

タングステン単結晶を利用した陽電子源

諏訪田 剛*

New Positron Source with Tungsten Single-Crystal

Tsuyoshi SUWADA*

Abstract

In order to achieve high luminosities in high-energy e^+e^- colliding experiments, positron sources must be reinforced, especially towards the next generation of high-energy e^+e^- colliders. In a conventional positron source, positrons are produced by high-energy electrons hitting a heavy-metal target, such as a tungsten plate. However, the allowable heat load on the target limits the beam power of the incident electrons. This result gives the limit of the positron intensity. One promising approach to improve the positron-production efficiency and to reduce the heat load on the target is to use a crystal-assisted positron source because it is expected that channelling radiation and coherent bremsstrahlung contribute to the enhancement of the positron intensity. A new tungsten single-crystal target was successfully employed at the positron source of the KEKB injector linac in September 2006. The previously-used conventional tungsten plate was replaced by the tungsten crystal target without any significant modification of the positron source. The tungsten crystal target increased the positron intensity by $\sim 25\%$ compared to that for the conventional tungsten plate. On the contrary, although the positron intensity increased, the heat load on the crystal target decreased by $\sim 20\%$. We believe that these results could stimulate new interest in the development and application to high-intensity positron sources in the next-generation of high-energy electron/positron linear accelerators.

1. はじめに

現在、KEKでは、Bファクトリー (KEKB)¹⁾と呼ばれる高エネルギー電子陽電子衝突実験が進められている。この実験は、8 GeV 電子と 3.5 GeV 陽電子を衝突させ、生成される B 中間子の崩壊を通して CP 対称性の破れを検証することを目的とする。Bファクトリーという名のごとく、大量に B 中間子を生成し、その稀崩壊現象を調べるので、加速器にとっては、ルミノシティを如何に向上させるかが鍵となる。

陽電子ビームの大強度化は、積分ルミノシティのさらなる向上を目指した KEKB 入射器²⁾の重要な課題の1つで、入射器を中心とする結晶標的開発グループは、単結晶を利用した陽電子生成用標的の開発を進めてきた。長年にわたる準備研究を経て、2006年9月、タングステン単結晶標的の実装を行い陽電子の増強に成功した。生成された陽電子ビーム強度は、運転開始以来の最高値 (1.8 nC/bunch, 陽電子源直後で計測) を記録した。

高エネルギー加速器における陽電子源では、高エネルギー電子ビームをタングステン標的に照射し、標的中の電磁シャワー過程を通して陽電子を生成する。陽電子は、磁場により収集され、後続の加速部で加速され陽電子ビームとなる。電磁シャワーとは、入射電子が原子核のクーロン場で制動放射ガンマ線を出し、ガンマ線は電子・陽電子対を生成し、さらに電子、陽電子のエネルギーが高ければ制動放射ガンマ線を出すとこの過程が、それぞれのエネルギーが低くなるまで繰り返される現象である。したがって、標的直後では、電子、陽電子がほぼ等量、同じ運動量分布をもって生成される。

後段の陽電子収集・加速部で加速できる陽電子の強度を上げるには、標的直後の陽電子の生成量が大きいく、陽電子ビームのエミッタンスが小さいことが必要である。通常陽電子源では、これらの条件が、入射電子のエネルギーに対して最適化され、標的の厚さが決められる。たとえば、KEKB 入射器の陽電子源²⁾では、入射電子のエネルギーが 4 GeV、タングステ

* 高エネルギー加速器研究機構 加速器研究施設
Accelerator Laboratory, High Energy Accelerator Research Organization (KEK)
(E-mail: tsuyoshi.suwada@kek.jp)

ン標的の厚さが 14 mm (4 放射長) で、入射電子数に対し、約 19% の陽電子生成効率 (収集部で捕獲される割合) を達成している。標的に入射する電子ビームの強度がパルスあたり約 8 nC なので、従来の陽電子ビーム強度は、陽電子源直後で約 1.5 nC である。

従来の方法で陽電子強度を上げるには、入射電子ビームのエネルギー又は強度を上げるしか方法がない。しかしながら、この方法では、標的の熱負荷による損傷が限界を与えられている。これまで、大強度陽電子ビームを実現するために、陽電子生成効率を増大させ、標的の熱負荷を軽減させるいくつかの新しい方法が提案されてきた。そのひとつが、Chehab (LAL-Orsay) らにより提唱された重金属単結晶からの強力なチャネリング放射を利用する方法である³⁾。我々は、Potylitsin (Tomsk), Baier (Novosibirsk) らとも協力し、KEKB 入射器の高エネルギー電子ビームを使って、その可能性を実験的に検証してきた⁴⁻⁹⁾。

2. 単結晶を利用する陽電子生成

図 1 は、単結晶の結晶軸に沿って入射した高エネルギー電子の運動とチャネリング放射の様子を模式的に示したものである。

結晶中に電子が入射すると、電子は規則正しく並んだ原子列 (1000 程度) により集団的な原子場による相互作用を受け、その原子場 (チャンネルという) に捕らえられながら運動する。電子が結晶軸に平行に入射する場合を軸チャネリングといい、電子は、その軸にそって螺旋運動をする。一方、電子が結晶面に沿って入射する場合、電子の運動は、その面内に閉じこめられて蛇行運動をする (面チャネリングという)。これらの運動において、電子は、進行方向に強力な電磁放射 (チャネリング放射¹⁰⁾) を出す。結晶中の原子場を磁場に換算すると数 10 kT にもなり、これは通常の電磁石で発生できる磁場強度の千倍に相当し、非常に強力な周期的電磁場中を電子が運動する場合と等価であると考えられる。この強力な放射を利用して、電磁シャワーの発達を強めることができれば最終的に生成される陽電子強度を高めることが期待できる。また、結晶軸に沿って電子が入射したときは、チャネリング放射のみならず、結晶の格子間距離と光子エネルギーに関係して制動放射自身が干渉し放射を強め合う干渉性制動放射¹¹⁾の寄与も加わり電磁放射を増大させる。

理論的には、IPN-Lyon の Artru らのグループ^{12,13)}と Novosibirsk の Baier らのグループ^{14,15)}により、シミュレーションの結果が報告されている。シミュレー

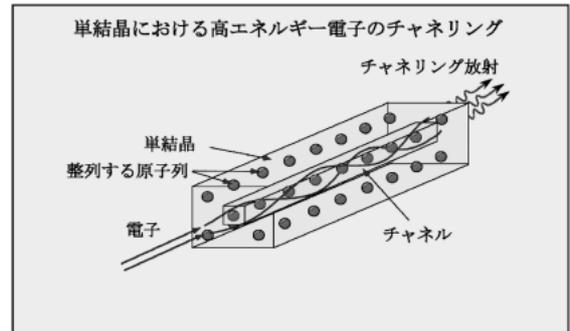


図 1 単結晶の結晶軸に沿って入射した電子の運動を模式的に示す。入射電子は、原子核との電磁相互作用を通して、チャネリング放射を前方に放射する。

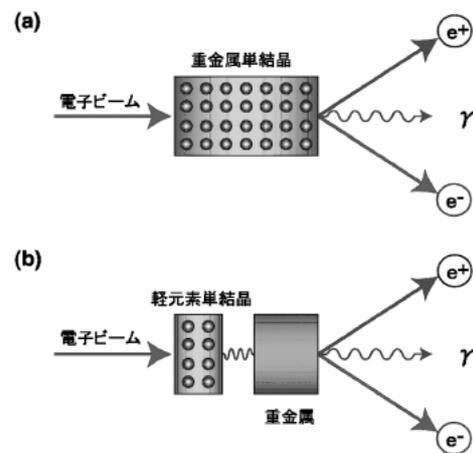


図 2 陽電子を生成させる結晶標的の構成。(a) タングステンなどの重金属結晶標的、(b) シリコン、ダイヤモンドなどの軽元素結晶と重金属を組合せた標的をそれぞれ示す。

ションによると、このような結晶効果は、高エネルギーの電子でより顕著になり、陽電子の増大度が大きくなること、また、従来標的に比べ結晶標的の熱負荷が低減することが示された。しかしながら、実際の陽電子生成を定量化するには、一次粒子である電子のみならず電磁シャワーにより生成される二次粒子についても、これらの放射過程を組み入れる必要がある。また、電子・陽電子の対生成や多重散乱に対する結晶効果も考慮しなければならない。このようなシミュレーションは、膨大な計算となり、現在でも実験結果を完全に再現するまでには至っていない。むしろ、シミュレーションの近似精度を高めるための系統的な実験データが必要とされている。

図 2 は、陽電子を生成する結晶標的の構成を示している。図 2(a) は、チャネリング放射と陽電子生成の両方を同時に結晶標的で行う方法で、この場合、重金

属結晶が標的となる。図2(b)は、軽元素結晶で高効率にチャネリング放射をおこさせ、後段の重金属で通常の電磁シャワーによる陽電子生成を行う方法である。この場合、ダイヤモンドやシリコンなどの軽元素結晶が強力なガンマ線放射体となる。陽電子生成の効率及び標的の熱負荷を考える上で、前者では、重金属結晶標的の厚さをどこまで薄くできるか、一方、後者では、重金属標的をどこまで薄くできるかが重要になる。このように、陽電子の生成量を損なわずに熱負荷に耐えられる標的厚さを実現できるかどうかが本実験のねらいの1つになる。

3. 単結晶標的を利用した陽電子生成実験

図3に、単結晶標的を利用した陽電子生成実験の実験装置を示す。

本装置は、2000年の夏にKEKB入射器終端にあるエネルギー分析ラインに構築された。実験装置は、陽電子生成標的と陽電子分析装置より構成される。単結晶における高エネルギー電子のチャネリング放射の条件は、結晶の原子場ポテンシャルの深さ (U) と入射電子のエネルギー (Ee^-) に依存し、結晶軸に対する入射電子の臨界角 (θ_c) として定式化されている ($\theta_c = (2U/Ee^-)^{1/2}$)。すなわち、臨界角とは、電子が結晶軸に対してそれ以下の角度で入射しないと原子場に捕らえられなくなり、有効にチャネリング放射を出さないという条件である。タングステン結晶の場合、4(8) GeV 電子が入射するときの臨界角は、0.61(0.43) mrad である。

3.1 入射電子

これまで、我々は、主に4 GeV 電子と8 GeV 電子を利用して陽電子生成実験を行ってきた。4 GeV 電子は、KEKB入射器陽電子源の入射電子に対応し、8 GeV 電子は、次世代の大強度陽電子源の入射電子に相当する。入射電子は、線型加速器特有の短パルスビームで、パンチ長 ~ 10 ps、1パンチ当りの電荷量0.1 \sim 0.2 nC、繰返し25 Hzである。準備実験では、標的の種類や厚さ、また、生成陽電子の運動量、入射電子のエネルギーの違いに応じて陽電子強度が広範囲に変化しても検出器が充分対応できるように、入射電子の電荷量をできるだけ小さくすることにした。これは、入射電子の品質をできるだけ高品質に維持するためでもある。

電子は、ビーム取出し窓(30 μ m 厚、直径10 mmのSUS304)を通して、ゴニオメータに固定した結晶標的(空气中)に入射する。入射電子のパルス毎の電荷量は、標的上流に設置した壁電流モニターにて、ま

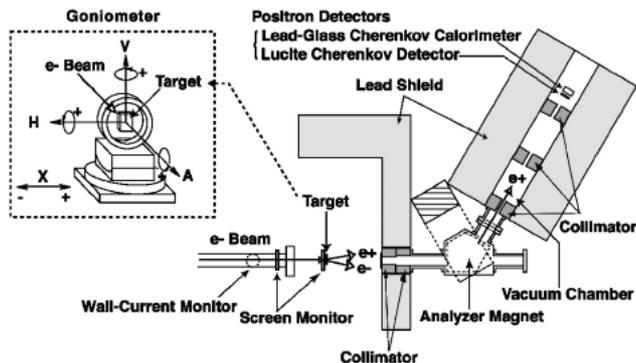


図3 KEKにおける陽電子生成実験装置の構成。

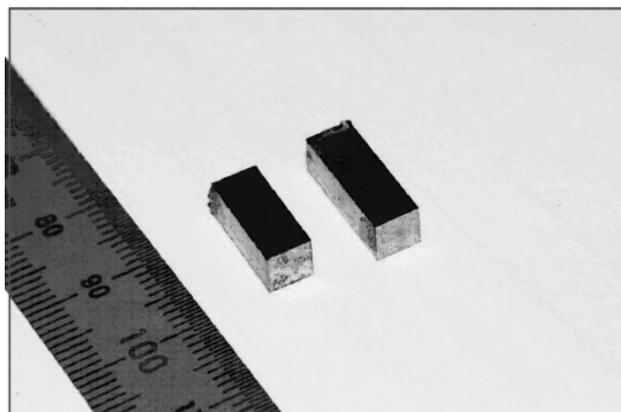


図4 タングステン単結晶(断面5 mm \times 5 mm、写真は、12 mm厚と14 mm厚のサンプルを示す)。

た、標的上のビームサイズは、スクリーンモニターで計測される。入射電子の標的への入射角は、ワイヤースキャナーによるエミッタンス計測と標的上でのビームサイズ計測(直径 ~ 1 mm (FWHM))から計算され、4(8) GeV 電子に対し $\sim 0.2(0.1)$ mrad程度と見積もられた。したがって、入射電子は、チャネリング放射の臨界角条件を充分満たしている。

3.2 結晶標的

タングステン結晶(結晶軸 $\langle 111 \rangle$)の最適厚さを求めるために、2.2 mm、5.3 mm、9 mm、12 mm、14 mm厚の結晶標的を準備した(図4)。これらは、全て人工結晶である。一般に、人工結晶の成長過程では様々な格子欠陥が入り込み、局所的には完全結晶に近く成長するが、結晶全体として見るとモザイク状に成長する。したがって、電子ビームの品質のみならず、結晶軸の乱れを調べておくことはチャネリングの放射条件にかかわるので重要である。X線回折による測定から、結晶軸の乱れの角度は0.5 mrad以下であることがわかり、臨界角とはほぼ同程度であった。

なお、準備実験においては、重金属結晶の代わりに、ダイヤモンドやシリコンなどの軽元素結晶を標的とした陽電子生成実験も行なっているが、詳細は文献6)を参照していただきたい。

結晶標的を二軸制御の精密ゴニオメータに乗せ、ビーム軸に対し水平軸 (H) 及び垂直軸 (V) の周りに回転させて結晶軸を調整できるようにしている。また、結晶標的前方には、3-18 mm 厚 (3 mm 厚ステップ) の通常のタングステンを移動ステージに設置し、厚さの違うデータを一回の測定で取得可能にしている。これは、軽元素標的の場合は、陽電子生成のための標的として、また、同時に陽電子強度とバックグラウンドの変動監視、陽電子強度の較正を行うためにも用いられる。

3.3 陽電子分析装置

標的中で電磁シャワーにより前方に生成された陽電子は、標的前方のスペクトロメータにより運動量が分析され (ビーム軸に対し 60 度の偏向, 最大運動量 30 MeV/c), 二種類の陽電子検出器によって強度に比例した計測が行われる。陽電子路は、偏向磁石の前後の五つの鉛コリメータにより決められ、標的直後から真空 (~ 0.1 Pa) にして空気との散乱による損失を避けている。陽電子検出器としては、荷電粒子の通過個数を計測する透過型ルーサイトチェレンコフカウンターと荷電粒子の総エネルギー量を計測する鉛ガラスチェレンコフ検出器を配置し、できるだけ低い運動量 (> 5 MeV/c) の陽電子まで計測できるようにしている。検出器からの光信号は、光電子増倍管により電気信号として増幅された後、約 20 m の同軸ケーブルによりビームライン側室に送られる。信号強度は、PC で動作する CAMAC 計測システムによりデジタル化されハードディスクに記録される。

表 1 に陽電子分析装置のアクセプタンスを示す。

陽電子分析装置の幾何学的アクセプタンス、運動量アクセプタンスは、シミュレーションコード GEANT3 により計算され、典型的な陽電子運動量 20 MeV/c に対し、それぞれ、2.4%, 1 msr ($\Delta P/P$,

FWHM) である。このような小さなアクセプタンスは、陽電子強度の広範囲な変化に対応させるためである。アクセプタンスの大きさとしては、KEKB 陽電子源のそれと比べるとわずか 0.3% 程度に対応する。

4. 実験結果

4.1 ロッキングカーブ

結晶標的の入射電子に対する軸出しは、入射電子に垂直な面でゴニオメータの二軸 (H , V 軸) の回りに結晶を回転させることで陽電子強度が最大になる角度を探すことで行う。図 5(a)-(c) は、それぞれ厚さの異なるタングステン結晶に 4 GeV 電子を照射し、 H 軸 (V 軸は最大値に固定) に沿ってゴニオメータを回転させた時の陽電子生成量の変化 (ロッキングカーブという) を示す。

結晶軸がビーム軸と一致した時 (*on-axis*) は、陽電子生成量が顕著に増大することがわかる。増大度は、厚さ 2.2 mm の場合 (図 5(a)), 軸を外したときに比べて約 3.7 倍に達している。一方、分布のすそ (*off-axis*) では、チャネリング放射の臨界角から大きくはずれ、通常のベータ・ハイトラ過程に従う陽電子強度を示す。また、結晶の厚さが厚くなるに従って増大度は減少し、ロッキングカーブの幅も次第に広がる。2.2 mm 厚の場合でも、ロッキングカーブの幅 (~ 10 mrad (FWHM)) は、チャネリング放射の臨界角と比べると明らかに大きい。これは、入射電子の結晶標的内での多重散乱及び生成陽電子の結晶軸から外れた時の散乱 (ドーナツ散乱^{16,17)}) 等の効果が、ロッキングカーブの幅を広くしていると考えられる。また、各図における実線は、シミュレーションによる評価を示す。結晶厚さが厚くなるに従い実験値との一致が悪くなるが、これは、シミュレーションでは、特に、二次粒子として生成される電子・陽電子の再放射過程や多重散乱の結晶効果を無視しているからで、これらの効果も正しく取り入れる必要があることを示している。

図 6 に、標的厚さに対するロッキングカーブの分布幅の変化を示す。厚い標的ほど結晶中での入射電子の多重散乱や生成陽電子のドーナツ散乱の効果が大きく寄与するようになり、分布幅を次第に大きくする。このことは、また、厚い標的ほど陽電子分析装置のアクセプタンスの中に捕捉される陽電子数が相対的に小さくなることを意味する (図 5)。このように、標的が厚くなるほどチャネリング放射の寄与が相対的に減少し、効率的に陽電子の増大度を大きくすることができない。このことが、我々が、ダイヤモンド等の軽元素

表 1 陽電子分析装置のアクセプタンス

Pe^+ (MeV/c)	Acceptance ($\Delta P \Delta \Omega$) [10^{-4} (MeV/c)sr]
5	1.08 ± 0.03
10	2.47 ± 0.07
15	3.80 ± 0.10
20	4.81 ± 0.12

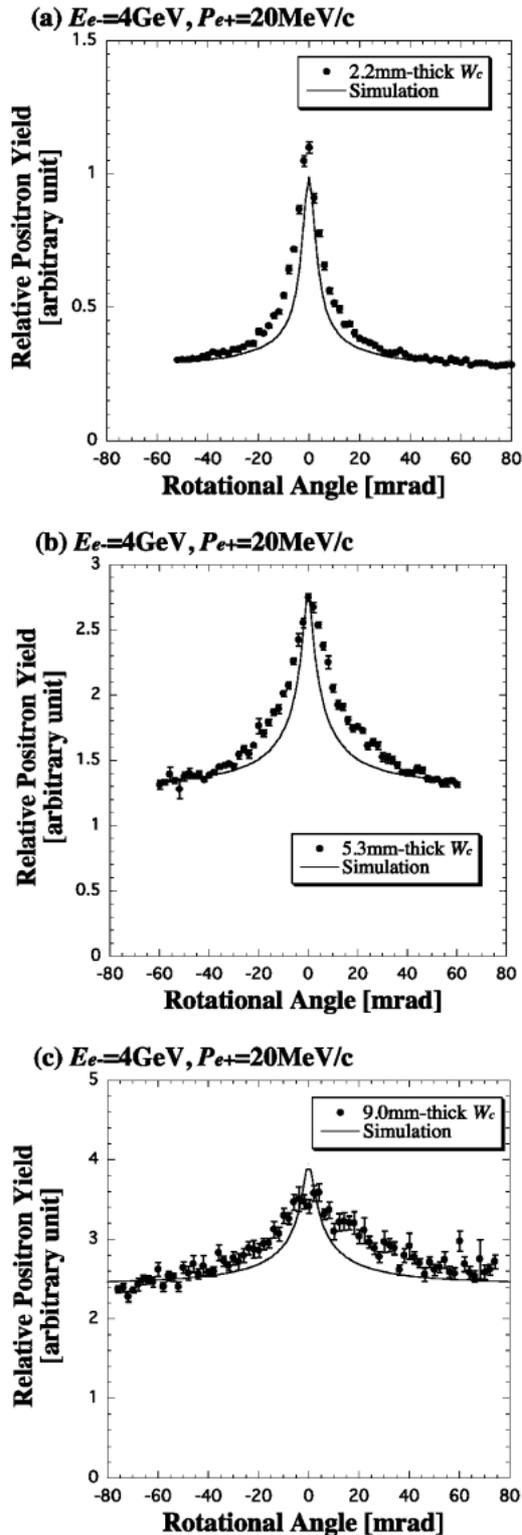


図5 タングステン結晶 (W_c) で測定したロッキングカーブ. (a) 2.2 mm 厚, (b) 5.3 mm 厚, (c) 9 mm 厚に対応する. 入射電子のエネルギーは 4 GeV, 陽電子運動量は 20 MeV/c. 実線は, シミュレーションによる計算結果を示す.

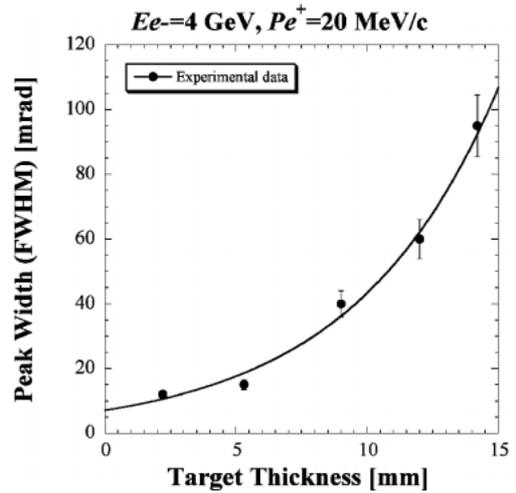


図6 タングステン結晶標的の厚さに対するロッキングカーブ分布幅の変化. 実線は, 二次曲線によるガイドラインである. 陽電子運動量は, 20 MeV/c.

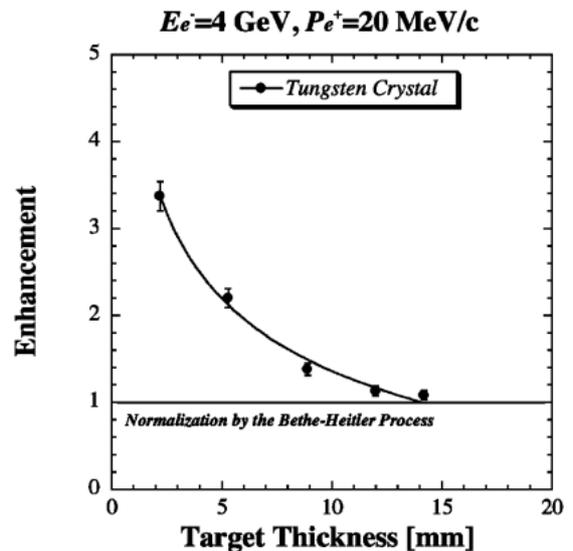


図7 タングステン結晶標的の厚さに対する陽電子増大度の変化. Bethe-Heitler 過程に従う陽電子強度で規格化している. 陽電子運動量は, 20 MeV/c. 実線は, ガイドラインである.

結晶標的を用いた陽電子生成を追求している理由の一つである.

4.2 陽電子生成量の増大

得られたロッキングカーブから陽電子生成量の増大度が計算される. 増大度は, H 軸の回転角がピークから 50 mrad (*off-axis*) 離れた角度での陽電子強度 (通常の陽電子生成に対応する) に対するピーク (*on-axis*) の陽電子強度の比で定義される. 標的厚さに対する陽電子の増大度の変化を図 7 に示す.

表2 タングステン結晶 (W_c) における陽電子生成増大度の運動量依存性

Pe^+ (MeV/c)	$Ee^- = 4 \text{ GeV}$		
	2.2 mm W_c	5.3 mm W_c	9 mm W_c
5	3.3 ± 0.1	2.2 ± 0.1	1.5 ± 0.2
10	3.6 ± 0.3	2.3 ± 0.1	1.5 ± 0.2
15	3.5 ± 0.1	2.2 ± 0.1	1.7 ± 0.3
20	3.7 ± 0.1	2.2 ± 0.1	1.5 ± 0.1

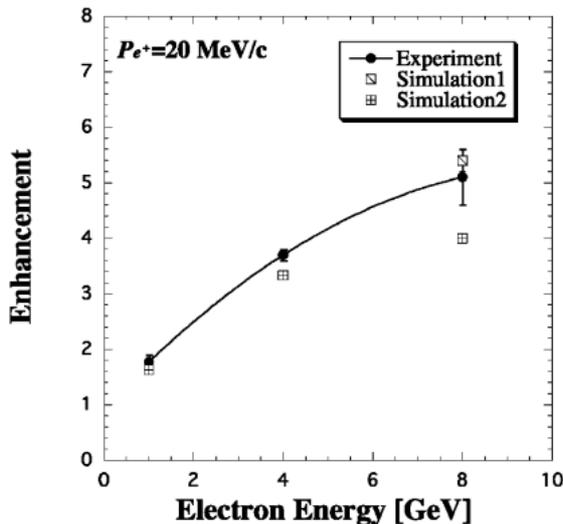


図8 入射電子エネルギーに対する陽電子生成増大度の変化. 結晶厚さは 2.2 mm. Simulation 1: Baier (Novosibirsk) らによる計算結果, Simulation 2: Vnukov (Tomsk) らによる計算結果をそれぞれ示す. 実線は, ガイドラインである. 陽電子運動量は 20 MeV/c である.

予想されるように, 増大度は, 標的の厚さが大きいほど急速に小さくなり, 14 mm 厚程度でベテ・ハイトラ過程に従う陽電子強度に一致する. このように, タングステン結晶は, 陽電子強度の増大度が余り大きいとは言えないことがわかる.

表2に, 厚さの異なるタングステン結晶標的に対する陽電子生成増大度の運動量依存性 (5–20 MeV/c) をまとめた. 増大度は, 測定した運動量領域で実験誤算の範囲内ではほぼ一定である. すなわち, 運動量領域で見れば, 陽電子が一様に増大していると言える.

図8は, 入射電子のエネルギーに対する陽電子生成増大度の変化を示す.

データは, 2.2 mm 厚の結晶標的に対する測定結果である. ここで, 1 GeV 電子によるデータは, 東京大学原子核研究所 (旧核研) で行われた過去の実験結

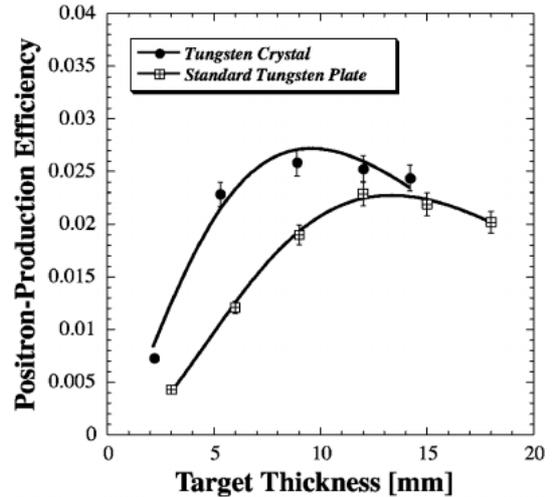


図9 標的の厚さに対する陽電子生成効率の変化. 黒丸: タングステン結晶, 四角: タングステン板, 実線は, ガンマ関数によるガイドラインである. 陽電子運動量は 20 MeV/c である.

果を利用した¹⁸⁾. 図に示すように, チャネリング放射による陽電子生成は, 入射電子のエネルギーに従って単調に増加している. これは, 電子のエネルギーが高いほどチャネリング放射が強められ, 陽電子が高効率に生成されることを示すものである. ロシアの二つのグループ (Tomsk⁵⁾, Novosibirsk¹⁵⁾) により行われたシミュレーションによる結果は, 概ね実験結果をよく再現している.

標的の厚さの最適化には, 陽電子生成効率の変化をプロットするとわかりやすい (図9). ここで, 陽電子生成効率とは, 入射電子強度で規格化した陽電子強度である. 図9には, 通常のタングステン板による結果も示す.

薄い標的では, 陽電子の増大度は大きい, 絶対強度は小さい. 逆に, 十分に厚い標的では, 結晶効果が消失してしまい適当な厚さで陽電子強度が最大になることがわかる. 実験結果によると, 結晶標的の最適厚さは, 約 10 mm となりタングステン板に比べ陽電子強度は約 26% 大きくなる. また, それぞれの曲線は, 標的中の電磁シャワー発達の様子を示し, 通常標的に比べ結晶標的の場合は, より薄い厚さでシャワー発達が最大となる. これは, 結晶標的の放射長が効果的に短縮していることを示し, 結晶効果によるものである.

KEKB 入射器陽電子源の捕獲部は, 広い位相空間に生成された陽電子を捕獲するので, ここで得られた生成効率が, 一致するとは限らない. しかしながら, 陽電子の異なる運動量に対する増大度が余り変化しな

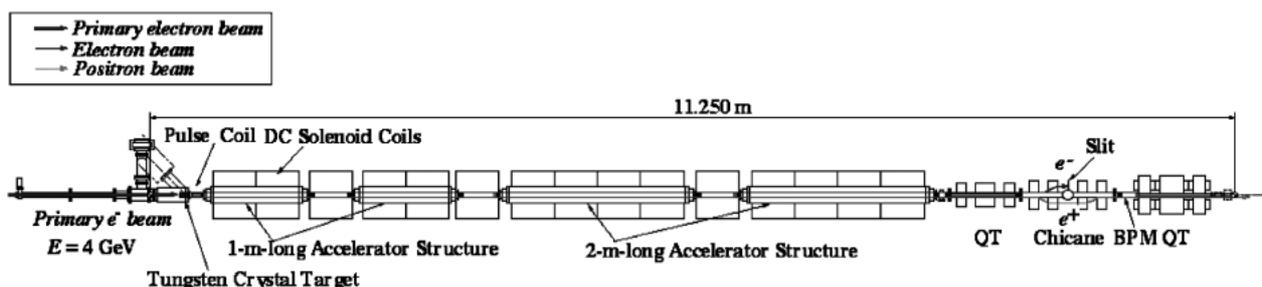


図10 KEKB 入射器における陽電子源.

いことや、広い位相空間領域でも増大度の変化は小さい¹⁸⁾ことなどから、入射器陽電子源においても 20~30% の陽電子強度の増大が期待できる。

5. KEKB 入射器の陽電子源

5.1 陽電子源の概要

図 10 に、入射器陽電子源^{19,20)}のレイアウトを示す。陽電子は、大電流一次電子ビーム（エネルギー 4 GeV、電荷量 ~ 10 nC/bunch、最大繰返し 50 Hz）をタングステン標的に衝突させて発生させる。一次電子の平均的な規格化エミッタンスは、 $\gamma\epsilon_x = 660$ mm \cdot mrads (rms)、 $\gamma\epsilon_y = 360$ mm \cdot mrads (rms) である。ビーム半径は、標的直前の Q 電磁石で絞られ、標的上で ~ 0.7 mm (rms) である。これらの測定値から、標的に対する電子の入射角度 θ_x (θ_y) は、 ~ 0.2 (0.1) mrad (rms) と推定され、入射電子の結晶軸に対する入射角は、チャネリング放射の条件を充分満たしている。

従来の陽電子標的は、14 mm 厚（4 放射長）のタングステン金属を使用していた。2006 年 9 月、陽電子源のレイアウトを変えることなく、従来標的に替えて準備実験で決めた最適厚さである 10.5 mm 厚タングステン結晶標的に置き換えた。図 11 に、入射器陽電子源のカット模型を示す。

陽電子は、後段の陽電子捕獲部に捕らえられ、収集と加速が同時に行われる。標的直後の強力なパルスコイル（2T）と後段の 8 m 長 DC ソレノイド（0.4 T）の磁場により、陽電子は効率よく収集され、DC ソレノイドの中にある二本の 1 m 長加速管と二本の 2 m 長加速管により一気に加速され、陽電子源直後では、約 70 MeV のエネルギーとなる。一方、電子は、陽電子とは逆に減速し、捕獲部で損失しながら最終的にはシケイン部のストッパーで停止する。

5.2 タングステン結晶標的の実用化

実用化に向けては、幾つかの技術的困難を克服する必要があった。つまり、(1)冷却構造をもつ銅材にどのようにして結晶を組入れるかということ、(2)結晶標的



図11 KEKB 入射器陽電子源のカット模型。標的は、リニア駆動機構により、陽電子入射時に挿入される。4 GeV 電子は、右側から入射し、標的で電子・陽電子対が生成される。

のアラインメントをどのように確保するかということであった。特に、標的形状を大きく変更することなしに(1)と(2)を実現する必要がある。また、(1)と(2)は、お互い密接に関係するので、標的の製作には、充分な検討を行った。

課題の一つである銅材とタングステン結晶の接合には、HIP (*Hot Isostatic Pressing*) を適用した。また、X 線による結晶軸測定の結果に基づいて銅材からなる標的胴部の中心軸が結晶軸に一致するように標的胴部に高精度な機械加工を施した。このことから、眼に見えない結晶軸を標的表面に再現することが可能になった。また、これらの標的実装における技術的課題を解決することで結晶標的の実用化が実現できた。技術的な詳細は、他に報告（文献 21）しているのでそちらを参照していただきたい。

図 12(a) に、最終的な結晶標的の構造を、図 12(b) に、実用化した結晶標的を示す。タングステン結晶は、冷却用の銅部（直径 50 mm）の中央に HIP 接合

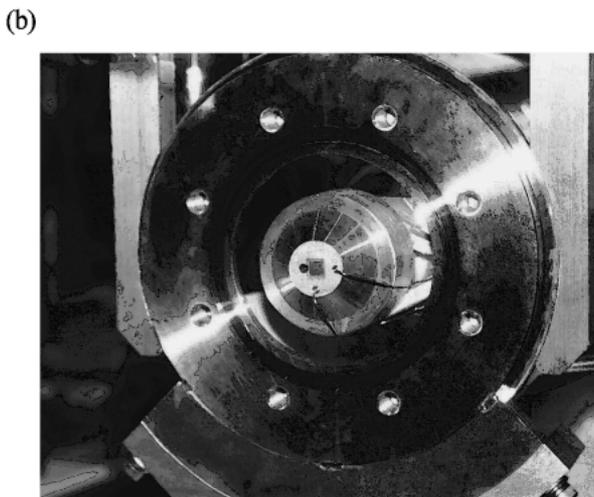
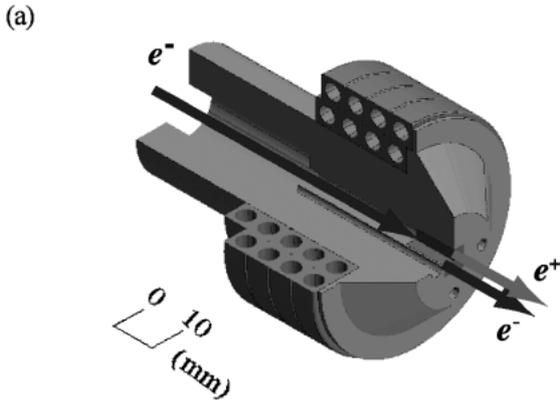


図12 (a)タングステン結晶標的の構造, (b)標的チェンバーに設置した結晶標的. ビーム下流側から見ている.

により仕込まれた. 標的の熱負荷は, 外側に巻いた銅パイプ (直径 4 mm) に冷却水 (1.5 l/min) を流すことで取り除かれる. 標的中心から 7.5 mm 離れて二組の熱電対を挿入し標的温度をモニターする. タングステン結晶の中心から 4.5 mm 離れて, 電子ビームを通すための穴 (直径 3 mm) を開けている. これは, 将来的には標的の出し入れをなくし, パルス磁場で電子の軌道を偏向させて電子輸送も可能にすることで, 電子と陽電子の同時加速を目指すためである.

6. 結晶標的の性能評価

6.1 陽電子生成効率の測定

2006 年夏期シャットダウン後の運転立上げ時に, 陽電子生成効率の測定を行った. 陽電子強度は, 入射電子の結晶標的に対する入射角を調整することで最大にする. 標的上流にある二組のステアリング磁石 (x, y 方向) を用いて入射角を変化させながら, 入射電子と陽電子強度を同時に測定した. ビーム強度は, 陽電

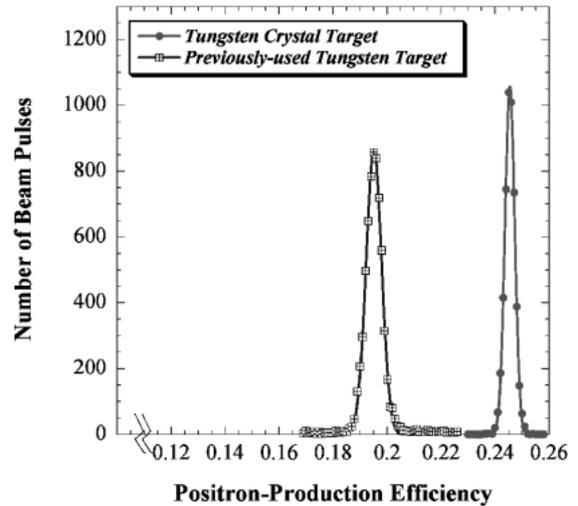


図13 ビーム・パルス毎に取得したタングステン結晶標的による陽電子生成効率の分布. 比較のために, 従来標的による分布もプロットした. 実線は, ガウス・フィットを示す.

子源の上下流にあるビーム位置モニター (BPM) で測定する. 入射器の BPM は, ビーム位置のみならず, 電荷強度測定も可能なように較正されている. この測定時における一次電子の平均電荷量は, 7.5 nC/bunch であった. ステアリング磁石の強度不足により入射角の調整範囲は, ± 2 mrad に限定されたが, この角度範囲で明瞭なピークはなかった. このことは, 逆に入射電子の入射角が, すでに結晶軸近傍にいることを示し, これまでの一連の工程が, 高精度なアライメントで行われたことを示すと考えてよい.

図 13 に, 結晶標的への入射角を調整した後の陽電子生成効率の測定結果を示す. 陽電子生成効率は, 準備実験での定義と同様に陽電子強度に対する 1 次電子強度の比で表す. 結晶標的の分布は, 約 1.5 時間の連続したビーム・パルスで得られたデータによるものである. 一方, 従来標的のデータは, 夏期シャットダウン前の KEKB 運転時 (6 月) の分布である.

それぞれの分布をガウス・フィットすることで, 陽電子生成効率の平均値と標準偏差を算出した. その結果, 結晶及び従来標的に対する陽電子生成効率は, それぞれ, 0.25 ± 0.01 (0.26 ± 0.01), 0.2 ± 0.01 (0.2 ± 0.01) となり, 結晶標的からの陽電子強度の増大が明らかとなった. ここで, カッコ内は, 2 バンチ加速運転での 2 バンチ目に対する生成効率を示す. 増大率で表すと $25 \pm 2\%$ ($28 \pm 2\%$) となる. この結果は, 2 バンチが同じ程度に増大し, 一次電子が同様な入射角で衝突していることを示している. また, 得られた増大率は, 準備実験で得られた増大率と実験誤差の範

圈内でよく一致している。準備実験と入射器陽電子源では、生成陽電子のアクセプタンスが異なり、必ずしも陽電子生成効率は一致しない。入射器陽電子源では、強力な陽電子捕獲部により、広い位相空間（発散角 ~ 380 mrad）にわたって生成した陽電子を捕獲するが、準備実験では、標的前方の狭い位相空間（発散角 ~ 1 mrad）に生成した陽電子のみが検出される。このように、双方の測定値がほぼ同じであることは、増大した陽電子の分布が捕獲可能な位相空間ではほぼ一様に増大していると考えてよい。4.2節で述べた準備実験でも、陽電子増大度の運動量依存性は、余り変化が見られなかったことから理解できる。

計測した陽電子のエミッタンスは、測定誤差の範囲内で、従来標的によるエミッタンスとの違いは見られなかった。これは、結晶標的といえども10.5 mm厚では、多重散乱で陽電子が同様に拡がることを示し、エミッタンスは、捕獲部のアクセプタンスで決まると考えてよい。

6.2 結晶標的の性能評価

運転再開後の9月12日からは、KEKBリングへの入射が始まり、衝突実験が再開した。図14に、9月の立上げ時から11月上旬まで、約2ヶ月間の陽電子生成効率の変化を示した。各点は、5日ごとに平均した陽電子生成効率を示し、その時間変化をプロットしたものである。

この結果から、概ね順調に陽電子ビームが生成されていることがわかる。10月中旬以降の若干の低下が気になるが、今後の調査で明らかにしたい。

入射電子強度に対する陽電子強度の線形性を調べておくことは重要である。これは、大強度の電子が結晶標的に入射することで、結晶構造に異常又は破壊が生じる恐れがあるからである。チャネリング放射は、結晶格子の振動が大きくなると、その効果が低減することが知られている。過去の実験でも、結晶温度を変化させれば放射強度が変化するという結果が報告されている。

入射器の電子ビームは、極短パルスでバンチ長が約10 psである。このような極短バンチが結晶を通過すれば、結晶格子は、相対論的にブーストされた強力な電磁場による衝撃を瞬間的に受けることになる。この衝撃力は、結晶格子を大きく揺さぶり、チャネリング放射を低減させる可能性をもつ。もし、結晶格子の弾性限界を超えるような強い衝撃であれば、結晶構造そのものが破壊され、いわゆる固体プラズマの形成が生じると指摘されている²²⁻²⁴⁾。準備実験で、2.55 mm厚のシリコンに8 GeV電子（最大電荷量1.9 nC/

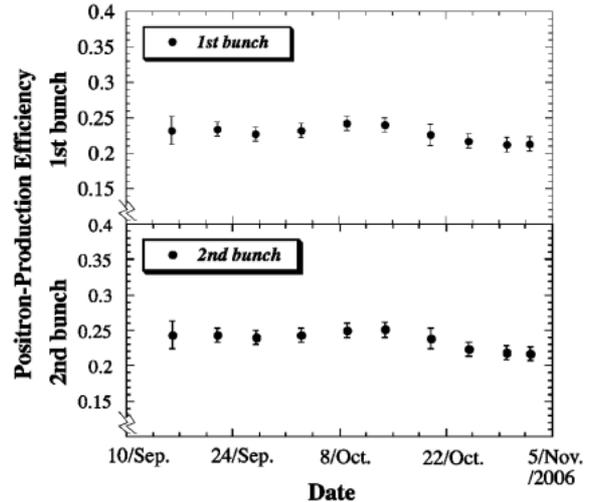


図14 陽電子生成効率の時間変化。各データ点は、5日間の平均値を示す。

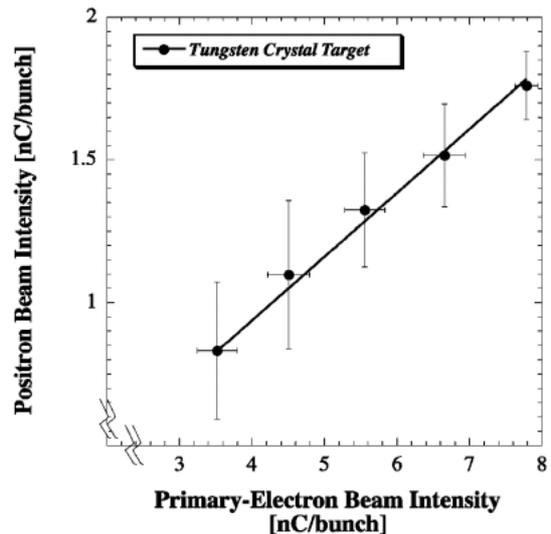


図15 入射電子強度に対する陽電子強度の変化。

bunch) を照射し、入射電子の電荷量に対する陽電子生成効率の線形性を調べてみたが、異常現象は見られていない⁷⁾。今回のタングステン結晶で得られた結果を図15に示す。

この結果から、入射電子強度に対する陽電子強度は、最大電荷量 ~ 8 nC/bunchの範囲内では異常がないことを示している。

結晶標的の温度上昇は、標的の熱負荷を議論する上で重要な指標となる。ビーム線返し50 Hz、1バンチ運転時における定常的な温度上昇は、13.2°Cであった。また、測定時の1次電子の平均電荷量は、7.8 nC/bunchであった。図16は、従来標的の温度上昇と比較するために、入射電子の電荷量で規格化した温度上

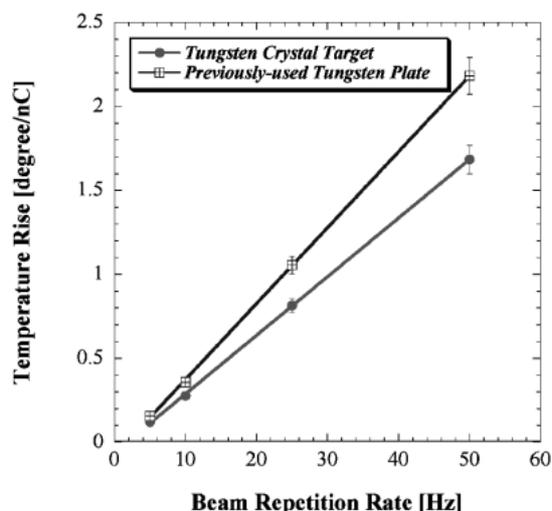


図16 入射電子電荷量で規格化した温度上昇の変化. 比較のために従来標的の測定結果も示す.

昇の測定結果を示す. 結晶標的の熱負荷は, 従来標的に比べ約 20% 小さいという結果を得た. この結果は, 結晶効果で効率的な陽電子生成が行われることを示し, Artru らによるシミュレーションの結果とも概ね一致している¹³⁾. 一方, この結果を標的の単位長さ当りの熱負荷 (密度) に換算すると, 逆に結晶標的の方が, 従来標的に比べ約 7% 高くなる. 4.2 節の議論に従うと, 結晶標的の有効放射長は短縮し, 電磁シャワー発達を強める. このことは, シャワー最大深さでは, 局所的に熱負荷密度が通常標的に比べて大きくなることを示し, 結晶標的を応用するときの課題となる. すなわち, 結晶標的といえども従来標的と同様に熱負荷による標的破壊という問題を拭いきれていない. また, 結晶標的の場合は, 結晶構造の放射線損傷という根本的な問題もあり, 今後の研究課題となっている.

2ヶ月間の運転ではあるが, 大きな問題もなく陽電子ビームは, KEKB リングに安定に供給されている. この間, 結晶標的に照射された単位面積当たりの積分電子フラックスは, 約 5.5×10^7 nC/mm² である. Artru 等は, SLAC/SLC の陽電子標的前に 0.3 mm 厚のタングステン結晶を置いてビームテストを行ったところ, 放射線損傷は認められなかったと報告している²⁵⁾. ただし, これは, 次世代リニアコライダの運転時間に換算するとわずか 100 時間の運転に相当し, 今後さらに大強度な照射実験で検証を行う必要がある. 結晶標的の放射線損傷が, 積分電子フラックスで決まるとすると, 入射器でこのフラックスに達するには, 少なくとも一年以上の運転が必要となり今後の

研究課題である.

8. まとめ

我々は, 準備実験において 4 GeV と 8 GeV 電子ビームによるタングステン単結晶標的を利用した陽電子生成実験を行い, ビームを結晶軸に一致させると陽電子生成が, タングステン金属と比べ約 26% 増大することを確認した. また, 結晶効果によりタングステン結晶の最適放射長が短縮することを定量的に確認した. このような結晶効果による最適放射長の短縮により, 熱負荷による標的損傷の問題が緩和する可能性がある.

電子ビームを精度よく結晶軸に沿って照射できるように結晶標的の加工・装着法を確立したことで, KEKB 入射器において, タングステン単結晶を利用した陽電子源の実用化に世界で初めて成功した. このことにより, 従来タングステン標的に比べ約 25% の陽電子強度の増大を観測した. また, 結晶標的の熱負荷は, 従来標的に比べ約 20% 低減することを確認した. 再開した KEKB の運転においても連続的に使用され, 過去最高の陽電子ビーム強度を実現している.

結晶標的の実用化は, 高エネルギー電子陽電子加速器としては, 世界で初めての試みである. この成果は, 現在稼働中の KEKB ファクトリーのみならず, スーパー B ファクトリーやリニアコライダなど, 次世代高エネルギー加速器の陽電子源への応用にも貢献するものと期待される. 今後の長期運転により, 結晶標的の放射線損傷の問題や標的の安定性等のデータを蓄積し, 次世代高エネルギー加速器における実用可能性を追求したい.

謝辞

本研究は, 高エネルギー加速器研究機構の共同開発研究及び文部科学省科学研究費補助金基盤研究 (C) 「単結晶を利用した高輝度陽電子・X 線源の基礎研究」(No. 17540377) よりご支援をいただきました.

結晶標的開発グループのメンバー

KEK 加速器 (佐藤政則, 古川和朗, 紙谷琢哉, 杉村高志), KEK 物構研 (梅森健成), KEK 素核研 (奥野英城), 東京都立大学 (遠藤祐介, 春名 毅, 浜津良輔, 住吉孝行), 佐賀県立九州シンクロトロン光研究センター (吉田勝英), トムスク工科大学 (A. P. Potylitsyn, I. S. Tropin), LAL-Orsay (R. Chehab)

参考文献

- 1) K. Akai, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A 499** (2003) 191.
- 2) I. Abe, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A 499** (2003) 167.
- 3) R. Chehab, F. Couchot, A. R. Nyaiesh, F. Richard and X. Artru, *Procs. the 1989 IEEE Particle Accelerator Conf. (PAC '89)*, Chicago, IL, USA, March 1989, p. 283.
- 4) M. Inoue, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **B 173** (2000) 104.
- 5) T. Suwada, *et al.*, Phys. Rev. **E 67** (2003) 016502.
- 6) M. Satoh, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **B 227** (2005) 3.
- 7) T. Suwada, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **B 252** (2006) 142.
- 8) T. Suwada, *et al.*, *Procs. the 2006 International Linear Accelerator Conference (LINAC '06)*, Knoxville Convention Center, TN, U.S.A., Aug. 21–25, 2006, p. 797.
- 9) T. Suwada, *et al.*, to be submitted in Phys. Rev. Special Topics: Accelerators and Beams.
- 10) V. N. Baier, V. M. Katkov and V. M. Strakhovenko, *Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Single Crystals* (World Scientific, Singapore, 1998), p. 234.
- 11) M. L. Ter-Mikaelian, *High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media* (John Wiley & Sons, New York, 1972), p. 34.
- 12) X. Artru, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **B 48** (1990) 278.
- 13) X. Artru, R. Chehab, M. Chevallier and V. Strakhovenko, Phys. Rev. ST Accel. Beams **6**, 091003 (2003).
- 14) V. N. Baier, V. M. Katkov and V. M. Strakhovenko, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **B 103** (1995) 147.
- 15) V. N. Baier and V. M. Strakhovenko, Phys. Rev. ST Accel. Beams **5**, 121001 (2002).
- 16) J. A. Golovchenko, Phys. Rev. **B 13**, 4672 (1976).
- 17) A. I. Akhiezer and N. F. Shul'ga, *High Energy Electrodynamics in Matter* (Gordon and Breach, Luxembourg, 1996).
- 18) S. Anami, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **B 183** (1990) 459.
- 19) A. Enomoto, *et al.*, *Procs. the Third European Particle Accelerator Conference (EPAC '92)*, vol. 1, Berlin, Germany, March 1992, p. 524.
- 20) 佐藤勇他 (編集), “放射光入射器増強計画”, KEK Report 95-18 (1996), p. 46.
- 21) 諏訪田剛, 高エネルギーニューズ **25** No. 3 (2007) 127.
- 22) P. Chen and R. J. Noble, *Procs. 7th Workshop on Advanced Accelerator Concepts, Lake Tahoe, California, 1996*, AIP Conf. Proc. 398, p. 273.
- 23) R. A. Carrigan, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **B 234** (2005) 116.
- 24) R. A. Carrigan *et al.*, Phys. Rev. **A 68**, 062901 (2003).
- 25) X. Artru, *et al.*, *Procs. the Sixth European Particle Accelerator Conference (EPAC '98)*, vol. 2, Stockholm, Sweden, June 1998, p. 1394.