

# NEW PROPOSAL FOR POSITRON GENERATOR

I. Sato, K. Nakahara, A. Enomoto and S. Ohsawa

National Laboratory for High Energy Physics  
1-1 Oho, Tsukuba-shi, Ibaragi-ken, 305 Japan

## Abstract

New positron generator system have been studied. The new system is produced gamma-ray by means of which electron come into collision with photon. This gamma-ray production process does not include any ionization loss. Positron is generated by a pair-creation from the gamma-ray injected into a metal target. Positron yields are discussed as compared to a storage ring and an electron linac.

## § 1 はじめに

現在の最も一般的な陽電子発生メカニズムは、電子ビームを金属標的に照射し、標的の原子核が形成するクーロン・ポテンシャルで電子が制動を受け輻射する  $\gamma$  線から電子対を生成収束し線形加速器で陽電子のみを加速する方式である。この陽電子発生システムを図式にすると

電子線形加速器 → 電子ビーム → 金属標的 →  $\gamma$  線 → 電子対 → 陽電子線形加速器

となる。このシステムの陽電子発生量は電子ビームの電力量に比例する。上の図式に於ける、陽電子ビーム電流の増大法としては、1) 初段の電子線形加速器のエネルギーを増加させる、2) 電子ビーム電流を増大する、のどちらかである。

陽電子ビーム電流のオーダーを変える増大方法は、線形加速器の台数を増加し、縦に一系列に並べるか、或は、横に並列に並べるかの違いである。

一般論として、陽電子ビーム電流の増大方法は、ビーム電流利用の形態に依存し、バライティーに富む。例えば、大電流ビームのワンショット利用には、陽電子ビームをリングに蓄積する方法が良い。しかし、この方法では、ワンショットの時間間隔がリングに於けるビームのダンピング時間に依存する。

そこで、陽電子ビーム電流のオーダーを変える新しい増大法として、電子貯蔵リングのバンチ・ビームとレーザー光を衝突（逆コンプトン散乱）させて  $\gamma$  線を発生させ、金属標的に照射し電子対生成する方法による陽電子発生を検討した。電子ビームとレーザー光との衝突実験は既に数多く行われている。<sup>1-5)</sup>

この方法の発生システムを図式すると

電子リング → 電子ビーム → 逆コンプトン散乱 ← 光子ビーム ← レーザー

↓

$\gamma$  線 → 金属標的 → 電子対 → 陽電子線形加速器

となる。このシステムの特徴は電子から光子に直接にエネルギー変換され、 $\gamma$  線発生メカニズムに電離作用が伴わない事である。この方法は電子ビームエネルギーから陽電子ビームエネルギーへの変換効率が高い事にある。例えば、電子ビームの変換エネルギー（ $\sim 10 \text{ MeV}$ ,  $3 \text{ A}$ ,  $330 \text{ ns}$ ） $10 \text{ J}$  に対して、陽電子ビームエネルギーは推定で（ $\sim 5 \text{ MeV}$ ,  $8 \times 10^{10}$  個/パルス） $0.064$

Jであり、比は $6.4 \times 10^{-3}$ となる。一方、最初の図式では、KEKの場合、照射電子ビームの全エネルギー(200 MeV, 10 A, 2 ns) 4 Jに対して、陽電子ビームのエネルギー(2~10 MeV, 0.04 A, 2 ns)  $4.8 \times 10^{-4}$  Jであり、比は約 $10^{-4}$ である。第1の図式と第2の図式では、その比が約60となる。ここでは、第2の図式についての陽電子ビームの発生量について粗い評価を行う。

## §2 ルミノシティ

電子ビームと光子ビームの衝突によるルミノシティ $L$ はビームの断面寸法が同じ場合は定義より(1)で与えられる。ここで、 $n_e$ は単バンチ・ビームの電子数、 $n_\gamma$ は単バンチ・ビーム光子数、 $s_x$ はビームの水平方向のサイズ、 $s_y$ はビームの垂直方向のサイズである。電子リングの電子ビーム $n_e$ とレーザー光子ビーム個数 $n_\gamma$ は、(2)で与えられる。

$$L = \frac{n_e n_\gamma}{4 \pi s_x s_y} \quad (1) \quad n_e = \frac{I_e}{f N_b} \left( \frac{1}{e} \right), \quad n_\gamma = \frac{J_\gamma}{e k \lambda} \quad (2)$$

ここで、 $I_e$ は電子ビームの平均電流(A)、 $J_\gamma$ は光子ビームのビーム・エネルギー(J)、 $e$ は電子の電荷量(C)、 $\lambda$ は光子の波長( $\mu\text{m}$ )、 $k$ は光の波長とエネルギーの変換係数( $1.239 \text{ eV} / \mu\text{m}$ )、 $f$ はリングの回転周波数( $c / L_s$ )、 $L_s$ はリングの周長(m)、 $c$ は光速である。電子ビームと光ビームの衝突によるルミノシティ $L$ は(2)を(1)に代入して

$$L = \left\{ \frac{1}{f N_b} \frac{I_e}{e} \frac{J_\gamma}{e k \lambda} \right\} \frac{1}{4 \pi s_x s_y} = 3.14 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2} \quad (3)$$

となる。但し、ルミノシティは(3)と(5)と表-1の衝突パラメーターを使って計算したものである。

表-1 衝突パラメーター

$\sigma$ :	$0.66 \times 10^{-24} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$
$I_e$ :	$0.3 \text{ (A)}$
$J_\gamma$ :	$1.0 \text{ (J)}$
$S_e$ :	$0.01 \text{ (cm}^{-2}\text{)}$
$S_\gamma$ :	$0.01 \text{ (cm}^{-2}\text{)}$
$B_e$ :	$0.1$
$B_\gamma$ :	$0.1$
$\lambda$ :	$1 \text{ (\mu m)}$
$N_b$ :	$1$
$f$ :	リングの回転周波数
	$c / L_s = 3.0 \times 10^6$
$L_s$ :	リングの周長 = $100 \text{ m}$

## §3 $\gamma$ 線の発生量

電子ビームと光子ビームの衝突反応確率は反応断面積 $\times$ ルミノシティであるから、1回の衝突による $\gamma$ 線の発生量 $N_\gamma$ は定義により

$$N_\gamma = \sigma L \quad (4)$$

である。ここで、 $\sigma$ はコンプトン散乱断面積( $\text{cm}^{-2}$ )であり、 $s_x$ 、 $s_y$ は $\sigma$ と同じデメンションとなる。それぞれのビーム断面寸法が違う場合、

$$4 \pi s_x s_y = S_e S_\gamma B_e B_\gamma \quad (5)$$

で近似する。ここで、 $S_e$ は電子ビームの断面積( $\text{cm}^{-2}$ )、 $S_\gamma$ は光子ビームの断面積( $\text{cm}^{-2}$ )、 $B_e$ は電子ビームのバンチ係数、 $B_\gamma$ は光子ビームのバンチ係数とする。(4)に(5)を代入し、仮に、 $E_k < 1$ の場合、 $\sigma$ をトムソン断面積( $\sigma = 665 \text{ mb}$ )と考えて

$$N_\gamma = \left\{ \frac{1}{f N_b} \left( \frac{I_e}{e} \right) \right\} \left\{ \frac{J_\gamma}{e k \lambda} \right\} \frac{\sigma}{S_e S_\gamma B_e B_\gamma} \quad (6)$$

$$= 2.075 \times 10^{13} \left( \frac{I_e}{f N_b} \right) \left( \frac{J_\gamma}{\lambda} \right) \frac{1}{S_e S_\gamma B_e B_\gamma}$$

を得る。電子リングの直線部で単バンチ・電子ビームと単バンチ光子ビームの散

乱による  $\gamma$  線の発生量を (6) を使って求める。(6) に表-1 のパラメーターを使うと

$$N_{\gamma} = 2.075 \times 10^{12} \text{ (ノパルス)} \quad (7)$$

となる。

#### § 4 電子リングのエネルギー

電子と光子の衝突散乱後の光子のエネルギー  $E_{\gamma}$  は

$$E_{\gamma} = E_0 \left\{ \frac{E_k (1 - \cos \theta_0)}{1 + E_k (1 - \cos \theta_0)} \right\} \quad (8)$$

で与えられる。<sup>1)</sup> ここで、 $E_0$  は電子ビームのエネルギー (eV),  $E_k$  は  $2\gamma k_i / m_0 c^2$ ,  $k_i$  はレーザー光のエネルギー =  $k\lambda$  (eV),  $\gamma$  はローレンツ因子,  $m_0$  は静止電子質量 =  $0.5106 \times 10^6$  (eV),  $\theta_0$  は重心系の散乱角である。(7) は  $\cos \theta_0 = -1$  で最大エネルギーを与える。 $E_k \ll 1$  の場合, 近似的に

$$E_{\gamma} = 4\gamma^2 k_i \quad (9) \quad E_{\gamma m} = 20 \text{ MeV} \quad (10)$$

但し,  $k_i = 1.239 \text{ eV}$  ( $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ) として, 電子エネルギー  $E_0$  は

$$\gamma = 2008.8 \quad (11) \quad E_0 = 1025.7 \text{ (MeV)} \quad (12)$$

となる。又, 重心系の散乱角  $\theta_0$  と実験室系の散乱角  $\theta$  と間には

$$\theta \sim 2 \tan(\theta/2) \sim \gamma^{-1} \cot(\theta_0/2) \quad (13)$$

なる関係がある。従って, 電子の進行方向に対して  $\theta_0 = 180^\circ$  ( $\cos \theta_0 = -1$ ) 方向に放出される  $\gamma$  線は電子の進行方向に鋭いピークとなっている。

$E_k = 6.89 \times 10^{-3}$  であるから, (8) より  $\cos \theta_0 = 0$  では

$$E_{\gamma 1/2} = E_0 E_k / (1 + E_k) \sim E_{\gamma m} / 2 \quad (14)$$

である。従って, 重心系に於ける発生確率は  $90^\circ$  対照であるから,  $\gamma$  線の半分は  $10 \text{ MeV}$  以上のエネルギーを持つ。

#### § 5 陽電子の発生量

上記の  $\gamma$  線を厚さ  $1 \text{ cm}$  の Ta に照射すると, 陽電子の発生量  $N_+$  は

$$N_+ = \frac{N_{\gamma} \sigma_0 N_A d}{2A} = 0.77 \frac{N_{\gamma}}{2} \quad (15)$$

$$= 8.04 \times 10^{11} \text{ 個/パルス}$$

となる。ここで,  $\sigma_0 =$  電子対生成断面積 ( $1.4 \times 10^{-23}$ ),  $N_A$  はアボガドロ数 ( $6.022 \times 10^{23}$ ),  $d$  は比重 ( $16.64 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ),  $A$  は原子量 ( $180.9$ ) を表す。但し, この場合の電子対生成は重心系で等方的に発生するので利用できる陽電子は実験室系の放出角に変換し利用できる角度で位相空間積分を行う。ここでは, 詳細な計算は省略するが, 発生した陽電子の約  $10\%$  は利用できるかと仮定すると

$$N_+ = 8.04 \times 10^{10} \text{ 個/パルス} \quad (16)$$

になる。現在の陽電子リニアックの単パルス陽電子ビームはビーム電流が  $I_0 = 0.040$  (A), ビーム・パルス幅が  $t = 2 \times 10^{-9}$  ( $\text{s}^{-1}$ ) であるから, 単パルスあたりの陽電子数  $N_+^*$

$$N_+^* = \frac{I_0}{e} t = 4.99 \times 10^8 \text{ 個/パルス} \quad (17)$$

(16), (17) の比較に於ては,  $N_+$  は  $160$  倍となる。

## § 6 繰り返し数

陽電子ビーム発生の繰り返し数  $f_0$  は電子リングの減衰時間  $\tau_x$  に依存し

$$\tau_x \sim \frac{2 E_0 T}{J_x E_r} = 7.53 \times 10^{-5} \frac{\rho L_s}{E_0^3} = 0.014 \text{ (s)} \quad (18)$$

で与えられる。ここで、 $T$  はリングの回転周期 ( $f^{-1} = 1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ )、 $\rho$  はリングの曲率半径 (2 m)、 $J_x$  は水平ベータトロンの減衰分配率 ( $1 - D$ )、 $D$  は分離機能型リング  $= \alpha R / \rho$ 、 $R$  はリング平均半径  $= (L_s / 2\pi)^{1/2}$  (m)、 $\alpha$  は運動量コンパクション係数  $\ll 1$ 、 $E_r$  はリングの軌道放射エネルギー  $= k_s E_0^4 / \rho$ 、 $r_0$  は電子の古典半径  $= e / (4\pi \epsilon_0 m_0 c^2) = 2.82 \times 10^{-15} \text{ m}$  である。

$$k_s = \frac{4\pi r_0}{3 (m_0 c^2)^3} = 8.85 \times 10^{-5} \text{ m (GeV)}$$

従って、約 50 回/秒のパルス繰り返しが可能である。もつと繰り返しを上げるためには、リングの周長を短くすれば良いが、しかし、ビーム電流に対する制限も厳しくなる。

又、リング回る電子個数  $n_0$  は (2) より

$$n_0 = 6.24 \times 10^{11} \text{ 個} \quad (19)$$

である。一方、この電子ビームと光子ビームの衝突による  $\gamma$  線の発生量  $N_\gamma$  は、(13) より  $N_\gamma = 2.075 \times 10^{12}$  (/パルス) であり、1 個の電子が光子と平均 3 回衝突した事になる。これは  $\gamma$  線の性質を粗悪し、且つ、リングの電子ビームの損失も大きくなる。従って、

$$n_0 > N_\gamma \quad (20)$$

なる条件を満足する必要がある。つまり、リングを回る電子ビームの平均電流  $I_0$  を約 10 倍に増やし、レーザー・ビーム・エネルギー  $J_0$  を約 1/10 に減らせばよい。即ち、 $I_0 = 3$  (A)、 $J_0 = 0.1$  (J) とする。

平均 3 アンペアの単バンチ・ビームを回す事は非常に難しいと考えられる。その理由は、高周波空洞とバンチ・ビームの結合によるビームの不安定性現象の発生にある。この場合、高周波加速空洞の Q 値を下げる必要がある。又、ビーム損失を小さくするために加速電圧は大きくする必要がある。しかし、電子と陽電子の衝突リングに観測されるベータトロン振動数  $\nu$  のずれによるビーム電流に対する制限は原理的に存在しない。この事は大電流ビームリングにとっては好都合である。

## § 7 エミッタンス

次に、加速器のパラメーターに依存するビームの自然エミッタンス  $\epsilon_{x_0}$  を求める。エミッタンス  $\epsilon_{x_0}$  は

$$\epsilon_{x_0} = 2.34 \times 10^{-7} \frac{E_0^2 L_s}{\nu_x^3 \rho} = 6.47 \times 10^{-8} \text{ (m} \cdot \text{rad)} \quad (21)$$

で与えられる。ここで  $\nu_x$  はベータトロン振動数 (5.75) とした。この値が妥当かどうかは大いに検討する余地がある。衝突点のビーム断面積を小さくするには、自然エミッタンス  $\epsilon_{x_0}$  が小さくしなければならない。ビーム・寸法  $s_{x,u}$  とエミッタンス  $\epsilon_{x,u}$  の関係は

$$s_{x,u} = (\epsilon_{x,u} \beta_{x,u})^{1/2} \quad (22)$$

である。ここで、 $\beta_{x,u}$  はベータトロン振幅関数、 $\beta_x = 0.8$  (m)、 $\beta_u = 0.2$  (m) とする。又、 $\epsilon_{x,u}$  と自然エミッタンス  $\epsilon_{x_0}$  とは

$$\epsilon_{x_0} = \epsilon_x + \epsilon_u \quad (23)$$

なる関係がある。(22)と(23)より

$$s_{x\max} = (\epsilon_{x0} \beta_{x\max})^{1/2} = 2.27 \times 10^{-4} \text{ (m)} \quad (24)$$

になる。これは(6)に与えた $S_e$ との関係

$$S_e > S_e^* = 4\pi (s_{x\max})^2 = 6.50 \times 10^{-7} \text{ (m}^2\text{)} \quad (25)$$

を満足する。但し、 $S_e = 0.01 \text{ (cm}^{-2}\text{)} = 1 \times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}$

## § 8 CW陽電子ビーム発生量

リングを回る多数のバンチ・ビームと連続波レーザー・ビームとの衝突の場合、その $\gamma$ 線発生量は

$$N\gamma = \frac{2\sigma l_e J_p L}{e^2 c S_e S_p B_e B_p \lambda} = 6.37 \times 10^5 \frac{l_e J_p L}{S_e S_p B_e B_p \lambda} \quad (26)$$

で与えられる。ここで、 $l_e$ は電子ビームの平均電流(0.5 A)、 $J_p$ は光子ビームのビーム・エネルギー(100 J)、 $\lambda$ は光子の波長(1.0  $\mu$ m)、 $L$ は電子ビームと光子ビームの相互作用長(10 m)、 $S_e$ は電子ビームの断面積(0.01  $\text{cm}^{-2}$ )、 $S_p$ はレーザービームの断面積(0.01  $\text{cm}^{-2}$ )、 $B_e$ は電子ビームのバンチ係数(36° = 0.1)、 $B_p$ は光子ビームのバンチ係数(0.1)とすると、

$$N\gamma = 3.18 \times 10^{14} \text{ 個/秒} \quad (27)$$

となる。但し、レーザービームにも濃度変調をかけて $B_p = 0.1$ とする。

この $\gamma$ 線を厚さ1 cmのTaに照射すると、陽電子の発生量 $N_+$ は

$$N_+ = \frac{N\gamma \sigma_0 N_A d}{A} = 1.49 \times 10^{13} \text{ 個/秒} \quad (28)$$

となる。ここで、 $\sigma_0$ 、 $N_A$ 、 $d$ 、 $A$ の値は(15)と同じである。

## § 9 適用例

この方法を高エネルギー物理学研究所に適用した場合の凡例を図1に示す。蓄積リング(AR)に供給する陽電子発生装置は、2.5 GeV入射器の1 GeVスイッチ・ヤードから取り出した電子ビームを電子光子衝突リング(~1 GeV)へ供給し、そこで、発生した陽電子ビームは電子線形加速器で100 MeV程度に加速し、再び、入射器に輸送して2.5 GeVまで加速を行う。陽電子を発生させるタイミングは光子ビームを発生するレーザーのトリガに依存する。レーザー・トリガは入射器の加速時間に同期させる。

## § 10 おわりに

上記の方法の零次近似の計算では、陽電子ビームの発生量が従来の方法より遙かに強力である。しかし、色々な数値を仮定しており、これらの数値が妥当かどうかは、今後の詳細な検討結果による。又、検討課題は、大電流リングの軌道計算、レーザービームの同期変調等、盛り沢山ある。

## reference

- 1) R. H. Milburn, Phys. Rev. Lett., Vol. 10, Num. 3, p75, (1963).
- 2) F. R. Arutyunian and V. A. Tumanian, Phys. Lett. Vol. 14, p176, (1963).
- 3) J. Ballam et al., Phys. Rev. Lett. Vol. 23, p498, (1969).
- 4) L. Federici, et al. Nuovo Cim. B59, p249, (1980).
- 5) T. Tomimasu, Nucl. Sci. Appl. Vol. 3, pp. 29, (1987).

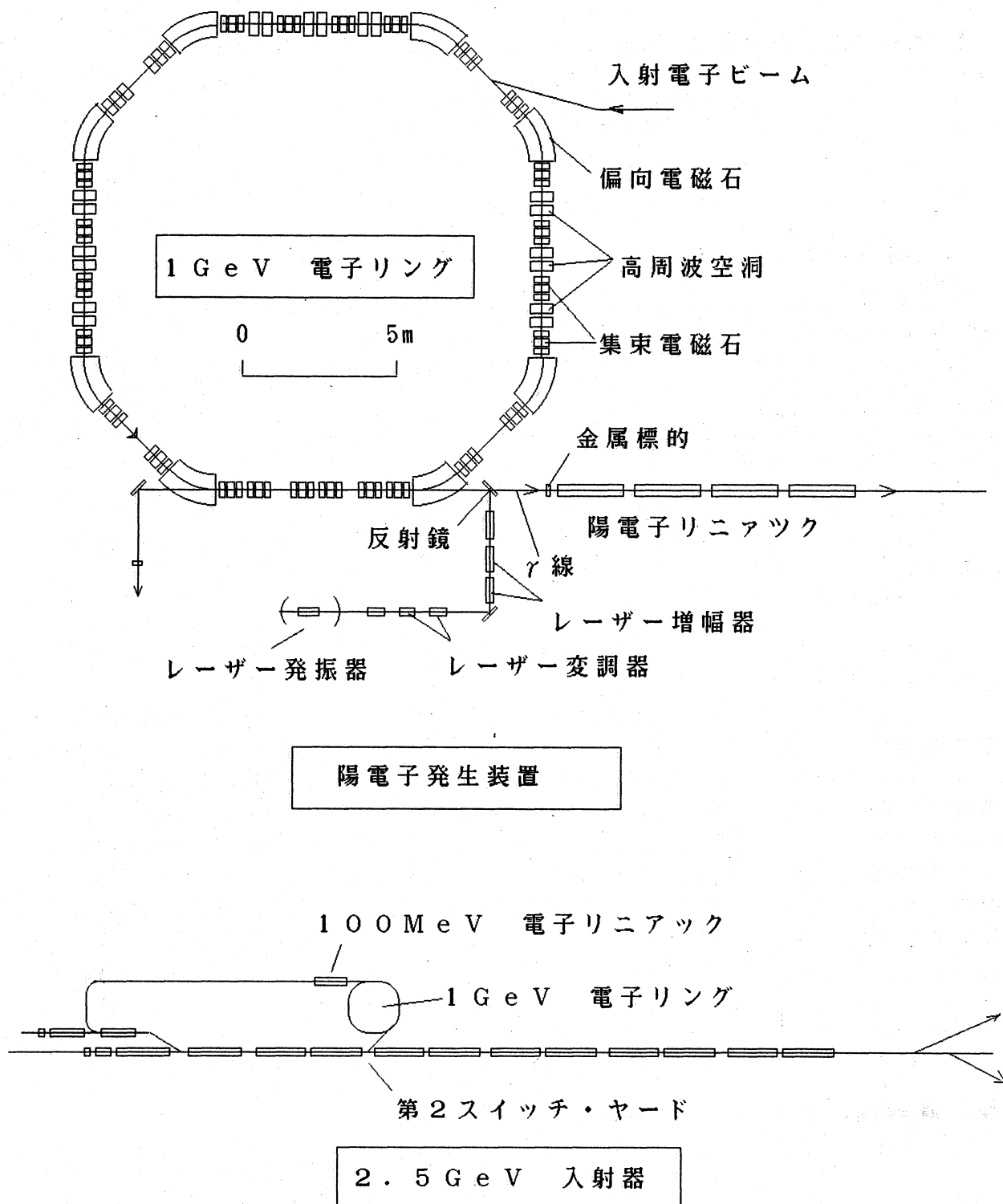


図1 高エネルギー物理学研究所における逆コンプトン散乱反応を利用した陽電子発生装置の凡例