

レーザーコンプトン散乱ガンマ線による高速陽電子材料検査

MATERIAL INSPECTION BY POSITRON GENERATED BY LCS GAMMA-RAY

宮本修治^{#,A)}, 杉田健人^{B)}, 堀 史説^{B)}, 寺澤倫孝^{A)}, 岩瀬彰宏^{B)}, 天野 壮^{A)}, 橋本 智^{A)}
Shuji Miyamoto^{#,A)}, Kento Sugita^{B)}, Fuminobu Hori^{B)}, Mititaka Terasawa^{A)}, Akihiro Iwase^{B)},
Sho Amano^{A)}, Satoshi Hashimoto^{A)}

^{A)} Laboratory of Advanced Science and Technology for Industry, University of Hyogo

^{B)} Graduate School of Engineering, Osaka Prefecture University

Abstract

We are developing a defect inspection system for various materials using high energy positrons generated by a laser Compton scattering gamma ray beam. When a high-energy positron is injected into the target material, positrons are rapidly thermalized by collisions and they are efficiently trapped by vacancy defects in the material. Finally, they produce pair gamma by annihilate with neighboring electrons. The defect density and the defect size of the target material are evaluated from a spectrum of an annihilation gamma-ray and a lifetime of positron, respectively. Recently, we tested a gamma-ray-beam direct injection method in which the positron generation and defect inspection by positron are done simultaneously. This method reduced a measurement time and made possible to use very thick material to inspect.

1. はじめに

ニュースバル放射光施設は、エネルギー1GeVの電子を蓄積して、Top Up 運転(随時継ぎ足し入射)の300mA蓄積電流で主に、軟 X線放射光を用いた材料分析や超微細加工技術の開発と利用が行われている。この中で、BL01 ビームラインは、光源開発用ビームラインとして、レーザーCompton 散乱(LCS)ガンマ線ビーム源を利用できるように、レーザー装置、ガンマ線シャッター、ガンマ線照射ハッチを設置している。入射レーザーの波長は、4種類(CO₂:10.591μm, Er:1.54 μm, Nd:1.064 μm, Nd-2ω:0.532 μm)から選択でき、電子エネルギーを1GeV 運転(982MeV)に固定していても、1.73 MeV から33.3MeV までのガンマ線を利用できる。ただ、レーザー波長が離散的であるため、エネルギーチューニングが必要な実験では、電子エネルギーを変更する必要がある。1GeV で電子を蓄積後、電子エネルギーを高精度に加速・減速することが可能で、現在、500MeV から 1.5GeV までの、連続的なエネルギー変更が可能である。これにより、1MeV から 74MeV までの準単色な偏光ガンマ線を利用可能となっている。ガンマ線のフラックスは、レーザーパワーと電子電流に依存するが、20W のNdレーザー出力を、1GeV 運転、300mA の蓄積電子へ入射した場合、 1.5×10^6 γ/秒程度である。散乱点から16.7m 下流に設置している、直径 3mmφ のコリメーターを用いた場合である。この場合、ガンマ線のエネルギー広がり、5%程度となる[1-8]。

Figure 1 は、ニュースバル放射光施設の六分の一(ビームライン BL01 近傍)を示した図である。加速器収納遮蔽トンネルの外部から、レーザーを入射し、大気中の1枚のミラーとレンズおよび真空窓を介して、真空ダクト中のミラーで、電子との散乱点で収束させている。レーザー波長により収束性能が異なるため、散乱点は2箇所設定している。波長の短いレーザーは、長直線部のP1、波

長の長いCO₂レーザーは、偏向電磁石直上流のP2で収束し、電子ビームとの衝突で後方散乱する。P1およびP2で4πステラジアン空間に散乱された光子はドプラブーストと相対論的座標変換により、高エネルギー光子(ガンマ線)となって、電子ビーム進行方向に進み、半数の光子は π/γ^2 ステラジアン内に散乱される。ここで、 $\gamma=1+E_e/mc^2$ は電子エネルギー E_e のローレンツ係数、 mc^2 は電子の静止質量エネルギーである。この効果により、散乱点P1で発生したLCSガンマ線は、約24m離れた、ガンマ線照射ハッチ2では、直径2.4cmのビーム状となる。この時、ガンマ線のエネルギー分布広がり、50%程度であるが、散乱点から17m下流のコリメーターを用いて、軸上のガンマ線のみ取り出すことで、準単色なガンマ線ビームとすることができる。

ガンマ線照射ハッチには安全インターロックシステムを設置しており、退避確認後、入口扉をロックすることにより、ビームシャッター(MBS)開くことができる。MBSは、鉛30cmとポリエチレン30cm厚で作られた約500kgの遮蔽体を、ガンマ線ビームと加速器収納遮蔽トンネルが交差する壁の内側に設置している。インターロックシステムにより圧縮空気プランジャーにより上下に駆動する。

このようなガンマ線ビーム照射システムを用いて、核物理・宇宙核物理研究[9-15]、核変換[16-20]、各種検出器の校正や物性データ取得[21-23]、光核反応断面積データベース構築[24-29]などの利用が行われている。ここでは、高エネルギーガンマ線から容易に発生できる高エネルギー陽電子[30]を用いた材料の欠陥検査システムの開発[31]とその計測例を紹介する。

2. 陽電子材料検査

1930年にアンダーソンによって発見された陽電子は、物質内の電子状態を局所的に評価できることから格子欠陥の検出などに利用され、材料科学における評価法としての役割を担っている。陽電子はX線など他のプローブとは異なり、原子配列を見るのではなく材料内の空隙欠陥に特化した評価法として利用されている。

[#]miyamoto@lasti.u-hyogo.ac.jp

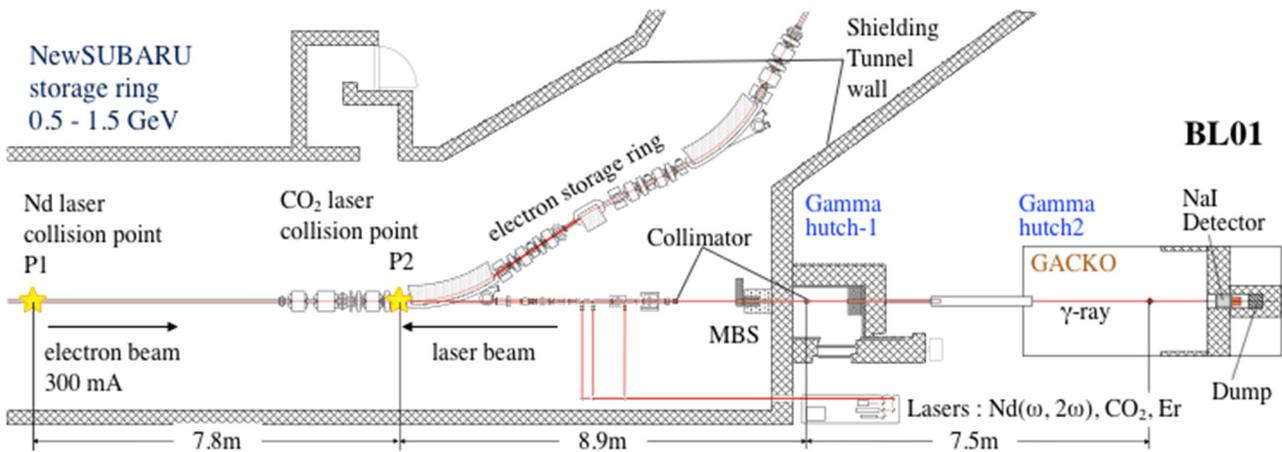


Figure 1: One sixth of NewSUBARU electron storage ring is shown. BL01 of the one of nine beamline in the NewSUBARU Synchrotron Light Facility is laser Compton scattering gamma-ray beam source. GACKO is a gamma-ray beam collaboration hutch with Konan University.

高速陽電子を、材料中に入射すると、材料中で衝突により短時間で熱化し、その過程で材料中の空孔欠陥にトラップされる。空孔欠陥にトラップされた陽電子は、欠陥のない結晶中に比べ、欠陥サイズが大きいほど、寿命は長くなる傾向がある。しかし、最終的には近傍の電子と対消滅を起こし、2個の消滅ガンマ線(511keV)が互いに反対方向に放出される。空孔欠陥部では、陽電子近傍に外殻電子が接近する確率が高いため、陽電子・電子は運動量の低い状態で対消滅する。したがって消滅ガンマ線のスペクトル幅は、欠陥がない場合に比べて狭くなる。陽電子材料検査材では、空孔欠陥サイズや欠陥密度に依存して、陽電子寿命や、消滅ガンマ線スペクトルが変化するため、材料の欠陥を非破壊で計測することができる。

Figure 2 にガンマ線と鉛ターゲットのスペクトル相互作用断面積を、相互作用機構ごとに表したグラフを示す。17MeV のガンマ線ビームを厚いターゲットに入射した場合は、対生成相互作用断面積が 80%に達する。しかしながら、生成した陽電子を標的外部へ取り出し、検査対象材料に入射するためには、陽電子を透過させる必要があるため、薄い標的を用いる必要がある。Phits コードで評価すると、3mm の鉛標的を用いた場合、陽電子取り出し効率は 3%程度になる。生成陽電子は、ガンマ線から対生成する系のエネルギー保存・運動量保存の動力学から計算される 16MeV 程度までの広いスペクトルを持ち、最大強度は 8MeV 付近となる。

2.1 陽電子分光入射

Figure 3(a) に、ガンマ線生成陽電子を磁場によりエネルギー選別して非検査試料に入射するシステムを示す。陽電子のエネルギーに応じて、材料中での侵入深さが異なるため、材料欠陥の深さ方向分布を評価することができる。8MeV 程度の陽電子では、大気中で計測も可能だが、大気での散乱や対生成がノイズとなるため、真空チャンバー内での計測が可能システムとしている。Figure 3(b) に陽電子照射システムの写真を示す。ガンマ

線は真空チャンバー内の 3mm 厚の鉛ターゲットで一部電子・陽電子に変換される。ガンマ線進行方向に進む電子・陽電子は電磁石の磁場によりそれぞれ反対方向に曲げられ、エネルギー分散した陽電子のうち、必要な部分を、真空中に配置した、薄い材料サンプルに照射できるようになっている。鉛ターゲットを透過したガンマ線は、HP-Ge 検出器のノイズ源にならないように、そのまま、前方のダンプまで飛ばしている。陽電子とは逆方向へ偏向した電子は、陽電子の材料サンプル入射位置と対称位置で計測可能な、ダクトとフランジを用意しており、必要に応じてコインシデンス計測などに利用できる。

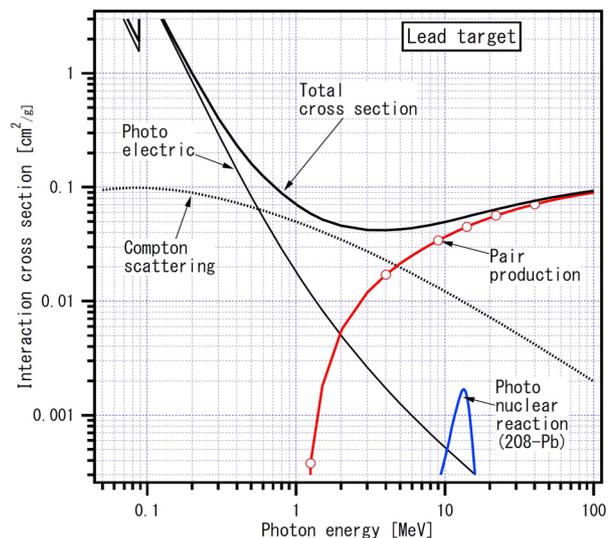
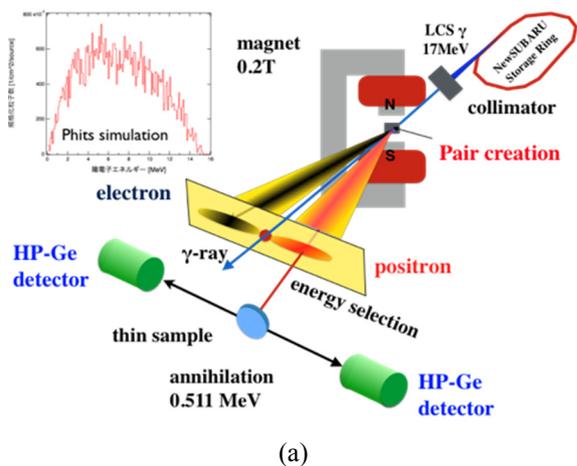
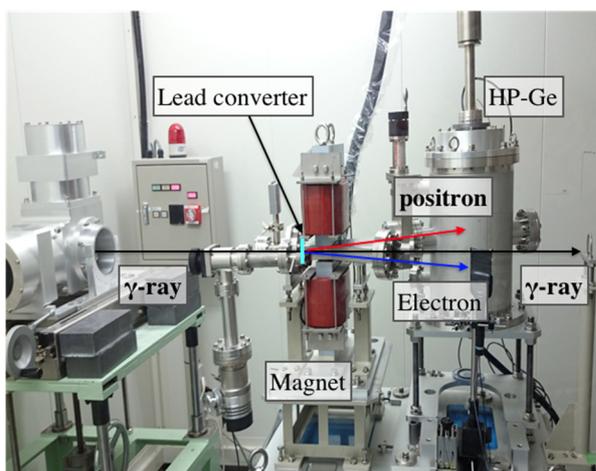


Figure 2: Interaction coefficient between gamma-ray photon and lead target.



(a)



(b)

Figure 3: (a) Positron material inspection system. Collimated gamma-ray beam is converted to electron positron pair at thin lead target. Energy selected positron is injected into thin sample. Annihilation gamma spectra are detected by HP-Ge detector.

このように、陽電子分光入射では、入射ガンマ線フラックスの 3%程度の低い効率で発生した陽電子を、磁場をもちいてエネルギー分散させ、この一部を取り出して計測に用いるため、利用効率が悪い。消滅ガンマ線のスペクトル測定を十分な精度で行うためには、5~8 時間程度のデータ蓄積が必要であった。この効率を改善して、計測時間を短縮するために、次のガンマ線直接入射法も試験した。

2.2 ガンマ線直接入射

陽電子スペクトルの計測時間を短縮するために、次のガンマ線直接入射法を試験した。この方法は、ビーム状の準単色ガンマ線を(例えば直径 3mm のコリメーターを使う場合、直径 3.5-4mm 程度、エネルギー幅 5%程度)直接計測サンプルに入射する。Figure 4 のような配置でのガンマ線入射と、対消滅ガンマ線計測である。サンプル内で発生する陽電子の密度は、ガンマ線のフラックス、エネルギー、サンプル材質によって決まる。例えば、17MeV のガンマ線を鉄サンプルに入射した場合、飛程は約 4.1cm で、この距離で 1/e 強度に減衰する。鉄の場合、全吸収に対する対生成の割合は 66%程度であるため、入射ガンマ線フラックスの約 42%の陽電子が、4.1cm のガンマ線軌跡上で生成され、その近傍で熱化・対消滅すると考えられる。

Table 1 に、陽電子分光入射の場合と、ガンマ線直接入射のばあいでの、対消滅ガンマ線のスペクトルを計測した場合の、カウント・レートの比較を示す。検出器はサンプル全体からの対消滅ガンマ線を計測する配置であるため、ガンマ線直接入射によりカウント・レートは 100 倍ほど上昇しており、効率の改善が見られる。検出器前にコリメーターを設置して、サンプルの深さ方向の空間分解を 5mm 程度にしても、1 桁程度の計数効率改善が見込める。

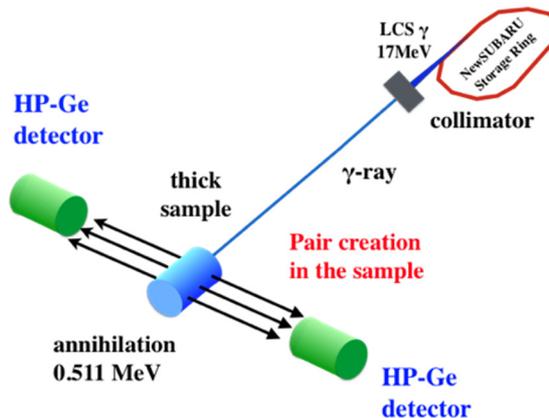


Figure 4: Collimated gamma-ray beam is injected into a thick sample directly. Annihilation gamma-photons are emitted from through the gamma-ray trajectory in the sample.

Table 1: Annihilation Gamma Detection Rate

Sample		Positron injection	γ-ray injection
Material	Size(mm)	Annihilation count/h	Annihilation count/h
Iron	20×50×5t	1.3E+03	3.7E+05
Silicon	20×45×17t	3.3E+03	7.2E+05

3. 陽電子寿命測定システム

陽電子寿命測定は、材料中の空孔欠陥のサイズの情報を与えると評価されている。陽電子寿命は、陽電子のサンプルへの入射時間と、サンプルから発生する対消滅ガンマ線の発生時間差を測定することにより計測できる。レーザーコンプトン散乱ガンマ線は、ほぼ電子ビームのパルス幅で発生するため、このような計測には適している。Figure 5 に陽電子寿命測定システムの設定を示す。蓄積リングは単バンチ運転のため、396ns ごとに、100ps 程度のパルス幅の電子バンチが、散乱点に来るため、それに同期させてパルスレーザーを入射する。レーザーは繰り返りに制限があるため、25kHz 運転とした。発生したパルスガンマ線を、材料サンプルに入射し、陽電子生成と対消滅をサンプル内で起こさせる。対消滅ガンマ線は高い時間分解能が必要なため、1cm 程度の厚さの BaF₂ シンチレータと高速光電子増倍管を用いた。信号は TAC へのスタート信号として使い、電子バンチに同期した RF の分周信号をストップ信号として用いた。ノイズ信号を減らすため、BaF₂ シンチレータの対面に設置した、Ge 検出器で反対方向に発生する消滅ガンマ線を検出し、ゲート信号として TAC でコインシデンス計測を行った。

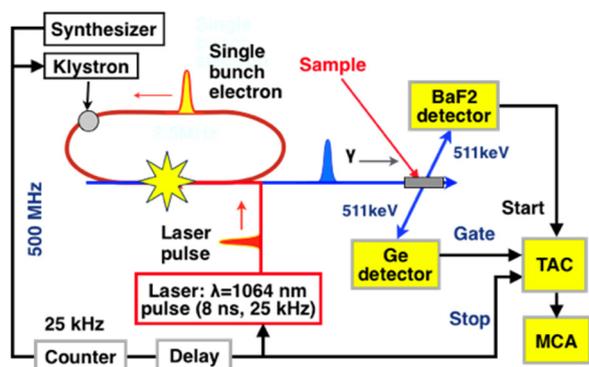
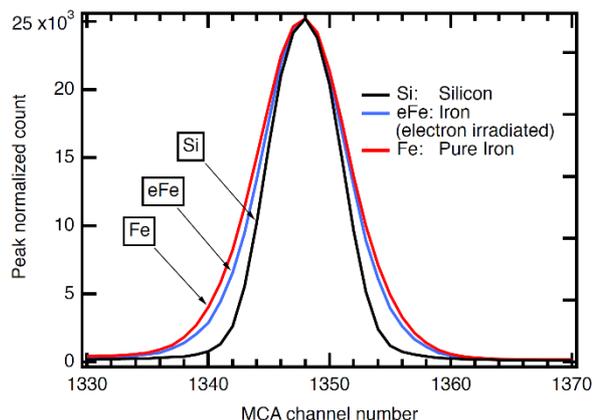


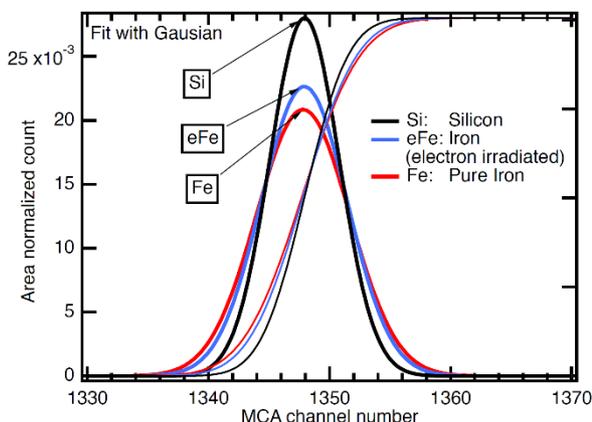
Figure 5: Positron life time measurements system. Single bunch electron of about 100ps pulse width was used.

4. 消滅ガンマ線スペクトルと陽電子寿命計測結果

Figure 6 に、ガンマ線直接入射法で測定した、消滅ガンマ線のスペクトルを示す。材料として、シリコン、鉄および電子線照射した鉄サンプルを試験した。Figure 6(a) は計測したガンマ線スペクトルの、511keV 付近を拡大したもので、異なるサンプルに対して、ピークカウントで規格化して、スペクトル広がりと比較しやすくしたものである。電子線照射鉄サンプルからの消滅ガンマ線は、非照射の鉄サンプルに比べ、スペクトル幅が狭くなっている事がわかる。シリコンと鉄の違いは、結晶構造と電子運動量分布の違いによる材質依存の差である。Figure 6(b) は同じ計測データを、ガウシアンでフィットして、スペクトル面積で規格化したもので、数値的に差異を評価できるようにしたものである。一般には、スペクトル中央部分の積



(a)



(b)

Figure 6: (a) Measured annihilation gamma spectra normalized with peak count. (b) Gaussian fitted spectra normalized with area.

分カウントと、周辺部の積分カウントの比を S パラメータと呼び、評価されている。

Figure 7 には、陽電子寿命計測の結果を示す。このときは、材料として鉄サンプルとアルミニウムサンプルを用いて、陽電子寿命測定の実験とした。横軸は、陽電子入射からの時間(ナノ秒)で、縦軸は、時間ビンごとの消滅ガンマ線の検出数である。このような寿命測定では、時間が遅い部分にサンプル以外からのバックグラウンドが多数重なるため、対ガンマ線によるコインシデンス計測が効果的で、アルミサンプルの例のように、テール部分のノイズを 2 桁ほど減少させることができる。

鉄、アルミニウムなどの材料に関しては、陽電子寿命の理論的計算もされており、実験計測値との比較を Table 2 に示す。この比較では、計測した寿命は、理論値よりかなり長くなっていることがわかる。ただ、鉄とアルミニウムの寿命の大小関係は変わっていない。この、理論と計測の差異が、材料欠陥のサイズに依存したものか、あるいは計測システムでの問題かは、今の所わかっていない。今後、計測手法の見直しと合わせて、計測サンプル数を増やし、計測法を評価する予定である。

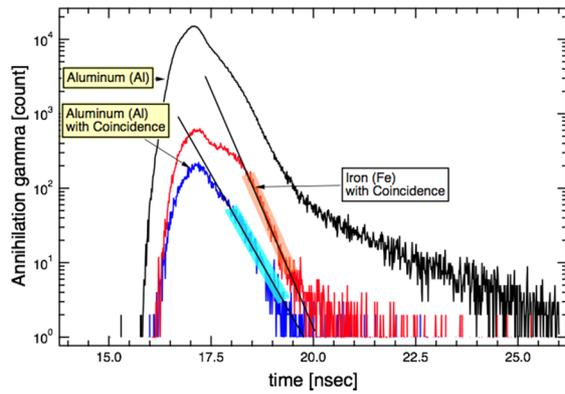


Figure 7: Measured positron lifetime for an aluminum and an iron samples.

Table 2: Measured Positron Lifetime

Sample	Measured	Calculation [32]
Iron	350 psec	101 psec
Aluminum	453 psec	166 psec

5. まとめ

国際的にも数少ないレーザーCompton散乱(LCS)ガンマ線源の利用分野の1つとして、陽電子非破壊検査システムを構築し、材料検査を試験した。LCSガンマ線は、ビーム状で発散角が小さく、準単色とできるため、高速陽電子を用いる必要がある検査では、貴重な応用分野と考えられる。特に、安定な蓄積リングの電子バンチと同期した陽電子発生が可能のため、陽電子寿命計測では、新たな計測法を構築できる可能性がある。また、LCSガンマ線は、偏光特性が良いため、円偏光ガンマ線を用いた、偏極陽電子発生も容易であり、偏極陽電子応用も今後検討する。

参考文献

[1] S.Miyamoto *et al.*, Radiation Measurements, 41, pp.S179-S185(2007).

[2] 宮本修治, 加速器学会誌「加速器」5, pp.111-116 (2008).
 [3] S.Amano *et al.*, Nuclear Instrum. and Methods in Phys. Res. A, 602, pp. 337-341(2009).
 [4] K.Horikawa *et al.*, Nuclear Instrum. Methods in Phys. Res. A, 618, pp 209-215 (2010).
 [5] T.Kondo *et al.*, Nuclear Instrum. Methods in Phys. Res. A, 659, pp.462-466 (2011).
 [6] Y.Asano *et al.*, "Shielding design of laser electron photon beamlines at SPring-8", Progress in Nuclear Science and Technology, 4, pp.252-256 (2014).
 [7] H.Utsunomiya *et al.*, IEEE Trans. Nuclear Science, 61, pp.1252-1258 (2014).
 [8] H.Utsunomiya *et al.*, Nuclear Phys. News, 25, pp.25-29 (2015).
 [9] T. Hayakawa *et al.*, Phys. Rev. C 77, 068801(2008).
 [10] K.Horikawa *et al.*, Phys. Letters B, 737, pp.109-113 (2014).
 [11] T.Hayakawa *et al.*, Plasma and Fusion Research, 11, 3406066 (2016).
 [12] T. Hayakawa *et al.*, Phys. Review C, 93, 004313 (2016).
 [13] T. Shizuma *et al.*, Phys. Review C, 96, 044316 (2017).
 [14] T.Yamagata *et al.*, Phys. Review C 95, 044307(2017).
 [15] S.Miyamoto *et al.*, Plasma and Fusion Research, 13, 2404066 (2018).
 [16] K.Imasaki *et al.*, Energy Conversion and Management 49, pp.1922-1927 (2008).
 [17] K.Horikawa *et al.*, Rev. of Laser Engineering, 39, pp.445-447 (2011).
 [18] H.Ejiri *et al.*, J. Phys. Soc. Japan, 80, 094202 (2011).
 [19] T.Hayakawa *et al.*, J. Nuclear Science and Technology, 53, pp.2064-2071 (2016).
 [20] M. Fujiwara *et al.*, Phys. of Particles and Nuclei, 48, pp. 124-133 (2017).
 [21] S.Kojima *et al.*, Rev. of Scientific Instrum., 87, 043502 (2016).
 [22] T.Kawasaki *et al.*, Phys. Letter A, 381, pp.3129-3133 (2017).
 [23] P. Gros *et al.*, Astroparticle Physics 97, pp.10-18 (2018).
 [24] H.Utsunomiya *et al.*, Phys. Review C, 92, 064323 (2015).
 [25] H.-T. Nyhus *et al.*, Phys. Review C, 91, 015808 (2015).
 [26] D.M.Filipescu *et al.*, Phys. Review C, 90, 064616 (2014).
 [27] I. Gheorghe *et al.*, Phys. Review C, 96, 044604 (2017).
 [28] H.Utsunomiya *et al.*, Nuclear Instrum. Methods Phys. Res. A, 871, pp. 135-141(2017).
 [29] H.Utsunomiya, *et al.*, Nuclear Instrum. Methods Phys. Res., A 896, pp.103-107 (2018).
 [30] D. Li *et al.*, Appl. Phys. Lett., 94, 091112 (2009).
 [31] 堀 史説 他, 「陽電子科学」日本陽電子科学会 第 10 号 pp.21-28(2018).
 [32] M. J. Puska and R. M. Nieminen, Rev. Mod. Phys. 66, p.841(1994).