

DEVELOPMENT OF ULTRA-SHORT GAMMA RAY PULSE SOURCE VIA LASER COMPTON SCATTERING IN UVSOR-II

Yoshitaka Taira^{1,A), B)}, Masahiro Adachi^{B), C)}, Heishun Zen^{B), C)}, Takanori Tanikawa^{C)},
Naoto Yamamoto^{A)}, Masato Hosaka^{A)}, Kazuo Soda^{A)}, Masahiro Katoh^{A), B), C)}

^{A)} Graduate School of Engineering, Nagoya University

Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, 464-8603

^{B)} UVSOR Facility, Institute for Molecular Science, National Institutes of Natural Sciences
Myodaiji-cho, Okazaki, 444-8585

^{C)} School of Physical Sciences, The Graduate University for Advanced Studies (SOKENDAI)
Myodaiji-cho, Okazaki, 444-8585

Abstract

Inverse Compton-scattering gamma rays of tunable energy were generated by changing the collision angle between a laser and an electron beam of fixed energy at the electron storage ring, UVSOR-II. Analytic expressions were derived for energy and intensity of the gamma rays. The measured energy and intensity of the gamma rays agreed with the theoretical values, and the pulse width was calculated to be a few ps, under experimental conditions. It was shown that ultra-short gamma ray pulse with a pulse width of 150 fs can be generated by optimizing the size of the laser spot.

UVSOR-IIにおけるレーザーコンプトン散乱を用いた 超短パルスガンマ線源の開発

1. はじめに

放射性核種から発生するガンマ線以外に、エネルギーMeV領域のガンマ線を生成する手法として、レーザーコンプトン散乱(LCS^[1])がある。LCSでは、相対論的電子ビームによるレーザー光子の逆コンプトン散乱によって、ガンマ線を生成することができる。LCSガンマ線は、エネルギー可変、準単色、大強度、高偏極度の特徴を有し、原子核実験^[2]、陽電子生成^[3]、電子ビーム診断^[4]などに利用されている。

LCSガンマ線のエネルギーを可変にする方法は、1) 電子ビームエネルギーの選択、2) レーザー波長の選択、3) コリメーターとアブソーバーを用いて、ガンマ線の取り込み角を選択、4) 電子ビームとレーザーの衝突角度を選択することが挙げられる。多くの場合、LCS実験は、放射光源電子蓄積リングで行われる。通常、電子蓄積リングは、電子ビームのエネルギーが固定で運転されるので、方法1)はエネルギー可変のガンマ線を生成する用途には使えない。

大垣ら^[5]は、前述した方法2)-4)の方法を用いて、1.4 GeV電子蓄積リングにおいて発生できるエネルギー可変のLCSガンマ線のエネルギー拡がり強度について、解析計算とコンピューターシミュレーションを行った。方法2)と4)から得られるエネルギー拡がり(1%)は、方法3)から得られるそれ(7-9%)よりも小さく、方法3)で得られる強度(10^5 photons s^{-1})は、3つの方法の中で一番高かった。しかし、方法4)から得られる強度は、モードロック

レーザーを使用する場合、 10^6 photons s^{-1} まで向上できる。したがって、大垣らは、モードロックレーザーを用いた方法4)が、電子ビームエネルギーが固定の場合におけるエネルギー連続可変のガンマ線を生成することに適しているとした。

通常、LCSガンマ線の発生は、加速器に改造を加えなくて済むように、レーザーを放射光の取り出しポートから入射し、電子ビームとレーザーの衝突角度を変えられない正面衝突で行う。したがって、方法4)は、これまで実験的に研究されてこなかった。そこで、我々は、方法4)を用いたエネルギー可変のガンマ線を生成するために、電子蓄積リングUVSOR-IIにレーザーを電子ビームに対して鉛直方向から入射できる光学窓を取り付けた。

レーザーを電子ビームに対して鉛直方向から入射するもうひとつの重要な目的は、パルス幅サブピコ秒の超短パルスガンマ線を生成することである。電子蓄積リングを周回する電子ビームの形状は、その進行方向には長い、垂直方向、特に鉛直方向の大きさは非常に小さい。したがって、フェムト秒レーザーを電子ビームに対して鉛直方向から入射することで、電子ビームとレーザーの相互作用時間を極端に短くでき、パルス幅サブピコ秒の超短パルスガンマ線源を生成できる。超短パルスガンマ線と、ガンマ線から生成される超短パルス陽電子を開発することで、超高速現象に関連した様々な研究開発分野に利用できる。

本論文では、任意の衝突角度におけるガンマ線の

¹ E-mail: tairayo@ims.ac.jp

エネルギー、強度、パルス幅に関する理論式を導出し、UVSOR-IIで行ったLCS実験についての結果を報告する。

2. 理論背景

この章では、LCSガンマ線に関するエネルギー、強度、パルス幅に関する理論式を導出する。

レーザー光子と電子の相対論的な運動学から、光子は電子によって以下のエネルギーで散乱される^[5]。

$$E_\gamma = \frac{E_L(\beta \cos \alpha + 1)}{1 - \beta \cos \theta + \frac{E_L}{\gamma m_e c^2} \{1 + \cos(\alpha + \theta)\}} \quad (1)$$

ここで、 E_L はレーザー光子のエネルギー、 θ は散乱光子の散乱角、 α は電子ビームとレーザーの衝突角(正面衝突は $\alpha = 0^\circ$)、 γ はローレンツ因子、 $m_e c^2 (= 0.511 \text{ MeV})$ は電子の静止質量、 β は電子ビームと光の速度比である。 $E_L \ll \gamma m_e c^2$ かつ $\beta = 1$ の条件では、ガンマ線の最大エネルギー($\theta = 0^\circ$)は、

$$E_\gamma^{\max} \approx 2\gamma^2 E_L (\cos \alpha + 1) \quad (2)$$

と書ける。

単位時間当たりのガンマ線の強度 N_γ は、散乱断面積とルミノシティの積で記述される^[6]。電子ビームのエネルギーがGeV領域よりも低ければ、散乱断面積はトムソン散乱断面積 σ_T とほぼ等価となる。ガンマ線の強度は、

$$N_\gamma = L \sigma_T \quad (3)$$

になる。ルミノシティ L は、

$$L = 2cf N_e N_p \cos^2 \frac{\alpha}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_e(x, y, z, t) \rho_p(x, y, z, t) dx dy dz dt \quad (4)$$

と表せる^[6]。ここで、 ρ_e と ρ_p は、電子とレーザーの密度分布関数であり、

$$\rho_e = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{xe} \sigma_{ye} \sigma_{ze}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{x^2}{\sigma_{xe}^2} + \frac{y^2}{\sigma_{ye}^2} + \frac{(z-ct)^2}{\sigma_{ze}^2} \right\} \right]$$

$$\rho_p = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{xp} \sigma_{yp} \sigma_{zp}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{x_p^2}{\sigma_{xp}^2} + \frac{y_p^2}{\sigma_{yp}^2} + \frac{(z_p-ct)^2}{\sigma_{zp}^2} \right\} \right]$$

である。また、 f は衝突頻度、 N_e は電子数、 N_p は光子数、 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ は水平、鉛直、進行方向のrmsビームサイズであり、添え字 e と p は電子とレーザーを表す。

鉛直衝突の場合、 x_p, y_p, z_p は、 $x_p = x, y_p = -y \cos \alpha + z \sin \alpha, z_p = -y \sin \alpha - z \cos \alpha$ と表す。したがって、ルミノシティは、式(4)から

$$L = \frac{f N_e N_p \cos(\alpha/2)}{2\pi \sqrt{\sigma_x^2} \sqrt{\sigma_y^2 \cos^2(\alpha/2) + \sigma_z^2 \sin^2(\alpha/2)}} \quad (5)$$

と計算される。ここで、 $\sigma_x^2 = \sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2, \sigma_y^2 = \sigma_{ye}^2 +$

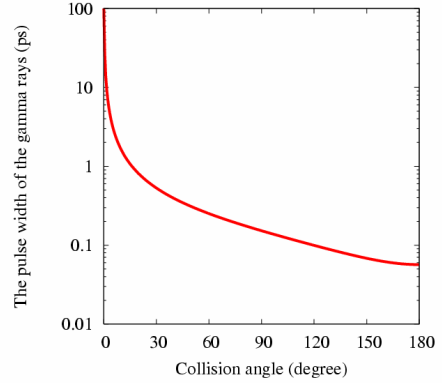


図1：ガンマ線のパルス幅の衝突角度依存。

$\sigma_{yp}^2, \sigma_{zp}^2 = \sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2$ である。

ガンマ線のパルス幅は、式(4)において、 $\eta = z - ct$ と変数変換して計算される。式(4)の ρ_e と ρ_p の積の積分は、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho_e(x, y, z, t) \rho_p(x, y, z, t) dx dy dz dt \propto \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{\eta^2}{2\sigma_\eta^2} \right) d\eta$$

で与えられる。したがって、ガンマ線のパルス幅 σ_t は、

$$\sigma_t = \frac{\sigma_{ze} \sqrt{\sigma_{xp}^2 \sin^2 \alpha + (\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2}}{c \sqrt{(\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2) \sin^2 \alpha + (\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2}} \quad (6)$$

である。任意の衝突角度におけるパルス幅に関する理論式を初めて導出することができた。これまでは、特定の衝突角度 90° の理論式しか存在していなかった^[7]。

式(1)-(6)を用いて、UVSOR-IIを用いた場合のLCSガンマ線のパルス幅、強度、エネルギーの見積もりを行った。電子ビームのパラメーターは次のように決めた。電子ビームエネルギー750 MeV、周回周波数5.64 MHz、電流値100 mA、衝突点でのビームサイズ(rms)0.60 mm(水平)、0.03 mm(鉛直)、パルス幅(rms)108 ps。レーザーのパラメーターは次のように決めた。波長800 nm、繰り返し周波数1 kHz、パルスエネルギー10 mJ、衝突点でのビームサイズ(rms)0.03 mm、パルス幅(FWHM)130 fs。

図1に式(6)から計算されるガンマ線のパルス幅を示す。正面衝突の場合のパルス幅は、電子ビームのそれと等しく、 90° 衝突では、

$$\sigma_t = \frac{\sigma_{ze} \sqrt{\sigma_{xp}^2 + \sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2}}{c \sqrt{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2 + \sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2}}$$

と等しい。これは文献[7]で与えられたパルス幅の式と等価である。そして、後方衝突では、パルス幅は、レーザーのパルス幅と等しい。パルス幅サブピコ秒の超短パルスガンマ線を発生させるためには、レーザーサイズは、電子ビームサイズと同程度の大きさ

にしなければならない。鉛直90°衝突の場合のガンマ線のパラメーターは、パルス幅150 fs、強度 2.4×10^6 photons s^{-1} 、最大エネルギー6.6 MeVである。この条件では、電子ビームのエネルギーロスRFバケットハイトを越えないため、LCS実験は、シンクロトロン放射光利用と共存できる。

3. 実験

今回の実験で用いたレーザーと検出器システムは、以前にUVSOR-II^[9]で行った正面衝突実験^[8]と同じものを使用した。実験の概要図を図2に示す。電子ビームとレーザーの衝突点は、蓄積リング直線部にあるビーム診断用の真空チャンバー内部である。レーザーは、サファイア窓を通して、電子ビームに対して鉛直方向から入射される。衝突角度は、70°から110°の範囲で可変である。空間的な制約から、検出器の中心は、ガンマ線中心からずれている。衝突点と検出器の距離は、6.5 mであった。電子ビームは、通常運転時よりもかなり低い電流値である約1 mAで運転された。これは、検出器のパイルアップを避けるためである。

レーザーは、蓄積リングのRF加速(90.1 MHz)に同期したTi:Saレーザーシステムを使用した。波長と繰り返し周波数は、それぞれ800 nmと1 kHzである。レーザー本体は、衝突点から約20 m離れた位置に設置されているので、多層膜ミラーを用いてレーザーを衝突点まで輸送した。レーザーの電子ビームに対する位置と角度は、最後のミラーを用いて調整した。衝突点でのレーザーパワーは、1.5 Wと見積もられた。光軸上にレンズは設置しておらず、水平、鉛直方向のレーザービームサイズは、それぞれ2.5, 1.5 mm、レーザーパルス幅は、1.4 ps (FWHM)であった。ビームサイズとパルス幅は、超短パルスガンマ線を生成するための最適条件ではない。

ガンマ線は、NaIシンチレーターによって検出され、吸収エネルギーを測定した。検出器システムは、NaIシンチレーター、シェーパーアンプ、マルチチャンネルアナライザーから成る。レーザーと同期したゲート信号が、マルチチャンネルアナライザーに送られ、制動放射ガンマ線起因のバックグラウンドを1/50に除去した。検出器のエネルギー校正には、¹³⁷Csと⁶⁰Coを用いた。

衝突点近傍のピックアップ電極とフォトダイオードを用いて電子ビームとレーザー間のタイミングを調整した。オシロスコープで観測される2つの波形の時間差が、ピックアップ電極と衝突点との距離の差に等しくなるように、レーザーのタイミングを調整した。また、空間的なアライメントは、電子ビーム軌道を変えて、ガンマ線強度が最大になるように調整した。

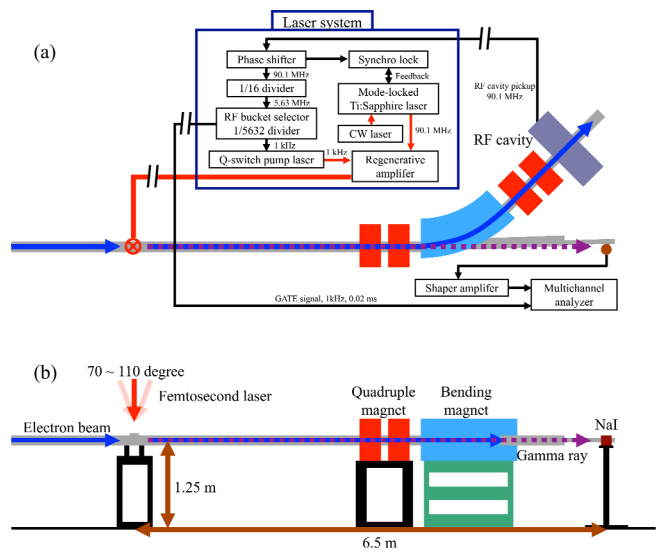


図2：実験の概要図 (a: top view, b: side view)。

4. 結果

様々な衝突角度におけるガンマ線の吸収エネルギースペクトルの測定データを図3に示す。衝突角度が大きくなるにつれて、ガンマ線の最大エネルギーが低くなっているのがわかる。

EGS5^[10]を用いて、NaIシンチレーターの応答スペクトルを計算した。EGS5は、エネルギー範囲がkeVからPeVまでの電子と光子の輸送を計算できるモンテカルロシミュレーションコードである。LCSガンマ線のエネルギーと強度は、式(1)-(5)を用いて定義し、NaIシンチレーターでの吸収エネルギーを計算した。電子ビームは、エネルギー拡がり、発散角、空間拡がりをもっているが、それらの値は非常に小さく、計算結果には影響を及ぼさないため、無視した。

衝突角度が90°の場合の計算結果と測定データを図4に示す。測定データのスペクトル形状は、EGS5を用いて計算された応答スペクトルと良く一致した。測定データと計算結果のコンプトン端が傾斜している原因は、NaIシンチレーターの大きさが小さいためである。この原因によって、NaI内部でコンプトン散乱したガンマ線がNaIの外に逃げ、吸収エネルギーは、入射エネルギーよりも低くなる。また、低エネルギー領域における測定データと計算結果のスペクトル形状の不一致は、計算における物質情報の不足によるものと考えられる。ビームラインのステンレス製の真空チャンバーなどの複雑な構造は計算には組み込まれておらず、低エネルギーの領域は、後方散乱や吸収によって影響を受けやすい。測定データでは、ガンマ線の最大エネルギーである6.6 MeVよりも高いエネルギーのガンマ線が検出されて

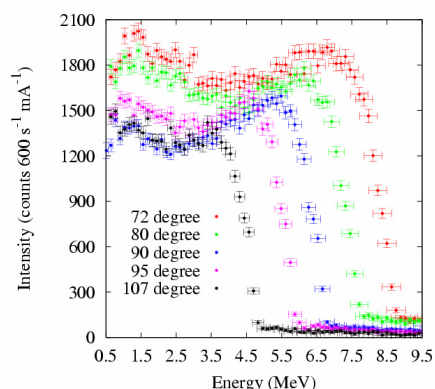


図3：図に示したそれぞれの衝突角度でのエネルギースペクトルの測定データ。測定時間は600秒である。制動放射ガンマ線起因のバックグラウンドは差し引いてある。100チャンネルごとのデータを足し合わせている。縦軸、横軸の誤差棒は、統計誤差とエネルギー校正の誤差である。

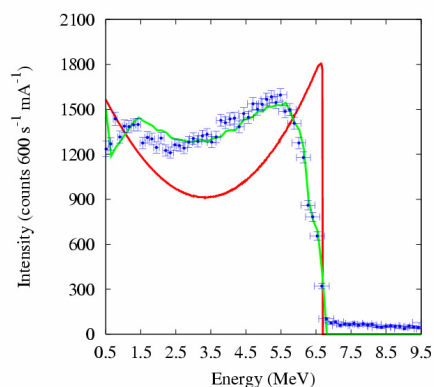


図4：90°衝突の場合の測定データと計算結果。青点は、測定データを表す。緑色の曲線は、EGS5で計算されたNaIシンチレーターの応答を表す。そして、赤色の曲線は、衝突点でのガンマ線のエネルギースペクトルを表している。衝突点でのガンマ線のエネルギースペクトルの強度は、1/5にして表示している。

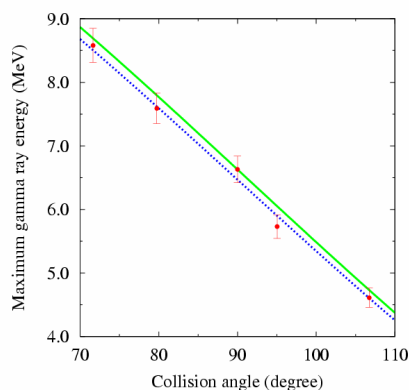


図5：ガンマ線の最大エネルギーの衝突角度依存性。実曲線は、式(2)から計算される計算値を表し、破曲線は、式(2)を用いた測定データの最小二乗近似曲線である。

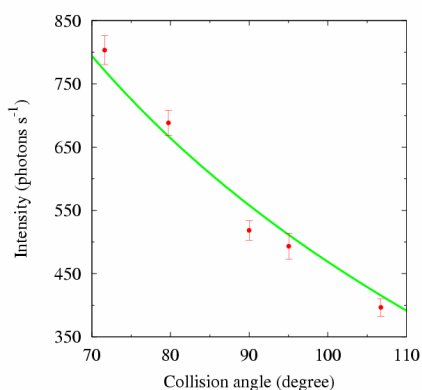


図6：ガンマ線の強度の衝突角度依存性。実曲線は、式(3)を用いた測定データの最小二乗近似曲線である。

いるが、これは、2個またはそれ以上のガンマ線が同時に検出器に入射したために起こったパイルアップだと考えられる。

図4に示すように、測定データと計算結果を比較することで、ガンマ線のエネルギーと強度を評価した。図5は、それぞれの衝突角度でのガンマ線の最大エネルギーを示している。測定データは、全体的に計算値よりも低い。これは、実際に蓄積リングを周回している電子ビームのエネルギーと設定値が異なるためだと考えられる。同様の結果は、電子蓄積リングBESSY-IIにおいても観測された^[4]。測定データの最小二乗近似曲線から計算される電子ビームのエネルギーは、 738 ± 3 MeVであった。

図6は、それぞれの衝突角度でのガンマ線の強度を示している。実験条件から計算されるガンマ線の

強度とはファクター0.65異なっている。この主な原因は、レーザーサイズが正確に測定できていないためと考えられる。

ガンマ線のパルス幅は、実験では測定できていないが、実験条件から式(6)を用いて計算されるガンマ線のパルス幅は、4 - 7 psである。今後、衝突点でのレーザーサイズとパルス幅を最適化することで、パルス幅サブピコ秒の超短パルスガンマ線を生成できる見通しである。

5. まとめ

我々は、電子蓄積リングUVSOR-IIにおいて、電子ビームに対して鉛直方向からレーザーを入射させ

るLCS実験を行い、電子ビームとレーザー間の衝突角度を変えることで、LCSガンマ線のエネルギーが可変であることを実証できた。

我々は、ガンマ線のパルス幅もまた、衝突角度によって可変であることを計算で示した。今後、ガンマ線のパルス幅を測定する手法を開発する。

6. 謝辞

本研究を行うにあたり、ご協力いただいた分子科学研究所の林憲志さんと山崎潤一郎さんに深く感謝します。

参考文献

- [1] J. Stepanek, Nucl. Instr. and Meth. A 412 (1998) 174.
- [2] H. Ohgaki, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 455 (2000) 54.
- [3] M. Fukuda, et al., Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 164801-1.
- [4] R. Klein, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 486 (1997) 545.
- [5] H. Ohgaki, et al., J. Nucl. Sci. and Tech. 44 (2007) 698.
- [6] T. Suzuki, KEK Report, KEK-76-3, 1976.
- [7] K. J. Kim, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 341 (1994) 351.
- [8] Y. Taira, et al., Nucl. Instr. and Meth. A, available online 2010.
- [9] M. Katoh, et al., AIP Conference Proceedings, vol.705, American Institute of Physics, Melville, NY, 2004, p.49.
- [10] H. Hirayama, et al., SLAC-R-730, 2005.