

## DEVELOPMENT OF A POSITRON SOURCE FOR THE ATF

H.IDA, K.YAMADA, A.AOKI, \*S.UNO, \*J.URAKAWA, \*S.KAWABATA,  
\*Y.TAKEUCHI, \*Y.NAMITO, \*H.HIRAYAMA, \*A.MIYAMOTO and \*M.YOSHIOKA

NKK Corporation, Engineering Research Center  
1-1 Minamiwatarida, Kawasaki-ku, Kawasaki-shi, 210 Japan  
\*KEK, National Laboratory for High Energy Physics  
\* 1-1 Oho, Tsukuba-shi, Ibaraki-ken, 305 Japan

### ABSTRACT

The Japan Linear Collider (JLC) requires a positron source which produces  $8 \times 10^{11}$  particles per RF-pulse. A computer simulation shows the possibility of such an intense positron source using conservative technology. In order to verify the performance of the positron source experimentally, a prototype positron source has been designed and is now being manufactured. The prototype positron source consists of stationary target unit, DC solenoid magnets, pulsed flux concentrator, and an accelerating structure. It will be installed downstream of 1.54 GeV S-band linac of the Accelerator Test Facility (ATF).

### リニアコライダー実験施設 (ATF) 陽電子源の開発

#### 1. 概要

リニアコライダー実験施設、ATF (Accelerator Test Facility) は、将来のリニアコライダー、JLC (Japan Linear Collider) <sup>[1]</sup>に必要とされる要素技術の実証及び研究開発を進めるための試験装置である。ATFでは、陽電子源の研究開発のために、1.54 GeV S-Band リニアックの電子を用いた陽電子生成試験が行われる予定である。これまで、JLCの陽電子源については、詳細なシミュレーションによる検討結果から、その概要が明かとなってきた<sup>[2]</sup>。JLC陽電子源での最適な入射電子エネルギーは、10GeVである。したがって、JLCと同等の条件での試験をATFで行う事は、入射電子のエネルギーの点で困難であり、施設建屋の制限もあるため困難である。そこで、ATFに於ける陽電子生成試験では、シミュレーションコードの妥当性の検証、装置の実現性の確証を第一の目的としている。ここでは、ATFでの試験条件に於ける最適な陽電子源装置の解析結果について述べる。

#### 2. 陽電子源装置

陽電子源装置は、その機能により(a)入射電子を陽電子に変換するターゲット部、(b)ターゲット中で発散した陽電子を集束する位相変換部、及び

(c)集束した陽電子を加速する加速部に大別される。ATFでは、この他に、リニアックで加速された電子ビームを陽電子源装置に導くビーム輸送系、生成した陽電子の測定系、ビームダンプ等が必要となる。図1に設置場所であるアセンブリホール内でのATF陽電子生成試験機器配置を示す。S-Bandリニアックで1.54GeVに加速された電子が陽電子源装置に入射し、陽電子に変換される。アナライザーマグネットにより電子と振り分けられた陽電子の生成量、エネルギー等の測定後、ビームダンプに導かれる。陽電子は、ターゲット内で起こる電磁カスケードシャワーにより生成される。陽電子源装置のパラメータを最適化するためには、各パラメータの変化に対する陽電子生成効率の変化を評価しなければならない。ところが、解析的な方法で、電磁カスケードシャワーを取り扱うことは、困難である。ここでは、次章に示すシミュレーション手法により、陽電子源装置における陽電子の挙動を解析した。

#### 3. 解析手法

ターゲット内での陽電子の挙動については、モンテカルロ法による計算コード EGS4<sup>[3]</sup>を用いて、

ターゲット出口での陽電子の位置及び運動量を求める。ターゲットに続いて設置される位相変換部では、漸減するソレノイド磁場により径方向の運動量を減少させるAdiabatic Device (以下、ADと略す)を用いる。この方式は、QWT (Quarter Wave Transformer) 方式に比べてエネルギーアクセプタンスが大きく、リニアコライダーに適した集束方式である。漸減する磁場を発生するために、フラックスコンセントレーターと呼ばれるパルスマグネットを使用する。この位相変換部では、下式で表されるADの磁場による陽電子の軌道をルンゲクッタ法で求める。

$$B_z = \frac{B_0}{1 + \mu z} \quad \text{and} \quad B_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} + \frac{r^3}{16} \frac{\partial^3 B_z}{\partial z^3} \quad (1)$$

ここで、 $B_0$  : 初期磁束密度  
 $m$  : 定数 (磁束密度の減少率を表す)

位相変換部に続く加速部では、下式に示す加速電界を考慮する。

$$E_x = E_y = 0, \quad E_z = E_0(\alpha - kz + \phi) \quad (2)$$

ここで、 $\omega$  :  $2\pi\nu$ ,  $\nu=2856\text{MHz}$   
 $k$  :  $\omega/c$   
 $\phi$  : 初期位相

## 4. シミュレーション結果

### 4.1 ターゲット厚さ

ターゲットの厚さに対する陽電子生成効率の変化を図2に示す。ターゲットの材料としては、タングステンを選択した。これは、高融点であり、陽電子生成に効率が良い原子番号が大きな材料だからである。ターゲットの厚さが4放射長 (=14mm) の時に、陽電子生成効率は最大となる。これは、ターゲットの厚さが増すにつれて電磁カスケードシャワーが成長により生成する陽電子数が増加するものの、ある一定の厚さを越えると、径方向の拡がりのために下流の装置にアクセプトされる陽電子が減少するためである。この結果は、以下に示すターゲットの最適厚さ $L_{opt}$ を求める近似式から得られる4.1放射長とほぼ一致する<sup>[4]</sup>。

$$L_{opt} = 1.1 \log E + 3.9 \quad (3)$$

ここで、 $E$  : 入射エネルギー (GeV)

### 4.2 入射ビームサイズ

入射ビームサイズが小さくなると、パルス熱応力によるターゲットの破壊を引き起こされることがある。SLACでの実験では、ターゲットの破壊が引き起こされる入射電子密度の制限値 $\rho^{[4]}$ として、下式が得られている。

$$\rho = NE / \pi \sigma^2 < 2 \times 10^{12} \text{ GeV/mm}^2 \quad (4)$$

ここで、 $N$  : パルスあたりの入射電子数

$\sigma$  : rms ビーム半径 (mm)

したがって、JLC陽電子源の様なハイパワーターゲットの場合、ターゲットへの入射ビームサイズが非常に重要なパラメータとなる。一方、ATFでの陽電子生成試験時には、遮蔽上の制限のために、入射電子数を $6.25 \times 10^9 \text{ e/s}$ 以下で運転しなければならない。そのため、ATFにおいてターゲットの破壊が引き起こされる入射電子密度の制限値を上回るためには、入射ビームサイズを1.5ミクロン以下にしなければならない、ATFではパルス熱応力によるターゲットの破壊に関する耐久試験を行うことは不可能である。

陽電子生成効率の観点から見ると、入射ビームサイズが小さい程、生成効率は高くなる。図3にビームサイズによる生成効率の変化を示す。SADコードを用いて行った軌道解析では、ターゲット上でのビームサイズを、 $3\sigma$ で約1.8mm程度にできる事が判った。これは、 $1\sigma$ で約0.6mmに相当するが、ビームに拡がりがない場合 ( $\sigma=0$ ) と比べて、生成効率に大きな低下は見られない。

### 4.3 位相変換部のパラメータ

位相変換部では、(1)式に示したADによる軸方向の磁場で陽電子の収束を行う。具体的には、径方向運動量 $p_r$ に対する作用積分 $J = \pi p_r / eB$ が緩やかな磁場の変化の中で断熱不変量となるため、漸減する磁場に伴い、径方向の運動量が減少する。そこで、適切な初期磁束密度、ADの長さ等が必要となる。

図4は、ADの長さに対する陽電子生成効率の変化である。ADの長さが12cmの時、陽電子生成効率は最大となる。

### 4.4 加速部のパラメータ

ATFでは位相変換部直後に、ソレノイドマグネットが巻かれた1.5m加速管1基程度の加速部を設ける予定である。加速部のパラメータは、供給可能なクライストロンのパワーに依存するが、ここでは、100MWが供給可能であるとした。

図5にJLC陽電子源の加速勾配の変化に対する陽電子生成量を示す<sup>[4]</sup>。ここでの生成量は、(4)式で示した入射電子エネルギー密度の制限に従って入射電子数が変化することを仮定している。つまり、その結果、JLCの場合、加速部のアイリス直径(2a)が同じであれば、入射電子ビームのサイ

ズが大きい程、陽電子生成量は多くなる。これは、(4)式から明らかなように、ターゲット上での熱負荷がビームサイズの2乗で減少するため入射電子数を増加することが可能となり、ビームサイズの増加による生成効率の減少を補っているためである。また、入射ビームサイズが同じであれば、2aが大きな程、生成量は増加する。

ATFの場合、入射電子数の制限のために、(4)式の最大許容エネルギー密度まで、電子を入射することは出来ない。したがって、陽電子生成量を増加させるためには、2aが大きな加速管で加速部を構成する方が有利である。クライストロンパワーとして100MWを仮定すると、入口で30mm、出口で26mmの2aを持つ1.5m長さのCG加速管で、30MV/mの加速勾配が達成可能である。同等のクライストロンパワーを用いると、出口の2aが18mmの加速管で40MV/mの加速勾配が実現可能であるが、26mmの加速管を使用した場合の生成量を上回することは出来ない。加速勾配よりも2aを大きくする方が陽電子生成に関しては、有利である。

## 5. まとめ

本検討結果より明らかとなったATFで最適な陽電子生成システムのパラメータを表1にまとめた。この時、加速部出口で45MeV±20MeVのエネルギー範囲に入る陽電子数は、入射電子1個に対し0.8となる。空間的な制約が存在するため、加速部を十分にとることは困難であるが、試験目的であるシミュレーションコードの妥当性の確認には十分なシステムであると考えられる。

陽電子源本体については、平成4年度から5年度にかけて設計、製作を行っている。今後、加速部の設計、製作及びビーム測定系の検討を行い、S-Bandリニアックの完成を待って、陽電子生成試験を行う予定である。

## 参考文献

- [1] JLC-I, KEK Report 92-16 (1992)
- [2] H.Ida, et al., Int. Conf. on High Energy Acc., Hamburg, (1992)167-169
- [3] W.R.Nelson et al., SLAC-PUB-265, 1985
- [4] H.Braun, et. al., SLAC-PUB-5746, 1992

表1 ATF陽電子源装置のパラメータ (JLCの値と共に示す)

項目	ATF	JLC
[入射電子部]		
エネルギー (GeV)	1.54	1.0
rmsビームサイズ (mm)	0.7	1.2
パルスあたりの電子数	$6.25 \times 10^9$	$5.4 \times 10^{11}$
繰り返し (Hz)	1	150
ビームパワー (kW)	0.04	130
[ターゲット部]		
材質	W	W-26Re
厚さ	4放射長 (14mm)	6放射長 (21mm)
[位相変換部]		
長さ (mm)	120	180
初期磁束密度 (T)	8.0	8.0
[加速部]		
加速勾配 (MV/m)	30	30
加速管長さ (m)	1.5m	1.5m (×2本)
出口アイリス直径 (mm)	2.6	2.6
ソレノイド磁場 (T)	0.8	0.8

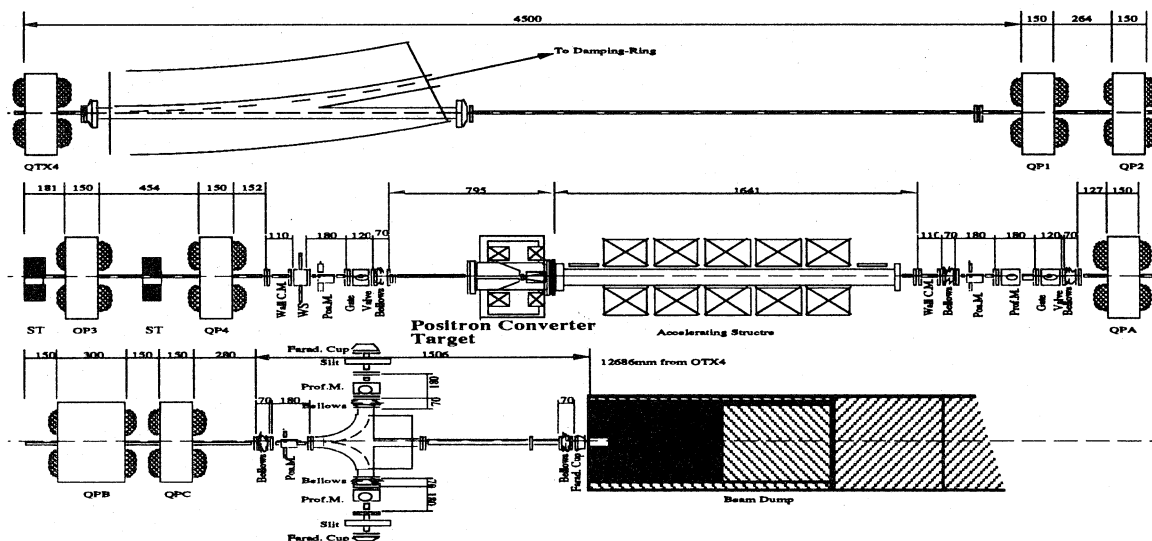


図1 アセンブリホール内でのATF陽電子生成試験機器配置

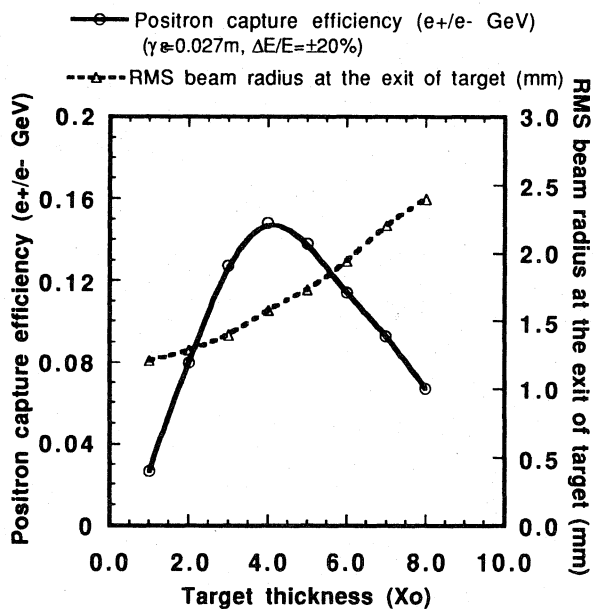


図2 ターゲットの厚さに対する陽電子生成効率の変化及びターゲット出口でのビームサイズ

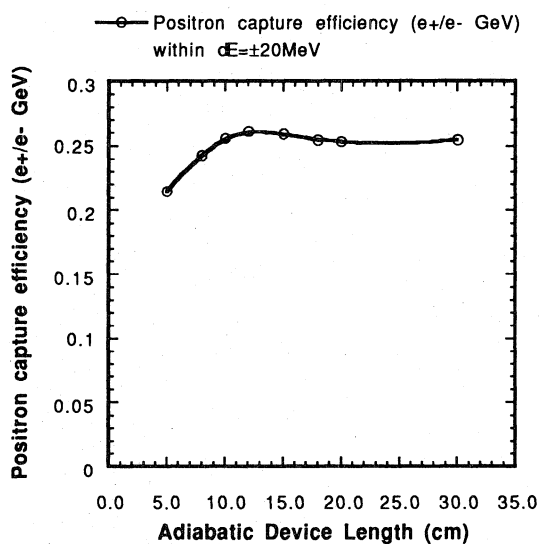


図4 ADの長さに対する陽電子生成効率の変化

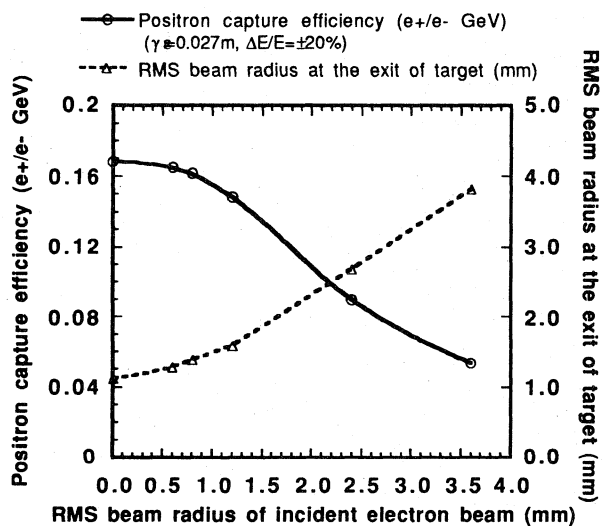


図3 ビームサイズの変化に対する生成効率及びターゲット出口でのビームサイズ (rms) の変化

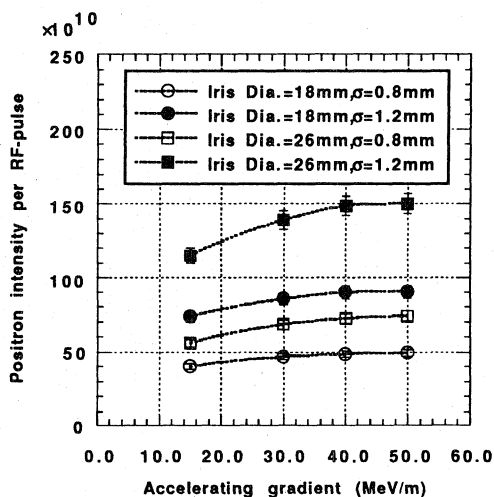


図5 JLC陽電子源装置の加速勾配の変化に対する陽電子生成量