

回折結晶を利用したレーザー・コンプトン散乱ガンマ線の エネルギー、角度分布の再構成

RECONSTRUCTION OF LASER COMPTON SCATTERED GAMMA-RAY IN THE ENERGY-ANGLE PHASE SPACE FROM CRYSTAL DIFFRACTION DATA

羽島良一^{*A)}、早川岳人^{A)}、静岡俊行^{A)}、宮本修治^{B)}、松葉俊哉^{C)}

Ryoichi Hajima^{*A)}, Takehito Hayakawa^{A)}, Toshiyuki Shizuma^{A)}, Shuji Miyamoto^{B)}, Shunya Matsuba^{C)}

^{A)}National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology (QST),

^{B)}Hyogo University, ^{C)}Japan Synchrotron Radiation Research Institute

Abstract

Laser Compton scattered (LCS) gamma-ray sources have unique properties, generation of energy-tunable monoenergetic polarized photons. Development of high-brightness LCS gamma-ray sources is in progress to explore a broad range of gamma-ray applications from fundamental science to industrial applications. Diagnosis of gamma-ray photon distribution in the energy-angle phase space is essential to evaluate the spectral brightness and the available narrowest bandwidth of the LCS gamma-ray source. We propose a method to reconstruct the distribution of LCS photons in the energy-angle phase space from a series of gamma-ray spectra diffracted by a crystal.

1. はじめに

相対論的電子ビームによるレーザー光子の散乱、レーザーコンプトン散乱 (Laser Compton Scattering; LCS) では、電子ビームエネルギー、レーザー波長を選ぶことで、keV の X 線から GeV のガンマ線まで発生が可能である。エネルギー可変、準単色のガンマ線が得られ、さらに、直線偏光、円偏光のガンマ線の生成が可能という利点もあることから、シンクロトロン放射で発生困難な 1 MeV 以上のエネルギー領域にて、原子核物理の分野を中心に幅広い利用がなされている [1]。

大電流かつ低エミッタンスの電子ビームを生成する電子加速器の技術が進展するにしたがって、これら技術を取り入れ、強度、輝度の大きな LCS ガンマ線源の開発が進んでいる [2]。LCS ガンマ線源では、ガンマ線ビームライン上に設置したコリメータを用いて準単色ガンマ線を得るが、この時のガンマ線エネルギースペクトルは、ガンマ線発生位置での電子ビームおよびレーザービームのパラメータに依存する。このため、LCS ガンマ線の強度、輝度が、電子ビームのエミッタンス、エネルギー広がり、衝突点でのエンベロープパラメータなどによってどのように影響されるか、理論的な研究が行われ、また、多くのシミュレーションで確認されてきた [3--7]。

LCS ガンマ線を利用した原子核実験では、試料に入射するガンマ線のスペクトル密度 (単位時間、単位エネルギー幅あたりのガンマ線光子数) に比例して反応のイベントレートが決まるため、実験中の入射ガンマ線のスペクトル密度の評価が必要となる。また、ガンマ線の高輝度化を目指した装置の開発、改良、さらに、ガンマ線の単色性を高めるためのコリメータ形状の最適化を行うためには、多次元運動量空間でのガンマ線分布、特に、散乱角度とエネルギー

の位相空間である (E, θ) 空間における LCS 光子の分布を測定し、この結果からガンマ線発生位置での電子ビーム、レーザービームの情報を求める必要がある。

実験中の入射ガンマ線のスペクトル密度の評価では、これまで、ガンマ線ビームライン上にプラスチックシンチレータを挿入する、あるいは、金属の薄板を挿入してコンプトン散乱ガンマ線を測定するなどの手法が用いられてきた [8]。しかし、これらの手法では、空間積分した情報しか得られないという限界がある。

シンクロトロン放射光、アンジュレータ放射光では、X 線ピンホールカメラを用いたイメージング手法 [9]、ダブルスリットによる X 線ビーム測定 [10] によって、光源点での電子ビームパラメータ (エミッタンス、サイズ、発散角) を測定した研究例がある。LCS 光源では、ピンホールと X-ray CCD を使った (E, θ) 分布の測定 [11]、HOPG モザイク結晶を使った (E, θ) 分布の測定 [12]、X-ray CCD によるスペクトル測定からエミッタンス、レーザーパルス強度を求めた例 [13] があるが、いずれも数十 keV の X 線領域の測定である。

MeV エネルギーの LCS ガンマ線に対しても、スリットを用いた (E, θ) 分布の測定を行うことが原理的に可能である。ここで、スリットの外側でガンマ線を十分に減衰させるためには、厚さが 100-200 mm 程度のブロック (鉛、タングステンなど) を用いる必要がある。電子エネルギー 1 GeV ($\gamma \sim 2000$)、衝突点からコリメータまでの距離を $L = 10$ m としたとき、コリメータ位置でのガンマ線ビームサイズは $L/\gamma = 5$ mm 程度であり、 (E, θ) 分布を詳細に測定するには、スリット幅を $100\mu\text{m}$ 以下とすることが望ましいが、このようなスリットを正確に LCS ビーム軌道に設置し位置を精密にスキャンすることは容易でない。

われわれは、シリコン結晶によるガンマ線の回折

* hajima.ryoichi@qst.go.jp

現象を利用して、LCS ガンマ線の (E, θ) 分布を測定する手法を提案し、モンテカルロ計算および実験にてその有効性を確認した。本稿では、測定手法の原理と計算結果について述べる。実験を含めた詳細は、別途準備中の投稿論文にて報告する。

2. LCS ガンマ線の (E, θ) 分布

LCS ではコンプトン散乱の前後で電子とレーザー光子の運動量、エネルギーが保存することから、発生するガンマ線のエネルギーは散乱角度と相関を持ち、正面衝突の場合は次式で表される。

$$E_g = \frac{4\gamma^2 E_L}{1 + (\gamma\theta)^2 + 4\gamma(E_L/mc^2)} \quad (1)$$

ここで、 E_g 、 E_L は散乱光子と入射光子のエネルギー、 γ は電子の相対論因子、 θ は散乱角である。

実際の LCS 光源では、電子およびレーザーの運動量と位置に分布があるため、LCS ガンマ線のエネルギーと角度の関係は、上式に加えて、電子ビームのエミッタンス、エネルギー広がり、レーザーのバンド幅、衝突点でのエンベロップパラメータの影響を含むことになる。これらビームに起因する影響を含んだ、LCS 光源のフラックス、スペクトル密度の理論解析、シミュレーションによる研究がこれまで行われている [3--7]。

LCS における光子発生シミュレーションでは、エミッタンス、エネルギー広がりなどで決まる運動量分布に従う多数の電子とレーザー光子を用意した上で、電子ビームとレーザーパルスの時間的、空間的重なりを考慮しつつ、微分散乱断面積で与えられるコンプトン散乱の確率にしたがって散乱ガンマ線の生成を行うことで、 (E, θ) 分布を含む発生ガンマ線の特性を求めることができる。このようなシミュレーションを行うコードとして、例えば CAIN がある [14]。

ここでは、われわれが開発した Geant4 ベースの LCS シミュレーションコードを用いて、NewSUBARU の LCS ガンマ線ビームラインにおける (E, θ) 分布を求める。本コードは、Geant4 に LCS ガンマ線発生計算コード (クラス) を実装し、LCS ガンマ線の発生からコリメータによるエネルギースペクトルの整形、試料との核反応、検出器での信号取得までの一貫したシミュレーション環境の実現を目的として開発したものである [7]。

計算は、Table 1 に示すように、電子エネルギー 0.987 GeV、CO₂ レーザー (波長 10.6 μm) のコンプトン散乱で 1.7 MeV のガンマ線を発生する場合を例にとった。NewSUBARU 蓄積リングのエミッタンスは、通常のユーザー運転と同様の条件 (ビーム寿命を延ばすための RF シェイカーを動作させた場合)、水平エミッタンス = 38 nm-rad、垂直エミッタンス = 6.3 nm-rad を選び、コリメータの直径を 2 mm、入射レーザーは無偏光とした。図 1 に、LCS ガンマ線の (E, θ) 分布の計算値を示す。

計算で求められた (E, θ) 分布は、水平方向と垂直方向で大きく異なっている。この違いは、電子ビー

ムエミッタンスの大きさの違いに起因する [15]。LCS ガンマ線の (E, θ) 分布が衝突点のビームパラメータを反映していることが確認できる。

Table 1: Parameters for the NewSUBARU Compton Beamline

Electron Beam	
energy (GeV)	0.974
rms energy spread	4×10^{-4}
$\varepsilon_x / \varepsilon_y$ (nm-rad)	38 / 6.3
β_x^* / β_y^* (m)	3.4 / 30
α_x^* / α_y^*	2.1 / 2.9
rms bunch length (ps)	33.4
Laser Beam	
wavelength (μm)	10.6
Rayleigh length (m)	0.43

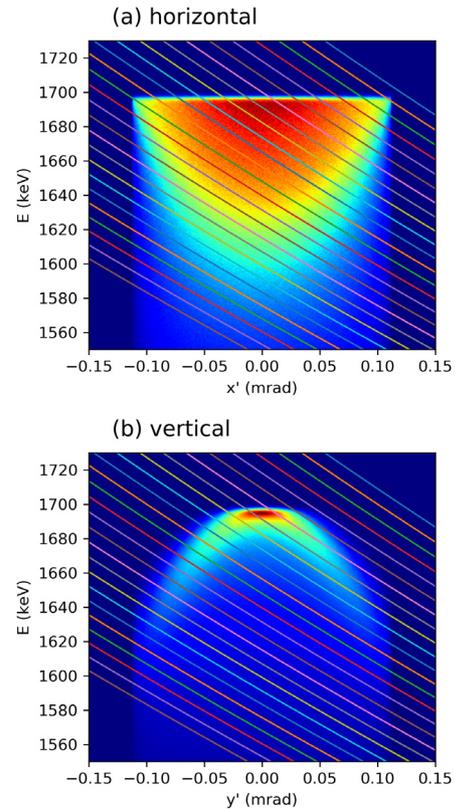


Figure 1: LCS gamma-ray distribution in the (E, θ) phase space for the parameter listed in Table 1. (a) horizontal direction, (b) vertical direction. The lines across the distribution represent the diffraction lines.

3. 結晶によるガンマ線の回折

原子が規則正しく並んだ結晶に対して入射する X 線が Bragg 条件を満たす時に X 線が特定方向に回折することはよく知られている。結晶を利用した X 線分光装置は、実験室 X 線源、シンクロトロン X 線源に欠かせない役割を果たしている。エネルギーが MeV 領域のガンマ線も、X 線と同様、結晶による回折が起こるが、結晶を利用したガンマ線分光器は、ラウエ・ランジュバン研究所 (ILL) の原子炉ガンマ線源に設置されている GAMS [16] を唯一の例外として、現在は用いられていない。結晶のアクセプタンスが光子エネルギーに反比例するので、X 線エネルギー領域での結晶アクセプタンスがシンクロトロン放射光の発散角と同程度であるのに対して、MeV 領域では光源の発散角に比べてはるかに小さなアクセプタンスとなり、分光器の効率を高めることが難しいためである。

本研究では、シリコン (440) 面を使った Laue 配置でのガンマ線回折を利用する。まず、完全結晶を用いた場合の MeV 光子の反射率とアクセプタンスを求めてみる。動力的散乱理論によれば、波長 λ の光子の反射率 (Laue 配置の完全結晶) を結晶の厚み t と入射角の Bragg 角からずれ θ の関数として次式で表すことができる [17]。

$$P(t, \theta) = \frac{\sin^2(A\sqrt{1+y^2})}{1+y^2} \quad (2)$$

$$A = \frac{t}{t_{ext}} = \frac{r_e |F| \lambda t}{V_c} \quad (3)$$

$$y = \theta \sin(2\theta_B) \frac{\pi V \cos \theta_B}{\lambda^2 r_e F} \quad (4)$$

ただし、 t_{ext} は消衰距離、 r_e は電子の古典半径、 F は結晶構造因子、 V_c は単位胞体積である。 $P(t, \theta)$ を θ で積分すれば、積分反射率 R が求められる。以下の計算では、シリコン (440) 面の結晶構造因子として $F = 42.66$ の値を使った。

Figure 2 に、結晶の厚みを変えた時の積分反射率の計算結果を示す。厚さ 2 mm の結晶では、NewSUBARU の LCS ガンマ線 (Fig. 1) におけるガンマ線フラックスの主たるエネルギー範囲である 1600-1700 keV で、41-38 nrad の積分反射率が得られる。Figure 3 に、厚さ 2 mm のシリコン結晶の (440) 面の反射率を θ の関数としてプロットした結果を示す。角度のアクセプタンスは非常に小さく、約 40 nrad (FWHM) である。

LCS ガンマ線のように、エネルギーと角度に分布を持つ光子ビームを結晶に入射した場合、角度とエネルギーが Bragg 条件を満たす光子が回折する。Fig. 1 の (E, θ) 分布に、Bragg 条件を満たす曲線群 (回折線) を書き込んだ。回折ガンマ線のエネルギースペクトルを測定することで、 (E, θ) 分布を回折線に沿って切り出したときのエネルギー分布が得られる。結晶を回転させて異なる回折線に沿ったエネルギー

スペクトルを多数測定し、これらを (E, θ) 空間に逆投影することで、LCS ガンマ線の (E, θ) 分布を得ることができる。

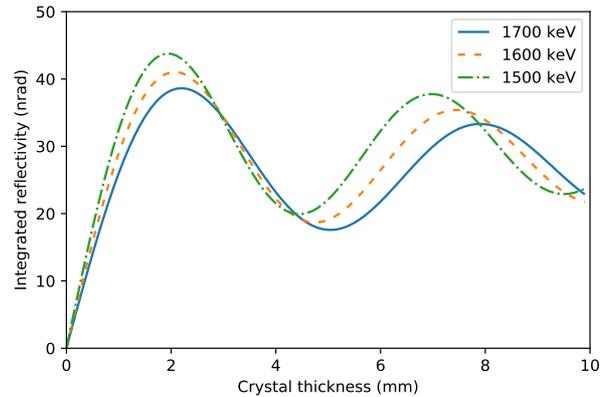


Figure 2: Integrated reflectivity obtained from dynamical diffraction theory for the (440) plane of a silicon perfect crystal.

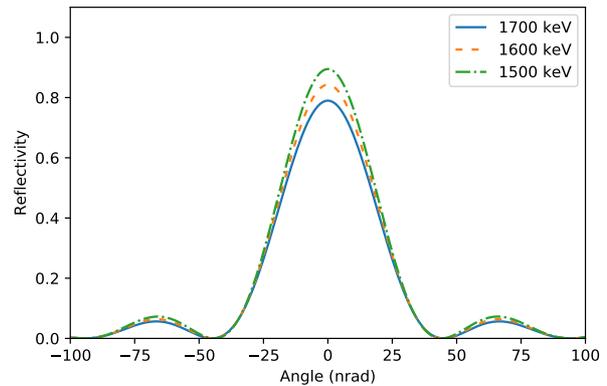


Figure 3: Reflectivity of the (440) plane in a 2-mm-thick silicon perfect crystal as a function of the angle of the incident beam.

4. 数値シミュレーションによる (E, θ) 分布の再構成

Figure 1 で示した (E, θ) 分布を例にとり、結晶によるガンマ線回折を利用した (E, θ) 分布の再構成が可能であることを数値シミュレーションで確認する。シリコン (440) 面において 1.7 MeV ガンマ線が Bragg 条件を満たす入射角度は 3.8 mrad である。計算では結晶を $20 \mu\text{rad}$ ずつ回転し、入射角度 θ_i が $3.68 \text{ mrad} \leq \theta_i \leq 4.18 \text{ mrad}$ の範囲で 26 本の回折ガンマ線のスペクトルを求め、これを (E, θ) 空間に再投影した。ただし、ここでは、 (E, θ) 分布が $\theta = 0$ について対称な分布をもつと仮定し、 $\theta_i < 0$ に対しても同じスペクトルを用いて、正負の両側から逆投影を

行うこととした。結晶を回転した時の回折ガンマ線スペクトル、および、再構成した (E, θ) 分布を Fig. 4、5 に示す。水平、垂直方向ともに、元の (E, θ) 分布がよく再構成されていることがわかる。

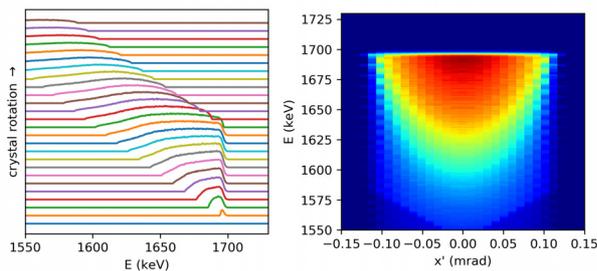


Figure 4: Calculated spectra of the diffracted gamma-ray photons from the Si (440) plane and LCS gamma-ray distribution in the (E, θ) phase space reconstructed from the gamma-ray spectra. The LCS gamma-ray beam is generated with the parameters listed in Table 1. The silicon crystal is rotated in the horizontal plane.

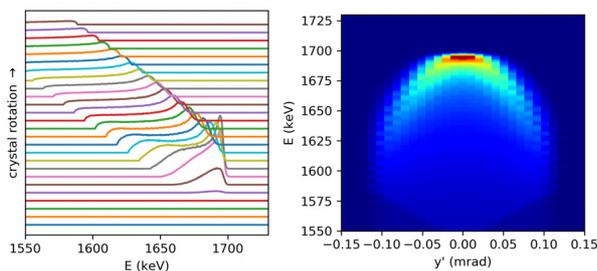


Figure 5: Calculated spectra of the diffracted gamma-ray photons from the Si (440) plane and LCS gamma-ray distribution in the (E, θ) phase space reconstructed from the gamma-ray spectra. The LCS gamma-ray beam is generated with the parameters listed in Table 1. The silicon crystal is rotated in the vertical plane.

5. 結晶アクセプタンスの拡大

計算で求めた完全結晶のアクセプタンスは 40 nrad 程度であるのに対して、LCS ガンマ線の発散角度 (Fig. 1 の例) は $200 \mu\text{rad}$ と、両者には 5000 倍の違いがある。アクセプタンスが小さいことは、 (E, θ) 分布診断において分布を精細に測定できることを意味するが、一方で、回折ガンマ線のフラックスが小さくなり、スペクトルの取得に時間を要する。われわれは、モザイク結晶、橢歯結晶、ふたつの方式によってアクセプタンスを 10 倍程度大きくできることに注目し、これら結晶を利用することとした。

モザイク結晶は、微結晶がわずかず傾きをもって集まったもので、それぞれの微結晶からの回折が

重なるため、完全結晶よりも大きなアクセプタンスを持つ。シリコンの場合、チョクラルスキー法で育成された単結晶を大気中でアニールし、結晶中に酸素を取り込むことでモザイク結晶を作成できることが知られている [18]。われわれは、この方法で作成したシリコン・モザイク結晶の積分反射強度を大強度 Co-60 ガンマ線 (2.2 TBq) を用いて測定し、20 mm 厚のシリコン・モザイク結晶では、1.17 MeV および 1.33 MeV のガンマ線に対する (440) 面の積分反射強度として約 $0.3\text{-}0.4 \mu\text{rad}$ の値を得ている [19]。

橢歯結晶は、シリコン完全結晶を橢歯状に加工したもので、橢歯ごとの角度のばらつきによってモザイク結晶と同様にアクセプタンス拡大の効果を狙ったものである [20]。Figure 2 より、シリコン (440) 面において 1.7 MeV ガンマ線の反射率が最大となる結晶厚さが 2 mm であることから、厚さ 2 mm の橢歯を 10 枚重ねる形状とした。それぞれの橢歯にランダムな微小変位が生じれば、最大で 10 倍のアクセプタンス増大が期待できる。

モザイク結晶、橢歯結晶によるアクセプタンスの増大を 10 倍とすると、LCS ガンマ線の発散角度 (Fig. 1 の例) $200 \mu\text{rad}$ との比は $1/500$ となる。入射ガンマ線から 2-3 桁低いフラックスの回折ガンマ線強度であれば、現実的なビームタイムで測定可能である。

回折ガンマ線の測定では、結晶からの前方へのコンプトン散乱がバックグラウンドとなるので、この大きさを評価しておく。シリコン結晶の厚さを 20 mm、結晶から検出器までの距離を 6.5 m、検出器の直径を 32 mm とした場合、コンプトン散乱の計数は入射ガンマ線の 8×10^{-6} 倍と評価できる。コンプトン散乱のバックグラウンドは、モザイク結晶、橢歯結晶による回折ガンマ線の測定を妨げるものではないことがわかる。

6. まとめ

レーザー・コンプトン散乱 (LCS) ガンマ線において、散乱角度とエネルギー位相空間、 (E, θ) 空間の光子分布は、ガンマ線発生位置での電子ビーム、レーザービームの情報を反映している。これらを測定することで、ガンマ線の単色性を高めるためのコリメータ形状の最適化が可能となり、また、ガンマ線のスペクトル輝度を求めることができる。このような測定は、既存のガンマ線源の性能を最大に引き出すことに役立ち、さらに、高輝度ガンマ線源の開発においても有用な技術となる。われわれは、結晶により回折されるガンマ線のスペクトルを測定することで、LCS ガンマ線の (E, θ) 分布の再構成が可能であることを示した。MeV 領域のガンマ線では結晶のアクセプタンス (積分反射率) が keV 領域の X 線に比べて小さいため十分な S/N を確保しつつ現実的なビーム時間内で測定することが難しいという問題があるが、モザイク結晶や橢歯結晶によってアクセプタンスを拡大することでこの問題を解決できる。

謝辞

本研究は日本学術振興会科学研究費助成事業基盤研究 (B) (課題番号: 17H02818) の助成を受けた。

参考文献

- [1] G.A. Krafft and G. Priebe, Rev. Acc. Sci. and Tech., **3**, 147 (2010).
- [2] T. Akagi *et al.*, Phys. Rev. Acc. Beams, **19**, 114701 (2016).
- [3] C. Sun and Y.K. Wu, Phys. Rev. Acc. Beams, **14**, 044701 (2011).
- [4] C. Curatolo, I. Drebot, V. Petrillo and L. Serafini, Phys. Rev. Acc. Beams, **20**, 080701 (2017).
- [5] N. Ranjan *et al.*, Phys. Rev. Acc. and Beams, **21**, 030701 (2018).
- [6] G.A. Krafft *et al.*, Phys. Rev. Acc. Beams, **19**, 121302 (2016).
- [7] 羽島良一, Geant4 へのレーザー・コンプトン散乱ガンマ線源の実装, in Proceedings of the 17th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Sep.2-4, 2020.
- [8] M. Omer, T. Shizuma and R. Hajima, Nucl. Instr. Meth. A **951**, 162998 (2020).
- [9] P. Elleaume *et al.*, J. Synchrotron Rad. **2**, 209-214 (1995).
- [10] Y. Kagoshima *et al.*, J. Synchrotron Rad. **27**, 799-803 (2020).
- [11] A. Jochmann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 114803 (2013).
- [12] Z. Chi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **88**, 045110 (2017).
- [13] J.M. Krämer *et al.*, Sci. Rep. **8**, 1398 (2018).
- [14] P. Chen *et al.*, Nucl. Instr. Meth., **A355**, 107-110 (1995).
- [15] R. Hajima, submitted.
- [16] E.G. Kessler Jr. *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A457**, 187-202 (2001).
- [17] W.H. Zachariasen, "Theory of X-ray Diffraction in Crystals", Dover Pub. Inc. (1945).
- [18] J.R. Schneider *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. B **29**, 661-674 (1988).
- [19] S. Matsuba *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **55**, 112402 (2016).
- [20] 羽島良一, Proceedings of the 15th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Nagaoka, Japan, Aug. 7-10, 2018, pp.826-830.