

大強度陽電子源の開発

－陽電子生成効率の解析(1)－

1996年1月

動力炉・核燃料開発事業団
大洗工学センター

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせください。

〒311-13 茨城県東茨城郡大洗町成田町4002

動力炉・核燃料開発事業団

大洗工学センター システム開発推進部・技術管理室

Enquires about copyright and reproduction should be addressed to: Technology Management Section O-arai Engineering Center, Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation 4002 Narita-cho, O-arai-machi, Higashi-Ibaraki, Ibaraki-ken, 311-13, Japan

動力炉・核燃料開発事業団 (Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation)

大強度陽電子源の開発
—陽電子生成効率の解析(1)—

武井 早憲*

要旨

陽電子は電子と異なる数々の特徴がある。すなわち、陽電子は ① 打ち込む深さが制御可能であること ② 材料表面に対して感受性が高いこと ③ 電離作用が電子と異なること ④ 反粒子である などの特徴がある。

この特徴を生かして陽電子線、特に低速陽電子線は、材料科学から基礎物理学・化学・生物学までの幅広い研究分野において物質を調べる有効な手段として期待されている。

本報告書では、事業団で開発している大電力CW電子線形加速器を用いて得られる大強度の低速陽電子線に関して、その可能性と応用利用について述べる。

いくつかの計算を行った結果、PNC 加速器から生成される低速陽電子の強度は毎秒 $1 \times 10^8 \sim 3 \times 10^9$ 個程度であることが得られた。この値は従来の 200 ~ 4000 倍に相当する。

* 大洗工学センター 基盤技術開発部 先進技術開発室

**The development of intense sources
for positron beams
Study on an efficiency for production of positrons (1)**

H. Takei *

Abstract

Positrons have special properties different from electrons, that is, depth controllability, surface sensitivity, unique ionization channels and elemental anti-particle properties.

Because of these characteristics of positron, positron beams, especially slow positron beams, have been expected to be a powerful tool for observation of nature in wide range of research fields from materials science to basic physics, chemistry and biology.

In this report, we describe the possibility and application to produce an intense beam of slow positrons by using high power CW electron linac which has been developed at PNC.

Using some calculations, we find that the intensity of slow positron beam from PNC linac is $1 \times 10^8 \sim 3 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$. It is corresponding to 200 ~ 4000 times as many as usual.

* Frontier Technology Section, Oarai Engineering Center

目次

第1章 大電力電子線形加速器から得られる陽電子線	1
1.1 はじめに	1
1.2 陽電子線の利用形態と発生方法	1
1.3 事業団における陽電子利用方法	2
第2章 低速陽電子線の強度と課題	5
2.1 陽電子標的系の生成効率 ε_1	5
2.2 陽電子収束系の生成効率 ε_2	7
2.3 低速陽電子線の生成効率 ε と強度	8
2.4 陽電子線の生成に関する課題	9
第3章 考察	12
第4章 まとめ	14
第5章 謝辞	16
付録A 陽電子線の利用	17
A.1 打ち込み深さ制御	17
A.2 陽電子チャネリング・透過型陽電子顕微鏡	19
A.3 陽電子分光	20
付録B 陽電子線の発生方法	23
B.1 陽電子線発生 of 現状	23
B.2 低速陽電子線強度の現状と課題	26
B.3 低速陽電子線の制御	26
参考文献	28
表	29
図	32

表リスト

- 表 1.1 PNC 加速器の基本パラメータ
- 表 1.2 陽電子線の利用形態
- 表 2.1 タングステンによる陽電子生成効率

図リスト

- 図 2.1 タングステンによる白色陽電子線の生成効率
- 図 2.2 タングステンから得られる白色陽電子線のエネルギー分布
- 図 2.3 低速陽電子線の生成装置 (文献 [7] より引用)
- 図 2.4 タングステンの温度分布
- 図 3.1 液体金属標的の概念図
- 図 B.1 電子加速器による単色低速陽電子線の生成原理
- 図 B.2 低速陽電子線の生成効率
- 図 B.3 低速陽電子線の生成装置 (文献 [11] より引用)
- 図 B.4 低速陽電子線の生成装置 (文献 [8] より引用)

第1章 大電力電子線形加速器から得られる陽電子線

1.1 はじめに

現在先進技術開発室では、核分裂生成物の核種変換等に適用することが可能な大電力の電子線形加速器の開発を目的として、要素技術開発用の大電力CW (Continuous Wave, 連続波) 電子線形加速器(以下、PNC 加速器と記す)の研究・開発を行っている。PNC 加速器の基本パラメータを表 1.1 に示す。

表 1.1 から PNC 加速器の特徴として、平均ビーム電流が既存の加速器よりも 2 桁程度高いこと、パルス幅を $100 \mu\text{s} \sim 4 \text{ms}$ の範囲で可変であることなどが挙げられる。この特徴のため加速器システムを構成する全ての要素に対して既存の加速器にはない大電流化技術の開発を行っている^[1]。

ところで、大強度電子線などの特徴を有する PNC 加速器の利用法は、本来の研究目的達成のためであるが、世界でも類例を見ない特徴のため、種々の利用法に関しての検討がすでに行われている^[2]。

本報告書では、文献 [2] で検討した大強度電子線による陽電子線生成に関する利用方法についてさらに詳しい検討を行い、陽電子線の強度や開発課題についてまとめる。

1.2 陽電子線の利用形態と発生方法

電子の反粒子である陽電子が、物性研究のための道具として用いられ始めたのは 1950 年代のことである。これ以降、陽電子は主として電子-陽電子対消滅現象を利用して金属のフェルミ面などの電子構造や格子欠陥の研究などに威力を発揮してきた。

近年になり、陽電子が正電荷をもつ軽粒子であるという特性を巧みに利用して、これを単色線として取り出し、更に高輝度化する技術が開発されてきた。これにより全く新しい研究分野「陽電子分光学」が開拓されつつある。

文献 [3] を参考として陽電子線の利用形態及び発生方法について調査を行い、表 1.2、付録A及びBに示す。

調査の結果、主な陽電子線の利用形態として、陽電子放出核種から陽電子を生成し、それを低速陽電子に変換させ、表面物性などの物性・材料研究に利用している。しかし、生成される低速陽電子の強度は高々 10^{-4} nA (10^6 個/秒) 程度のため、電子線と比較すると「未開発である」と言っても過言ではない。

PNC 加速器から得られる大強度の電子線は、潜在的に大強度陽電子線を生成させる能力があり、平均ビーム電流、パルス幅などの特徴を生かした物性・材料研究が可能である。この研究により圧力容器などの試験片を用いて劣化現象の解明^[3]などに成果が期待できる。

1.3 事業団における陽電子利用方法

本節では、PNC 加速器の特徴を考慮し、付録Aにおいて幅広く調査した陽電子線の利用方法について検討を行う。

付録Aにおいて検討された利用方法のうち、陽電子寿命測定法以外の利用方法に関しては電子エネルギー 100 MeV 最大ビーム電流 1 A パルス幅 1 μ s 繰り返し1000 pps (最大ビーム出力 1 kW) 程度の加速器が必要である^[3]。

また、陽電子寿命測定法に関しては電子エネルギー 100 MeV バンチビーム電荷量 10 nC/pulse パルス幅 10 ps (繰り返し1000 pps) 程度のシングルバンチモードの加速器が必要である。

これらの条件を満たす電子線は大強度の低速陽電子線を生成することが可能であり、生成された陽電子をポジトロンファクトリーとして利用する計画が立案されている^[3]。

現在の PNC 加速器を用いて大強度低速陽電子線の利用技術を開発するためには、上記の数値を目標として以下に示す2点に着目して陽電子生成の技術を開発する必要がある。

まず第一点として、PNC 加速器から得られた 10 MeV 電子線を S バンドエネルギーブースターと併用して 100 MeV 程度に増強させ、低速陽電子線を生成する技術を開発することが考えられる。エネルギーブースターに関する技術は、既存の技術で達成可能であるが、最大ビーム電

流、パルス幅などの仕様について検討する必要がある。この低速陽電子線により陽電子分光・陽電子顕微鏡などの技術を開発する。

また、シングルバンチモードによる陽電子寿命測定法は、SHB を付加することにより数 ns 程度の電子線が得られる。しかし、低速陽電子線を制御し短パルス化する方法が効率的に良いという検討結果^[3]があり、さらに詳しい調査が必要である。

第二点として、エネルギーブースターを併用しないで PNC 加速器から得られる電子線から直接生成させる方法が考えられる。すなわち、ポジトロンファクトリーではソレノイド管を用いた DC 化により長パルス低速陽電子線を生成する計画も含まれているが、パルス幅はソレノイド管の長さにより決められる^[4]。例えば、低速陽電子の運動エネルギーを 10 eV と仮定し、パルス幅が τ μ s の低速陽電子線を得るためには長さ約 τ m のソレノイド管が必要になる。このため 100 μ s の陽電子線を生成するためには約 100 m のソレノイド管を製作しなければならないが、DC 化の効率・設置場所の広さを考慮すると製作は困難になる。

しかし、PNC 加速器から得られる電子線のパルス幅は約 100 μ s ~ 4 ms の範囲で可変であるから、ソレノイド管なしでも長パルス低速陽電子線が容易に得られる。PNC 加速器から直接生成された長パルス低速陽電子線により従来検討された利用方法に加えて新しく長パルス化の分野を開発することが可能である。

以上をまとめると、PNC 加速器を用いた陽電子線生成に関する研究の特徴として下記の 2 点が挙げられる。

- ① S バンドエネルギーブースターと併用することによりエネルギー 100 MeV 程度の電子線を生成する。尚、エネルギーブースターに関する仕様 (最大ビーム電流、パルス幅など) については詳細に検討する必要がある。
- ② PNC 加速器から得られるパルス幅 100 μ s ~ 4 ms の電子線を直接利用し、長パルス低速陽電子線を生成する。

尚、過渡現象の解明や寿命測定などに用いるパルス幅 $10 \text{ ps} \sim 1 \text{ ns}$ の程度の低速陽電子線は、PNC 加速器で生成することは困難であり、その実現にはさらに詳しい調査が必要である。

第2章 低速陽電子線の強度と課題

前章で述べた2種類の生成方法により得られる低速陽電子線の強度について本章で試算を行い、さらに生成技術に関する課題について検討する。

まず第1番目の100 MeV 電子線から生成される低速陽電子線の強度は、電子線の 10^{-6} 程度であることが種々の検討で得られている^[3]。例えば、平均ビーム電流を0.1 mA とすると低速陽電子線の強度は、0.1 nA である。

しかし、第2番目の10 MeV 電子線から得られる強度に関しては、十分な検討がなされていない。そこで以下の検討において試算する。そのためには、PNC 加速器から得られる電子線を標的系、収束系を用いて低速陽電子化させる効率 ϵ を求めなければならない(付録B.1 参照)。

この生成効率 ϵ は、陽電子標的系に入射する電子数を N_- 、陽電子収束系に入射する白色陽電子数を N_+ 及び収束系から得られる低速陽電子数を n_+ とすると、式(2.1)で表される。

$$\begin{aligned}\epsilon &= \epsilon_1 \times \epsilon_2 \\ &= \frac{N_+}{N_-} \times \frac{n_+}{N_+}.\end{aligned}\quad (2.1)$$

但し、標的系及び収束系の生成効率を各々 ϵ_1, ϵ_2 とする。

尚、付録B.3に示したように、低速陽電子線の利用形態に合わせて短パルス化、高輝度化、マイクロビーム化などの制御を行う必要があるため、ここで定義した ϵ_1, ϵ_2 以外の効率が必要になる。しかし、ここでは簡単のために省略する。

2.1 陽電子標的系の生成効率 ϵ_1

陽電子標的系から発生する陽電子の生成効率 ϵ_1 は、電子・光子輸送計

算コード EGS4 (Electron Gamma Shower version 4^[5]) を用いて計算をした。

標的の材質として原子番号の大きい材質であるならば特に問題はないが、加工性や脱ガス量を考えてタングステンを選択した。文献 [6] に示した EGS4 の入力データを用いて、直径 16 mm のタングステン板の中心に直径 5 mm の電子線を入射させ、半径 2.0 m の球面を横切る陽電子数を求め効率を計算した。

タングステン板の厚さを変化させた時の生成効率 ϵ_1 を計算し、図 2.1 及び表 2.1 に示した。計算に要する時間は、板厚に依存するが、文献 [6] に示した計算機を用いて毎分約 2000 事象から 6000 事象である。尚、入射電子エネルギー、ビーム形状及び電子数は、各々 10 MeV, Gauss 形状, 120000 個とし、乱数のシードを $IXX = 6866$, $JXX = 8315$ とする。

生成効率 ϵ_1 の計算では、収束系のアクセプタンスを陽電子の横方向の運動量 P_t と半径方向の位置 R を用いて、式 (2.2) で定義される楕円を用いるのが一般的である。

$$\left(\frac{R}{R_{max}}\right)^2 + \left(\frac{P_t}{P_{t,max}}\right)^2 \leq 1. \quad (2.2)$$

但し、 R_{max} 及び $P_{t,max}$ は、 R 及び P_t の最大値とする。

また、エネルギーアクセプタンスも一般的に収束系の形状に依存して定義できる。

しかし、現時点では低速陽電子線の用途や収束系の形状などが不明であるため、上記のアクセプタンスを定義することは困難である。そこでアクセプタンスを陽電子エネルギー 5 MeV 以下、放出角度 20° 以内と定義する^[3]。表 2.1 に示した生成効率 ϵ_1 は、このアクセプタンスを考慮したものである。尚、タングステン板全体から発生する全ての陽電子に対する効率 ϵ'_1 も表す。

この表から厚さ 0.357 放射長 (1.25mm) のタングステン板を用いた時、生成効率は最大になり $\epsilon_1 = (2.4 \pm 0.1) \times 10^{-4}$ である。また、図 2.2 に生成した白色陽電子線のエネルギー分布を表わす。図中の統計棒は、統計精度 1σ を表す。尚、入射電子数は 900 万個である。

2.2 陽電子収束系の生成効率 ϵ_2

低速陽電子線を得るためには、陽電子標的系から発生した白色陽電子線をパルスコイルなどを用いて収束させ、タングステン箔などのモデレーターに入射させなければならない。本節では、入射電子エネルギーが 10 MeV であるタングステン標的に続く収束系を考え、その効率 ϵ_2 を計算する。

しかし、収束系単独の効率を求めることは困難であるので、標的系を含めた効率を求める方法が一般的である。このため、標的系+収束系による低速陽電子線を得る効率 η_1 と標的系による白色陽電子線を得る効率 η_2 を用いて効率 ϵ_2 を推測する。但し、 $\epsilon_2 = \eta_1 / \eta_2$ とする。

まず、標的系・収束系の形状を固定して低速陽電子線の生成効率を入射電子エネルギーの関数として求めた文献 [7] を参考に検討する。標的系として厚さ 5 mm のタングステンを用い、タングステン箔のモデレーターを用いた実験装置 (図 2.3 参照) で求められた生成効率 η_1 は式 (2.3) で表される。

$$\eta_1 = 1.4 \times 10^{-8} (E - E_s) \quad (2.3)$$

但し、 E は入射電子エネルギーを表わし、20 ~ 110 MeV の範囲である。また、 E_s は閾値を表わし、15 MeV である。

図 B.2 に示した点線は式 (2.3) を表している。これより生成効率 η_1 は式 (2.3) にエネルギーの最低値 20 MeV を代入することにより 7.0×10^{-8} となる。この値と文献 [8] に示されている入射電子エネルギー 18 MeV に対する生成効率 (1.35×10^{-7}) との差は 2 倍程度である。

次に、前節と同様に EGS4 を用いて、直径 16 mm 厚さ 5 mm のタングステンに直径 5 mm エネルギー 20 MeV の電子線を入射させ、生成効率 η_2 を求めた。尚、EGS4 実行時のビーム形状及び電子数は前節と同様とする。アクセプタンスを陽電子エネルギー 5 MeV 以下、放出角度 20° 以内と定義した場合、 $\eta_2 = (9.2 \pm 0.2) \times 10^{-4}$ となる。

従って、入射電子エネルギー 20 MeV に対する効率 ϵ_2 は、 (7.6 ± 0.2)

$\times 10^{-5}$ となる。入射電子エネルギーが 10 MeV に対する効率 ε_2 は、白色陽電子線のエネルギー分布が同じであるから、20 MeV の場合と同程度であると推測される。

尚、付録 B.1 に示したように陽電子放出核種を用いた白色陽電子線から低速陽電子線への変換効率は、 5×10^{-4} 程度である。

2.3 低速陽電子線の生成効率 ε と強度

以上の考察から、標的系としてタングステン、収束系としてタングステン箔のモデレーターを用いた場合の低速陽電子線の生成効率 ε は、

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \varepsilon_1 \times \varepsilon_2 \\ &= (2.4 \pm 0.1) \times 10^{-4} \times (7.6 \pm 0.2) \times 10^{-5} \quad (2.4) \\ &= (1.8 \pm 0.1) \times 10^{-8},\end{aligned}$$

で与えられる。

ところで、式 (B.1) はタンタル又はタングステンの標的系とタングステン箔のモデレーターを用いた低速陽電子の生成効率 η_3 を表す。但し、入射電子線のエネルギーを 14 ~ 200 MeV とする。この式を用いて PNC 加速器の場合に外挿すると、効率 η_3 は 9.7×10^{-10} となる。

付録 B.1 に示したように、低速陽電子線の生成効率はモデレーターなどの工夫により従来考えられてきたものよりもはるかに高い効率を得る可能性があるため、一意的に効率を決定することは出来ない。しかし、ここでは上限値として式 (2.4)、下限値として式 (B.1) を用いることにより、生成効率として式 (2.5) が得られる。

$$\varepsilon = (1 \sim 20) \times 10^{-9}. \quad (2.5)$$

これより 10 MeV の電子線から得られる低速陽電子線の強度 n_+ は、式 (2.6) で表される。

$$\begin{aligned}
 n_+ &= \epsilon N_- \\
 &= (1 \sim 20) \times 10^{-9} \times 1.3 \times 10^{17} \\
 &= (1 \sim 30) \times 10^8 \quad (1/sec) \\
 &= (0.02 \sim 0.4), \quad (nA)
 \end{aligned}
 \tag{2.6}$$

但し、 N_- は入射電流 20 mA に対する電子数を表す。

従って、PNC 加速器を用いて得られる低速陽電子線の強度は、100 MeV 0.1 mA の場合 0.1 nA (6×10^8 個/秒) 程度であり、10 MeV 20 mA の場合 0.02 ~ 0.4 nA ($1 \times 10^8 \sim 3 \times 10^9$ 個/秒) 程度である。

これらの値は、従来と比較して約 200 ~ 4000 倍である。

2.4 陽電子線の生成に関する課題

本節では、前節で試算した強度の低速陽電子線を得るために解決しなければならない課題について考察する。

簡単に予想される課題は標的部分の除熱の問題である。特に 10 MeV の電子線は 100 MeV と比較して標的内部の飛程が短くなるので、局所発熱の可能性がある。以下の考察では、より除熱が困難である 10 MeV に対して試算を行う。

まず初めに電子線入射から十分時間の経過した後の温度分布を計算する。厚さ 1.25 mm 直径 16 mm のタングステン板に直径 5 mm エネルギー 10 MeV (200 kW) 電子線を入射させた場合、第 2.1 項で行った EGS4 の結果から最高 1.1×10^4 kW/cm³ の発熱が予想され、中心部の温度は 7×10^5 °C 以上になる。そこで、最高温度を 130 °C 程度に抑えるのに必要な平均ビーム電流値を ALGOR と呼ばれる有限要素法の計算コード^[9]を用いて求めた。

図 2.4 に ALGOR を用いて計算された定常状態の温度分布を示す。この図は、周辺部を冷却したタングステン円板の断面を表わし、電子線は下方より上方に向かって入射している。周辺部の境界条件は初期温度 35 °C 熱伝達係数 5800 W/m²K である。EGS4 の計算結果から電子線による内部発熱は、入射電流 1 μ A あたり中心部から 0.57 kW/cm³ (領域 a), 0.21 kW/cm³ (領域 b), 0.029 kW/cm³ (領域 c) となる。

図 2.4 の温度分布に示した通り電流値が 3 μ A (30W) の時、最高温度は、126 °C となる。この温度上昇により発生する熱応力 σ は、式 (2.7)

で与えられる。

$$\sigma = -\frac{E\alpha\delta T}{2(1-\nu)}, \quad (2.7)$$

ここで、Eはヤング率 (40.7×10^{10} Pa)、 α は線膨張率 ($5.2 \times 10^{-6}/K$)、 δT は中心部における温度上昇 ($126-35=91$ °C)、 ν はポアッソン比 (0.28)を表わす。尚、括弧内の数値はタングステンに対する物性値^[10]を表わす。

この式から熱応力は、 13.6 kgf/mm^2 となる。この値は、タングステンの焼結棒の引張強度 13 kgf/mm^2 と同程度であるから、熱応力による破壊はあまり問題にならない。

しかし、入射電子線の平均ビーム電流を $3 \mu\text{A}$ 程度に抑えることにより、低速陽電子線の強度は 200 kW の 6700 分の 1 、すなわち、 $(2 \sim 40) \times 10^4$ 個/秒程度になる。この強度は、入射エネルギー 14 MeV 、電流 $15 \mu\text{A}$ (210W)の電子線を用いたマインツ大学^[11]の強度 2.2×10^5 個/秒と同程度である。これより試算に大きな誤りがないことがわかる。

次に電子線入射における微少時間の温度変化を計算する。

タングステン板のような固体標的の場合、加熱領域と冷却領域の温度差から熱歪みが生じ、衝撃的な熱応力により破壊に至ることがある。これを熱衝撃破壊という。熱衝撃破壊に耐えうる最高温度変化(熱衝撃温度)は、前述の形状をしたタングステン板の場合約 600 (K) である^[12]。

この熱衝撃破壊を考慮し、微少時間で最も温度上昇が大きいのは断熱状態と近似できる場合である。すなわち、初期温度で一様なタングステン板に電子線を初めて入射した直後である。

厚さ 1.25 mm のタングステン板に平均ビーム電流 $3 \mu\text{A}$ (最大ビーム電流 $15 \mu\text{A}$)を入射させた時、内部発熱する熱量はEGS4の結果から全体の 53% である。従って、 4 msec 内の発熱量 Q は式(2.8)で与えられる。

$$\begin{aligned} Q &= 15(\mu\text{A}) \times 10(\text{MeV}) \times 4(\text{msec}) \times 0.53 \\ &= 0.32(\text{J}). \end{aligned} \quad (2.8)$$

電子線に照射されるタングステン板 (密度 19.3 g/cm^3) の領域は直径 5 mm 厚さ 1.25 mm の円筒領域であるから、平均温度上昇 δT は、

$$\begin{aligned}\delta T &= \frac{Q}{c_p m} \\ &= \frac{0.32 (J)}{0.133 (J/gK) \times 0.47 (g)} \quad (2.9) \\ &= 5.1 (K),\end{aligned}$$

となる。また 4 msec 内の発熱密度は、 3.2 kW/cm^3 となる。

尚、比熱 c_p などの物性値は文献 [10] を用いた。

文献 [6] によるとビーム形状が Gauss 形状の場合、中心部の発熱密度は Pencil 形状と比較して 4.45 倍になることが示されている。従って、式 (2.9) で求めた温度上昇はビーム径内で一様に発熱した場合であるので、最高温度上昇 δT_m は式 (2.10) で与えられる。

$$\begin{aligned}\delta T_m &= 4.45 \delta T \\ &= 23 (K).\end{aligned} \quad (2.10)$$

従って、4 msec 内の最大温度上昇は 23 (K) 最大発熱密度は 14.4 kW/cm^3 となる。この温度上昇は熱衝撃温度 600 (K) 内であるため熱衝撃破壊に関して問題ない。

以上の試算により、標的部分の熱応力を緩和することにより大強度の低速陽電子線が得られることがわかる。最も効率良く熱応力を緩和し、低速陽電子線を生成させるためには、鉛-ビスマス等の重金属の液体を用いることが自明である。(文献 [3] によると固体標的を回転させる方法も考えられているが、高速回転用の機構を開発する必要がある。)

尚、次章において鉛-ビスマスを用いた液体金属標的の可能性について簡単に考察する。

また、標的部分の形状と密接に関係するモデレーターに関して、効率良く低速陽電子線を集めるモデレーターの形状を検討しなければならない。文献 [8] に示されているように、低速陽電子線を効率良く引き出す方法などについて検討を行う必要がある。

第3章 考察

前章で議論した通り、標的部分の除熱が低速陽電子線の生成効率を決定する要因の一つであることがわかる。これは、固体標的を用いた場合、標的内部で発生する熱応力により変形が起こることに起因している。

このため熱応力による変形がなく、陽電子生成効率の良い重金属の液体を用いた液体金属標的について考察する。液体金属として鉛 45 % ・ ビスマス 55 % (比熱 $c_p = 0.146 \text{ J/gK}^{[10]}$) の鉛-ビスマス (以下、Pb-Bi と記す) を用いる。

この Pb-Bi における温度上昇を考えるために、水平に Pb-Bi を流速毎秒 4 m で流し、鉛直下向きに直径 8 cm の電子線を照射する体系を考える (図 3.1 参照)。特に、鉛直下向きに電子線を照射する体系はビーム窓を設置する必要がないため、電子線を直接標的に入射できる利点がある。尚、流速及びビーム径は液体金属標的の熱特性を調べるために設定した数値であり、任意に設定することが可能である。

第 2.1 節と同様に EGS4 を用いて計算を行った結果、10 MeV 電子線に対する白色陽電子線の生成効率は、Pb-Bi の厚さを 7.1 mm ($1.16X_0$) とした時最大となる。アクセプタンスを陽電子エネルギー 5 MeV 以下、放出角度 20° 以内と定義した場合、生成効率は $(2.2 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ となる。この値は、式 (2.4) 及び (2.5) で得られた低速陽電子線の生成効率とほぼ一致する。

次に Pb-Bi の温度上昇について考察する。第 2.4 節で述べたように標的内部の温度上昇は定常状態と微少時間に分けて考えられる。図 3.1 の体系を考えると、電子線は冷却された温度に近い標的を照射することになり、温度上昇は微少時間内の電子線照射領域が最も高くなる。

尚、定常状態である液体金属標的全体の温度分布は、流体の動粘性係数などを考慮して決定する必要がある^[13]。しかし今回の試算の範囲を超えるので省略する。

第 2.4 節と同様に温度上昇が最も高いのは、断熱変化と考えることが出来る 4 msec の間である。厚さ 7.1 mm の Pb-Bi 中で発熱する熱量は、EGS4 の結果から全体の 76 % となるので、4 msec 内の発熱量 Q は、式

(3.1) で与えられる。

$$Q = 100 \text{ (mA)} \times 10 \text{ (MeV)} \times 4 \text{ (msec)} \times 0.76 \quad (3.1)$$

$$= 3.0 \text{ (kJ)}.$$

電子線に照射される Pb-Bi の体積は $4 \text{ m/sec} \times 4 \text{ msec} \times 8 \text{ cm} \times 0.71 \text{ cm}$
 $= 9.1 \text{ cm}^3$ (93.6g) であるので、最高温度上昇 δT_m は、式 (2.10) と同様に求められ、

$$\delta T_m = \frac{4.45 Q}{c_p m}$$

$$= \frac{4.45 \times 3.0 \text{ (kJ)}}{0.146 \text{ (J/gK)} \times 93.6 \text{ (g)}} \quad (3.2)$$

$$= 980 \text{ (K)},$$

となる。また 4 msec 内の最大発熱密度は、直径 8 cm 厚さ 0.71 cm の円筒形状の Pb-Bi を考えることにより 94.8 kW/cm^3 となる。

Pb-Bi の融点及び沸点は、各々 397 (K), 1943 (K) であるから最大温度上昇 980 (K) は許容範囲内であり、200 kW の除熱を行いながら液体金属標的として成立すると考えられる。尚、この温度上昇による Pb-Bi の安全性について熱衝撃破壊などの熱特性を考慮しなくてはならない。

以上の考察から、生成効率が最大になるように 10 MeV 電子線を固体及び液体標的に入射させた時、熱的に満足するビーム出力は次のようになる。

- ① 固体標的 30 W (ビーム径 5 mm)
- ② 液体標的 200 kW (ビーム径 8 cm)

この結果はビーム径が異なるため単純に比較することは出来ない。そこで固体標的の形状を 16 倍に拡大させ、ビーム径を同一にして比較する。この拡大により固体標的の除熱能力はビーム径の二乗に比例し、7.7 kW となる。

しかし、液体標的は拡大した固体標的よりもさらに 26 倍もの除熱能力がある。

第4章 まとめ

現在、主な陽電子線の利用形態として、陽電子放出核種から陽電子線を生成し、それを低速陽電子線に変換させ、表面物性などの物性・材料研究に利用している。しかし、生成される低速陽電子の強度は高々 10^{-4} nA (10^6 個/秒) 程度のため、電子線と比較すると「未開発である」と言っても過言ではない。

PNC 加速器から得られる大強度の電子線は、潜在的に大強度陽電子線を生成させる能力があり、平均ビーム電流、パルス幅などの特徴を生かした物性・材料研究が可能である。この研究により圧力容器などの試験片を用いて劣化現象の解明などに成果が期待できる。

PNC 加速器を用いた陽電子線生成に関する研究の特徴として下記の2点が挙げられる。

- ① S バンドエネルギーブースターと併用することによりエネルギー 100 MeV 程度の電子線を生成する。生成される低速陽電子線の強度は電子線の 10^{-6} 程度であり、平均ビーム電流を 0.1 mA と仮定すると低速陽電子線の強度は、0.1 nA (6×10^8 個/秒) である。
尚、エネルギーブースターに関する仕様(最大ビーム電流、パルス幅など)については詳細に検討する必要がある。
- ② PNC 加速器から得られるパルス幅 $100 \mu\text{s} \sim 4 \text{ms}$ の電子線を直接利用し、強度 $0.02 \sim 0.4 \text{nA}$ ($1 \times 10^8 \sim 3 \times 10^9$ 個/秒) 程度の長パルス低速陽電子線を生成させる。

従って、低速陽電子線の強度は従来と比較して約 200 ~ 4000 倍である。

ところで、過渡現象の解明や寿命測定などに用いるパルス幅 $10 \text{ps} \sim 1 \text{ns}$ の程度の低速陽電子線を PNC 加速器で生成することは困難であり、その実現にはさらに詳しい調査・検討が必要である。

また、大強度の低速陽電子線を得ることが可能な PNC 加速器を用いて

研究を行う上で、解決しなければならない課題も数多く存在する。

例えば、従来の実績のある固体標的を用いて低速陽電子線を得るためには、標的内部の熱応力を低減させる必要があり、これが大強度化実現のための課題の一つとなっている。しかし、鉛-ビスマスなどの液体金属標的を用いた場合、生成効率を低下させないで約 26 倍の除熱能力が得られることがわかった。尚、流体の動粘性係数、熱衝撃などの物性について検討する必要がある。

さらに、発生した低速陽電子線の利用形態を詳しく検討した上で、高効率モデレーターの開発、陽電子輸送技術の開発、短パルス化・高輝度化の技術開発を行う必要がある。

従って、これらの技術を開発しなければならないが、PNC 加速器は大強度低速陽電子線を生成することが可能であり、低速陽電子線の応用利用技術の発展に十分貢献できると思われる。

第5章 謝辞

本研究を行うにあたり有益な助言・議論をして下さった文部省高エネルギー物理学研究所 榎本 収志 助教授に感謝致します。また、第3章の液体金属標的に関して多大な貢献をして頂いた先進技術開発室 客員研究員 武田 靖 博士 (スイス国立パウル・シェラー研究所) に感謝致します。

付録A 陽電子線の利用

本付録では、陽電子線の利用形態に関する文献調査を行った結果として、打ち込み深さ制御、陽電子チャネリング及び陽電子分光についてまとめた。表 1.2 に陽電子線のエネルギーごとの利用形態を表わす。

尚、本付録は主に文献 [3] を参考としたため、さらに詳しい参考文献は文献 [3] を参照のこと。

A.1 打ち込み深さ制御

固体中に打ち込まれた陽電子は、物質を構成する原子・分子の電磁場で散乱されるため、急速にそのエネルギーを失う。この過程で物質中の電子と対消滅する陽電子の割合は、反応時間が 10 ps 以下のため数 % 以下である。大部分の陽電子は固体の格子振動(熱振動)と同程度のエネルギー(数eV)になるまで散乱(熱化)され、物質中の電子と対消滅する。陽電子が消滅するまで固体中に潜り込める長さ(打ち込み深さ)は、打ち込む際の運動エネルギーに依存して変化する。このため、陽電子の運動エネルギーを制御して固体に打ち込むことにより打ち込む深さを最表面から深部まで任意に変えることが可能である。

熱化した陽電子の一部は、固体の表面から再放出されるが、大部分の陽電子は、正電荷を持つため結晶格子を形成する原子核から反発力を受け、固体中で結晶格子点から離れた場所に局在する。その後電子と対消滅する。固体中に局在する際、原子空孔がある場合にはポテンシャル的に有利なため原子空孔に集中して存在する^[14]。従って、固体中に打ち込まれた陽電子は、主に原子空孔型の欠陥によって捕獲される。

固体中で陽電子が対消滅する際、放出される消滅ガンマ線は、そのエネルギーが対消滅を起こす電子の運動量に依存するため、消滅位置における電子の運動量、電子密度、欠損などの情報を与える。尚、消滅ガンマ線のエネルギーは $(0.511 + P_z/2)$ MeV (但し、 P_z は対消滅電子の運動量のうちガンマ線放出方向成分) で与えられる。

透過性・直進性が高い特徴を持つ消滅ガンマ線は、観察対象である試

料のかなり深い位置から放出された場合でも消滅位置における情報をそのまま担うことが出来る。このため任意の深さにおける微細構造情報を非破壊的に得られる。

また、この消滅ガンマ線を計測することにより固体中の正常な部分(バルク)で対消滅する陽電子と欠陥に捕獲されてから対消滅する陽電子を区別することが可能である。

具体的な計測法として、(1) 消滅ガンマ線ドップラー幅測定法 (2) 陽電子寿命測定法 (3) 消滅ガンマ線角相関測定法などがある。以下、各々の測定法について簡単に説明する。

(1) 消滅ガンマ線ドップラー幅測定法

陽電子は、原子空孔型欠陥では主に原子の外縁部に属する電子と対消滅を起こすが、バルクでは原子の中心部(コア)に属する電子も含めて対消滅する。原子の外縁部に属する電子は小さな運動量を持つが、中心部に属する電子は大きな運動量を持つ。このため、放出される消滅ガンマ線のエネルギーは、原子空孔型欠陥の方がバルクの場合と比較して 0.511 MeV の値に近いものが多くなる。

従って、2本ある消滅ガンマ線のうちの1本のエネルギーを計測し、そのエネルギーの 0.511 MeV からの差(ドップラー幅)を精密に測定することにより電子の運動量が得られ、欠陥の性質に関する情報が導き出せる。

(2) 陽電子寿命測定法

空孔では電子の密度が低いので、空孔に捕獲された陽電子はバルクに捕獲された陽電子よりも対消滅の確率が低い。従って、固体に打ち込まれてから対消滅するまでの陽電子の寿命を測定することにより電子の密度が得られ、欠陥の性質や数に関する情報が導き出せる。

(3) 消滅ガンマ線角相関測定法

この測定法は、(1) 項の測定法と同様に陽電子が対消滅する電子の運動量が空孔型欠陥においては小さいことを利用する方法である。運

動量保存則により対消滅の際放出される 2 本のガンマ線のなす角度は、合成運動量が正確に零の場合には正確に 180 度であるのに対して、合成運動量が大きくなるにつれて 180 度からの差が大きくなる。従って、消滅ガンマ線 2 本のなす角 (角相関) を精密に測定することにより電子の運動量が得られ、欠陥の性質に関する情報が導き出せる。

A.2 陽電子チャネリング・透過型陽電子顕微鏡

前節では固体中で消滅した陽電子からの消滅ガンマ線を利用した場合であるが、さらに陽電子のエネルギーを増加させると固体を透過する場合も考えられる。本節では、固体を透過してくる陽電子に着目し、その利用形態として陽電子チャネリング及び透過型陽電子顕微鏡 (TPM) について述べる。

陽電子が固体を構成する結晶の軸或は面にほぼ平行に入射した時、負電荷を持つ電子と比べて陽電子は結晶原子にからみつくことが少ないため、結晶原子間をその軸或は面に沿って進むことになる。これを陽電子チャネリング^[15] (チャネリング効果) という。チャネリング効果の起こる角度範囲および結晶原子により高角度散乱された陽電子の角度分布などは、イオンによるチャネリング効果の時と同じである。尚、相対論的速度の陽電子がチャネリングする時、その軌道に応じて特定の波長を持つ制動放射光、即ちチャネリング放射光を出す。

また、チャネリング状態の粒子に対する阻止能は、通常の阻止能に比べて小さいため飛程は大きくなる。しかし、陽電子の場合、その質量がイオンに比べて小さいため、チャネリングしている陽電子は深さとともに急速に減少し、ランダム方向に進行する。

このチャネリング効果は格子欠陥に敏感であるため、背面反射法を用いて結晶格子中や表面での不純物原子の位置の決定や格子欠陥の研究に利用されている。

また、高エネルギー陽電子の持つ高透過性、高直進性を利用して透過型陽電子顕微鏡 (TPM) の開発が行われている。陽電子は電子と比較して弾性散乱が少ないため、厚い試料や生体など損傷を受けやすい試料に対しても適用できる。しかし、約 1 keV 以上のエネルギー領域では物質中の陽電子と電子の振る舞いはほとんど相違ないため、その応用には制

限がある。(透過型電子顕微鏡のビームエネルギーは通常 50 ~ 100 keV である。)

A.3 陽電子分光

陽電子が結晶表面に入射すると、電子の場合と同様に回折を起こす。陽電子と電子の質量が同じ荷電粒子であるため、回折挙動は同じようになる。しかし、陽電子回折の場合、入射粒子と結晶を構成する電子が全く異なること、陽電子の電荷が正であることなどにより下記のような微妙な差異が生ずる。

- ① 表面の仕事関数が陽電子を表面から押し出すように働き、その大きさが電子よりも 1 桁程度小さくなる。このため陽電子回折では、超低エネルギー回折が可能であり、表面電気二重層などの非常に微視的な情報が得られる。
- ② 結晶格子間での存在確率が大きく、結合電子に関してより多くの情報が得られる。
- ③ 運動エネルギーが eV ~ 数百 eV の陽電子の場合、非弾性散乱の割合が多くなる。このため侵入深さが浅くなり、表面に対してより敏感になる。
- ④ 弾性散乱の割合が少ないため多重散乱が少なくなり、また交換相互作用がないため構造決定が容易である。
- ⑤ 電子と異なる粒子の入射であるため、二次電子との識別が可能である。電子回折の場合は原理的に出来ない。

- ⑥ 電子では起こらない特有の現象である再放出現象により、材料最表面部の情報が得られる。

このように、陽電子と電子の回折挙動の微妙な差は、両者が微視的な状態から受ける影響の相違であるため、陽電子回折と電子回折を併用することにより、原子構造の決定のみならず、さらに微細な状態分析に関して相補的な知見を得ることができる。

これらの特徴を利用した陽電子分光として下記の応用が期待できる。

(1) 低速陽電子線回折 (LEPD)

運動エネルギーが数十eV ~ 数百eV の陽電子を結晶表面に垂直 (~ 数十度の角度) に入射させ、表面で弾性散乱する陽電子の回折像を得る。これにより原子配列の解析などを行うことができる。電子線を用いた低速電子線回折 (LEED) やオージェ電子分光などと併用して相補的な知見が得られる。

(2) 反射高速陽電子線回折 (RHEPD)

運動エネルギーが数 keV ~ 数十keV の陽電子を結晶表面すれすれに入射させ、LEPD と同様な測定を行う。RHEPD は、入射する陽電子のエネルギーが LEPD よりも大きい、結晶表面すれすれに入射するため、垂直成分は LEPD と同程度となる。しかし、表面に沿った速度が大きいため、表面の原子・分子から蛍光エックス線やオージェ電子を発生させることができる。これにより表面第1原子層の構造解析などを行うことができる。

(3) 低エネルギーポジトロニウム回折 (LEPsD)

低速の中性原子線は、表面第1原子層で散乱が起こるので表面を調べるのに有効な手段である。弾性ヘリウム原子回折 (EHAD) に用いら

れるヘリウム原子などと比較してポジトロニウムは壊れ易い中性原子であるため、弾性散乱されたものは最表面で反射されたものと考えられる。このため、多重散乱や表面第2原子層以下の影響は無視でき、表面第1原子層の構造解析などを行うことができる。尚、LEPsDには、高密度で低速ポジトロニウム線を発生させる必要がある。

(4) 再放出陽電子顕微鏡 (RPM)

RPMにより再放出陽電子の拡大像が得られる。しかし、電子顕微鏡ほどの分解能は得られないが、試料中の欠陥分布を像化できるため、電子顕微鏡と質的に全く異なる像が得られる。また、試料の裏側から陽電子線を入射し、透過・再放出する陽電子を測定することにより超薄膜や生体試料などの像が得られる。

付録B 陽電子線の発生方法

本付録では、陽電子線の発生方法と強度についてその現状と課題をまとめる。さらに、表 1.2 に示した通り、陽電子線の有効利用の一つであるエネルギー数 keV 以下の陽電子線を発生するための技術について示す。

尚、本付録も付録Aと同様に文献 [3] を参考とした。

B.1 陽電子線発生の実状

本節では、すでに実績のある陽電子線の発生方法について、陽電子のエネルギー分布にわけて現状をまとめる。

① 白色陽電子線の発生

^{22}Na , ^{58}Co , ^{64}Cu , ^{68}Ge などの陽電子放出核種から放出される陽電子線は、エネルギーが 0 ~ 数百 keV ないし MeV まで分布している白色陽電子線である。消滅ガンマ線を計測する利用形態では、白色陽電子線のエネルギーが広く分布しているため、平均打ち込み深さは 10 ~ 100 μm となり、この領域におけるバルクの情報しか得ることが出来ない。

陽電子放出核種として、イオン加速器あるいは原子炉の照射で得られた陽電子放出核種を同位体分離、濃縮したものを利用する。例えば、 ^{22}Na は NaCl の水溶液の形で入手することが出来るので、マイラなどの薄膜間に層状に蒸発乾固を行い、封入し線源とする。また、白金ディスク上に厚さ 0.25 mm 程度の ^{22}Na の層を設け、さらに厚さ 5 μm のチタン窓で覆った線源を入手することができる。

また、陽電子放出核種を測定する試料内部に直接生成し、白色陽電子線を利用する方法も考えられる。この方法は、数 K ~ 1000 K 程度の温度範囲でバルクの電子構造などを調べるのに有利な方法である。

文献 [16] によると、原子炉から得られる中性子を用い、 $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$

^{64}Cu 反応により、銅の単結晶や銅・アルミニウム合金の試料に数十 GBq の ^{64}Cu を生成し、消滅ガンマ線角度相関測定法によりフェルミ面の研究を行った実績がある。

② 単色陽電子線の発生方法

前項①で述べた陽電子放出核種から得られる白色陽電子線を再放出過程 (付録 A.1 参照) を用いて単色化することが可能である。すなわち、固体中で熱化され、対消滅する直前の陽電子は、熱エネルギーに単色化されているので、これを対消滅前に外部に取り出すことにより数 eV 程度の単色エネルギーを持った陽電子線が得られる。この陽電子線は、特に低速陽電子線と呼ばれ、適宜加速することによりエネルギー可変の単色陽電子線が得られる。

再放出を起こし易い材料の性質として、なるべく表面近傍で熱化するように阻止能が大きく、熱化した後、拡散で表面近傍に移動するまでの間に消滅してしまう割合が少ないような拡散距離の大きいことが挙げられる。さらに、表面に戻ってきた陽電子を固体外に押し出すように、陽電子に対する表面仕事関数がマイナスの値を持つことも必要である。このような物質は、モデレーター (減速材) と呼ばれている。単結晶のタングステンなどは上記の条件を満たす物質である。

通常の陽電子放出核種から得られる白色陽電子線をタングステンモデレーターに入射させると、低速陽電子線への変換効率は 5×10^{-4} 程度である。この変換効率の低さを補うためには、大強度白色陽電子線を発生する必要がある。この発生方法は下記の方法がある。

(a) 陽電子放出核種の利用

最も一般的な方法は、数量の大きな陽電子放出核種を利用する方法である。前項①で示したチタン薄膜で被覆した層状の ^{22}Na や、針状のタングステン単結晶に電着した ^{58}Co などが用いられている。得られる低速陽電子線の強度は、最大 10^6 個/秒である。

文献 [17] によると、高中性子束原子炉から得られる中性子を用い、 ^{64}Cu を約 3 TBq 生成し、これをタングステン基板上に蒸着して約 10^7 個/秒の低速陽電子線を得た。

(b) 電子加速器の利用

大強度の低速陽電子線を得るために世界各国で行われている方法のうち、これまでに最も実績のあるものは電子加速器を用いる方法である。この方法は主として電子線から白色陽電子線を生成させる標的系、白色陽電子線からモデレーターにより単色の低速陽電子線を生成する収束系から構成されている (図 B.1 参照)。

高エネルギー電子をタンタルなど重金属の標的系に入射し、制動輻射と対生成のカスケードシャワーにより、白色陽電子線を生成させる。この白色陽電子線は、陽電子放出核種の場合と異なりある程度の方向性があるので、モデレーターは電子線照射に対して前方に置かれている。

種々の研究機関で行われた実験結果^[18]をもとに、低速陽電子の生成効率 (モデレーターから得られる低速陽電子数/標的系に入射する電子数) と入射電子エネルギーの関係を表すと図 B.2 のようになる。図 B.2 に示した×印は、タンタル又はタングステンの標的系とタングステン箔のモデレーターを用いて得られた低速陽電子の生成効率を表わしている。この図から入射電子線のエネルギーが 14 ~ 200 MeV の範囲で、低速陽電子の生成効率 η_3 は入射電子エネルギー E の関数として式 (B.1) で表される。

$$\eta_3 = 4.7 \times 10^{-10} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{2.9} \quad (B.1)$$

但し、 E_c はタンタルの臨界エネルギー 7.8 MeV を表わす。

図 B.3 は、入射エネルギー 14 MeV, 電流 15 μ A の電子線を用いたマインツ大学の実験装置を表わしている^[11]。また、□印の実験装置 (図 B.4 参照) は、×印と同様な標的系・収束系を用いているが、輸送した低速陽電子線を計測する際、直径 10 mm のスリットを通った後の陽電子を計測しており発生効率は非常に高い^[8]。従って、モデレーターなどの工夫によりこれまで考えられてきたものよりもはるかに高い発生効率を得られることが示唆される。

B.2 低速陽電子線強度の現状と課題

世界最大の低速陽電子線強度は、米国・オークリッジ国立研究所 (ORNL) の 150 MeV 電子加速器 (ORELA) で得られた^[19]。33 kW 運転時に 1.1×10^8 個/秒の単色低速陽電子線 (~ 3 keV) を得た。また、国内最大の低速陽電子線強度は、日本原子力研究所東海研究所の 100 MeV・1 kW 電子加速器を用いて 3×10^7 個/秒の強度を得た^[20]。

しかし、第 1 章で述べた利用実験の多くは陽電子放出核種からの陽電子を利用しており、その強度は最大 10^{-4} nA (10^6 個/秒) である。特に回折や顕微鏡の実験では輝度強化の過程を経るため、試料に到達する低速陽電子線の強度は大体 10^4 個/秒である。

このため、測定に時間がかかり過ぎることや S/N 比の問題が指摘されている。例えば、LEPD の結果を LEED の結果と比較して新しい情報を得るためには電子と同じ条件で測定することが望ましい。従って、1 nA ($\sim 6 \times 10^9$ 個/秒) 程度の低速陽電子線の強度が必要になる。

B.3 低速陽電子線の制御

低速陽電子線を制御し、利用形態に合わせて有効利用するために必要な技術について主なものを示す。

① DC 化

電子加速器で加速された電子を用いて低速陽電子線に変換する方法では、電子加速器としてパルスリニアックが用いられる場合がほとんどである。このため得られる低速陽電子線もパルス形状となる。一つのパルスに多数個の陽電子束が存在している場合、低速陽電子の利用形態によっては測定系が飽和し、測定不能になる可能性がある。そのような場合、ペニングトラップ方式のソレノイド管でビームストレッチを行う^[4]。これは、ソレノイド管にパルス状の陽電子線を入射させ、両端の静電ポテンシャル障壁の間を往復させることにより陽電子

線を一時閉じ込めて DC 化を行う。

② 短パルス化

低速陽電子線を用いて陽電子寿命測定法により材料欠陥などを行う場合にはパルス幅 100 ps 程度の陽電子線が必要になる。前項 ① と同様に電子加速器を用いる場合、パルス幅 100 ps で加速器を運転したと仮定しても低速陽電子線への変換過程において ns 程度の広がりになる。このため、低速陽電子線を一時 DC 化し、チョッパー、プリバンチャー及びバンチャーにより短パルス化する方法が有効である^[21]。大強度の低速陽電子線を得るための開発課題は、短パルス化の過程でビーム損失を小さくすることなどである。

③ 高輝度化・マイクロビーム化

陽電子の再放出では、放出角度はほぼ金属表面に垂直で、しかもエネルギーのそろった陽電子線が得られる。これにより光学系で得られる原理的限界を越えて輝度を向上させることが出来る (Brightness Enhancement^[22])。この方法と光学系の組み合わせにより陽電子線のビーム径、角度分散、エネルギー分散を可能な限り小さくすることが可能である。

参考文献

- [1] 遠山 伸一、谷 賢、大電流電子線形加速器の開発、動燃技報、PNC TN1340 93-004、1993年12月
- [2] 江本 隆、鳥居 建男、武井 早憲、加速器利用検討会報告書、PNC PN9420 95-004、1995年1月
- [3] 岡田 漱平、RADIOISOTOPES, **42**, 423 (1990) : 岡田 漱平ほか、日本におけるポジトロンファクトリー計画の概要、放射線, Vol.18, No.2, 63 (1992)
- [4] H. Akahane *et al.*, Appl. Phys., **A51**, 146 (1990)
- [5] W. R. Nelson *et al.*, "EGS4 Code System", SLAC-265, (1985)
- [6] 武井 早憲、武田 靖、大電力CW電子線形加速器の要素開発 一大電流ビームダンプの開発(1)一、事業団報告書準備中、1996年3月予定
- [7] R. H. Howell *et al.*, Appl. Phys., **A43**, 247 (1987)
- [8] H. Tanaka *et al.*, Nucl. Instr. Meth., **B62**, 259 (1991)
- [9] ALGOR, Steady-State Heat Transfer Analysis, Algor, Inc. 150 Beta Drive, Pittsburgh, Pennsylvania 15238-2932.
- [10] 日本機械学会、伝熱ハンドブック、丸善 (1993)
- [11] M. Begemann *et al.*, Nucl. Instr. Meth., **201**, 287 (1982)
- [12] 日本機械学会編、機械工学便覧、丸善 (1987)
- [13] F. A. Kulacki *et al.*, J. Fluid Mech., **55**, 271 (1972)
- [14] M. J. Puska and R. M. Nieminen, J. Phys. **F13**, 333 (1983)
- [15] J. U. Andersen *et al.*, Phys. Rev. **B3**, 705 (1971)
- [16] K. Fujikawa *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn., **21**, 1947 (1966)
- [17] K. G. Lynn *et al.*, Phys. Rev. Lett., **54**, 1702 (1985)
- [18] 岡田 漱平、金沢 育三、応用物理, **59**, 917 (1990)
- [19] L. D. Hulet *et al.*, Proc. 8th Int. Conf. Positron Annihilation, p588, World Scientific, Singapore (1989)
- [20] Y. Ito *et al.*, Nucl. Instr. Meth., **A305**, 269 (1991)
- [21] R. Suzuki *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys., **30**, L532 (1991)
- [22] K. G. Lynn *et al.*, Appl. Phys., **A29**, 93 (1982)

表 1.1 PNC 加速器の基本パラメータ

加速周波数	1249.135 MHz
高周波波長	24.0 cm
加速モード	$2\pi/3$ モード
加速管構造	進行波還流型
クライストロン数	2 本
ビームエネルギー	10 MeV
最大ビーム電流	100 mA
平均ビーム電流	20 mA
パルス幅	0.1 ~ 4 msec
繰り返し	0 ~ 50 Hz
Duty Factor	20 %
平均ビーム出力	200 kW

表 1.2 陽電子線の利用形態

(文献 [3] より引用)

測定方法	陽電子エネルギー	測定対象	得られる情報
消滅ガンマ線 ドップラー幅測定法	数 eV ~ 数 keV	消滅ガンマ線の エネルギー	欠陥のデプスプロファイルなど
陽電子寿命測定法	数 eV ~ 数 keV	入射から消滅 までの時間	欠陥、電子密度の揺らぎなど
消滅ガンマ線 角相関測定法	数 eV ~ 数 keV	消滅 2 ガンマ線 のなす角度	フェルミ面、バンド構造、点欠 陥など
陽電子チャネリング	> 1 MeV	透過陽電子	格子間原子の位置、格子不整
透過型陽電子顕微鏡	> 100 keV	透過陽電子の 拡大像	微視的構造、微視的欠陥構造
低速陽電子線回折 (LEPD)	数十 eV ~ 数百 eV	陽電子の 回折像	清浄表面の原子配列、表面電子 二重相の状態など
反射高速陽電子線 回折(RHEPD)	数 keV ~ 数 keV	陽電子の 回折像	最表面の原子構造など
低エネルギー ポジトロニウム回折 (LEPsD)	~ 数十 eV	ポジトロニウム の回折像	表面第 1 原子層の構造解析
再放出陽電子顕微鏡 (RPM)	~ 数 keV	再放出陽電子 の拡大像	最表面の構造、最表面の微量点 欠陥、最表面の局所的な不整など

表 2.1 タングステン標的による陽電子生成効率

EGS4/PRESTA		
厚さ	生成効率 ε_1	効率 ε'_1
$0.143X_0$	$(1.01 \pm 0.09) \times 10^{-4}$	$(8.54 \pm 0.27) \times 10^{-4}$
$0.200X_0$	$(1.59 \pm 0.08) \times 10^{-4}$	$(1.30 \pm 0.02) \times 10^{-3}$
$0.250X_0$	$(1.75 \pm 0.09) \times 10^{-4}$	$(1.63 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
$0.357X_0$	$(2.43 \pm 0.14) \times 10^{-4}$	$(1.92 \pm 0.04) \times 10^{-3}$
$0.457X_0$	$(2.18 \pm 0.13) \times 10^{-4}$	$(1.86 \pm 0.04) \times 10^{-3}$
$0.571X_0$	$(2.08 \pm 0.13) \times 10^{-4}$	$(1.84 \pm 0.04) \times 10^{-3}$
$0.713X_0$	$(1.85 \pm 0.12) \times 10^{-4}$	$(1.74 \pm 0.04) \times 10^{-3}$
$0.856X_0$	$(1.86 \pm 0.12) \times 10^{-4}$	$(1.64 \pm 0.04) \times 10^{-3}$
$1.00X_0$	$(1.75 \pm 0.12) \times 10^{-4}$	$(1.53 \pm 0.04) \times 10^{-3}$
$1.14X_0$	$(1.51 \pm 0.11) \times 10^{-4}$	$(1.51 \pm 0.04) \times 10^{-3}$

尚、 X_0 はタングステンの放射長を表わし、3.50 mm である。

図 2.1 タングステンによる白色陽電子線の生成効率

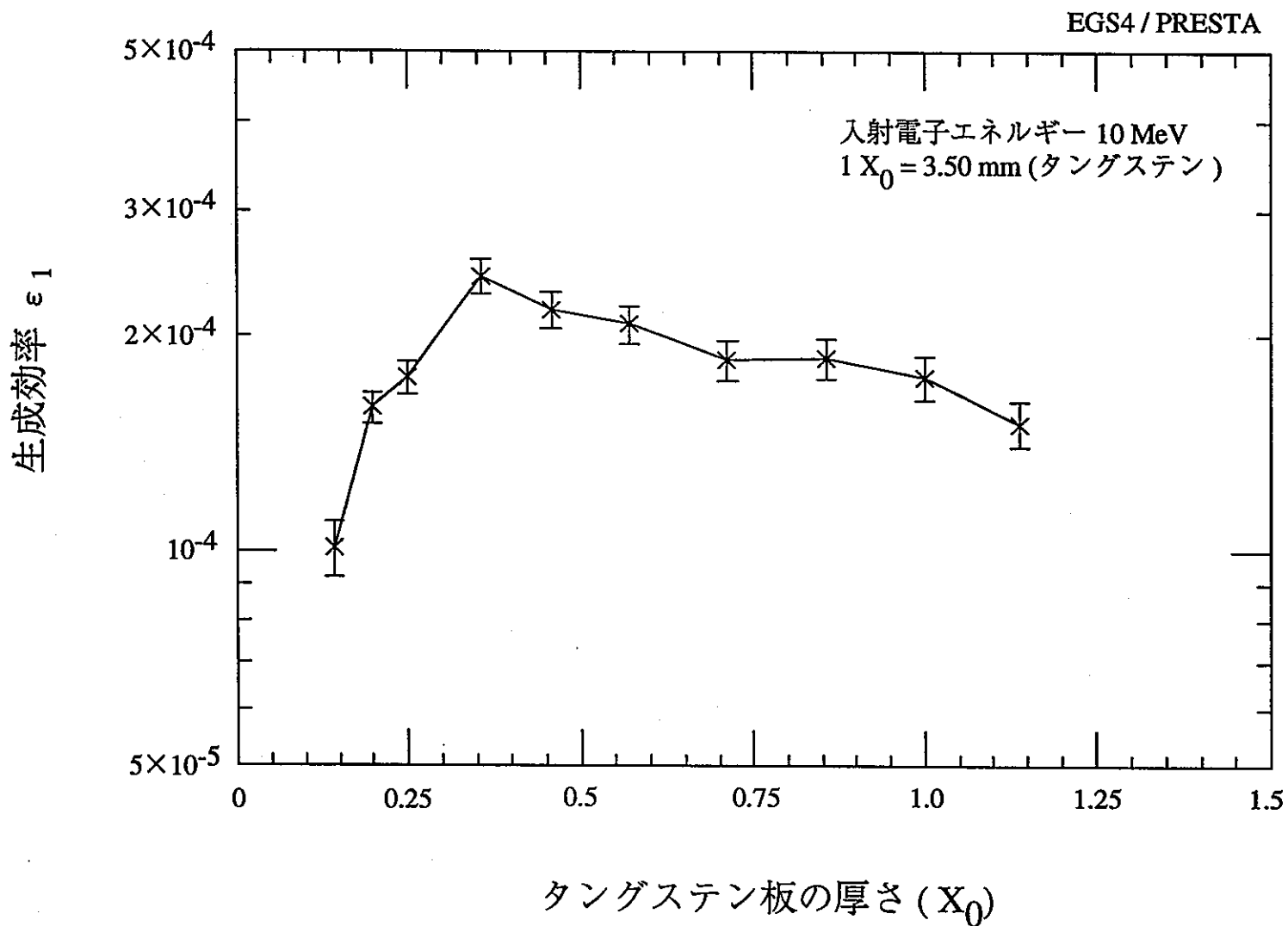


図 2.2 タングステンから得られる
白色陽電子線のエネルギー分布

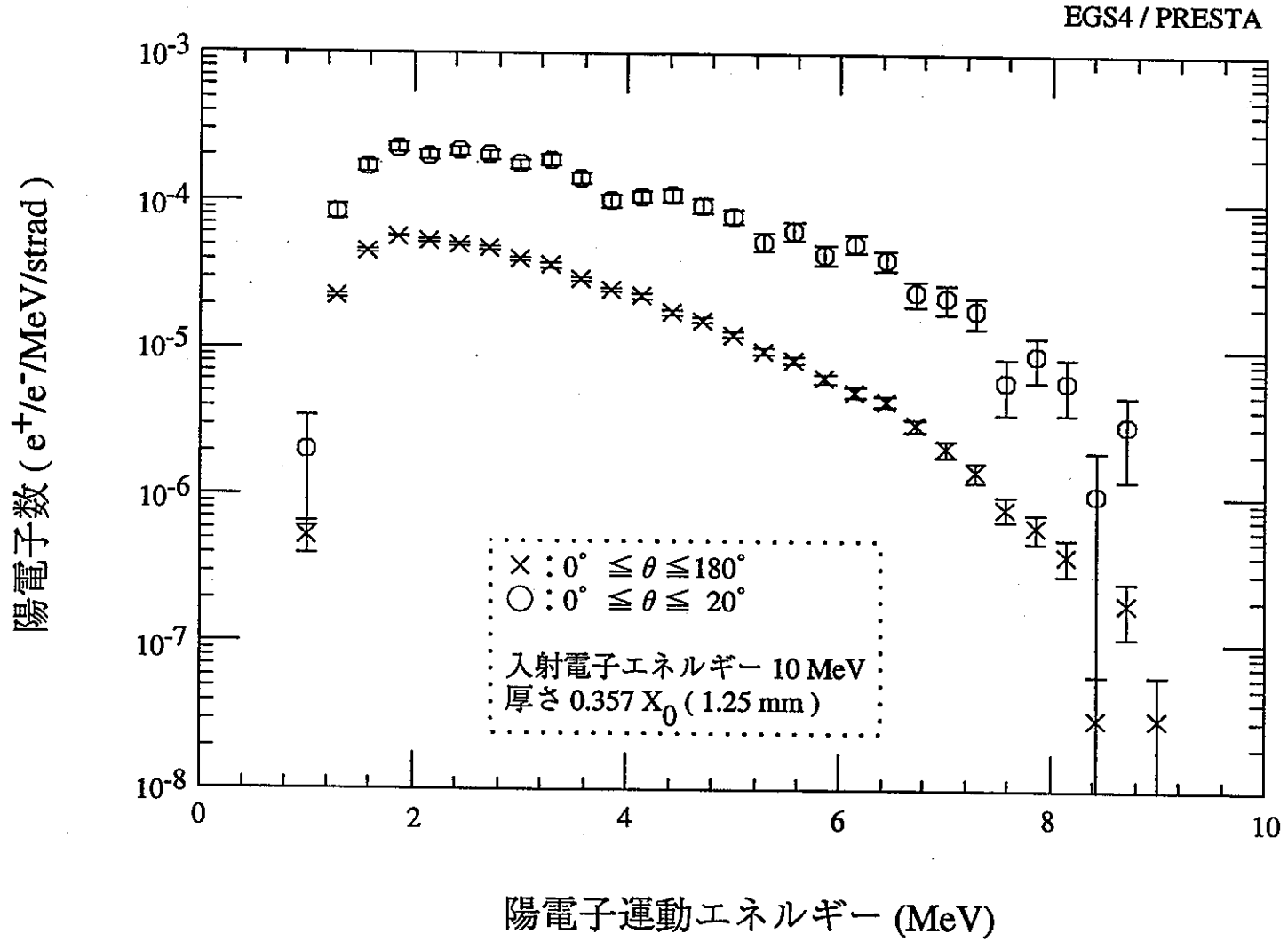


図 2.3 低速陽電子線の生成装置 (文献 [7] より引用)

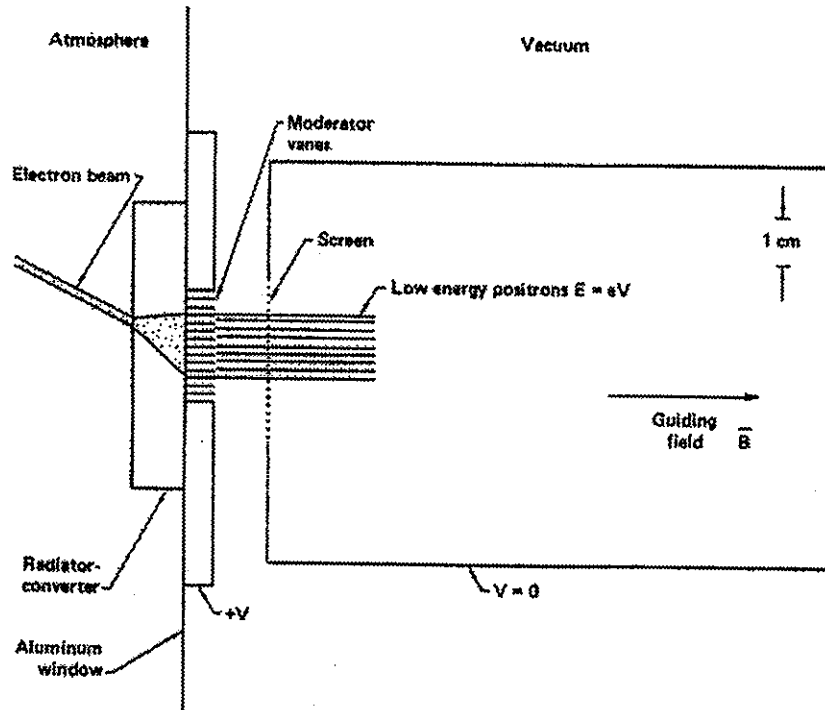


Fig. 1. Schematic of the geometry of the positron beam production geometry at the 100 MeV electron linac. Problems of cooling the radiator and shielding from residual radioactivity are simplified by separating the radiator-converter from the moderator vacuum. The positron moderator is a series of tungsten vanes, treated so that they have a negative work function for positrons. Variations of this geometry are in use at several linacs

図 2.4 タングステンの温度分布

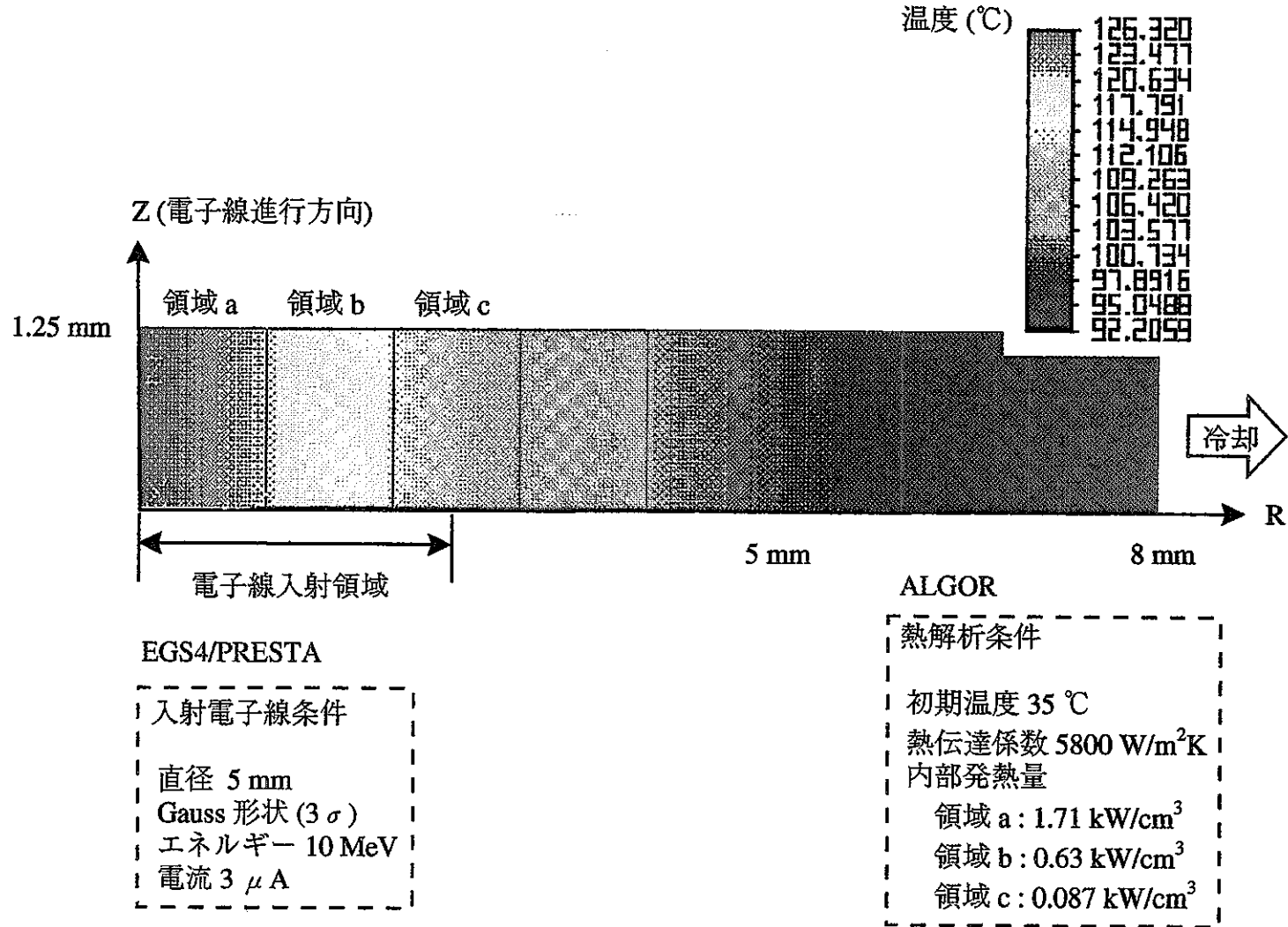


図 3.1 液体金属標的の概念図

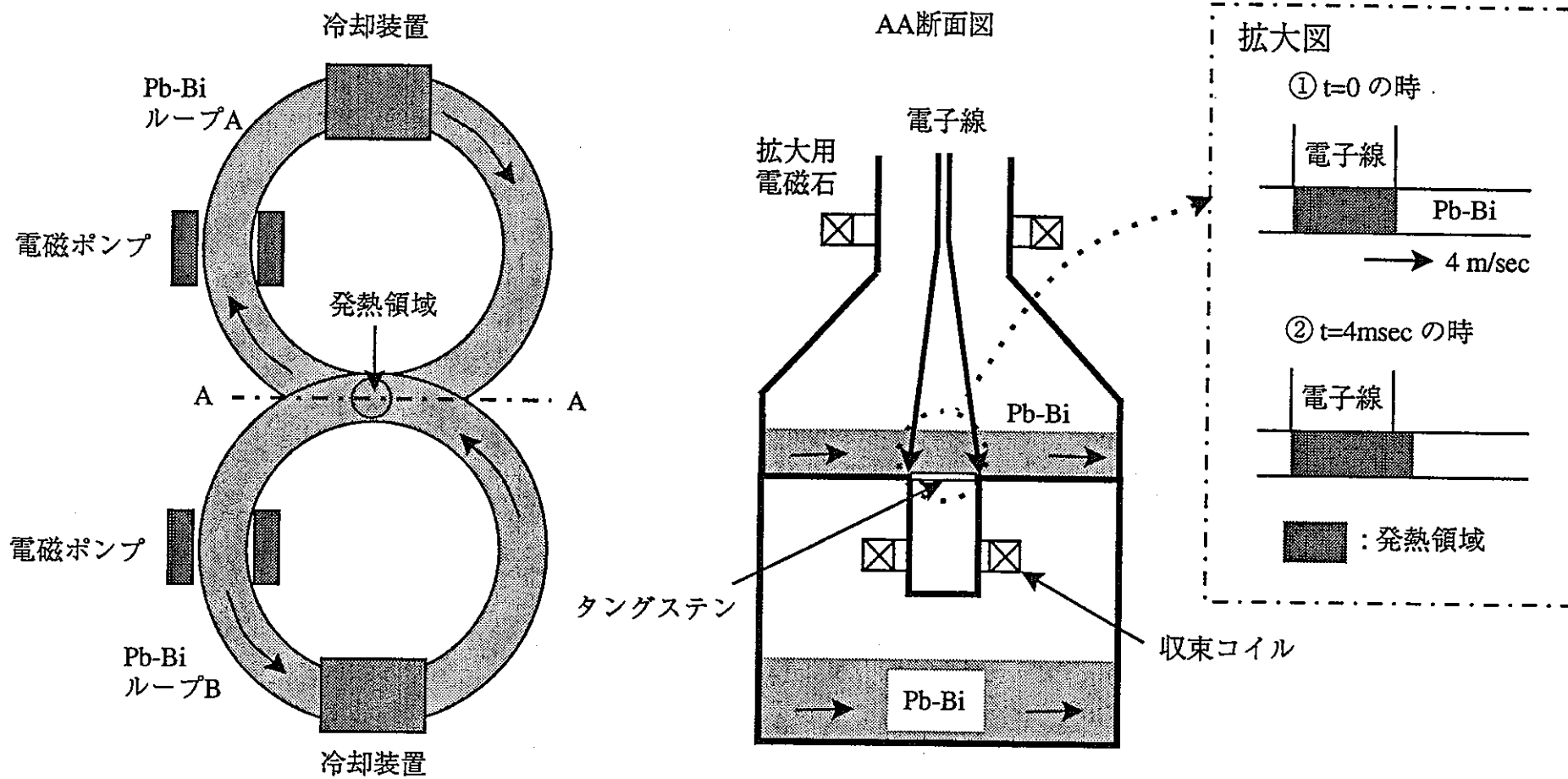


図 B.1 電子加速器による単色低速陽電子線の生成原理

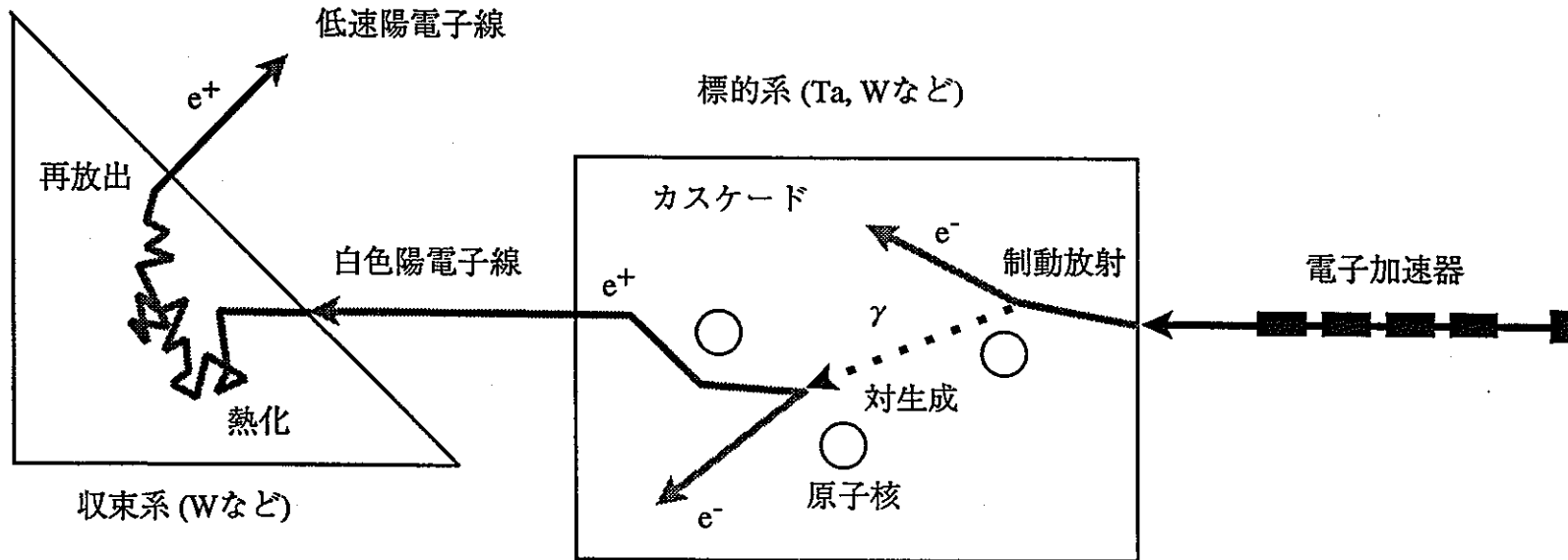


図 B.2 低速陽電子線の生成効率

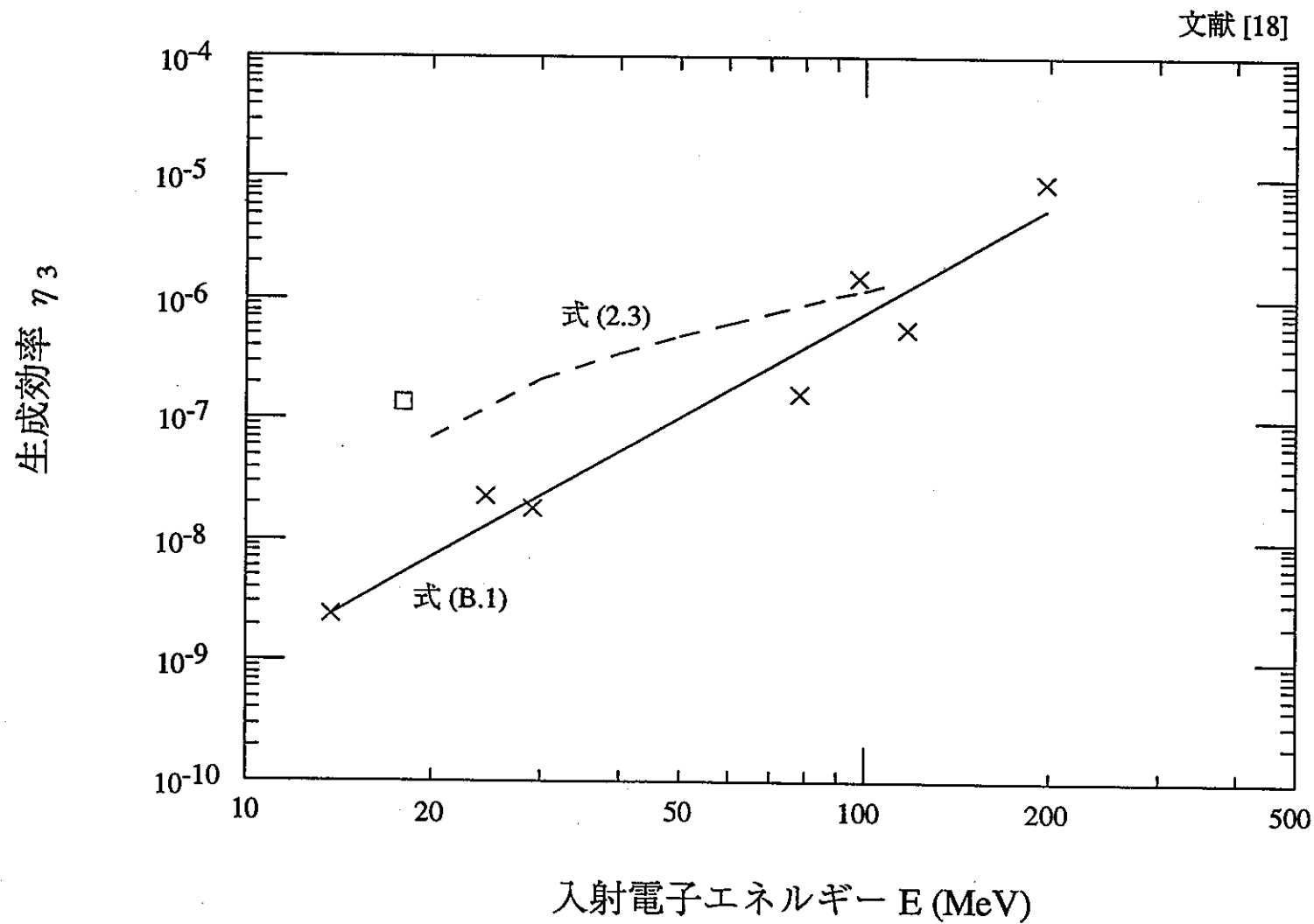


図 B.3 低速陽電子線の生成装置 (文献 [11] より引用)

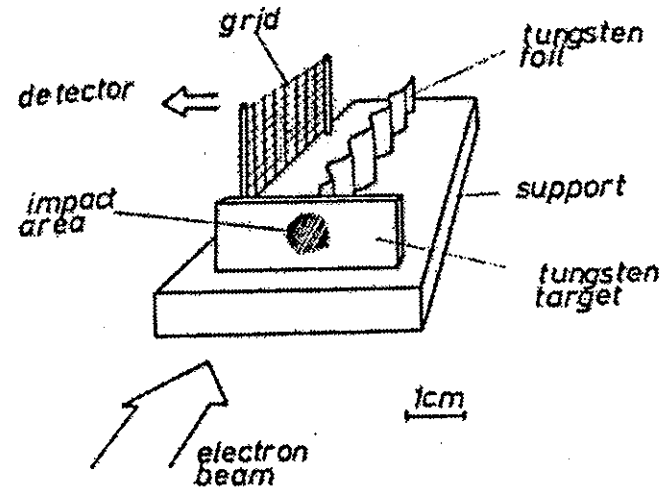


Fig. 3. Arrangement of target and positron converter (schematically).

図 B.4 低速陽電子線の生成装置 (文献 [8] より引用)

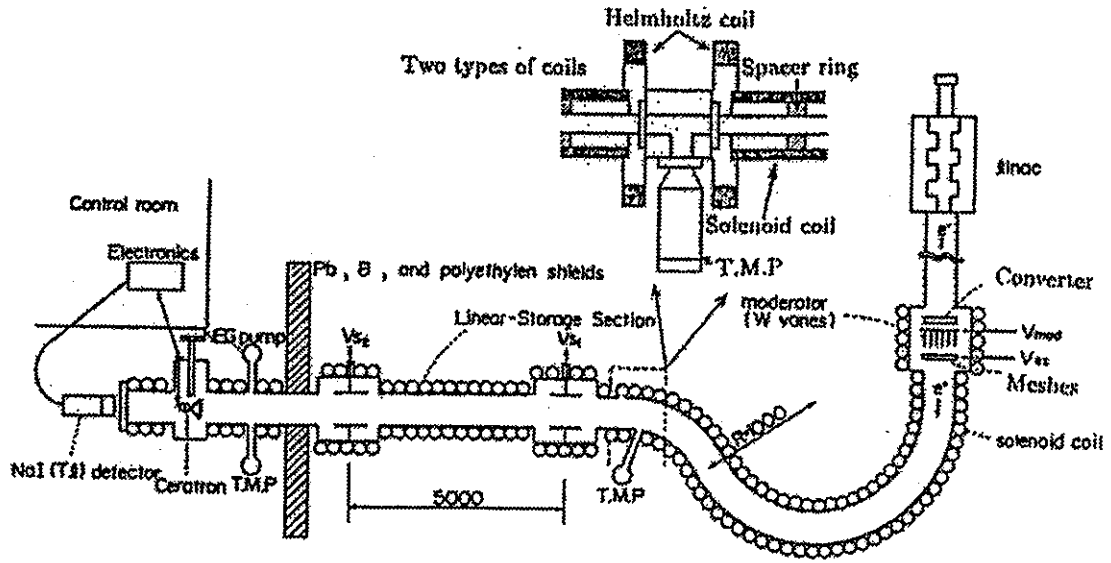


Fig. 1. Experimental setup for slow positron production.

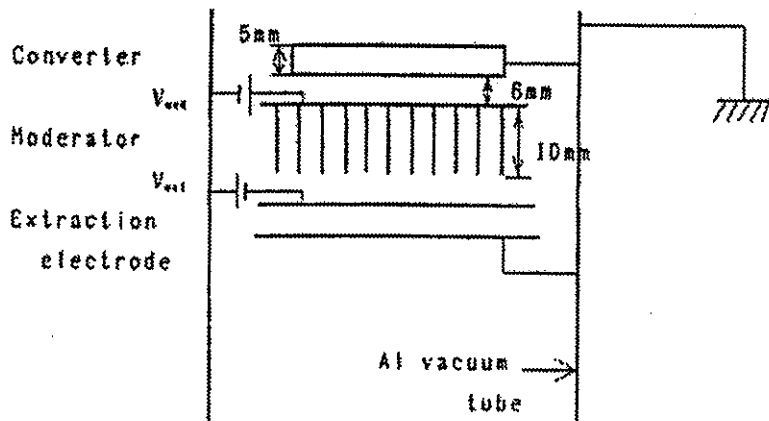


Fig. 2. Schematic drawing of the positron source consisting of the electric potential configuration.