

レーザーコンプトン散乱におけるルミノシティ増大のためのクラブ衝突 LUMINOSITY INCREASE IN LASER-COMPTON SCATTERING BY CRAB CROSSING METHOD

小柴裕也^{#,A)}, 五十嵐大裕^{A)}, 高橋孝^{A)}, 太田昇吾^{A)}, 坂上和之^{B)}, 鷲尾方一^{A)}, 浦川順治^{C)}
Yuya Koshiba^{#,A)}, Daisuke Igarashi^{A)}, Takashi Takahashi^{A)}, Shogo Ota^{A)},
Kazuyuki Sakaue^{B)}, Masakazu Washio^{A)}, Junji Urakawa^{C)}
^{A)} Research Institute of Science and Engineering, Waseda University
^{B)} Waseda Institute of Advanced Study, Waseda University
^{C)} High Energy Accelerator Research Organization (KEK)

Abstract

X/γ-ray source based on laser-Compton scattering(LCS) is expected to be a useful tool with features such as high brightness, high directivity, energy tunability, quasi-monochromaticity and compactness. Scattered X/γ-ray is generated by collision of laser and relativistic electrons and the intensity is determined by the product of cross section and luminosity. Therefore, increasing the luminosity is essential for higher brightness. It is known that the luminosity is dependent on collision angle, and a smaller collision angle leads to a larger luminosity. However, head-on collision is difficult especially when using an optical cavity. A method to overcome this difficulty is the crab crossing. Crab crossing is already proven in collider experiments, and our plan is to apply this to LCS. We will tilt the electron beam to half of collision angle using an rf-deflector. In this conference, we will report our accelerator system at Waseda University, fiber laser system for LCS, expected results of crab crossing LCS.

1. はじめに

早稲田大学ではフォトカソード高周波電子銃をベースとした 2×3m のコンパクト電子加速器を用いて高品質電子ビーム生成とその診断、パルスラジオリシス、THz 光生成、カソード開発などの研究を行なっている。特に 2013 年度からは高周波偏向空洞を導入し[1]、極短電子バンチのバンチ長測定や縦方向位相空間分布測定、電子ビームの傾き角計測、傾き制御電子バンチからのコヒーレントチェレンコフ THz 放射などの新たな成果を見せている。Figure 1 に我々のコンパクト電子加速器システムの概要を示す。クライストロンからの 10MW、S バンド 2856MHz の高周波を 1.6 セルの常伝導加速空洞に共振させ、5MeV、3πmm-mrad の電子ビームを生成している。フォトカソードには Cs-Te を使い、Nd:YLF レーザーの第 4 高調波である 262nm、10ps (FWHM) の UV パルスレーザーを照射することで電子を取り出している。

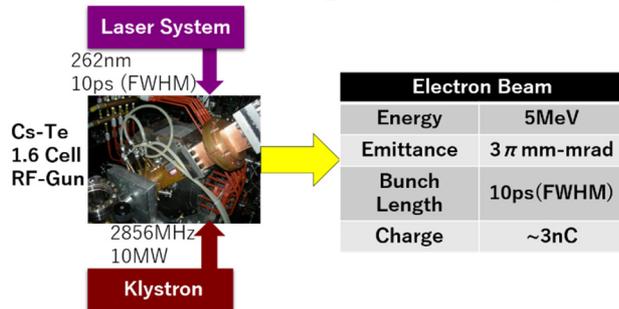


Figure 1: Accelerator system at Waseda University.

[#] advanced-yuya@asagi.waseda.jp

2. レーザーコンプトン散乱

レーザーコンプトン散乱は高度に制御されたレーザー光を加速器からの相対論的高品質電子ビームと衝突させることによって、より高エネルギーの散乱光を得る手法であり、小型高輝度 X/γ 線源として期待されている。Figure 2 にその概念図を示す。

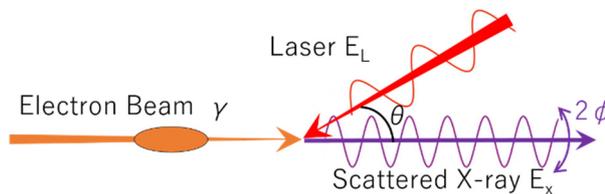


Figure 2: Schema of laser-Compton scattering.

散乱光子の最大エネルギー E_x は電子ビームと同軸上、すなわち散乱角 $\phi=0^\circ$ において得られ、電子ビームのエネルギーに相当するローレンツ因子 γ と β 、レーザーの光子エネルギー E_L 、衝突角 θ を用いて

$$E_x = 2\gamma^2(1 + \beta \cos \theta)E_L \quad (1)$$

と表される。

散乱光子数 R は散乱断面積 σ とルミノシティ L の積で得られ

$$R = \sigma L \quad (2)$$

である。

さらにルミノシティは単位時間あたりの衝突回数、バンチの電子数、レーザーパルスの光子数の積で表される

$$G = \frac{1 + \beta \cos \theta}{2\pi \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma'_y{}^2} \sqrt{\sigma_x^2 (\beta + \cos \theta)^2 + \sigma'_x{}^2 (1 + \beta \cos \theta)^2 + (\sigma_z^2 + \sigma'_z{}^2) \sin^2 \theta}}$$

$$= \frac{1}{2\pi \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma'_y{}^2} \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma'_x{}^2 + (\sigma_z^2 + \sigma'_z{}^2) \tan^2 \frac{\theta}{2}}}, \quad (\beta \approx 1) \quad (4)$$

パワーファクターPと電子ビームとレーザーの形状で決まるジオメトリックファクターGに分けて考えることができ、

$$L = PG \quad (3)$$

となる。クラブ衝突の議論のためにはこのように分けて考える方が都合良い。電子ビームとレーザーの形状としてガウシアンを仮定するとジオメトリックファクターGは式(4)と書ける。ここでプライム記号'はレーザーのサイズを表している。式(1)-(4)から散乱光子エネルギー、散乱光強度ともに衝突角が小さいほど大きくなることがわかる。Table 1の値を基に計算したルミノシティと衝突角の関係をFigure 3に示す。

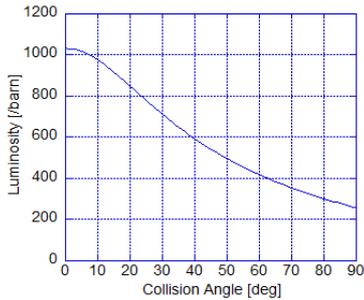


Figure 3: Luminosity dependence on collision angle.

高輝度なレーザーコンプトン光源のためには式(2)から散乱断面積とルミノシティを大きくする必要があり、全散乱断面積はレーザー波長と電子ビームエネルギーによって決まってしまうためルミノシティを大きくすることが重要となる。具体的には電子ビーム、レーザーパルスをより高密度にする、衝突角をより小さくすることである。衝突角に関しては正面衝突が最も好ましいが、電子ビームとレーザーを同軸に構築することは、特に光共振器を用いる場合[2]など困難である。そこである角度を持って衝突することになるが、そのような有限交差角衝突においてルミノシティの増大を可能にする手法がクラブ衝突である。

3. クラブ衝突によるルミノシティ増大

3.1 クラブ衝突

クラブ衝突は衝突型加速器では既に実績のある手法であり、例えばKEKBでは電子バンチ、陽電子バンチをそれぞれクラブ空胴によって傾けることで擬似的な正面衝突を再現し、ルミノシティを増大させている[3]。クラブ衝突の模式図をFigure 4に示す。

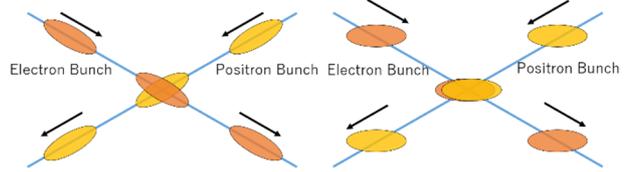


Figure 4: Schema of crab crossing.

3.2 レーザーコンプトン散乱におけるクラブ衝突

レーザーパルスを傾けることは容易ではないため我々は電子ビームのみを傾けることを計画している。電子ビームの傾き角付与には序章でも触れた高周波偏向空胴を使用する。我々の偏向空胴はTM120モードの電磁場が誘起される構造をしており、軸上の磁場によって電子ビームに横方向キックを与える。電子ビームの傾き角を α (以下クラブ角と呼ぶ)とおくとジオメトリックファクターは $\beta \approx 1$ の下

$$G(\theta, \alpha) = \frac{1}{2\pi \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma'_y{}^2} \sqrt{f_e(\theta, \alpha) + f_l(\alpha)}} \quad (5)$$

$$f_e(\theta, \alpha) = \sigma_x^2 \left(\frac{\cos(\alpha - \theta) + \cos \alpha}{1 + \cos \theta} \right)^2 + \sigma_z^2 \left(\frac{\sin(\alpha - \theta) + \sin \alpha}{1 + \cos \theta} \right)^2 \quad (6)$$

$$f_l(\alpha) = \sigma_x^2 + \sigma_z^2 \left(\frac{\sin \theta}{1 + \cos \theta} \right)^2 \quad (7)$$

となり、式(5)、式(6)からジオメトリックファクターが最大値をとるのはクラブ角 α が衝突角 θ の半分になる時であることがわかる。そのときのジオメトリックファクターは

$$G(\theta, \frac{\theta}{2}) = \frac{1}{2\pi \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma'_y{}^2} \sqrt{\sigma_x^2 \sec^2 \frac{\theta}{2} + \sigma'_x{}^2 + \sigma'_z{}^2 \tan^2 \frac{\theta}{2}}} \quad (8)$$

と書かれ、偏向しない時との比であるクラブ比は

$$\frac{G(\theta, \frac{\theta}{2})}{G(\theta, 0)} = \sqrt{\frac{(\sigma_x^2 + \sigma'_x{}^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + (\sigma_z^2 + \sigma'_z{}^2) \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\sigma_x^2 + \sigma'_x{}^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + \sigma'_z{}^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \quad (9)$$

と導出される[4]。

我々が想定している電子ビームと衝突用レーザーのパラメータを Table 1 に示す。

Table 1: Parameter of Electron Beam and Laser Pulse

	Electron Beam	Laser Pulse
Energy	4.2MeV	1.2eV(1030nm)
Intensity	40pC	10mJ
Transverse Size	100 μ m	50 μ m
Duration	10ps(FWHM)	1ps(FWHM)

これらの条件において衝突角とクラブ比の関係を Figure 5 に、バンチ長とクラブ比の関係を Figure 6 に示す。我々が想定している衝突角 45 度の場合クラブ比は 4.15 倍であることが予想される。Figure 6 からはバンチ長が大きいほどクラブ衝突のメリットが大きいことがわかる。従ってパルススタッカーを用いて擬似的にカソード照射レーザーのパルス幅を伸ばすことも検討している。

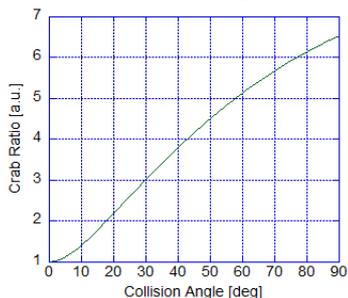


Figure 5: Crab ratio and collision angle.

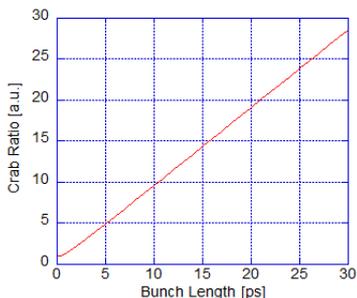


Figure 6: Crab ratio and bunch length.

3.3 CAIN によるシミュレーション

モンテカルロコード CAIN を用いて散乱光子数の計算を行なった。計算に用いたパラメータは表 1 の値である。衝突角とクラブ角の組み合わせとして (θ, α) が $(0, 0)$ 、 $(45, 0)$ 、 $(45, 22.5)$ の 3 通りについて計算を行なった。それぞれの場合に生成される光子数を Table 2 に示す。

Table 2: Scattered Photons Calculated by CAIN

(θ, α)	Number of Photons
$(0, 0)$	10800
$(45, 0)$	2245
$(45, 22.5)$	9631

この結果からクラブ衝突させることによって 4 倍以上の光子数が得られることが確認でき、正面衝突時の 20% 程度しかなかった光子数を約 90% 生成できることがわかる。それぞれの場合の散乱 X 線スペクトルを図 7 に示す。

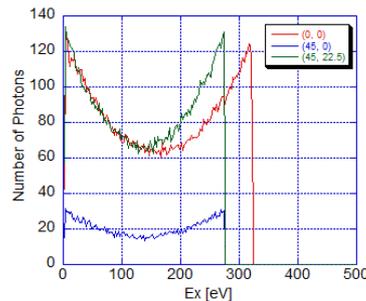


Figure 7: Scattered X-ray spectrum calculated by CAIN.

クラブ衝突によるルミノシティ増大で散乱光子数は増えるもののコンプトンエッジは変化しないことが見て取れる。

4. 衝突用レーザーシステム

4.1 ファイバーレーザー

過去の早稲田大学における LCS を用いた軟 X 線発生研究ではカソード照射用の Nd:YLF レーザー (波長 1047nm、パルス幅 10ps) を使用していた[5]。しかし近年のファイバーレーザーの発展を受けて我々は衝突用レーザーとして Yb 添加ファイバーを利得媒質とする発振器を構築予定である。パルス発振のためには非線形偏波回転を活用した受動モードロックを採用する。Figure 8 にその構成を示す。

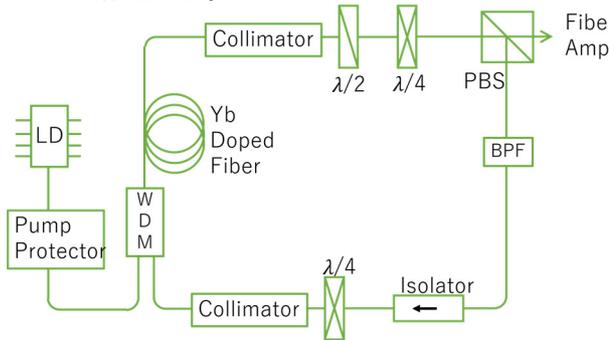


Figure 8: Fiber laser oscillator.

この方式ではフェムト秒のパルスが得られるためルミノシティ増大、クラブ比増大の観点からも有益であり、またコンパクトであることから我々のコンパクト加速器システムのニーズと合致する。発振器からのフェムト秒パルスはプリアンプであるファイバー増幅器を経て Thin Disk 再生増

幅器でさらに強度を高める計画である。

4.2 Thin Disk 再生増幅器

Thin Disk 媒質はその形状ゆえ排熱効果に優れており、これまで全固体レーザーで主流であったロッド型媒質で課題となる熱レンズ効果や熱複屈折による劣化を防ぐことができる。これにより高繰り返し、高パルスエネルギーのレーザーを高品質に生成できる。Figure 9 に Thin Disk 再生増幅器の概要を示す[6]。

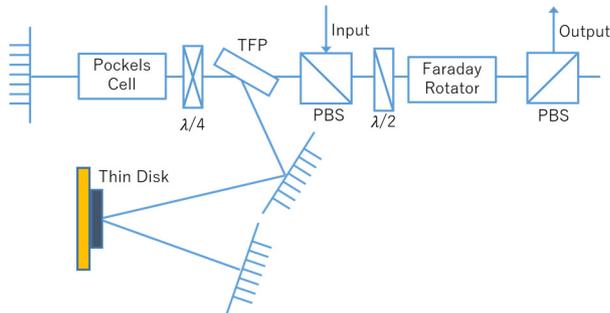


Figure 9: Schema of thin disk regenerative amplifier.

5. セットアップとバックグラウンド測定

想定しているビームラインを Figure 10 に示す。衝突点において最もビームサイズを絞るようにソレノイド電磁石及び四極電磁石を調整し、かつ偏向空洞により衝突点でのクラブ角が 22.5 度になるようにする。衝突用レー

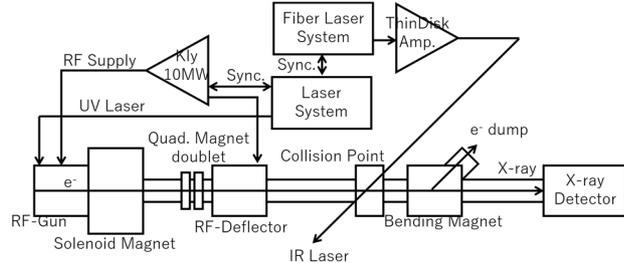


Figure 10: Beamline for crab crossing LCS.

ザーは電子ビームに対して 45 度の角度を持たせ、散乱 X 線は最下流にあるマイクロチャンネルプレート(MCP)にて検出する。電子ビームは衝突点と MCP の間に設置した偏向電磁石によって MCP に入るのを防ぎダンプする。MCP には我々が見たい散乱 X 線のシグナル以外にも制動放射 X 線によるノイズが検出されてしまう。これは電子ビーム、暗電流、電界放出電子などがビームパイプ等にぶつかることに原因があると思われる。そこでクラブ衝突 LCS に備えて電子ビームのみを輸送したときのバックグラウンド測定を行なった。カソードへのレーザー照射方式として斜入射、垂直入射の 2 タイプが選択可能なので両方の場合を評価した。斜入射は電子銃に備え付けられたレーザー入射ポート経由でカソードに対して 22.5 度の角度で入射するのに対し、垂直入射はビームパイプ内に設置した穴あきミラー経由でほぼ垂直に入射される。MCP 波形の一例を Figure 11 に示す。

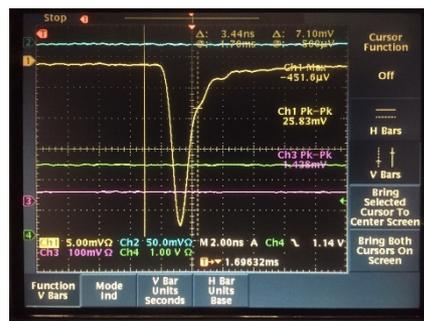


Figure 11: Waveform of MCP.

Figure 11 は垂直入射時に高周波を投入していない時のバックグラウンドである。垂直入射ではカソード照射用レーザー(262nm) がカソード入射後戻ってきてしまいこのようにバックグラウンドとして観測される。バックグラウンド測定結果は斜入射で 3.0mV、垂直入射で 33.3mV に抑えることができた。垂直入射ではこのうち半分程度の 15.5mV がカソード照射用レーザーによるものである。MCP では散乱光子 1 個あたり 36mV/photon のシグナルが得られるため、MCP を衝突点から 1m 離れた位置に置いた場合に得られるであろうシグナルは 10V 以上になる。従って垂直入射であっても十分な S/N 比が達成できることを確認した。

6. まとめと今後

クラブ衝突レーザーコンプトン散乱はその提案がされてはいるものの原理実証の報告はなく、早稲田大学のコンパクト加速器システムにおいて世界に先駆けて行うべく研究をスタートした。特にレーザーのパルス幅に対してバンチ長が長いような蓄積リングなどではクラブ衝突は大きな効果を生むが、我々のシステムでも 4 倍以上の散乱光子数が得られることをシミュレーションも含めて見積もることができた。レーザーコンプトン散乱 X 線の応用としてはシングルショットイメージングが期待されているが、光共振器を利用する方式では有限交差角衝突を余儀なくされるため、クラブ衝突がさらなる高輝度への一つの可能性を示せるのではないだろうか。

今後はファイバーレーザー、Thin Disk 増幅器をベースとする衝突用レーザーシステムの構築を行なっていく。クラブ衝突レーザーコンプトン散乱への準備を進めていく。

参考文献

- [1] Y. Nishimura *et al.*, "Design of a two-cell rf-deflector cavity for ultra-short electron bunch measurement", Nucl. Instrum. Meth. A 764, 2014, pp. 291-298.
- [2] K. Sakaue *et al.*, "Development of a laser pulse storage technique in an optical super-cavity for a compact X-ray source based on laser-Compton scattering", Nucl. Instrum. Meth. A 637, 2011, pp. S107-S111.
- [3] T. Abe *et al.*, "Achievements of KEKB", Prog. Theor. Exp. Phys. 2013, 03A001.
- [4] A. Variola *et al.*, "Luminosity optimization schemes in Compton experiments based on Fabry-Perot optical resonators", Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams 14, 031001, 2011.
- [5] K. Sakaue *et al.*, "Recent progress of a soft X-ray generation system based on inverse Compton scattering at Waseda University", Radiation Physics and Chemistry 77, 2008, pp.

1136-1141.

- [6] M. Chyla *et al.*, “Optimization of beam quality and optical-to-optical efficiency of Yb:YAG thin-disk regenerative amplifier by pulsed pumping”, *Opt. Lett.* 39, 2014, pp. 1441-1444.