

Development of High Current and High Polarized Positron Source for Future Linear Colliders

Chiba M.^A, Endo A.^C, Hamatsu R.^A, Hirose M.^C, Hirose T.^A, Ishiyama H.^A, Kawasaki N.^A, Kobayashi K.^C, Kumita T.^A, Kurihara Y.^B, Matsumoto T.^A, Nakabushi H.^C, Okugi T.^A, Omori T.^B, Takeuchi Y.^B, Washio N.^C, Yang J.^A, Yoshioka M.^B

^AFaculty of Science, Tokyo Metropolitan University
Minami-Osawa 1-1, Hachioji-shi, Tokyo-to, 192-03

^BNational Laboratory for High Energy Physics
Oho 1-1, Tsukuba-shi, Ibaraki-ken, 305

^CResearch and Development Center, Sumitomo Heavy Industries, Ltd
Yuuhiogaoka 63-30, Hiratsuka-shi, Kanagawa-ken, 254

Abstract

A new idea for production of a polarized positron beam with very intense current has been proposed for future linear colliders. Compton scattering of unpolarized electrons and circularly polarized laser light is utilized to produce polarized γ rays. The polarized γ rays strike a thin foil target and produce e^+e^- pairs. At the end of positron's energy spectrum, the spin-polarization of the injected γ rays is transferred to the positrons. Simulation results for the intensity of the polarized positron beam are presented. A preliminary experiment will start at the end of 1995 at the ATF in KEK.

リニアコライダのための大強度、高偏極陽電子源の開発

1. はじめに

現在、我々は、将来のリニアコライダへの搭載を目的とした、大強度、かつ、高い偏極率を持った陽電子源の開発研究をおこなっている。その第一歩として、95年秋より、高エネルギー物理学研究所のATFにおいて、コンプトン散乱を用いた偏極陽電子の発生に関する基礎研究を開始する。このとき、生成される陽電子は、そのエネルギーに依存した偏極率を持っている。ATFにおける基礎研究の目的は、高い偏極率を持った陽電子源をつくり出し、かつ、生成される陽電子の偏極率を測定することである。さらに、我々はATFでの偏極陽電子発生基礎研究と平行して、将来のリニアコライダへの搭載をにらんだ大強度の偏極陽電子源について、最適なレーザーの波長、強度の選択、ターゲットの形状などについて、シミュレーションを使った検討を進めている。

2. 陽電子発生の原理

現在、高エネルギー加速器に用いられている陽電子源は、電子リニアックにより加速された、高エネルギーの電子を、厚いターゲットに入射して、電子のカスケードシャワーにより大量に発生する陽電子を集める方法が一般的である。SLACのSLCでは、31 GeVに加速した電子

を約20 mm (6放射長) のタングステンのターゲットに入射することにより、バンチあたり 6.6×10^{10} 個の陽電子を発生させている [1]。しかし、この方法では、偏極した陽電子を生成させることはできない。

偏極した陽電子ビームをつくり出す方法として、現在もっとも有名なものは、Budker INP の V.E. Balakin たちの唱えている方法がある [2]。この方法は、150 GeV まで加速した電子を150 mの長さの Helical Undulator を通すことにより大強度の偏極 γ 線をつくりだし、その偏極 γ 線を薄いターゲット物質に入射して、電子対生成により偏極した陽電子をつくり出すという方法である。この方法は、非常に大規模な装置を用いなければならない。そのため、実験的に確認することは困難である。

それに対して、今回我々のおこなう方法は、偏極した γ 線をターゲット物質に入射して、電子対生成により生成される陽電子を集めるという点においては、V.E. Balakin たちの唱えている方法と同じであるが、 γ 線の生成方法として、Helical Undulator を利用するのではなく、コンプトン散乱を利用することを考えた。図1に我々の偏極陽電子発生機構の概略図を示す。

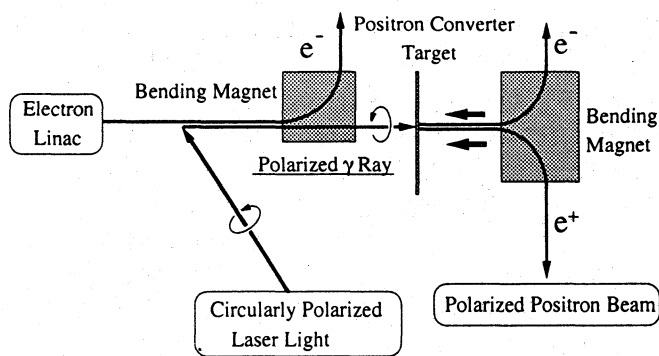


図1 Mechanism of Producing Polarized Positron Beam

電子リニアックにより加速された、電子(数GeV)に、円偏光したレーザーをあてると、後方散乱された光子のスピンは、入射したレーザーのスピンの向きと逆の方向を向く性質がある。この偏極した光子を、比較的薄いターゲットに入射すれば、ターゲット内で、偏極した光子が、電子対生成をおこす。このとき生成された陽電子(および、電子)のスピンは、入射した光子と同じ方向を向く。

このようにして、生成された陽電子を効率よく集めれば、偏極率のいい陽電子ビームをつくりだせるというのが、我々のアイデアの基本である。

3. ATF における実験計画

ATFの電子リニアックは、バンチあたり、 2×10^9 個の電子を最大1.54 GeVまで加速することが可能である。また、今回、我々が使用するレーザーは、Nd:YAG(Continuum製のNY81C-10)である。このレーザーの波長は532 nm(2倍高調波)、最大出力はパルスあたり550 mJ、パルス長4-6 ns、最大10 Hzまでの繰り返し運転が可能である。これらの電子ビーム、レーザーによるコンプトン散乱の微分断面積(ここでは、散乱光子のエネルギーに依存した散乱断面積のこと)は、図2のようになる[3]。

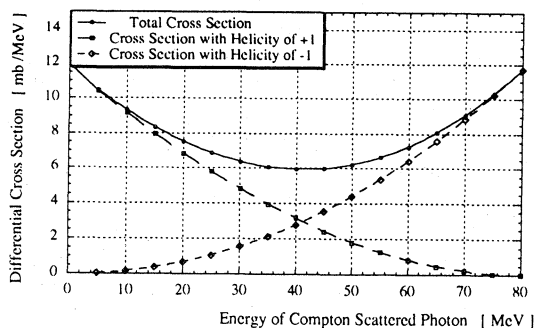


図2 Differential Cross Section for Compton Scattering

図2から、散乱光子は、最大約80 MeVのエネルギーを持つことがわかる。これは、光子が電子対生成をおこすのに、十分なエネルギーである。また、図2には、散乱された光子のうちヘリシティが+1、-1の光子のエネルギー分布も、それぞれ、併せて示した。図から、この散乱により、広いエネルギー領域にわたって、散乱光子が生成され、そして、ヘリシティが+1の光子と、ヘリシティが-1の光子は、ほとんど同じ数生成されることがわかる。しかし、散乱光子は、そのエネルギーに依存した偏極率を持ち、低いエネルギーの光子を捨てれば、残された光子は高い偏極率をもつことになる。だが、光子を、そのエネルギーにより選択することは、大変困難である。そのため、エネルギーによる制限は、ここでは与えず、次の段階でこの制限を与えることにする。

つぎの段階として、このコンプトン散乱された光子をタングステンのターゲットに入射させた時の電子対生成について考える。図3には、電子対生成における入射光子のスピンの対する生成された陽電子のスピンの依存性を表す例として、80 MeVのエネルギーをもち、かつ、ヘリシティが-1のγ線が、電子対生成をおこしたときに生成される陽電子のエネルギーに依存した微分断面積を示した。

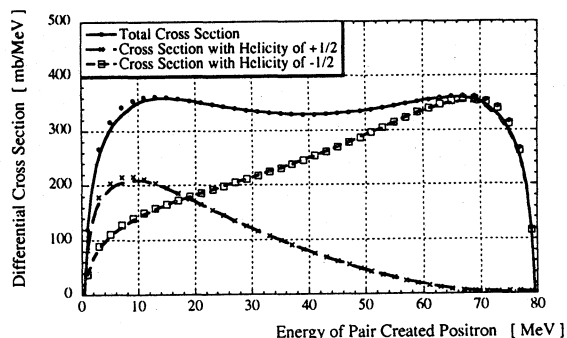


図3 Differential Cross Section for Pair Creation

図3から、入射光子のヘリシティが揃っているとき、生成された陽電子は、エネルギーの高い範囲において、とても良く偏極していることがわかる。しかし、実際、我々の使うγ線は、図2に示すようなエネルギー、および、ヘリシティの分布を持ったγ線である。また、実際には、この陽電子生成の過程において、コンプトン散乱、電子対生成だけではなく、ターゲット物質内での多重散乱をはじめとする、様々な過程が絡んでくる。これらの効果をシミュレーションを使って検討した。

図4には、タングステンの厚さを3 mmとしたときの発生する陽電子のエネルギー分布に対するEGS4、および、HELAS(ヘリシティ振幅を計算する計算コード)[4]を用いたシミュレーションの結果を示した。タングステンの厚さを3 mmとしたのは、そのときが、陽電

子の生成率が最大になるからである。また、入射する γ 線は、図2に示したようなコンプトン散乱により生成されるエネルギー、および、ヘリシティの分布に従うようなものにした。

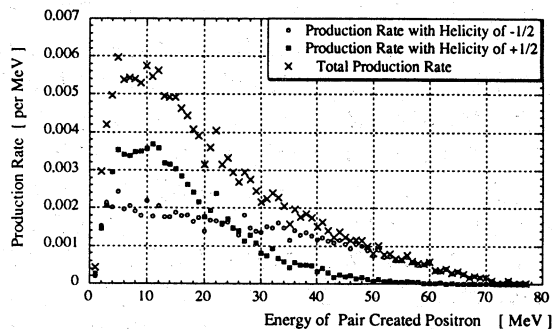


図4 Energy Distribution for Pair Created Positrons Simulated with EGS4 and HELAS

図4から、生成させた陽電子のうち、高いエネルギーの陽電子を効率よく集めれば、高い偏極率を持った陽電子ビームをつくる事が出来る事がわかる。例えば80%の偏極率を持つ陽電子ビームをつくりたいときは、44 MeV以上のエネルギーをもつ陽電子のみを集めればよい。また、3mm厚のタングステンターゲットを使ったとき光子から80%偏極した陽電子への変換効率が、1.7%であることも、EGS4、および、HELASを用いたシミュレーションによりわかった。

我々は、ATFにおいて1995年秋に、コンプトン散乱により生成された光子の測定をおこない、さらに、1996年秋から、陽電子の偏極率の測定をおこなう予定である。このATFにおける実験において予想される光子数は、毎秒約 5×10^6 個であり、さらに、毎秒約 10^5 個の80%偏極した陽電子が生成されると予想される。

4. 将来のリニアコライダーへの適用

ATFにおける実験で作り出すことのできる陽電子の数は、将来のリニアコライダーに搭載する陽電子源(バンチあたり約 10^{10} 個)の要求に比べて約6桁少ない。そこで、現在の技術を使って作り出すことのできる陽電子数について、以下に述べる。

まず、レーザーの強度については、 CO_2 レーザーを使えば、バンチ長200 ps、バンチあたり数J、0.1 mradの広がり角のレーザーをつくる事ができる[5,6]。このレーザーの出力は、1回のレーザーと電子ビームの衝突において、1つの電子が、レーザー中の数個の光子とコンプトン散乱をでき、数個の γ 線をつくり出すことができるレーザーの出力に相当する。しかし、 CO_2 レーザーの波長は、10.6 μm と、Nd:YAGの532 nmに比べて約20倍長くなる。そのため、約40MeVの散乱 γ 線を生成す

るためには、およそ5GeVの電子ビームが必要になる。

そして、その他の問題として、レーザーの出力を高くすると、電子と光子の多重散乱、電子が光子のつくる電磁場中を運動するときに受ける影響を考慮しなければならなくなる。これらの効果によって、レーザーの強度を強くしても、 γ 線の強度が上がらなくなるある種の限界値が生じる。この点については、さらに厳密な検討を続けなければならないが、しかし、ここでは、この限界値として、1個の電子から、1個の散乱光子をつくり出すことが可能であると仮定する。

次に、電子ビームについて考える。電子リニアックにより加速できる電子数は、ビームローディングなどを考慮に入れるとバンチあたり 5×10^{10} 個程度であると考えられる。

これらを考慮にいれると、現在の技術を使って、バンチあたり、約 1×10^9 個の陽電子をつくり出すことが可能であると予想される。つまり、将来この方法を用いた偏極陽電子源をリニアコライダーに搭載するためには、今よりも更に一桁多い陽電子を生成させる方法を考えなければならない。現在、我々は、さらに、一桁多い陽電子をつくり出すために、ターゲットの形状などに対するさらに詳しい検討を行っている。

謝辞

本稿を書くにあたり、ATFグループの諸氏には、数々のご助言、ご指導をはじめとし、多方面にわたり大変お世話になりました。ここに心から感謝いたします。

References

- [1] J. Sheppard, Talk presented at 2nd International Workshop on Next-Generation Linear Colliders, LC90, March 28 - April 5, 1990, Tsukuba, Japan
- [2] V.E. Balakin et al., Preprint INP 79-85, Novosibirsk (1979).
- [3] F.W. Lipps and H.A. Tolhoek, Physica, 20 (1954) 84.
- [4] H.Murayama et al., KEK Report 91-11
- [5] I.V.Pogorelsky et. al., IEEE QE Quantum Electron vol31 (1995) 556
- [6] H.Hatanaka et al., SPIE vol 1397 (1990) 379