

# 相対論的量子イオンビームによる高強度ガンマ線源 INTENSE GAMMA RADIATION BY RELATIVISTIC QUANTUM IONS

本田洋介<sup>\*A)</sup>、笹尾登<sup>B)</sup>、吉村太彦<sup>B)</sup>、吉村浩二<sup>B)</sup>、吉見彰洋<sup>B)</sup>、植竹智<sup>B)</sup>、増田孝彦<sup>B)</sup>、宮本祐樹<sup>B)</sup>、原秀明<sup>B)</sup>、平木貴宏<sup>B)</sup>、横谷馨<sup>A)</sup>、吉田光宏<sup>A)</sup>、上垣外修一<sup>C)</sup>、中川孝秀<sup>C)</sup>、金井保之<sup>C)</sup>、市川雄一<sup>C)</sup>、長友傑<sup>C)</sup>、坂上和之<sup>D)</sup>

Yosuke Honda<sup>\*A)</sup>, Noboru Sasao<sup>B)</sup>, Motohiko Yoshimura<sup>B)</sup>, Koji Yoshimura<sup>B)</sup>, Akihiro Yoshimi<sup>B)</sup>, Satoshi Uetake<sup>B)</sup>, Takahiko Masuda<sup>B)</sup>, Yuuki Miyamoto<sup>B)</sup>, Hideaki Hara<sup>B)</sup>, Takahiro Hiraki<sup>B)</sup>, Kaoru Yokoya<sup>A)</sup>, Mitsuhiko Yoshida<sup>A)</sup>, Osamu Kamigaito<sup>C)</sup>, Takahide Nakagawa<sup>C)</sup>, Yasuyuki Kanai<sup>C)</sup>, Yuuichi Ichikawa<sup>C)</sup>, Takashi Nagatomo<sup>C)</sup>, Kazuyuki Sakaue<sup>D)</sup>

<sup>A)</sup>High Energy Accelerator Research Organization (KEK)

<sup>B)</sup>Okayama University

<sup>C)</sup>Nishina Center, RIKEN

<sup>D)</sup>Waseda University

## Abstract

Accelerator based high flux gamma ray sources utilizing laser-Compton scattering have been developed and proposed. By replacing the Compton scattering by a resonant scattering of a partially-stripped heavy ion beam, the cross section of the interaction can be improved by many orders of magnitude. We have investigated the possibility of a gamma factory assuming the KEK site. Utilizing an ion beam of H-like Ti or Li-like U with an ERL-based FEL as the pump laser, a gamma ray beam of 2.5 MeV can be realized at  $\sim 10^{16}$  photons/sec flux.

## 1. はじめに

加速器を利用したガンマ線源は、基礎物理から産業利用まで、様々な応用が考えられている [1]。現在、ガンマ線源として確立している手法は、レーザーコンプトン散乱によるものである。これは、相対論的な電子ビームにレーザー光を正面衝突させ、電子ビームの前方に散乱された光子を得るものである。ローレンツブーストの効果が2回かかることによって、実験室系でのレーザー光のエネルギーが  $4\gamma^2$  倍されたガンマ線を得ることができる。例えば、500 MeV 程度の電子ビームと近赤外のレーザー光の組み合わせで、数 MeV のガンマ線を生成することができる。また、発散角  $1/\gamma$  の指向性と、レーザー光によって偏光特性の制御ができることも特長である。既存のレーザーコンプトンガンマ線施設で得られるガンマ線強度は  $10^9$  photons/s 程度、また、提案されている計画で  $10^{12\sim 13}$  photons/s 程度である。実現出来る強度は、散乱の断面積とレーザーおよび電子ビームの強度で決まるので、さらに強度を上げるのは難しい。そこで、電子をイオンに置き換え、大強度のガンマ線を生成する提案がなされている [2][3][4]。ここでは、KEK の敷地を想定し、イオンビームによるガンマ線源の可能性を検討する。

## 2. 原理

Figure 1 で運動学を説明する。電子が一部残っているイオンを考える。イオンには電子状態の準位構造があり、光と相互作用して準位間の励起と脱励起が起こる。運動しているイオンビームに、正面からエネルギー  $E_L$  のレーザー光を入射すると、ローレンツブーストの効果で、イオンにとってはその静止系で  $2\gamma E_L$  の励起光が作用することになり、これに対応したエネルギー準位を励起することができる。励起されたイオンはすぐ

に脱励起し、 $2\gamma E_L$  の光を等方的に放出する。これを実験室系で見ると、もう一度ローレンツブーストの効果が加わるので、最大で  $4\gamma^2 E_L$  の光が得られる。これは、コンプトン散乱の場合と同じである。

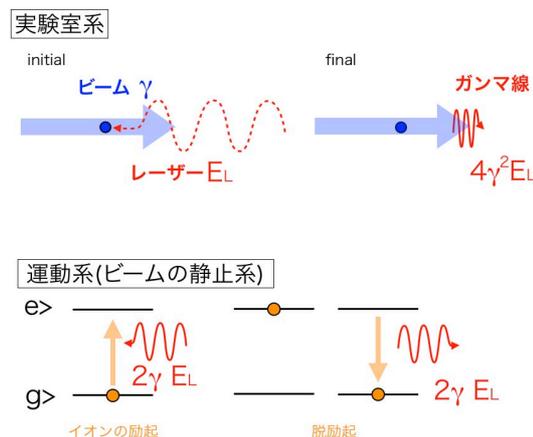


Figure 1: Principle of the kinematics.

コンプトン散乱 (トムソン散乱) の散乱断面積は、 $r_e$  を電子の古典半径とし、

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \quad (1)$$

である。たいして、イオンの共鳴散乱の断面積は、Breit-Wigner の公式より、共鳴波長を  $\lambda_R$  とすると、

$$\sigma_R \sim \frac{1}{4\pi} \lambda_R^2 \quad (2)$$

である。例えば 5 keV 程度の共鳴準位の場合、共鳴条件ではコンプトン散乱と比較して、

$$\frac{\lambda_R^2}{r_e^2} \sim 10^{10} \quad (3)$$

\*yosuke@post.kek.jp

倍の散乱断面積になることが大きな利点である。

コンプトン散乱の場合、反跳によって電子は～%程度のエネルギー変化を受けるため、通常の蓄積リングでは損失してしまう。一方、イオンビームは質量が大きい為、MeVのガンマ線を1つ放射したとしても反跳によるエネルギー変化は $10^{-6}$ 程度である。この過程によって蓄積リングからイオンを損失しないことも利点である。

### 3. 装置の検討

#### 3.1 実現できるエネルギー

高エネルギーのガンマ線を得るには、ガンマ因子 $\gamma$ を稼ぐ必要がある。この点では質量の大きなイオンは電子と比べて不利である。KEKのトリスタンリング(周長3 km、曲率半径350 m)を想定し、偏向電磁石に使える実効的な曲率半径を $\rho = 210$  mと見積もる。また、LHC相当の偏向電磁石を想定し、 $B = 8.33$  Tが得られるとすると、リジディティは $R = B\rho = 1750$  Tmとなる。イオンを質量数 $A$ 、価数 $Z$ とし、 $Z/A \sim 1/2$ とすると、 $\gamma = 250$ 程度までが可能と考えられる。

#### 3.2 イオンの選択

生成するガンマ線のエネルギーとして、 $D(\gamma, n)p$ 反応による低速中性子源の応用が考えられる、2.5 MeV程度を目標とする。 $\gamma = 250$ とすると、実験室系で10 eVの励起光を用いて、共鳴エネルギーが5 keVのイオン準位を励起する、ということになる。都合の良いイオン種を検討する[5]。

最も考え易い選択として、電子を1つ残した、H-like イオンを考える。例えば、 $Ti^{21+}$ ( $Z = 22, A = 48$ )の1sと2p準位間が4,966 eVのエネルギー差である。この場合、考えられる欠点は、イオン化損失の可能性である。イオン化エネルギーが6,626 eVであるから、強い励起光を入射する場合、2光子を吸収してイオンから電子が剥ぎ取られてしまう可能性がある。イオンビームが周回軌道から損失することになる。H-like イオンの場合、一般にこの問題は避けられない。

電子を3つ残した、Li-like イオンを考えると、 $U^{89+}$ ( $Z = 92, A = 238$ )の場合、1s<sup>2</sup>2s<sub>1/2</sub>と1s<sup>2</sup>2p<sub>3/2</sub>の準位間が4,460 eVのエネルギー差である。また、イオン化エネルギーは32,836 eVであるから、2光子イオン化による損失がないことが利点である。

励起脱励起の効率の上限は、準位間のA係数で決まる。水素原子の2p→1s遷移の場合は、 $A(H) = 6.3 \times 10^8$  s<sup>-1</sup>であるが、H-likeのイオンの場合を例にとると、価数にたいして $Z^4$ でスケールする。H-like Tiの場合を例にとると、 $22^4 = 2.3 \times 10^5$ 倍の効果があるので、 $A(Ti) = 1.4 \times 10^{14}$  s<sup>-1</sup>となる。仮に励起光との相互作用時間を300 fsとし、励起光強度は十分に強いとすると、この時間内に、1つのイオンあたり、40回の励起脱励起が可能である。

#### 3.3 励起光

イオンの準位の励起を単1光子で行うとすると、エネルギー10 eVの深紫外光が必要になる。この領域では光学系が存在しないため、通常のレーザー装置を使

うことができない。また、共鳴に合わせて励起エネルギーを調整する必要もある。そこで、自由電子レーザーを検討する。イオンビームは蓄積リングで連続的に周回するので、連続的な励起光により大平均強度を実現できる。エネルギー回収型線型加速器(ERL)で、エネルギー400 MeVで平均電流10 mAのSASE型自由電子レーザーを考える。これは、半導体リソグラフィ用EUV光源として検討されているもの[6]を半分のスケールにしたようなものである。パラメータをTable 1に示す。FELパラメータを $\rho = 3 \times 10^{-3}$ とすると、平均出力12 kW、 $2.5 \times 10^{14}$  photon/pulseの励起光を出せる計算になる。

イオンビームは有限のエネルギー拡がりがあるため、単一波長の励起光では一部のイオンとしか相互作用出来ない。SASE型のFELのスペクトルは $\rho$ 程度の拡がりを持つ。このため、イオンビームのエネルギー拡がりとうまく整合すると考えられる。

Table 1: Parameters of FEL

Beam energy	400 MeV
Bunch repetition	30 MHz
Bunch charge	300 pC
Bunch length	300 fs
Undulator period	50 mm
Saturation length	15 m
Radiation photon energy	10 eV
Norm. beam emittance	3 $\mu$ m
Pierce parameter $\rho$	$3 \times 10^{-3}$
Photon number	$2.5 \times 10^{14}$ /pulse

#### 3.4 イオンビームの冷却

この共鳴散乱により光を放出することでイオンビームは放射冷却される。これは基本的に電子ビームの放射光による減衰と同じである。ただし、発生点は励起点だけであることが異なる。減衰時間(横方向)は、1イオンあたり1周あたりのエネルギー損失 $U_0$ で決まり、

$$\frac{1}{\tau_t} = \frac{cU_0}{2C_0E_0} \quad (4)$$

である。ここで、 $C_0$ は周長、 $E_0$ はビームエネルギーである。

また、放射冷却と量子励起のつりあいで、エミッタンスおよびエネルギー拡がりが決まる[2]。エネルギー拡がりの平衡値は、

$$\sigma_\delta = \sqrt{\frac{1.4\hbar\omega^*}{Mc^2}} \quad (5)$$

エミッタンスの平衡値は、

$$\epsilon = H \frac{\hbar\omega^*}{Mc^2} \quad (6)$$

となる。 $\hbar\omega^*$ はイオン静止系で見た励起光のエネルギーで、準位間エネルギー差の5 keVに対応する。 $Mc^2$ は

イオンの質量である。エネルギー変動が分散を介してエミッタンスを発生するとし、その係数が  $H$  である。Table 2 にイオンビームのパラメータをまとめる。ただし、これは単粒子で放射冷却の平衡状態を見積もったもので、空間電荷効果などは入っていない。

Table 2: Parameters of Ion Beam

Gamma factor	250
Ion	H-like Ti, Li-like U
Excitation energy	5 keV
Bunch intensity	$10^9$ ions
Energy spread	$0.4 \times 10^{-3}$
Emittance	$0.5 \times 10^{-11}$ m-rad
Beam size at IP	1.0 mm

### 3.5 フラックス

励起レーザーパルスとの1回の交差における散乱光子数は、

$$\Delta N^s = 2(1 + \beta_z) \frac{\bar{\sigma}}{1 + D} \frac{I}{\hbar\omega_L} \frac{\sigma_L}{c} \quad (7)$$

と表す事が出来る [2]。  $I/\hbar\omega_L$  は、励起光のフラックス、  $\sigma_L/c$  は励起光のパルス長である。  $D$  は励起の飽和を表すパラメータである。  $\bar{\sigma}$  は、バンド幅の影響を含めた平均的な散乱断面積を表し、

$$\bar{\sigma} = \pi f_{12} r_e \lambda^* \frac{\omega_L}{\Delta\omega} \quad (8)$$

と書かれる。  $\lambda^*$  はイオン静止系で見た励起波長である。  $f_{12}$  は振動子強度である。

Table 1,2 のパラメータで、励起光パルスとの一度の交差において、1イオンあたり平均的に1回の励起脱励起をする。この場合、ガンマ線のフラックスは  $10^9$  ions/bunch で 30 MHz とすると、  $3 \times 10^{16}$  photons/sec のガンマ線が得られる計算になる。

## 4. 検討事項

電子を一部残したイオンビームの加速および蓄積の安定性について、引き続き検討が必要である。実用的には、10時間を超えるビーム寿命が必要と思われる。ビーム軌道上の残留ガスとの散乱によって、価数が増えるとビームを損失してしまうので、十分良い真空が要求される。イオン化エネルギーと比較して、バンチ内のイオン同士の横方向の運動エネルギーは大きい。このため、バンチ内散乱によってもイオン化が起こりビームを損失する可能性が指摘されている。具体的な検討はこれからである。ここでは冷却による平衡状態のみを示したが、イオンを蓄積してから、平衡状態に至るまでの過程についても検討が必要である。価数の大きな重イオンビームを生成するために、段階的な電荷の剥ぎ取りが必要になると考えられる。入射器の構成の検討も必要である。

## 5. まとめ

相対論的なエネルギーのイオンビームのローレンツブーストの効果を利用して、イオンの電子準位の共鳴散乱によってガンマ線を生成することができる。従来のコンプトン散乱による手法の限界を超えた高フラックスのガンマ線源が実現できる可能性がある。KEKの敷地で検討すると、Fig.2のようなレイアウトが考えられる。

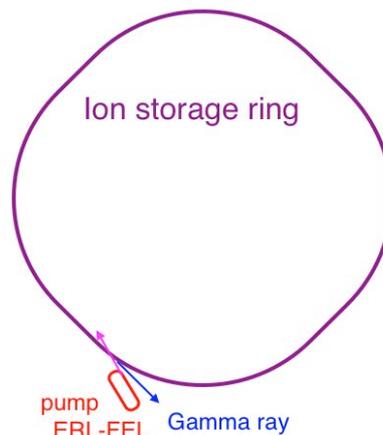


Figure 2: Layout of the facility.

本研究は、JSPS 科研費 16H02136 「重イオンを用いた新奇光子ビーム生成機構の検証実験」の助成を受けたものである。

## 参考文献

- [1] 大垣英明ほか, "次世代レーザーコンプトン散乱ガンマ線とその利用", IAE-RR-2013 No.101.
- [2] E.G.Bessonov and K.-J.Kim, "Radiative Cooling of Ion Beams in Storage Rings by Broad-Band Lasers", PRL76, 431 (1996).
- [3] E.G.Bessonov, "Light sources based on relativistic ion beams", NIM B309, 92 (2013).
- [4] M.W.Krasny, "The Gamma Factory proposal for CERN", arXiv:1511.07794v1 [hep-ex] (2015).
- [5] NIST Atomic Spectra Database.
- [6] N.Nakamura *et al.*, "ERL を用いた高出力 EUV-FEL 光源のシミュレーション研究", 第 13 回加速器学会プロシーディング TUP074 (2016).