Tisch, Y. L. Shao, M. B. Mason, N. Hay, J. P. Marangos, and M. H. R. Hutchinson: *Phys. Rev. A* **57** (1998) 369.
- 7) レーザークラスター相互作用に関する実験の多くの論文は9, 10)の参考文献を参照。
- 8) S. Sakabe, M. Hashida, S. Tokita, and K. Otani: *Plasma and Fusion Research* **4** (2009) 041.
- 9) S. Sakabe, S. Shimizu, M. Hashida, F. Sato, T. Tsuyukushi, K. Nishihara, S. Okihara, T. Kagawa, Y. Izawa, K. Imasaki, *et al.*: *Phys. Rev. A* **69** (2004) 23203.
- 10) S. Sakabe, K. Shirai, M. Hashida, S. Shimizu, and S. Masuno: *Phys. Rev. A* **74** (2006) 043205.
- 11) 西内 満美子: *レーザー研究* **40** (2012) 833.
- 12) K. Nishihara, H. Amitani, M. Murakami, S. Bulanov, and T. Zh. Esirkepov: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **464** (2001) 98.
- 13) J. Zweiback, T. E. Cowan, J. H. Hartley, R. Howell, K. B. Wharton, J. K. Crane, V. P. Yanovsky, and G. Hays: *Phys. Plasma* **9** (2002) 3108.
- 14) K. W. Madison, P. K. Patel, M. Allen, D. Price, R. Fitzpatrick, and T. Ditmire: *Phys. Rev. A* **70** (2004) 053201.
- 15) W. Bang, G. Dyer, H. J. Quevedo, A. C. Bernstein, E. Gaul, M. Donovan, and T. Ditmire: *Phys. Rev. E* **87** (2013) 023106.

レーザーワード

中性子捕捉療法 (NCT = Neutron capture therapy)

中性子捕捉療法 (NCT = Neutron capture therapy) は放射線治療法の一つである。ホウ素 (^{10}B) と熱中性子の核反応で生じる α 粒子を癌細胞に照射し破壊する「癌細胞選択的治療法」である。発生する α 粒子の組織内での飛程

が癌細胞一個の大きさに近く、LETが高いことから、癌細胞に特異的に集積するホウ素を含む化合物を用い、熱中性子線を照射すれば癌細胞のみにエネルギーを集中して殺傷することが可能となる。(阪部 周二)