

JAERI-Tech  
2003-039



JP0350220



# 高速短パルス陽電子ビーム形成装置の開発

2003年3月

前川 雅樹・益野 真一\*・平野 剛\*・近藤 政和\*  
河裾 厚男・伊藤 久義・岡田 漱平

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公開している研究報告書です。  
入手の問い合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2003

編集兼発行 日本原子力研究所

## 高速短パルス陽電子ビーム形成装置の開発

日本原子力研究所高崎研究所材料開発部

前川 雅樹・益野 真一\*・平野 剛\*\*・近藤 政和\*\*

河裾 厚男・伊藤 久義・岡田 漱平<sup>+</sup>

(2003年2月3日 受理)

高温下・応力下など極限環境下にあるバルク試料の陽電子消滅寿命測定を行うために、高速短パルス陽電子ビーム形成装置を製作した。本装置は陽電子消滅寿命測定に必要な時間間隔を持つ陽電子パルスビームを形成するための低速陽電子ビームパルス化部と、それに続くパルス圧縮とビーム加速を同時に行うことができる可能な高周波加速管より構成されている。本装置の特徴は、パルス化に用いる 1keV の低エネルギー陽電子ビームと最大 1MeV の高エネルギービームという、非相対論領域と相対論領域にある 2 種類のビーム制御を同時に行う点にある。

製作した高速短パルス陽電子ビーム形成装置の性能評価のため電子ビームを用いて動作試験を行った。最大 1MeV のビームエネルギーが達成可能であること、試料部にて  $\phi 0.5\text{mm}$  の低エミッタンスビームを形成できることを確認した。これらは陽電子測定に適合するものである。高速パルスビームの時間構造は、メインパルスの前後にサテライトパルスを含むものであったが、パルス化装置に入射する低速ビームのエネルギー広がりを低減すればシングルパルス形成が可能であるとの結果を得た。陽電子線源を装荷したのち実際に高速パルス陽電子ビーム形成を試みた。陽電子が試料部まで輸送され、電子ビーム同様の加速エネルギーを得ることが可能なことを確認した。エネルギー広がりに影響されにくい低速陽電子ビームパルス化システムを構築し、高デューティー比の加速方式を採用することで本装置の特徴である高周波加速空洞を用いた陽電子消滅寿命測定システムを構築することが可能となることが明らかとなった。

---

高崎研究所: 〒370-1292 群馬県高崎市綿貫町 1233

+ 企画室

\* 三菱電機エンジニアリング

\*\* 三菱電機

## Development of Pulsed MeV Positron Beam Line

Masaki MAEKAWA, Shinichi MASUNO\*, Takeshi HIRANO\*\*, Masakazu KONDO\*\*,  
Atsuo KAWASUSO, Hisayoshi ITOH and Sohei OKADA<sup>+</sup>

Department of Material Development  
Takasaki Radiation Chemistry Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Watanuki-cho, Takasaki-shi, Gumma-ken

(Received February 3, 2003)

We have developed a high-energy pulsed positron beam apparatus employing an RF acceleration method in order to apply positron annihilation lifetime spectroscopy (PALS) studies to bulk materials at high-temperature and/or high-pressure conditions. This apparatus contains a slow positron pulsing system and a radio frequency (RF) acceleration cavity.

Performance tests were carried out using electron and positron beams. Beam energy ( $\sim 1$  MeV), beam size ( $\phi 0.5$  mm) and a beam transmission are as good as expectations of machine design. In the time structures of accelerated beam, satellite pulses superposed on broad pulses were observed. In order to make PALS measurement using RF cavity, it is important to form a high quality beam with single fine pulses by refine of the bunching system and the RF source driven with high duty ratio.

Keywords: Positron Annihilation Lifetime Spectroscopy, Positron Accelerator, Pulsed Positron Beam

---

+ Office of Planning  
\* Mitsubishi Electric Engineering Company Limited  
\*\* Mitsubishi Electric Corporation

## 目次

1. 序論	1
2. 高速短パルス陽電子ビーム形成装置の開発	2
2.1 装置の構成	2
2.2 装置の設計と製作	3
2.2.1 低速陽電子ビーム入射系	3
2.2.2 低速陽電子ビームパルス化部	5
2.2.3 高周波加速管	8
2.2.4 磁気フィルター部	9
2.2.5 陽電子消滅寿命測定系	12
2.2.6 全体構成	13
2.3 電子ビームを用いた評価	13
2.3.1 ビーム像の観測	14
2.3.2 ビームエネルギーの測定	14
2.3.3 エミッタンスの測定	15
2.3.4 パルス時間構造の評価	16
2.3.5 結論	18
2.4 陽電子を用いた評価	18
2.4.1 電子と陽電子の相違	19
2.4.2 陽電子ビーム像の観測	19
2.4.3 陽電子ビーム計数	20
2.4.4 結論	22
3. まとめ	22
謝辞	24
参考文献	25

## Contents

1.	Introduction	1
2.	Development of Pulsed MeV Beam Line	2
2.1	Concept of Pulsed MeV Beam Line	2
2.2	Design of Pulsed MeV Beam Line	3
2.2.1	Slow Positron Injection System	3
2.2.2	Slow Positron Pulsing System	5
2.2.3	RF Acceleration	8
2.2.4	Magnetic Filter	9
2.2.5	Positron Annihilation Lifetime Measurement system	12
2.2.6	Total System	13
2.3	Driving Test using Electron Gun	13
2.3.1	Observation of Beam Profile	14
2.3.2	Measurement of Beam Energy	14
2.3.3	Measurement of Beam Emittance	15
2.3.4	Measurement of the Time Structures of High Energy Pulsed Beam	16
2.3.5	Conclusion	18
2.4	Driving Test using Positron Beam	18
2.4.1	Differences between Electron and Positron Beam	19
2.4.2	Observation of Positron Beam Profile	19
2.4.3	Measurements of Positron Beam Intensity	20
2.4.4	Conclusion	22
3.	Summary	22
	Acknowledgements	24
	References	25

## 1. 序論

陽電子は、電子と同量の質量とスピンを持ち、正の電荷をもつ電子の反粒子である。陽電子は、電子にはない様々な特徴を備えている。陽電子は物質中に入射すると急速にエネルギーを失い、格子との熱平衡に達したのち物質内を拡散する。このとき、陽電子は物質を構成している原子核からクーロン反発力を受け、格子間位置に移動する。空孔型の欠陥が物質中に存在した場合、陽電子にとって捕獲ポテンシャルとして作用するため、陽電子はそこにトラップされ、ある寿命を経たのち電子と対消滅して 511keV の  $\gamma$  線を放出する。この消滅  $\gamma$  線は、陽電子が消滅した相手の電子の密度や運動量分布についての情報を含んでいる。消滅  $\gamma$  線は物質に対して透過力が強いので、このガンマ線を測定することにより物質内部の情報を非破壊的に測定することが可能となる<sup>1)</sup>。このような陽電子の特性は、結晶欠陥の研究手法として利用できる。最も代表的な陽電子消滅測定法が陽電子消滅寿命測定である。

物質内の陽電子寿命は原子空孔型欠陥の量やサイズによって変化する。単一空孔などの寸法の小さな原子空孔を含む物質では比較的短い陽電子寿命成分が測定され、またボイドのようなサイズの大きい原子空孔を含む物質では長寿命成分が測定される。陽電子消滅寿命を詳細に解析することにより、材料内部の格子欠陥のサイズや量を評価することができる。またアニールによる原子空孔の生成/消滅挙動や原子空孔の形成エネルギーを求めることができる<sup>2)</sup>。

これまでは陽電子線源を試料に密着させ、陽電子線源から放出される陽電子を直接試料に注入する方法<sup>3)</sup>によって陽電子寿命の解析が行われてきた。この方法では線源と試料を密着させる必要があり、高温や応力環境の測定には制約がある。線源から放出される陽電子をビームに形成して、物質に入射させることによりこのような制限は取り除かれる。陽電子ビームを用いた陽電子消滅寿命測定は陽電子の入射時刻と消滅ガンマ線の検出時刻との時間差を測定することによって行われるが、陽電子の入射時刻を得るために大きく分けて二通りの方法がある。

一つ目の方法は高エネルギーの陽電子ビームを用い、陽電子が試料に当たった際に放出される 2 次電子を検出する<sup>4)</sup>、あるいは薄いシンチレータに陽電子ビームを一度通過させる<sup>5)</sup>などの方法で陽電子の入射時刻を検出する方法である。ドイツのマックス・プランク研究所<sup>6)</sup>や米国ブルックヘブン国立研究所<sup>7)</sup>で行われている。

二つ目は低速陽電子ビームに速度変調を掛けパルス化する方法である。数 10keV までのエネルギー可変短パルス陽電子ビームはドイツのミュンヘン大学<sup>8)</sup>及び電子技術総合研究所<sup>9)</sup>で開発され、表層の原子空孔の研究に利用されている。バルク中の原子空孔を調べるにはよりエネルギーの高いビームを用い陽電子を物質内部まで送り込むことが必要である。また高エネルギービームはチタンウインドウ等を介して大気中に取り出すことが可能で、高温下・応力下など特殊条件下にある試料の測定が行える。マックス・プランク研究所では静電加速器を用いて陽電子を 3MeV まで加速し、これを薄いシンチレータを通過させることでバルク中の陽電子寿命測定を行っている。しかしながら、この方法では大型の加速器を整備する必要がある。そこで低速陽電子ビームを一度パルス化してから、高周波加速空洞で加速する手法が考えられる。本研究では、そのような高エネルギーパルス化陽電子ビームを形成する装置の開発を行った。高速短パルス陽電子ビームを用いることで高温下・応力下など特殊条件下にある試料の陽電子消滅寿命測定を利用した物性研究に用いることが可能となり、融点直下での半導体中の熱生成欠陥挙動の解明<sup>10,11)</sup>や応力下、繰り返し疲労下にある原子力材料のボイド生成過程の解明など、

従来の陽電子ビーム装置では測定が困難であった試料の測定が行え、陽電子ビームの応用範囲が大きく広がることが期待される。

## 2. 高速短パルス陽電子ビーム形成装置の開発

### 2.1 装置の構成

高速短パルス陽電子ビーム形成装置の概略を図1に示す。本装置は大きく 5 つの部分より構成される。

- ①低速陽電子ビーム入射系
- ②低速陽電子ビームパルス化部
- ③高周波加速管
- ④磁気フィルター部
- ⑤陽電子消滅寿命測定系

陽電子発生部にて形成された直流の低速陽電子ビームを高周波加速管にて加速すると、加速周波数の周期をもつファインパルス列として加速される。しかし、陽電子消滅寿命測定計測を行うためにはビームの試料への入射タイミングを知る必要がある。そのためにあらかじめビームを高周波で変調することによりパルス化し、このパルス化周波数を電気的に検出することによりビームの入射時刻を知る。また陽電子消滅測定に適した間隔においてビームが試料に入射する必要がある。そのため、パルス化の周波数は陽電子の消滅寿命よりも長く取らなければならない。高周波加速空洞で用いる加速周波数は GHz 帯であるので、陽電子の消滅寿命に比べて短い。以上のような理由から、高速パルスビーム形成においては、低エネルギー(～1keV)の陽電子ビームをチョッピング/バンチングし、あらかじめパルスビームに形成した後に加速管に投入する方式を採用した。このようなビーム制御は通常の電子加速器などでは行われず、本装置特有の構造である。

最初の低速陽電子ビーム入射系では直流の低速単色陽電子ビームを形成し磁場により輸送する。続く低速陽電子ビームパルス化部においては、タングステンメッシュに高速パルスジェネレータで矩形波を印加することによりビームチョッピングを行い、幅 2ns のパルス状に切り出す。直後に設置されているサブハーモニックバンチャーにより 178.5MHz の高周波電場を用いビームに速度変調をかけ、およそ 300ps のパルス幅にまで時間的に圧縮する。2 空洞定在波型加速管によりビームエネルギー 1MeV にまで加速し、同時にパルス幅を 100ps 程度にまで圧縮する。加速管の RF 源には周波数 2856MHz のクライストロンを用いる。

一般的に、空洞型の加速管では加速管内で放電電子が発生する。放電電子は通常どのような型の加速管でも暗電流として観測されその強度は入射ビームに比べ低いものである。しかし、ビーム強度の高い電子ビームを加速する場合と異なり強度の低い陽電子ビームを加速する場合には、この放電電子の存在は無視出来ないものとなる。高周波加速ではたがいに逆の位相で電子と陽電子が同時に加速されるため、比較的長時間にわたる陽電子計測の間、サンプルに照射損傷を与える可能性があり、陽電子の特性を生かした高感度の測定を行うためには除去する必要があると思われる。そのため、加速管の直後には磁場を用いたシケイン型フィルター部を設け、放電電子を分離する。同時に加速ビームの



エネルギー弁別も行う。加速ビームはQマグネットによりターゲット上に集束させる。陽電子はターゲット内で消滅 $\gamma$ 線を発生するので、プラスチックシンチレータとフォトマルにより検出する。パルス化システムで用いられている高周波より求められるビームのサンプルへの入射時刻との時間差を測定することにより陽電子寿命測定を行う。パルスビームはバンチャーの動作周波数に同期し、178.5MHz 周期(5.6ns 間隔)となる。これは陽電子消滅寿命測定に必要な時間間隔である。チョッパーの動作状態を変えることでこの時間間隔を変更することが可能であり、さらに長寿命のサンプルの測定にも用いることが出来る。

## 2.2 装置の設計と製作

### 2.2.1 低速陽電子ビーム入射系

低速陽電子ビーム入射系では、低速陽電子ビームの発生とパルス化部までの輸送を行う。一般に陽電子の生成方法には $\beta^-$ 崩壊をする放射性同位元素(RI)を利用する方法や、電子ライナックや原子炉を用いて電子-陽電子対を生成させる方法などがある<sup>12)</sup>。

本研究では、市販の陽電子放出密封線源を用いた方式を採用した。使用した線源はアマシャム社製の $^{22}\text{Na}$ 密封線源であり、線源強度は3.7GBqである。これは $^{22}\text{NaCl}$ をチタン箔に蒸発乾固し、ケースに収め、電子ビーム溶接により密封したものである。本線源の構造を図2に示す。

$^{22}\text{Na}$ により発生する陽電子は最大エネルギー550keV(平均エネルギー170keV)のエネルギー的に広がった白色陽電子<sup>13)</sup>であり、我々が望む低速単色の陽電子ビームとはスペクトルが全く異なる。そこで陽電子を減速・単色化するが、電子やイオンに対して通常行われている分光法では装置が煩雑になり大幅な強度の減少が考えられる。しかしながら陽電子には再放出過程という特有の現象があるため、仕事関数が負の物質を利用すれば減速単色化は非常に容易に行える。

物質に入射した陽電子は非弾性散乱過程により $10^{-11}$ 秒で数eV程度にまで減速し、 $10^{-12}$ 秒でほぼ熱化し0.025eV程度のエネルギーとなり、物質内を拡散する<sup>14)</sup>。表面にまで拡散された陽電子は負の仕事関数により真空中へと押し出される。これは、固体表面の仕事関数が電子に対してはプラスであり、電子から見たポテンシャルエネルギーが、真空中よりも物質中の方が低いのにに対し、電子の反粒子である陽電子の表面仕事関数が多くの物質に対して負の値となるので、物質表面のポテンシャルが陽電子を押し出すように働くためである。

熱化エネルギーに対し仕事関数の大きさは2~3eVと大きいので、陽電子は表面からほぼ垂直に放出される<sup>15)</sup>。この現象は陽電子の再放出と呼ばれている。再放出の確率は入射陽電子に対し $10^{-1}$ ~ $10^{-6}$ 程度と低いが、白色スペクトルからエネルギー弁別により単色ビームを切り出す方式と比較すると格段に強度の減少を抑えることが可能である<sup>16)</sup>。

この様な陽電子に再放出を起こさせる物質はモデレーター(減速材)と呼ばれている<sup>17)</sup>。モデレーターに要求される条件としては、陽電子に対する仕事関数が負であること、陽電子が拡散しやすいこと、表面近傍に拡散してきた陽電子の再放出確率が高いこと、結晶が完全で陽電子をトラップする欠陥格子の少ないこと、表面状態が比較的安定で取扱いが容易であること等が挙げられる。このような条件を満たすものとしてタングステンがよく用いられている。タングステンは高速陽電子から低速陽電子への変換効率が比較的高い、表面状態が安定で必ずしも超高真空を必要としない等の特性がある。本装置

では、厚さ  $6\mu\text{m}$  の多結晶タングステン箔を超高真空において  $1800^\circ\text{C}$  で 30 分焼鈍したものをモデレーターとして使用している。これを線源と密着して設置し、プラスの静電位を与える。モデレーターの 5mm 下流には接地されたタングステンのメッシュを設置し、再放出陽電子をモデレーターとメッシュの電位差により加速して引き出す。ビームのパルス化においては、低エネルギービームの方が必要高周波電力が少なく済み、制御が容易になる。しかし後述するように加速管への入射ビームエネルギーは高いほど捕獲効率が増し、加速効率が上昇する。加速管への最小入射エネルギーは  $500\text{eV}$  である。この両者の必要要件を満たすため、ビームエネルギーは  $1\text{keV}$  とした。モデレーターのサイズは  $10\times 10\text{mm}$  であり、 $\phi 7\text{mm}$  の穴を開けたホルダーによって保持されている。低速陽電子ビーム発生部の構造を図 3 に示す。

本装置で用いた  $^{22}\text{Na}$  線源は  $3.7\text{GBq}$  と線源強度が大きいため、取り付けや作業には被爆が予想される。そのため、線源は直線導入器により移動でき、未使用時には鉛遮蔽で覆われた格納位置に移動できるような構造となっている。鉛遮蔽の厚さは  $15\text{cm}$  である。格納状態での装置の表面線量の最大値は  $4.5\mu\text{Sv/h}$  であり、十分に低い値まで低減されている。

陽電子発生部(線源)からは絶えず消滅  $\gamma$  線が発生しており、またモデレーターで減速されなかった高速陽電子も相当数存在する。陽電子をビームとして利用する際、線源近傍にて同一軸上に試料を配置すると、これら消滅  $\gamma$  線や高速陽電子はバックグラウンドとなり測定の精度を低下させる要因となる。そのため、一度引き出した陽電子ビームを適当な距離輸送し、かつ角度を付けて輸送することで高速陽電子と消滅  $\gamma$  線を分離し、バックグラウンドを十分に低減させることが必要となる。

モデレーターから再放出して発生した低速陽電子ビームは、モデレーターを貫通するように形成されたソレノイド磁場を利用して輸送される。陽電子は磁場の影響を受け磁力線に絡みつくようにラーマ運動をするため、磁力線の形状にそって輸送される。本方式は輸送効率が良く、また輸送系の製作が比較的容易でビームの操作性も良い。角度を付けて輸送するため、環状ソレノイドコイルを用いて  $90^\circ$  曲部を設ける。環状ソレノイドコイルは外径  $70\text{mm}$  の真空チャンバーに直接  $4\times 2.4\text{mm}$  の平角銅線を 6 層巻くことで作成した。  $12.7\text{A}$  の直流電流を通電すると軸上におよそ  $0.2\text{T}$  の磁場を形成できる。

曲部を通過することで陽電子ビームに位置ずれを補正するために、ステアリングコイルを設置し、X、Y 方向独立に位置調節が可能とした。

曲部ソレノイドコイルより下流は真空機器や電圧導入端子、導波管を設置する必要があるため、ヘルムホルツコイルにより磁場を形成した。ヘルムホルツコイルは内径  $280\text{mm}$ 、 $4\times 2.4\text{mm}$  の平角銅線を 20 層巻くことにより作成した。これを  $125\text{mm}$  の間隔で設置することにより、ほぼ均一な  $0.2\text{T}$  程度の磁場を形成することができる。

ビーム輸送をシミュレートするために、電磁場中での荷電粒子の振る舞いを追跡することによってビームの軌道をトレースする計算コードを作成した。一般に電磁場中での荷電粒子の運動方程式は、(1) 式で表される。

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1)$$

$m$  は粒子の質量、 $q$  は粒子の電荷、 $v$  は粒子の速度、 $E$  は電場、 $B$  は磁場である。

これを時間  $t$  で積分することによって荷電粒子の軌道を求めることができる。しかしこの式を解析的に解くことはほぼ不可能であるため、ルンゲ・クッタ法による数値積分<sup>18)</sup>を行った。この方式は 1 次元連立

微分方程式の数値積分法であるので、(1)式を以下のような 6 元連立微分方程式へと展開した。

$$\begin{aligned}
 \frac{dx}{dt} &= v_x \\
 \frac{dy}{dt} &= v_y \\
 \frac{dz}{dt} &= v_z \\
 \frac{dv_x}{dt} &= \frac{q}{m}(E_x + B_z v_y - B_y v_z) \\
 \frac{dv_y}{dt} &= \frac{q}{m}(E_y + B_x v_z - B_z v_x) \\
 \frac{dv_z}{dt} &= \frac{q}{m}(E_z + B_y v_x - B_x v_y)
 \end{aligned} \tag{2}$$

ここで、 $(x, y, z)$ は直交座標系における粒子位置[m]、 $(v_x, v_y, v_z)$ は粒子の速度[m/s]、 $(E_x, E_y, E_z)$ は粒子位置での電場[V/m]、 $(B_x, B_y, B_z)$ は粒子位置での磁場[T]、 $m$ は陽電子の質量( $9.1 \times 10^{-31}$ [kg])、 $q$ は陽電子の電荷( $1.6 \times 10^{-19}$ [C])である。本計算には図 4 のような計算モデルを用いた。ビームの初期形状は  $\phi$  5mm のガウス分布とし、1000eV を中心とする半値幅 10eV のエネルギー分布を与えた。

この計算においては、静電場によるビームの制御は行わないため、 $E_x = E_y = E_z = 0$ とした。ビームは軸近傍を輸送されるので、コイルが生成する磁場は均一と仮定した。ただし曲管ソレノイドの領域は次式で表されるような回転均一磁場を用いた。磁場が  $y$  軸に回転対称である均一な磁場強度  $B$  を持つとき、直交座標での任意の位置 $(x, y, z)$ での磁場強度  $B_x, B_y, B_z$ は、

$$\begin{aligned}
 B_x &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}} \times B \\
 B_y &= 0 \\
 B_z &= \frac{-x}{\sqrt{x^2 + z^2}} \times B
 \end{aligned} \tag{3}$$

と表される。この計算では簡便に回転磁場が計算でき計算速度が速いという特徴を持つ反面、曲部ソレノイドがもつ磁場勾配や不均一性を計算することはできない。しかしビームはほとんど軸付近のみを輸送されるため、そのような磁場の不均一さに起因する効果による影響は無視できると考えられる。

得られた計算結果を図 5 に示す。引き出しグリッドから発生した 1keV の陽電子はガイド磁場によって下流へと輸送され、ビームの発散はほとんど無いことが分かる。陽電子が曲管部を通過する際には、曲率ドリフト<sup>19)</sup>の影響を受けビームの進行方向に対して下向きにドリフトすることが分かる。いかにビームラインとガイドコイルを正しくアライメントしてもこのドリフトの影響を除去することは出来ないが、ドリフト量はおよそ 8mm 程度であるので、簡単なステアリングコイルで十分に補正可能である。

## 2.2.2 低速陽電子ビームパルス化部

陽電子消滅寿命を測定するためには、加速管投入以前にあらかじめ高周波電力を用いて速度変調を掛けることによりビームをパルス化し、パルス化のタイミングよりビームの試料への入射タイミングを知る必要がある。また陽電子消滅寿命測定のためには、陽電子の寿命が減衰するだけの十分なパルス間隔(数 ns～数十 ns)においてビームが試料に入射する必要とする。そのための低速陽電子ビームパルス化部を加速管の直前に設置した。ビームパルス化部は高周波加速周波数の通数分の 1 の周波数で駆

動しビームに速度変調を掛けるサブハーモニックプリバンチャー(SHPB)と、その不要位相へのビームの入射を抑制しバックグラウンドを低減するためのビームチョッパーより構成されている。

本装置に採用したビームチョッパーは3枚のメッシュにより構成され、真中のメッシュの電界を急峻に変化させることによりビームに逆バイアスを印加し、ビームの断続を行うものである。ビームの断続はSHPBへの不要位相への入射を抑制するために行うため、ビームの切り出しは鋭くしなければならない。なるべく急峻な電場を短い距離で安定して掛けるため、3枚構造にしてある。ビームチョッパーには横方向電界とスリットを用いたスキヤニング型のチョッパー<sup>20)</sup>もしばしば用いられるが、メッシュを用いたビームチョッパーは構造が単純であり、ビームの断続がビームのサイクロロン周波数に無関係な任意のタイミングで行えるという利点がある。高効率なチョッピングを行うためには電位の変化幅を大きくし、ビームの時間構造を崩さないためには電位を矩形波的に変化をさせることが望ましいが、今回は電位変動幅を優先した。このためパワーアンプを用いて178.5MHzのサイン波を増幅し、これに入射ビームエネルギー分だけのオフセット電位をかけることでビームのチョッピングを行った。

チョッパーの直後にはSHBP電極を配する。これに加速管駆動周波数(2856MHz)の1/16すなわち178.5MHzの高周波電力を印加することにより、チョッパーの3枚目のメッシュとの間に出来る高周波電界を用いてビームに速度変調をかける。時間的に早いタイミングに入った粒子には減速電界を、遅いタイミングに入射した粒子には加速電界を掛けると、あるドリフトスペースを走行したのちにビームはバンチすることになる<sup>21-26)</sup>。高周波を印加した円筒電極(SHPB管)内をドリフトスペースとし、バンチしたビームを適当なタイミングで電極から取り出すことにより、SHPB管出口での高周波電界によるパルスビーム再変調の効果を減少させる構造となっている。

ビームパルス化部を設計するにあたり、計算コードによる数値計算によりビームのパルス化挙動を評価した。計算に用いたモデルは図7のようなものである。ここで、C0~C5はそれぞれの間隙、V1とV3は接地(0V)、V2はチョッピング電圧(高圧オフセットのかかった178.5MHzのサイン波)、V4はバンチング電圧(178.5MHzサイン波)である。図中の破線はメッシュを表す。ビームはZ=0から直流で発生し、チョッピング/バンチングを受けて計算終了点(加速管入口)まで飛行するものとする。ビームのエネルギーは1keV固定で計算を行った。

電磁場中の荷電粒子の運動方程式は(1)式で与えられるとおりであるが、輸送磁場は近軸ではほぼ均一でビームの進行方向のみに存在する( $B_x=B_y=0$ )とみなしても良い。チョッピング/バンチングによりビームに与えられる電場はメッシュにより与えられるため、ビームの進行方向のみに存在する( $E_x=E_y=0$ )とみなすことができる。以上の条件を式1に代入すると以下の運動方程式を得ることができる。

$$\begin{aligned}
\frac{dx}{dt} &= v_x \\
\frac{dy}{dt} &= v_y \\
\frac{dz}{dt} &= v_z \\
\frac{dv_x}{dt} &= \frac{q}{m}(B_z v_y) \\
\frac{dv_y}{dt} &= \frac{q}{m}(-B_z v_x) \\
\frac{dv_z}{dt} &= \frac{q}{m}(E_z)
\end{aligned}
\tag{4}$$

これらの式より、 $x, y$  方向の運動は磁場のみに影響を受けるが、 $z$  方向の運動は電場のみに影響を受け、それぞれ独立していることがわかる。 $dv_x/dt$  と  $dv_y/dt$  の式を積分すると磁場による円運動を表す。これは荷電粒子のラーマ運動を表している。つまり陽電子は磁力線に絡みつきながら輸送されるがビームの進行方向と垂直な方向の運動はキャンセルされ、チョッピング/バンチングにより与えられる電場はビームの進行方向の運動にのみ影響する事がわかる。したがってビームのパルス化挙動を知るためには、図7のモデル上の電場を各領域に与え、時刻  $t$  の変化に対する粒子の  $z$  位置を追跡する、すなわち1次元( $z$ 軸上)の運動方程式を積分すればビームのパルス化挙動を追跡することが可能となる。

(4)式の  $z$  成分は解析的に積分できる。時刻  $t$  でのビームの速度と位置は次式のようになる。

$$\begin{aligned}
\frac{dz}{dt} &= \frac{eE(z,t)}{m}t + P_1 \\
z &= \frac{eE(z,t)}{2m}t^2 + P_1t + Z_1
\end{aligned}
\tag{5}$$

ここで、 $P_1$ は粒子の初期速度、 $Z_1$ は粒子の初期位置、 $E(z,t)$ は電場である。

$P_1=1000\text{eV}$  において図7の各領域の距離(C1~C5)、高周波波形(V2, V4)とその位相を調整し、計算終了位置(加速管入口)でのビームのパルス化挙動を計算したところ、以下のような条件

$$C1=C2=C3=5[\text{mm}]$$

$$C4=380[\text{mm}]$$

$$C5=42[\text{mm}]$$

$$V2=1000+25 \times \sin(\omega t + \phi) [\text{V}]$$

$$V4=80 \times \sin(\omega t) [\text{V}]$$

でビームが 300ps 程度に集束することが分かった。 $\omega$ はチョッピング/バンチングの周波数 178.5MHz、 $\phi$ は位相である。実際に構成するRFアンプやケーブル長によって位相は変化し正確に調整するのが困難であるので、実験時に最適条件を見出すものとする。またバンチャーには 80V のサイン波を印加すれば良いことが分かる。

以上の計算結果を基に、以下のようなパルス化装置を製作した。先ほども述べたように、本装置はチョッパー、SHPB からなり、これらは全て真空チャンバーに収められている。チョッパーに用いたメッシュはいわゆる50メッシュ(50wire/inch)のタングステンメッシュを用いた。これにチョッピング電圧を導入するフィードスルーは  $50\Omega$  でインピーダンスマッチングが取れたものを製作し、メッシュ接続によるインピーダンスのアンマッチを極力低減するような構造となっている。またチョッピング電圧を印加する真中のメ

ツシュは完全に金属で覆われ、静電遮蔽構造とすることでチョッピング電圧の印加による不要な電磁波の放射を防いでいる。これはまた SHPB に印加した高周波電力がチョッパーメッシュにカップリングするのを防ぎ、高周波機器の保護とバンチング用高周波電界の乱れを防ぐ役割も果たしている。

ビームに速度変調を掛けるバンチャーの電極としては、静電レンズと同様の構造をもつ円筒電極が通常用いられる。しかし直近に接地されたチョッパーのメッシュがあるため軸上の電位は電極に印加した電圧よりも大幅に低くなることが予想される。本装置で要求する SHPB 電力は 80V (64W) とかなりのパワーとなり、高周波アンプにも出力の大きいものが必要であるため、高周波電力を効率よくかけるために SHPB 電極の入射口にもメッシュを設置した。また高周波を真空内に導入するフィードスルーにも高パワー対応のものを使用した。

### 2.2.3 高周波加速管

ビームを MeV オーダーのエネルギーまで加速する方法としては、バンデグラフ加速器に代表されるような静電加速型と、ライナックに代表されるような高周波加速型がある。静電加速型は試料あるいは線源を高電圧にフロートし、その電位差で加速エネルギーを得る。この方法では高電圧を発生させるために大掛かりな電源と高圧絶縁システムが必要となる。また材料の極限物性を測定するためには試料を高温あるいは高圧に保つ必要があるため、試料部は接地電位であるほうが望ましい。したがって線源部をフロートすることになるが、ビームをパルス化するために必要な高周波機器もフロートさせる必要があり、電源供給や調整操作の上で困難を伴う。

一方、高周波共振空洞を用いた加速管では、ビームは加速管内部に発生する高周波加速電場を用いるため加速管前後のビームラインの電位は等電位(接地電位)に保たれる。また加速空洞や RF 源自体もコンパクトであり、本装置のような小規模なシステムを構成するのに向いている。

本装置で採用した加速空洞は 2 空洞定在波型の共振空洞である。これは加速するエネルギーが比較的低いこと、高周波電力を供給するための導波管が 1 本でよく、供給・排出の 2 本を要する進行波型と比べて構造が単純になること、加速管内部に発生する高周波のモードが単純で設計が比較的容易なことなどの特徴がある。MeV オーダーにビームを加速する高周波加速管では、加速に必要な高周波電力はいわゆるソリッドステートな高周波増幅器ではまかなえず、主に大パワーを増幅できるクライストロンを用いて供給する。本装置においても最大出力 400kW、周波数 2856MHz のクライストロンを高周波源として使用している。クライストロンはその構造上、動作に高圧高電流(10keV、14A 程度)の電力を必要とするが、それを連続的に供給することは非常に困難であるので、PFN(パルスフォーミングネットワーク)を用いてパルス圧縮した電力を用いる<sup>27)</sup>。したがって、クライストロンの動作は連続波(CW 波)ではなくパルス駆動となる。本装置ではパルス幅 2 $\mu$ s、パルス間隔 10~20ms(50~100pps)で動作させている。そのためビーム加速には 2 $\mu$ s $\times$ 100pps=5 $\times$ 10<sup>-4</sup>Sec のデューティーが生じる。これはビームの利用効率が 5 $\times$ 10<sup>-1</sup>になることを意味している。

陽電子線源には 3.7GBq のものを用いるので、およそ 3 $\times$ 10<sup>9</sup>個/sec の陽電子が発生する。タングステンモデレーターによる低速陽電子の生成効率を 10<sup>-1</sup>と仮定すると、3 $\times$ 10<sup>5</sup>の陽電子がパルス化部に投入されることとなる。チョッピングによるビームの利用効率を 1/3 とすると、10<sup>5</sup>個/sec の陽電子が加

速管に投入され、最終的に毎秒 20 個/sec 程度の高速陽電子が試料に入射する事となる。検出器による消滅ガンマ線の検出効率は、検出器を複数個配置することにより 0.5 程度が望めるので最終的なカウンtrateは 10cps 程度となり、陽電子の消滅寿命解析に必要な 50~100 万カウントを蓄積するにはおよそ半日から 1 日である。本装置で製作した加速管の概略図を図 8 に示す。本装置で採用したような共振器型の加速空洞は設計製作に高度な技術を要するため、三菱電機に依頼した。またクライストロンや PFN などの高周波システム、低速ビームパルス化装置などもあわせて製作を依頼した。本装置のブロックダイアグラムを図 9 に示す。発振器により発生した 2856MHz の高周波信号は、適宜信号レベルを調整した後クライストロンへと供給される。クライストロンには三菱電機製 PV-2012M を用いた。これはビーム電圧 170kV、パーリアンス  $2.0 \pm 0.1 \mu A/V^{3/2}$  の電子銃を備え、パルス幅  $10 \mu s$  の S バンド高周波を最大出力 400kW、最大繰り返し 100pps で出力できる。クライストロンにより最大 400kW に増幅された高周波電力は、導波管により加速空洞へ導かれ、空洞内で共振しビームの加速に必要な高周波電場を形成する。加速管は水冷機構つき高純度無酸素銅製で、シャントインピーダンスは  $46M \Omega/m$ 、5MeV/m の加速電場を発生させることができる。加速空洞に供給された高周波電力は、ビームの加速に用いられる(ビームローディング)か、空洞内で熱となって消費されるか、あるいは反射して再び導波管に戻る事となる。陽電子のビーム電流は  $10^5$  台 (fA 以下) であるのでビームローディングは無視できる。空洞内で発生した熱を除去し加速管の損傷を抑え、また加速管の温度を一定に保ち共振周波数の変動を防ぐため、加速管は水冷され温度変化は  $\pm 0.5$  度以内に制御されている。しかし加速空洞は共振器であるので、空洞内部で消費される高周波電力はわずかであり、そのほとんどが反射して導波管を逆行することで共振状態をつくりだす。反射電力はサーキュレータにより分離し、ダミーロードで消費することで反射波によるクライストロンの損傷を防ぐ。加速空洞とサーキュレータの間には方向性結合器が取り付けられており、入射波、反射波のレベルをモニタ出来るようになっている。入射波電力のレベルからビームのエネルギーを知ることができる(2.3.2 参照)。また反射波電力波形をモニタし、これが最小になるように加速周波数を微調整することで加速空洞の共振状態を保つことができる。

オシレータにより発生した 2856MHz の高周波信号は、クライストロンに供給されるだけでなく 1/16 周波数変換器により 178.5MHz の高周波信号へと変換される。これを 2 系統に分岐し、高周波アンプで増幅することにより SHPB とチョッパーへ供給する。各系統には位相調節器を設け、加速管あるいは SHPB の最適位相にビームが入射するように調節できる。2.2.2 節で示したように、SHPB は 80V (64W) 程度の高周波電力を必要とする。しかし実際にはインピーダンスアンマッチによる定在波の発生(VSWR の悪化)のため、より大きな高周波電力を必要とする。SHPB は長さ 380mm の円筒形状であるため、相当量の VSWR の悪化が懸念される。そこで SHPB には最大出力 300W のパルス RF アンプ (AMT 社製 model 3205) を用いた。チョッパーに印加する高周波電力はせいぜい 1W 程度であり、また極力インピーダンスマッチングが取れるような構造であるため最大出力 10W の RF アンプを用いている。チョッパーは 1keV のビームに逆バイアスがかかる必要があるため、1kV 程度にフロートした高周波を用いなければならない。そのため、直流的に絶縁しながら信号を伝達できる DC ブロックを用いて接続している。

## 2.2.4 磁気フィルター部

加速管に高周波電力を投入すると、高電界により加速管内壁より電子が放出され、それが暗電流とな

る。通常暗電流は加速するビーム電流に比べて小さいものであるが、本装置のように陽電子ビームを加速する場合には、陽電子のビーム強度が非常に小さいため相対的に暗電流が増大することになる。また高エネルギーの電子加速器などでは加速管は多段構成であり、その有効位相はきわめて狭い。そのため暗電流の有効加速位相への混入は減少するが、本装置では加速管は2キャビティ1段であるため、有効加速位相が広く暗電流の強度は強いものと予想される。暗電流は高エネルギーの電子であり、長時間の測定では試料を照射損傷することが懸念されるため、除去する必要がある。そのためにベンディングマグネットを用いた磁気フィルターを設けた。本装置には4つの電磁石とその中央にスリットを配したシケイン型を採用した。このような磁場を用いたフィルターには、シケイン型のほかにも90°偏向型や270度偏向型が知られている。いずれの形式においてもフィルター通過前後のビームの色収差(エネルギー差による軌道ずれ)を原理的に消去する構造となっている。本装置で採用したシケイン型はビーム軸を偏向する必要がなく、ビームラインのレイアウト上好都合であった。

磁気フィルターの直後には、陽電子ビームを試料に集束させるためのQマグネットを配した。また、ベンディングマグネットと加速管の間にもQマグネットを設けた。加速管によりMeVオーダーにまで加速されたビームであっても、輸送磁場の切れ目から離れるにしたがって磁力線の発散の影響を受け、ビーム径が広がるためである。

このビーム拡がりの効果を数値計算により評価した。前節で述べたように、電磁場中の荷電粒子の運動方程式は(1)式によって与えられるが、ビームエネルギーがMeVオーダーになると相対論的な扱いを要する。(1)式に相対論の効果を組み入れたものが(6)式である。

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (6)$$

ここで、 $c$ は光速、 $m_0$ は静止質量である。これを6次元の運動方程式に展開すると

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= v_x \\ \frac{dy}{dt} &= v_y \\ \frac{dz}{dt} &= v_z \\ \frac{dv_x}{dt} &= q(E_x + B_z v_y - B_y v_z) \times \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{m_0} \\ \frac{dv_y}{dt} &= q(E_y + B_x v_z - B_z v_x) \times \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{m_0} \\ \frac{dv_z}{dt} &= q(E_z + B_y v_x - B_x v_y) \times \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{m_0} \end{aligned} \quad (7)$$

となる。

これをルンゲ・クッタ法により時間で数値積分することによりビームの軌道を得ることができる。本計算においては加速後のビーム挙動を計算するため電場はなし( $E=0$ )である。磁力線の発散によるビームへ



の影響を計算するためには、磁場形状(磁力線)を正しく計算することは重要な要素となる。そのため、磁場は理想的な均一磁場ではなく、粒子の各位置での磁場強度を求める必要がある。本装置は空芯コイルによってのみ構成されているため、ビオ・サバル法により任意の位置での磁場を随時求めることが可能である。z 軸に対して回転対称な系で加速管出口付近のコイル配置を模擬し、磁力線の形状を計算したものを図 10(a)、軸上の磁場強度を計算したものを図 10(b)に示す。最終ヘルムホルツコイル末端から磁力線は急激に発散し、軸上磁場強度もそれに伴い減少することがわかる。

この磁場分布中にビームを導入し、ビーム軌道を計算したものを図 11 に示す。ビーム初期サイズ 10mm のとき、ビームエネルギー 1MeV のビーム軌道を計算したものが(a)、0.48MeV の場合が(b)である。低速ビームの輸送はラーマ運動によって荷電粒子が磁力線に絡みつくことを利用して行うため、磁力線の発散がある場合、輸送されるビーム径も発散する。しかし正準角運動量の保存条件を超えるような加速電場を与えビームを高エネルギーに加速すると、磁力線の束縛から離れたビームを磁場から切り出すことが可能となる。本装置において高周波加速管は 200Gauss の磁場中に設置されているが、5MV/m という加速電場を生成することが可能であるため、ビームを磁場から引き出すことは十分に可能である。しかし図 10 のような発散磁場が存在する場合、加速されたビームも発散磁場の影響を受ける。図 11 から分かるように、1MeV のビームにおいても発散する磁場の影響を受け、直線的に飛行しない。最終的には最大発散角度はおおよそ 14 度となり、加速管直後の集束無しでは磁気フィルターを通過するビーム強度は非常に小さなものになってしまうことが予想される。したがって加速管直後、なるべく距離をおかない位置に集束用のレンズを設置することが重要であることが分かる。

本装置で用いる磁気フィルター部の基本構成は、加速管直後の集束用 Q マグネット-シケイン型ベンディングマグネット-サンプル上への集束用 Q マグネットとなる。その設計評価を行うために計算コードを作成し、ビーム軌道のシミュレーションを行った。計算に用いたモデルは図 12 のようなものである。

ビームの初期条件として、 $8 \times 8$ mm の正方形のビームが角度発散 14 度で加速管出口から放出されるとした。ビームエネルギーは 0.5~1MeV と変化させても磁場調整のみでビームの輸送と集束が行えるよう計算を行う。この計算で求めるものは

各マグネット管の距離、ドリフトスペース長(L1~L4)

Q マグネットのサイズ(Q1, Q2ただし Q マグネットはトリプレット構造であり、一般的に  $Q2=2Q1$  であるので本計算においてもそれを採用)と、磁場強度

磁気フィルターのサイズ(M1)と配置(M2, M3)、磁場強度、シケインのオフセット軸間隙(D1)、アパーチャ幅(D2)

サンプル上への集束ビームサイズ、到達時間差

である。

先ほど示したように、MeV オーダーに加速された荷電粒子の運動方程式は相対論的な扱いを要するので、(6)式で示した運動方程式を用いた。ベンディングマグネットの磁場強度は領域に区切った部分にのみ均一な磁場を設定することで与えた。Q マグネットの磁場形状は本来複雑であるが、磁極の形状は双曲線の一部であると考え、磁力線は磁極から垂直に発生するとし、Q マグネットの磁極長さに相当する領域にのみ以下のような磁場形状を設定することにより与えた。

$$B_x = -\mu_0 \frac{2NI}{r_0^2} y \quad (8)$$

$$B_y = -\mu_0 \frac{2NI}{r_0^2} x$$

ここで  $\mu_0$  は真空の透磁率、 $N$  は磁極へのコイルのターン数、 $I$  は電流、 $r_0$  は Q マグネット磁極の内接円の半径である。Q マグネット磁極の形状は N 極において  $xy = r_0^2/2$ 、S 極において  $xy = -r_0^2/2$  と表される。これにより複雑な磁場解析なしに Q マグネット内の磁場を求めることが可能である。

この計算により、装置設計上無理のない条件においてサンプル上で最もよくビームが集束する条件を求めたところ、

- ベンディングマグネットのサイズ M1=50mm
- ベンディングマグネットの配置間隙 M2=100mm、M3=100mm
- Q マグネット磁極長 Q1=50mm、Q2=100mm、Q2 と Q1 の間隙 30mm
- ドリフトスペース L1=L2=L3=200mm、L4=300mm
- オフセット軸間隙 D1=50mm
- アパーチャ間隙 D2=20mm
- ベンディングマグネットの磁場強度 0.04T@1MeV
- Q マグネットの磁場強度  $\sim 0.02$ T

という値が得られた。

マグネットの最適電流値は入射ビームエネルギーに伴って変化するが、装置設計上は最大磁場強度が求まればよい。入射ビームエネルギーが 1MeV の時のビーム軌道を図 13 に示す。またビーム初期プロファイルと、ターゲット上でのビームプロファイルを図 14 に示す。最終的なサンプル上でのビームサイズは 3mm であり、十分に集束されている。また磁気フィルターを通過することにより発生する時間差は 0.1MeV あたり 30ps 増加する程度であり、陽電子消滅寿命測定系の時間分解能と比較しても十分に小さい値に収まることが分かった。

このときの Q マグネットの最大磁場強度 0.02T とベンディングマグネットの最大磁場強度 0.04T は鉄心コイルを用いれば十分に実現可能な値である。なお、Q マグネットはダブレットでもある程度のビームの集束は可能であることが分かったが、最終的なビーム径と調整の自由度を優先しトリプレットとした。ベンディングマグネットの磁極は C 型で、磁極間隙は 40mm である。10A の電流で最大 400 ガウスの磁場が発生出来るようなコイルを装荷した。消費電力が少ないためコイルは空冷式である。ベンディングマグネットの間に設置するスリットは、20×20mm の正方形である。必要に応じてサイズを変更出来るように交換可能な構造とした。Q マグネットも同様に 10A 程度の電流で必要な磁場強度を満たせる仕様とし、空冷式である。各マグネットはアライメントの微調整が可能ないように可動式の架台に設置した。

## 2.2.5 陽電子消滅寿命測定系

本装置によって形成されるビームは MeV オーダーのエネルギーとなるので、チタンウインドウを介して真空外に取り出すことが可能である。したがって特別な真空装置無しに容易に高温高圧状態の試料を測定することが可能である。本装置では厚さ 30  $\mu$ m のチタンウインドウをビーム取り出し窓として用意

した。測定チャンバーなどの特別な装置は特に用意していない。

パルス化された高エネルギー陽電子ビームは試料に入射後、急速にエネルギーを失い、熱化・拡散し、最終的には試料内で消滅し 2 本のガンマ線を放出する。試料に空孔型の欠陥やボイドなどが存在すれば、陽電子の消滅寿命が完全結晶のそれと比べて延びるため、陽電子の入射時刻と消滅  $\gamma$  線の放出時刻との時間差(つまり陽電子消滅寿命)を測定すれば試料の物性評価が可能となる。陽電子の消滅寿命は Si 完全結晶で 220ps、空孔型欠陥で 250–300ps、ボイドやポジトロニウムのピックオフ消滅などでは  $\sim$ ns のオーダーとなる<sup>28)</sup>。つまり正確に陽電子消滅寿命を測定するためには、測定の時間分解能は 200ps 以下であることが望ましい。異なった時間分解能を持つ複数の系からなる測定システムに対するトータルの時間分解能は、各系の時間分解能の 2 乗和として表される。すなわち、上説で述べたようにビームのパルス幅が 100ps であったとすると、 $\gamma$  線測定系の時間分解能は 150ps 程度である必要がある。このような高速タイミングを計測するための  $\gamma$  線検出器として、発光の減衰時間が早いプラスチックシンチレータ (Pilot-U、応用光研製) と光電子増倍管 (浜松ホトニクス、R2431-50、T.T.S = 370ps) を用いた。シンチレータ発光の時間分解能の向上を図り<sup>29)</sup>、シンチレータは厚さ 10mm、底辺直径 40mm、上底直径 30mm の円錐台形状とし、表面は鏡面研磨した物を使用した。これをシリコンボンドを用いて光電子増倍管の入射窓に密着させ遮光を施した。

測定系の構成を図 15 に示す。光電子増倍管の出力信号を波高弁別器(コンスタントフラクションディスクリミネータ、CFD)を通し、ノイズを除去し高速タイミング信号として形成する。これを時間差波高変換器(TAC)のスタート信号として用いる。一方パルス化システムのタイミング信号は 178.5MHz のサイン波であるので、一度 CFD を通し高速タイミング信号に形成する。これを TAC のストップ信号として用いる。この両者の時間差を測定することで陽電子消滅寿命測定をおこなう。このようにすると時間軸が逆の陽電子消滅寿命スペクトルが得られるが、特別な電子回路の付加無しに TAC のパイルアップを防ぐことができる。TAC の出力はマルチチャンネルアナライザ(MCA)に入れ、TAC の波高分布から時間スペクトルを得る。

## 2.2.6 全体構成

以上の設計を基に製作した装置の全体構成を図 16 に、装置写真を図 17 に示す。本装置は高崎研究所第一実験棟高速パルスポジトロンビーム実験室に設置した。本実験室は  $^{22}\text{Na}$  線源を使用するため、密封線源を使用する放射線管理区域を設定した。加速管からの X 線を遮蔽するため、加速管を厚さ 30mm の鉛で囲い、更に装置近傍に厚さ 50 センチのコンクリート遮蔽を施した。ビームラインのサイズは 3×5m 程度であり、ビームエネルギー 1MeV を達成する装置としては比較的コンパクトなものである。

## 2.3 電子ビームを用いた評価

本装置の性能を調べるため、最初に陽電子発生部に線源の代わりに電子銃を取り付け、電子ビームをビームラインに入射して動作試験を行った<sup>30,31)</sup>。用いた電子銃はオメガトロン製 OME-3000(公称ビームサイズ 5mm、ビームエネルギー 1keV)である。

### 2.3.1 ビーム像の観測

(a)チョッパー位置、(b)加速管直後、(c)ターゲット上で観測されたビーム像を図 18 に示す。ビーム像は各位置に設置した蛍光板を CCD カメラで撮影しコンピュータで画像処理を施したものである。

チョッパー位置において 1keV で輸送したビームのサイズは 2.5mm でありビーム輸送が良好に行われていることが確認された。またステアリングコイルによりビーム位置を中心に合わせることが出来た。ステアリングコイルを使用しない場合、ビームは蛍光板上で 5mm ほど左上に位置する。これは、電子においては曲率ドリフトの方向は陽電子とは異なり、上向きとなるためである。ビームが左(曲管の曲率の内側)にドリフトする理由は明確ではないが、地磁気や磁化した物質の存在が考えられる。

加速管直後においては、500keV に加速したビームのサイズは 10mm にまで発散した。これは輸送磁場が途切れることによる磁力線の発散の影響を受けたためと考えられる。入射電子ビームを off にした場合にもビーム像を観測することが出来た。これは加速管の放電電子が観測されたものである。図では像の中央輝点上部に線状の模様が見られるが、これは蛍光面のキズである。(c)ターゲット上では 0.5mm 程度に良く集束されたビームが観測でき、Q マグネットにより効果的にビーム集束が行えることが確認された。また磁気フィルターの極性を反転させると電子ビームは観測されず、電子と陽電子の分離が行えることも確認した。

### 2.3.2 ビームエネルギーの測定

高周波加速管により加速されたビームのエネルギー測定を行うことは、加速管の性能を検証する上で重要である。またビームのエネルギースペクトルは磁気フィルターの透過効率や通過時間差を推定するのに重要な指標となる。そこで、磁気フィルターのベンディングマグネットがエネルギー弁別を行えることを利用し、ビームのエネルギースペクトルの測定を行った。測定系の概略を図 19 に示す。

磁気フィルター入口に  $\phi 1\text{mm}$  のアパーチャを設け、透過したビームをベンディングマグネットで曲げる。磁気フィルターのスリットが設置されている位置に蛍光板を設置すると、ビームのエネルギー分布に応じてビームが横方向に伸張される。そのビーム像を縦方向に積分し断面プロファイル作成する。そのときのベンディングマグネットの磁場強度において、アパーチャを通過したビームのプロファイルを数値計算し、断面プロファイルと比較することによりビームのエネルギースペクトルを推定する。測定結果を図 20 に示す。

加速管への投入高周波電力を増加させるとビームエネルギーが上昇することが確認された。これを定在波型加速空洞のエネルギーゲイン特性式  $E \propto \sqrt{P}$  を用いてフィッティングした結果、本装置のクライストロン定格出力内(400kW)である 320kW の投入電力でビームエネルギー 1MeV が得られることを確認した。

また高速ビームのエネルギー拡がり率は 5%程度であった。この値を用いて、加速管～試料への到達時間差を計算するとおよそ 90ps 程度であった。また磁気フィルターの透過効率はほぼ 100%であると考え

られる。

以上の測定結果より、本研究により製作した高周波加速管は高速パルスポジトロン計測に十分な性能を満たしていることが実証された。

### 2.3.3 エミッタンスの測定

加速器の特性を知る重要な基本パラメータである、ビームエミッタンスの測定を行った。位相空間上でのビームの強度分布は楕円となる。全ての粒子はこの楕円の中に収まる位置にある。エミッタンスは楕円で面積を表され、この値の大小でビームの質を評価することができる。この楕円の形状を現すものがツイスパラメータである。加速エネルギーやビーム電流量によるこの楕円の形状変化を見ることで、位相空間上のビーム強度分布の変化を推定することが可能となりビーム輸送に関する有益な情報を得ることが出来る<sup>32)</sup>。

エミッタンス測定は Q マグネットの集束力を変化させターゲット上でのビームの形状変化を測定する方法で行った。Q マグネットの集束力  $\delta$  とビームサイズ  $\sigma$  の間には、以下のような関係式がある<sup>33)</sup>。

$$\sigma^2 = A(\delta - B)^2 + C \quad (9)$$

但し  $A = \beta \varepsilon L^2$ ,  $B = \frac{1}{L} - \frac{\alpha}{\beta}$ ,  $C = \frac{\varepsilon L^2}{\beta}$

ここで  $\alpha$ 、 $\beta$  はツイスパラメータ、 $\varepsilon$  はエミッタンス、 $L$  は Q マグネットと蛍光板間の距離である。

また Q マグネットの集束力  $\delta$  は次式のようにかける。

$$\delta = \frac{1}{B\rho} \frac{\partial B_y}{\partial B_x} L_m \quad (10)$$

ここで、 $L_m$  は磁極のビーム進行方向の長さ、 $\partial B_y / \partial B_x$  は Q マグネットの磁場勾配で、Q マグネットの磁場強度の実測値より求めると 0.28I (I は電流値) であった。 $1/B\rho$  は magnetic rigidity と呼ばれる量で、ビームの磁場による曲がりにくさを表し、ビームエネルギー  $E$  [MeV] と  $1/B\rho = 300/E$  の関係がある。すなわち  $\delta$  は Q マグネットの形状、磁場強度(電流値)、入射ビームエネルギーに関係付けられる量である。

磁気フィルター部分の下流側トリプレット Q マグネットのうち、最も試料に近い 3 番目の Q マグネットの電流値のみを変化させる(集束力を変化させる)。Q マグネットは排他的な集束作用を持つため(つまり X 方向に集束すると Y 方向には発散する)、ビームが長円に変形する。このときの集束方向のビームサイズを測定し  $\sigma$  とする。またそのときのビームエネルギー、Q マグネット電流値より  $\delta$  を求め、 $\sigma$  を縦軸に  $\delta$  を横軸にプロットする。これらは(9)式の関係より 2 次曲線を描くので、フィッティングより係数  $A$ 、 $B$ 、 $C$  を数値的に求めることにより、ツイスパラメータ  $\alpha$ 、 $\beta$  とエミッタンス  $\varepsilon$  を求めることが可能となる。

エミッタンスはビームエネルギーが上昇すると見かけ上小さくなるため、通常エネルギーで規格化した規格化エミッタンスで評価する。規格化エミッタンスは、

$$\varepsilon_n = \varepsilon \beta \gamma \quad (11)$$

で計算される。ここで、 $\varepsilon_n$  は規格化エミッタンス、 $\varepsilon$  は通常のエミッタンス、 $\beta = v/c$  はビーム速度の光速との比、 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  である。これにて規格化エミッタンスを計算した。

鉛直方向と垂直方向の規格化エミッタンスの測定結果を表 1 に示す。エミッタンスの値は総じて小さく、

比較的質の良いビームが形成されている。鉛直方向と水平方向のエミッタンスに差があるのは、磁気フィルターによるエネルギー弁別が水平方向のみに作用した効果である。

また位相空間上の楕円形状は、ツイスパラメータとエミッタンスを用いて以下のように表される。

$$\gamma X^2 + 2\alpha X \frac{dX}{dt} + \beta \left( \frac{dX}{dt} \right)^2 = \epsilon \quad (12)$$

この式に従ってプロットされる楕円を位相空間( $dX/dt$ - $X$ 平面)上に現したものが図 21 である。電子ビームのエミッション電流を増加させると位相空間上での楕円の傾きは一定のまま形状が大きくなることが分かる。これはビーム径と角度発散が均等に増加していることを示している。このような楕円形状の変化は空間電荷効果によるものが大きいと思われる。またビームの加速エネルギーを上げるとエミッタンスは小さくなるが楕円の傾きが増すことが分かる。これは相対的にビーム拡がりが増加していることを示している。このような変化を起こすものとして放電電子量の増大が挙げられる。いずれの場合にも入射ビームの質が変わったことによる変化に起因しており、ビーム輸送系としては正常な動作をしているものと考えられる。

### 2.3.4 パルス時間構造の評価

これまで電子ビームを用いて最大ビームエネルギー1 MeV まで5 %程度のエネルギー拡がりで加速でき、さらに1 mm 以下のビーム径へと集束できることを確認した。エネルギースペクトルとビーム径は高エネルギー陽電子ビームとしては十分良質ではあるが、高精度 PALS 測定のためには図 1 のような、狭パルス幅かつ低バックグラウンドの陽電子のシングルファインパルス化が不可欠である。ビームパルスの時間構造を把握する目的で、高速オシロスコープ (Tektronix TDS694C, 3 GHz) を用いてビーム時間構造の直接観測を行った。測定システムの概略を図 22 に示す。ビームは測定電極に入射し、その電流波形をオシロスコープで捕らえる。良好な周波数特性と高い耐ノイズ性を得るため、測定電極は静電遮蔽され、同軸構造となっている。ビーム入射は静電遮蔽用に設置されているメッシュを通して行う。

パルス幅が狭く、高 S/N 比のビーム形成には、低速ビームのバンチング挙動を把握することが重要であるため、はじめに低速ビームの時間構造を測定した。図 23(a)-①は電子銃のみのビーム電流を示している。この状態から SHB を動作させると図 23(a)-②の形状へと変化した。SHB は 178.5MHz のサイン波を用いてビームに速度変調を掛けるため、この変調に対応して 5.6ns 周期でビームがバンチングされていることが確認された。しかしパルス幅は FWHM で 1ns 程度あり、S/N 比も 7:1 程度にとどまった。さらに SHB の不要位相へのビームの入射を制限するビームチョッパーを動作させて得られた波形が図 23(a)-③である。パルス幅についてはあまり変化はみられなかったが、S/N 比はおよそ 30:1 まで向上した。

このバンチングビームを加速管に投入し 500 keV に加速した時のビーム時間構造を測定すると、低速ビームの時間構造を良く反映する結果となった。加速管のみを動作させた状態(図 23(b)-①)では幅 150~200 ps のファインパルス列(350 ps 周期)が観測された。これは 2856 MHz (1 周期 350 ps) の RF を用いた加速の効果であると考えられる。SHB を動作させると 5.6 ns 周期にパルス化された成分に、高周波加速による幅 150~200 ps のファインパルス列が重畳したものがビームの時間構造として取得できた(図 23(b)-②)。パルス幅は FWHM で 2 ns 弱と広く、複数の加速位相にまたがってサテライトパルスの

形成が見られた。これは PALS における擬似寿命成分となりうる。擬似したサテライトパルスがバックグラウンド領域にも観測され、測定精度を下げる要因となる。チョッパーを駆動させても(図 23(b)-③)、擬似寿命成分となるサテライトパルスが残存することがわかった。バックグラウンドとなる領域のサテライトパルスについては、加速管からの放電電子に原因すると考えられ、陽電子を加速した場合には磁気フィルターで除去できると予想される。

加速ビームの時間構造は低速ビームの時間構造をよく反映するため、シングルファインパルスを生成するためには低速ビームのバンチング特性を改善する必要がある(図 24 参照)。すなわち、シングルファインパルス生成のためには、加速管の 1 位相つまり 350ps 以下に低速ビームを圧縮しなければならない。ビームのバンチング特性を悪化させる要因としては、入射ビームのエネルギースペクトル(エネルギー拡がり)、SHPB 電極に印加する高周波波形の変形(インピーダンスミスマッチ)が考えられる。しかしバンチングやチョッピングに用いる波形はサイン波であり、インピーダンスミスマッチによる高周波の反射が起き定在波が発生したとしても、電極に印加される波形はやはりサイン波である。この場合投入高周波電力の利用効率が低下することになっても、高調波が発生して波形ひずみが発生することは原理的にはない。これより SHPB のインピーダンスミスマッチによるバンチング効率の低下は本質的でないと思われる。一方、バンチャーに入射するビームのエネルギー拡がりは、ドリフトスペースを通過する際の飛行時間拡がりとなり、バンチしたビームの時間焦点のボケを生ずる原因となる<sup>30)</sup>。この影響を評価するために、エネルギー拡がりの効果を考慮した低速ビームバンチング挙動の計算を行った。本計算を行うに先だって、チョッパー部で低速ビームのエネルギースペクトルの実測を行った。チョッパー真中のメッシュに印加する逆バイアス電圧を静的に変化させ、透過する電子ビームの電流を測定することで積分スペクトルを測定し、それを微分することでエネルギースペクトルを測定した。測定されたエネルギースペクトルを図 25 に示す。

設定された 1000eV の輸送エネルギーに対し 1060eV 程度までスペクトルが伸びている事が確認された。これはチョッパーに用いている金属メッシュは大略的に均一電場を生成することが可能であるように見えるが、局所的に見れば多数の細円孔レンズが連続分布しているものとみなすこともできるため、メッシュワイヤー間の空間電位がメッシュへの印加電圧よりも低くなり、チョッパー内電位が空間的に分布を持つことに起因する。このような電位分布の下では、たとえ単色ビームを透過させても通過したビームのエネルギースペクトルは電位分布を反映し、見かけ上広がって測定される。そのため正確なエネルギースペクトルを得るためにはメッシュ空間電位分布の影響を補正しなければならない。しかしながら、実際のビームチョッピング/バンチングはこのようなメッシュの電位分布を織り込んだ形で行われるため、この実測されたエネルギースペクトルを用いて低速ビームのバンチング挙動を数値計算した。計算は 2.2.2 節で用いたバンチャー設計用のものを基に、入射ビームのエネルギースペクトルとして図 25 のものを再現しビームバンチ挙動をモンテカルロ計算出来るように改良したものである。その結果を図 26 に示す。実測値(図 26 の破線)と比較すると良い一致を見た。このことより、ビームのバンチング効率を悪化させる主原因は入射ビームのエネルギー拡がりにあると考えられる。

この計算コードを用いて、どの程度までエネルギー拡がりを低減すればシングルファインパルスが形成可能なのかを評価した。先にも述べたように、メッシュの空間電位分布の存在は見かけ上のエネルギースペクトルを増大させることになるため、この電位分布の影響を除外し、ビームのエネルギースペクトルがガウシアンである理想適な条件を仮定し計算を行った。図 27 に計算された加速管入口でのビーム

の時間構造を示す。

入射低速ビームのエネルギー拡がりを実測値に比較的近い3.6%に設定しパルス幅を計算するとおよそ2nsとなった。この条件ではサテライトパルスが発生するが、これよりエネルギー拡がりを減少させて計算し、シングルファインパルスが形成できる条件、つまり300ps以下のパルス幅を達成することができる入射低速ビームのエネルギー拡がりを求めると0.3%となった。

以上のように、低速ビームのパルス化装置に入射するビームのエネルギー拡がりを小さく抑えることがシングルファインパルス達成のために非常に重要である。ビームのエネルギー拡がりが増大する原因として考えられるものは、①発生部での引き出し電場不正、②曲部ソレノイドを輸送することにより発生するビーム軌道擾乱およびドリフトを補正するためのステアリング磁場によるビーム軌道擾乱、③メッシュ内空間電位分布の存在などが挙げられる。これらの原因を取り除くためには装置に大幅な改良を加える必要があると思われるが、どのような改良をどの程度施すのが効果的であるのかを考察するためには、実際に使用する陽電子ビームのエネルギースペクトルを測定しなければならない。加えて電子ビームと陽電子ビームのエネルギースペクトル以外の差異を把握することも重要である。

### 2.3.5 結論

電子ビームを用いて高速短パルス陽電子ビーム形成装置の動作試験を行った。低速ビームの輸送に関しては問題なく行え、2mmφのビーム径が達成された。高周波加速空洞を用いて高速ビームを形成したところ、加速エネルギーはクライストロンの仕様範囲内で十分に1MeVが達成可能であることが確認された。また高速ビームのエネルギー拡がりは5%程度と十分に小さく抑えられていることが分かった。磁気フィルターを用いて電子の分離が可能であること、Qマグネットを用いて試料上に1mm以下にビームを集束できることが確認され、最終的に試料部で得られるビームのエミッタンスは $33\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$ と良質なビームが得られていることが確認された。以上の動作試験の結果、これらの性能は陽電子測定には十分な性能を持つことが確認された。

形成された高速パルスビームの時間構造を高速デジタルオシロスコープを用いて直接測定したところ、メインパルスの前後に付随するサテライトパルスが観測された。これらは陽電子消滅寿命測定において擬似寿命成分となることが懸念される。高速ビームの時間構造は低速ビームの時間構造を非常によく反映しており、サテライトパルスを除去し高精度な陽電子消滅寿命測定を行うために必要なシングルファインパルスを形成するためには低速ビームのバンチング性能を上げなければならないことが明らかとなった。パルス化性能を向上させる方法としてはパルス化装置に入射する低速ビームのエネルギー拡がりを低減することが本質的な解決方法であると思われる。

## 2.4 陽電子を用いた評価

これまで陽電子発生部に取り付けた電子銃により発生した電子ビームで装置の動作試験を行ってきた。パルス時間構造の測定より、高精度な陽電子消滅寿命測定を行うために必要なシングルファインパルスを形成するためには、低速ビームのエネルギー幅を低減することが重要であることが分かった。装



置を改良しシングルファインパルスを形成するためには、実際に生成される陽電子ビームのエネルギースペクトルを実測し、基礎的なデータとして得る必要がある。そこで実際に陽電子線源を装荷し、ビーム形成とエネルギースペクトルの実測を行った。

### 2.4.1 電子と陽電子の相違

陽電子は電子の反粒子であるため、本質的には電荷が異なるだけである。つまり電子に適用できる結果は本質的にはシステムの電位を反転させるだけ全て陽電子にも適用可能である<sup>35-37)</sup>。しかし、電子ビームと陽電子ビームの間には無視できない差異が少なからず存在する。本装置の動作検証のために前節で用いた電子ビームと、本装置に線源を装荷した場合に予想される陽電子ビームの特性をまとめると表2のようになる。

これらの差異をもとに、予想される影響と対処法をまとめたものが表3である。電荷の違いとビーム径増大による影響は各部の調整で吸収できるが、エネルギースペクトル増大によるバンチング特性の悪化と、ビーム強度低下によるビーム測定の高難さが大きく影響するものと思われる。

### 2.4.2 陽電子ビーム像の観測

実際に陽電子線源を装荷し、低速陽電子ビーム形成を試みた。加速管出口付近に設置したMCPを用いて低速陽電子ビームを観測したものが図28である。

ビーム形状はおよそ3×5mmの縦楕円形状であった。電子ビームと同様にステアリングコイル電流値調整によるビームの位置調整が可能であり、ほぼ軸上へと輸送できることが確認された。同様の輸送条件において、NaI検出器により消滅 $\gamma$ 線計測による陽電子計数を行ったところ、陽電子ビーム強度は $2.2 \times 10^4$ 個/secであることが分かった。装荷した線源強度は2.96GBqであるので、磁場輸送による輸送効率をほぼ100%であると仮定すると本装置に装着したモデレーターの変換効率はおよそ $2 \times 10^{-5}$ となる。一般的にモデレーターとして多結晶のタングステンフォイルを用いた場合、その変換効率は $10^{-1} \sim 10^{-5}$ 程度であることを考慮すると、妥当なビーム強度であると思われる。

形成した低速陽電子ビームに対して、電子ビームでの動作試験時と同様にチョッパーに逆バイアス電圧を印加することによりビームのエネルギースペクトルを測定した。ファラデーカップで電流測定できる電子ビームの場合と異なり、微弱な陽電子ビームを精度よく計数する場合には消滅 $\gamma$ 線計測による陽電子計数を行う。十分な統計精度を得るためには測定に時間が必要であるため、少ない測定点数でエネルギースペクトルを精度よく推定するために誤差関数によるフィッティングを行った。ビームのエネルギースペクトルが(13)式で表されるような平均 $\mu$ 、標準偏差 $\sigma$ であるようなガウス分布 $f(x)$ であると仮定すると、本測定で得られる実測値は(14)式のようなガウス分布の積分すなわち誤差関数 $F(x)$ となる<sup>38)</sup>。

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (13)$$

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) dt \quad (14)$$

(14)式を用いて実測データをフィッティングしビームエネルギーの平均値 $\mu$ と標準偏差 $\sigma$ を求めた。

本測定により得られた結果を図 29 に示す。誤差関数によるフィッティングの結果、エネルギースペクトルは  $1010 \pm 30 \text{ eV}$  と求められた。エネルギー拡がりとしては 3%となる。

以上の結果を使用し、ビームのパルス化挙動を計算すると図 30 のようになった。SHPB でのバンチングが不十分であるため、メインピークのほかにサテライトパルスが残存している。2.3.4 節でも述べたように、入射ビームの単色性を更に高める必要がある。しかしながら、モデレーター表面から再放出された陽電子のエネルギーは  $2 \sim 3 \text{ eV}$  と言われており、 $1000 \text{ eV}$  に対して 0.3% のエネルギー拡がり ( $1000 \pm 3 \text{ eV}$ ) という非常に高い単色性を持つ陽電子ビームを形成することは、現状の低速陽電子ビーム発生輸送系では困難であると思われる。

エネルギー拡がりを低減する方法としては、再放出エネルギー拡がりの小さいモデレーター材<sup>39)</sup>へ変更することや、陽電子発生部における引き出し方法の変更といった手法のほかに、ペニングトラップを用いたビーム蓄積と単色化<sup>10)</sup>、輸送磁場によるビーム軌道擾乱を防ぐための低速ビーム輸送系の改造などが考えられる。いずれの場合にも大幅な装置の改良とシステムの高度化が必要であるが、エネルギー拡がりに影響されにくいパルス化装置を今後構築することも一方で重要になる。

電子ビームと陽電子ビームの差異による装置特性への影響を調べるために、低速陽電子ビームを加速管に投入し、磁気フィルター部を通して電子と分離し、試料上に集束させることを試みた。試料位置に MCP を設置し、高速陽電子ビーム像の観測を行ったところ、ビーム強度が非常に弱い ( $2.2 \times 10^4$  個/sec  $\times 2 \mu\text{s} \times 100\text{pps} = 4$  個/sec) ため、低速陽電子ビーム像を観測するときに用いた CCD カメラを用いて MCP を撮影する手法ではビームとして判別できなかった。そのためカメラのシャッターを数秒間開放し、像の蓄積をおこなった。図 31(a) は低速陽電子ビーム=なし、加速高周波電力=なしの条件で撮影したもの、図 31(b) は低速陽電子ビーム=なし、加速高周波電力=投入の条件、図 31(c) は低速陽電子ビーム=投入、加速高周波電力=投入の条件で撮影したものである。

図 31(a) で見られる明るい大きな輝点は MCP の暗電流による放電である。この状態からクライストロンを動作させると図 31(b) のように明るい大きな輝点のほかに細かい輝点が多数観測されるようになった。これは加速管内壁から発生した放電電子が磁気フィルターを通り抜け、試料部にまで達している可能性があると思われる。図(c)で低速陽電子ビームを投入し、高速陽電子ビームを形成すると図 31(b) の状態よりも細かい輝点の数が明らかに増加した。これは高速陽電子ビームが検出されたものと考えることができる。しかしビーム強度が非常に弱く、リアルタイムにビーム像調整が不可能なため、スポットライクなビーム像として形成することは出来なかった。

### 2.4.3 陽電子ビーム計数

形成した高速陽電子ビームはビーム強度が弱く、電子ビームのように電流を計測する方法では計測が非常に困難である。そこで表面障壁型荷電粒子検出器(PIPS デテクタ)による高速陽電子ビームの直接検出を試みた。用いた検出器を図 32 に示す。

PIPS デテクタは真空内で動作させる必要があるが、チャンバー内では加速管に投入する高周波電力の影響を直接受ける。そのため、検出器にノイズが重畳しないように検出器全体を静電遮蔽しノイズレベルを低減する構造となっている。また検出器からの信号をひずみ無く捕らえるため、 $50 \Omega$  のインピーダンスを持つ同軸ケーブルを真空内に配線した。また真空外における領域であっても、クライストロン

動作時に発生する強力な電磁ノイズのため測定機器が誤作動を起こし正しく測定を行うことが出来ないことが判明した。そこで厚さ1mm程度のアルミ板を用いて計測システムを完全に覆い、絶縁トランスを用いて電源供給することで完全に静電シールドした測定システムを構築した。これによりクライストロン動作による電磁ノイズの影響を3桁以上減衰でき、計測に問題ないレベルにまで低減することが出来た。本検出器を用いて観測されたエネルギースペクトルを図33に示す。

加速管を動作させ、(a)は低速陽電子ビームを遮断した場合、(b)が低速陽電子ビームを加速管に投入した場合のものである。2.3.2節での電子ビーム加速試験の結果より、投入RF電力が100kWの場合、500keVのビームが得られると予想される。本測定においても同様の条件でおよそ500keV付近にピークを見出すことが出来た。これが高速陽電子の成分であると思われる。高エネルギービームのエネルギー幅が5%程度と、電子ビーム加速の場合と同様の結果を示した。これにより、陽電子ビームに対しても高周波加速は問題なく行えることが確認された。

またこの測定からは、低エネルギー側に観測される放電電子の存在と、陽電子ビームの強度が大変低いということを見出すことができる。そこでこの2点について検討を重ねた。まず、残留する放電電子に対して、図31で観測されたような磁気フィルターを通過する非分離電子が存在しているのかどうかを数値計算によるビーム軌道解析により検討した。計算コードは2.2.4節で作成した磁気フィルター設計用のコードをベースに、真空チャンバー内壁で粒子が弾性散乱する効果を取り入れ1回の衝突で電子が消滅しないという条件を組み入れたものである。この計算コードを用いて得られたビーム軌道計算の結果を図34に示す。

本来の高速陽電子ビームに対する設計軌道は破線で示すようなもので、磁気フィルターを通過しターゲット部に到達する。一方電子は陽電子と逆方向に偏向されるためスリットを通過することが出来ないはずであるが、弾性散乱する電子の寄与を組み入れたビーム軌道解析の結果、ほとんどの電子はスリットを通過できないが、ごく一部の大きな偏向角をもつ放電電子や正常に加速されずエネルギーの低い電子などの磁気フィルター設計想定外の低品質な電子は、チャンバー壁で反射を繰り返したのちターゲット部にまで到達しうることが確認された(図34では、通過した粒子の軌道だけを抽出してプロットしたものである)。これらの散乱線は適宜アパーチャやスリットを設けるといったような磁気フィルターの改造で除去することが可能であると思われる。

またビーム強度に関しては、高エネルギー分解能をもつHPGe検出器を用いた消滅ガンマ線検出により、正確に511keVのみの $\gamma$ 線の計測を行うことで正確な陽電子計測を評価することを試みた。PIPSディテクタによるビーム検出と異なり、HPGe検出器は大型の液体窒素デューワーを必要とするため計測システムを完全に静電シールドすることは出来ず、ノイズが重畳し信号を歪ませることとなった。そこでRFリミッタ、ブロッキングキャパシタをHPGe検出器の出力に挿入しノイズをある程度カットし、電磁ノイズが消滅するクライストロン動作終了後に計測するよう $\mu$ sディレイを用いてリニアアンプに入力する信号を遅延させ、さらにDCブロックを用いて静電的にフロートされた測定系に伝達し、CFDで高エネルギー成分(主に電磁ノイズが主原因)をカットするようTACにコインシデンスをかけた。このような測定システムを用いて測定されたエネルギースペクトルを図35に示す。

本測定の結果を用い、標準線源を用いた計数率校正を行った結果、毎秒0.02個という高速陽電子の計数値が得られた。これは予想より2桁ほど低い値である。十分な統計精度を持つ陽電子消滅寿命測定に必要な50~100万カウントの計数値を得るためには1000時間ほどの時間が必要となる。陽電子

ビーム強度は Q マグネットなど高速ビーム輸送系のパラメータを最適化などによりある程度向上させることが可能であると思われるが、このように低いビーム強度のハンドリングは容易ではなく、効率的ではない。連続波(CW)高周波加速などの加速方式<sup>11, 12)</sup>を検討する必要がある。

#### 2.4.4 結論

実際に陽電子線源を装荷し、陽電子ビームの形成を試みた。低速陽電子ビームのビーム径は 3mm、強度は  $2.2 \times 10^4$  個/sec でありほぼ予想通りの結果が得られた。低速陽電子ビームのエネルギー拡がりは 3%であることが確認された。これをもとに高速パルスビームの時間構造を計算するとサテライトパルスが残存し、シングルファインパルスの達成には更なるエネルギー拡がりの低減が必要であることが明らかとなった。

また加速管に低速陽電子ビームを投入し、高速陽電子ビームの形成を試みた。PIPS 検出器を用いて陽電子の直接検出を行ったところ、電子ビームの場合と同様のエネルギーゲイン特性が得られた。半導体検出器を用いた消滅  $\gamma$  線計測による陽電子係数の結果、ビーム強度は設計想定より 2 桁ほど弱く、ビーム制御が困難であり、陽電子消滅寿命測定を行うには問題を残した。

本装置の特徴を生かした陽電子消滅寿命測定システムとするためには、エネルギー拡がりに影響されにくい低速陽電子ビームパルス化システムを構築する必要がある。エネルギー拡がりに影響されにくいパルス化装置の実現のためには、バンチャーを多段化し、低い入射エネルギーから徐々に加速しながらパルス化し、エネルギー拡がりの影響を相対的に小さく抑える手法が考えられる。またパルス化装置全体を小型化し、ドリフトスペースを短くすることで飛行時間による時間焦点のボケを最小に抑えることが必要になる。また本装置において高周波加速方式による低いデューティー比は不可避であり、高デューティー比が期待できる CW 加速方式を検討する必要がある。

### 3. まとめ

高温下・応力下など極限環境下にある試料の陽電子消滅寿命測定を行うために高速短パルス陽電子ビーム形成装置を製作した。本装置は陽電子発生部、試料に陽電子が入射した時刻を知るための陽電子ビームパルス化部、小型で高電圧絶縁の必要がない高周波加速管、陽電子ビームだけを試料上へ集束させる磁気フィルター部、消滅ガンマ線を計測する計測部から構成されている。

製作した高速短パルス陽電子ビーム形成装置の性能を知るため、電子ビームを用いて動作試験を行った。2mm  $\phi$  の低速ビームを高周波加速空洞に投入し高速ビームを形成したところ、設計仕様である 1MeV のビームエネルギーを形成できることを確認した。高速ビームのエネルギー拡がりは 5%以内であった。磁気フィルターを用いて放電電子を分離し、試料部にて  $\phi$  0.5mm、エミッタンス  $33 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  のビームを形成できることが確認された。これらの性能は陽電子測定に適合するものである。高速パルスビームの時間構造は、メインパルスの前後にサテライトパルスが付随するものであった。サテライトパルスを除去し高精度な陽電子消滅寿命測定を行うためにはパルス化装置に入射する低速ビームのエネルギー拡がりを 0.3%以下に低減し、300ps のパルスビームを加速管に投入しなければならないことが明らかとなった。

実際に陽電子線源を装荷し、陽電子ビームの形成を試みた。直径3mm、 $2.2 \times 10^4$ 個/secの低速陽電子ビームが形成された。この低速ビームのエネルギー拡がりは3%であり、高速パルスビームの時間構造にはサテライトパルスが残存し、シングルファインパルスの達成には更なるエネルギー拡がりの低減が必要であることが明らかとなった。高速陽電子ビームの形成では、電子ビームの場合と同様のエネルギーゲイン特性が得られた。ビーム強度は設計想定より2桁ほど弱く、陽電子消滅寿命測定を行うには不十分であることが分かった。本装置の特徴である高周波加速空洞を用いた陽電子消滅寿命測定システムとを構築するためには、エネルギー拡がりに影響されにくい低速陽電子ビームパルス化システムの構築及び高デューティ比を持つ加速方式を採用することが重要である。

## 謝辞

本装置を製作するにあたり、多大な御尽力を頂きました三菱電機株式会社通信機製作所 花川様、高谷様、山田様、三菱電機株式会社電力部 浅見様に深く感謝いたします。また高周波測定において的確なご指導と協力を頂きました材料開発部極限環境材料研究室 平尾様に感謝いたします。あわせて装置製作全般に関して御協力を頂きました材料開発部極限環境材料研究室室員の方々に深く感謝申し上げます。

## 参考文献

- [1] P. Hautojarvi : "Positron in Solids", Springer-Verlag, New York (1979)
- [2] 河裾厚男: まてりあ, 35, 130 (1996)
- [3] R.E.Bell : Nucl. Inst. Method, 55, 1 (1969)
- [4] K. G. Lynn : Phys. Rev. Lett., 52, 1137 (1984)
- [5] K. Maier : "Proc. 5th Int. Conf. Positron Annihilation", 829 (1979)
- [6] W. Bauer : Nucl. Inst. Method, B50, 300 (1990)
- [7] P. Asoka-Kumar : Nucl. Inst. Method, A337, 3 (1993)
- [8] D.Schodlbauer : Nucl. Inst. Method, B34, 258 (1988)
- [9] R. Suzuki : Jpn. J. Appl. Phys., 30, 532 (1991)
- [10] S. Dannefaer : Phys. Stat. Sol., 102, 481 (1987)
- [11] A. Uedono : J. Phys. Cond. Matter, 12, 719 (2000)
- [12] 岡田漱平 : "陽電子計測の科学", 日本アイソトープ協会, 162 (1993)
- [13] 村上悠紀雄 : "放射線データブック", 地人書館, 38 (1982)
- [14] 谷川庄一郎 : "物理学最前線 5", 共立出版, 61 (1983)
- [15] D. M. Chen : Phys. Rev., B31, 4123 (1985)
- [16] S. Ito : Phys. Rev., A22, 407 (1980)
- [17] P. W. Zitzewitz : Phys. Rev. Lett., 43, 1281 (1977)
- [18] 丹慶勝市 : "Numerical recipes in C [日本語版]", 技術評論社, 527 (1994)
- [19] D. R. Nicholson : "Introduction to Plasma Theory", 19, (1983)
- [20] P. Willutzki : Meas. Sci. Technol. 5, 548 (1994)
- [21] A. P. Mills Jr : "Proc. Int School of Physics 'Enrico Fermi' Course LXXXIII", Amsterdam, 432 (1983)
- [22] W. S. Crame : Rev. Sci. Inst., 56, 1723 (1985)
- [23] M. Hirose : Appl. Surf. Sci., 116, 63 (1997)
- [24] E. Hamada : Appl. Surf. Sci., 149, 40 (1999)
- [25] 鈴木良一 : 電子技術総合研究所彙報, 第 59 巻, 1 (1995)
- [26] K. Fallstrom : Appl. Surf. Sci., 149, 44 (1999)
- [27] W. Koechner : "Solid-state Laser Engineering", Springer-Verlag (1976)
- [28] R. Krause-Rehberg : "Positron Annihilation in Semiconductors", Springer (1998)
- [29] M. Moszynski : Nucl. Inst. and Method, 134, 77 (1976)
- [30] M. Maekawa : Rad. Phys. and Chem., 60, 525 (2001)
- [31] M. Maekawa : Mat. Sci. Forum, 363-365, 661 (2001)
- [32] K. L. Brown : Nucl. Inst. and Method, 187, 51 (1981)
- [33] M. Yukishima : "Proc. of the 20th Liner Accelerator Meeting in Japan", 10 (1995)
- [34] F. J. Lynch : Nucl. Inst. and Method, 159, 245 (1979)
- [35] A. Weiss : Phys. Rev. Lett., 61, 2245 (1988)
- [36] J. V. House : Phys. Rev. Lett., 60, 169 (1988)

- [37] A. Kawasuso : Nucl. Inst. and Meth., B171, 219 (2000)
- [38] N. C. Barford : Experimental Measurements ; Precision, Error, and Truth Second Edition, Addison-Wesley Publishment (1985)
- [39] A. P. Mills Jr : Phys. Rev., A61, 26 (1982)
- [40] S. J. Gilbert : Appl. Phys. Lett., 70, 15, (1997)
- [41] H. Tanaka : "Proc. of Japan Particle Accelerator Conf.", 107 (1999)
- [42] J. Pottier : Nucl. Inst. and Meth., B40/41, 943 (1989)
- [43] E. D. Shaw : Nucl. Inst. and Meth., B56/57, 568 (1991)



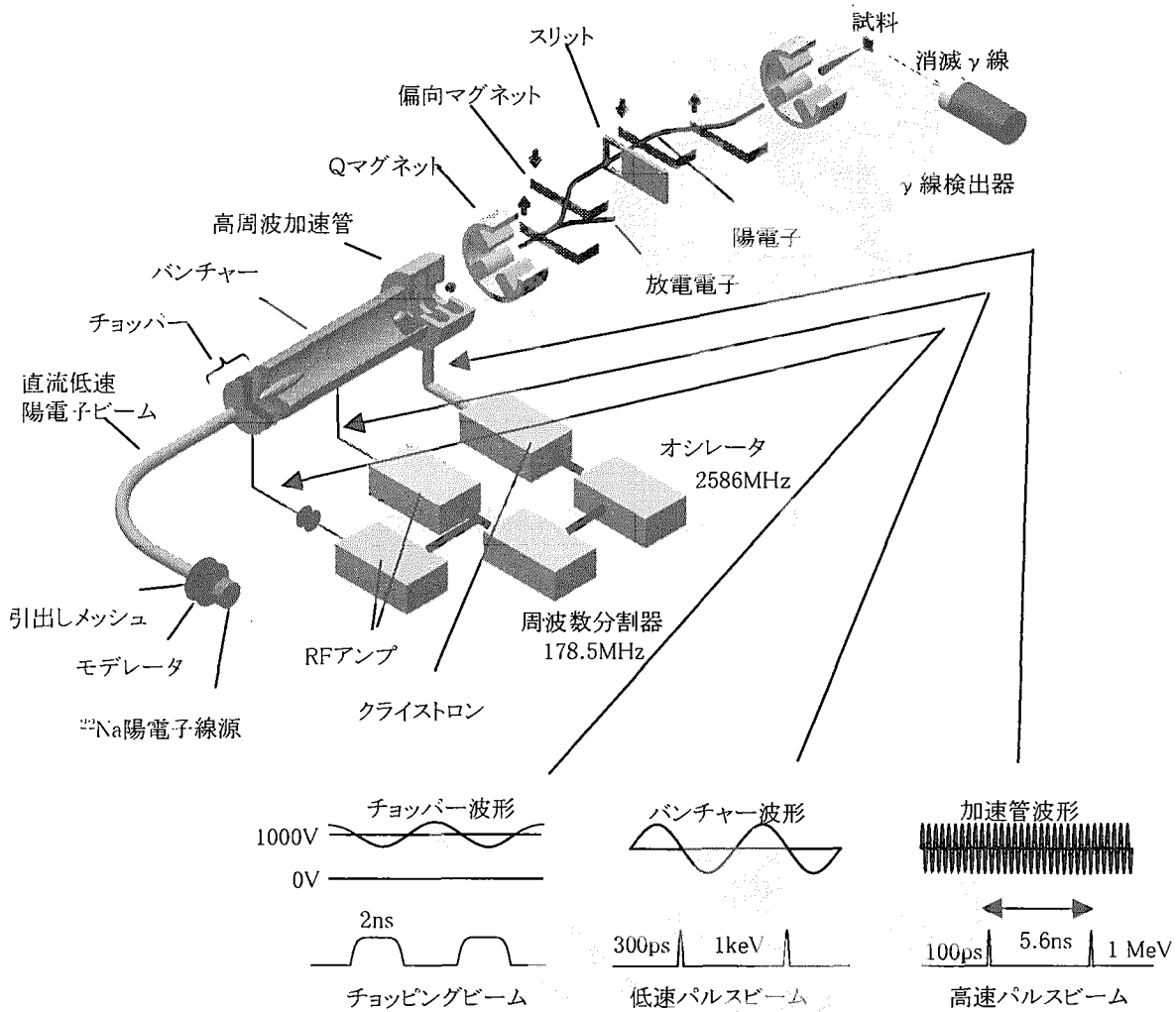


図1 高速短パルス陽電子ビーム形成装置概略図

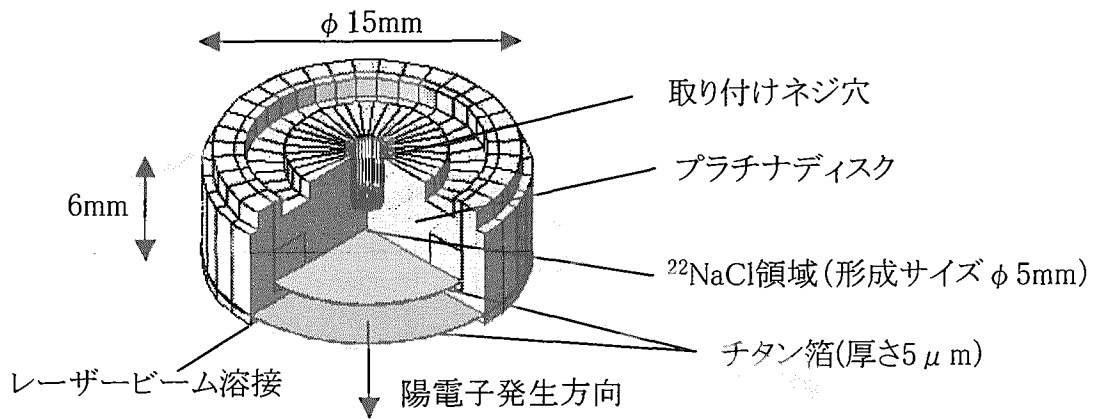


図2  $^{22}\text{Na}$ 陽電子密封線源の構造

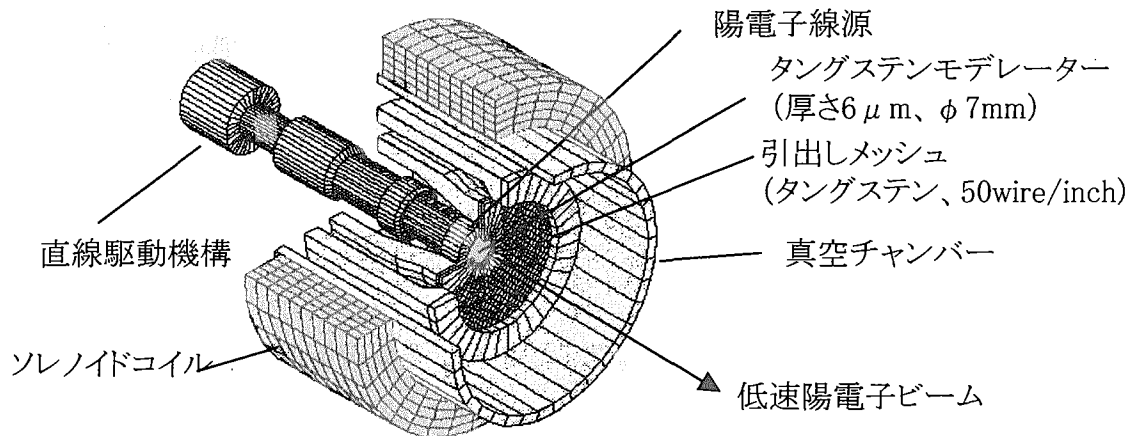


図3 陽電子発生部の構造

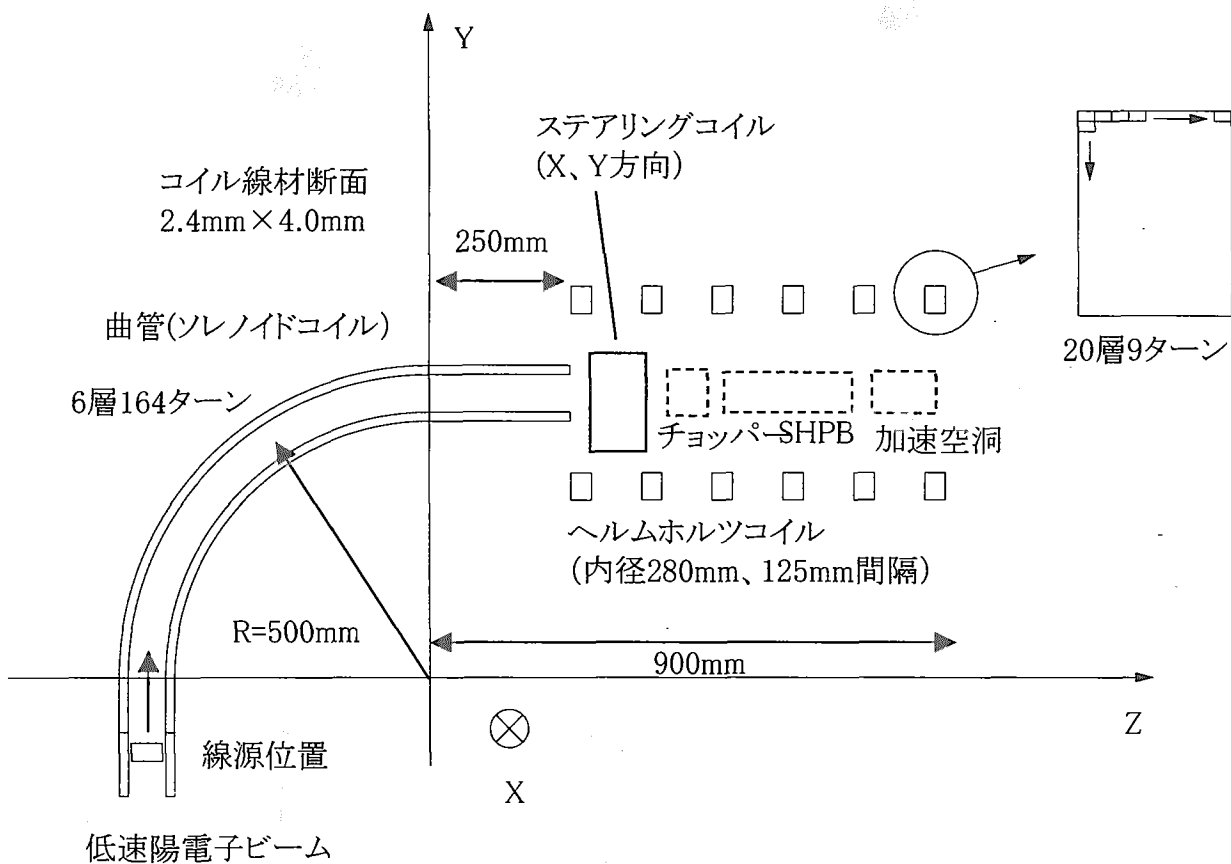


図4 低速陽電子ビーム輸送計算モデル

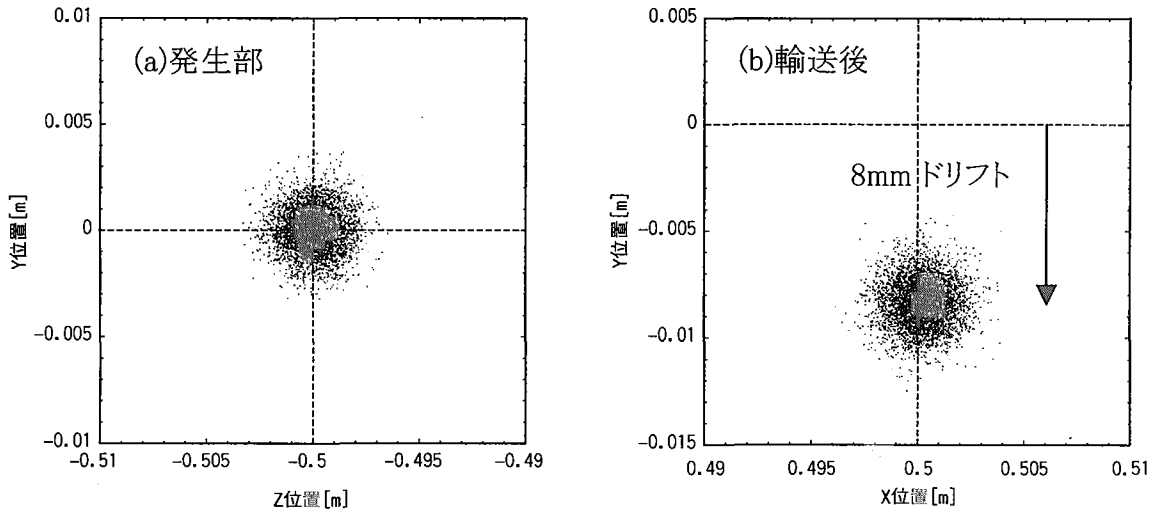


図5 ビーム輸送計算結果。(a)はビーム発生部、(b)は加速管位置まで輸送した時のビーム形状を現す。ビームエネルギーは $1000 \pm 10 \text{ eV}$ 、磁場は $200 \text{ Gauss}$ である。

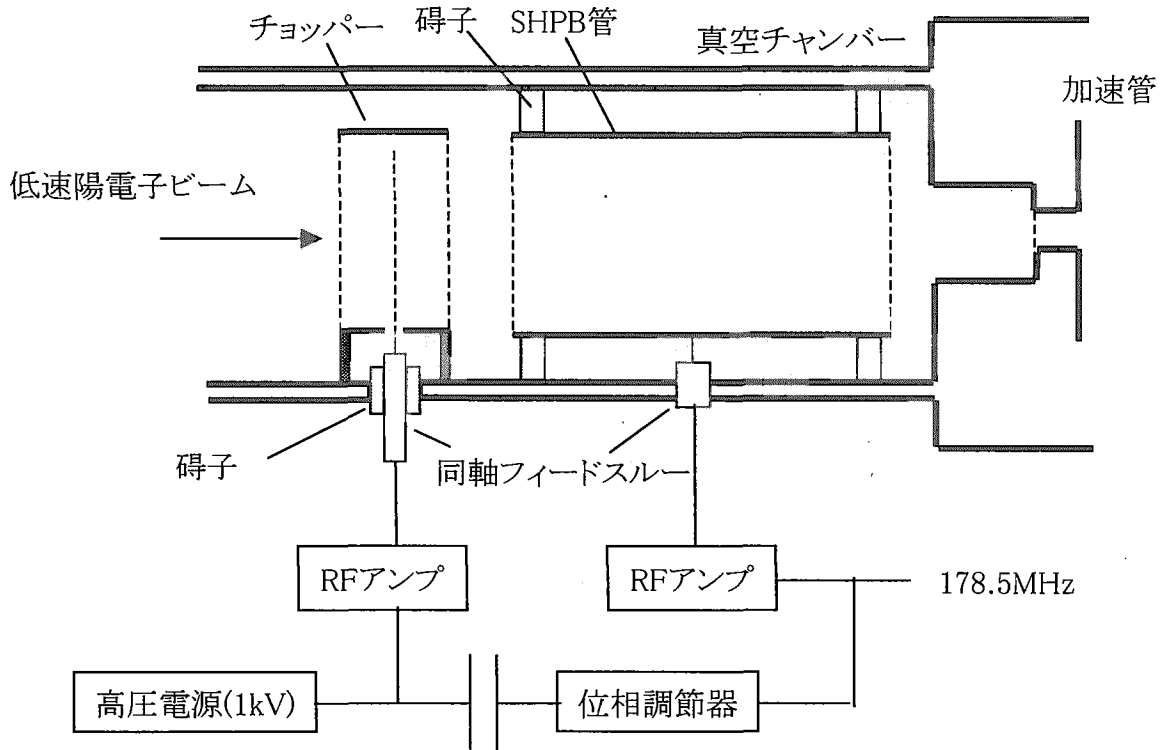


図6 低速陽電子ビームパルス化部概略図

粒子初期位置

計算終了位置

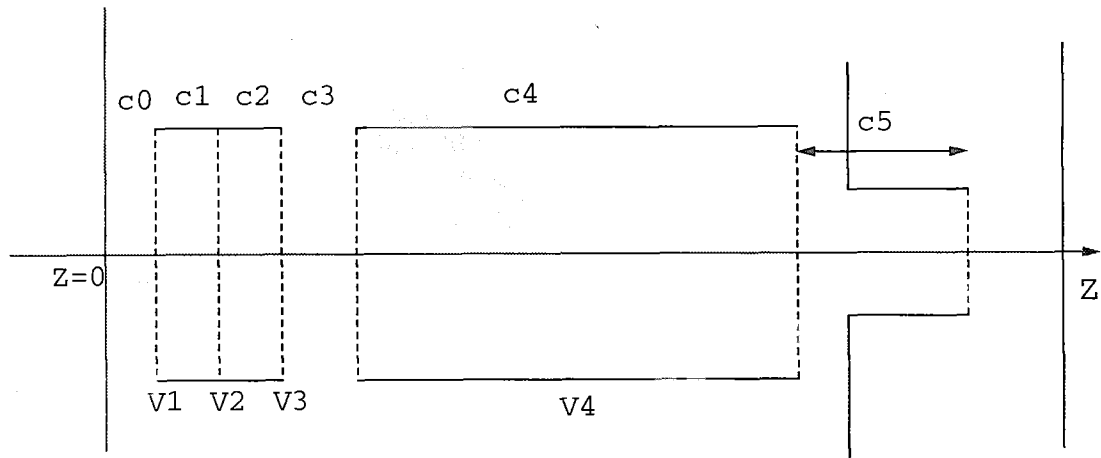


図7 低速ビームパルス化挙動計算モデル

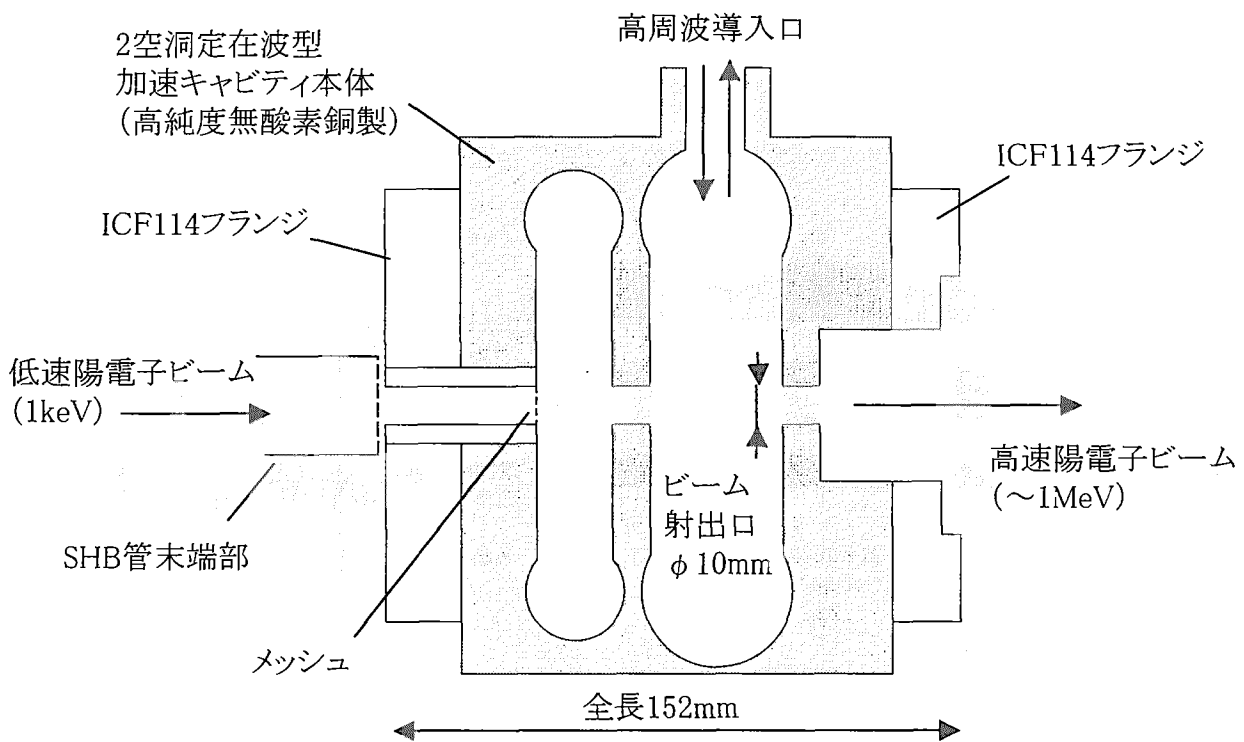


図8 2空洞定在波型高周波加速管の概略図

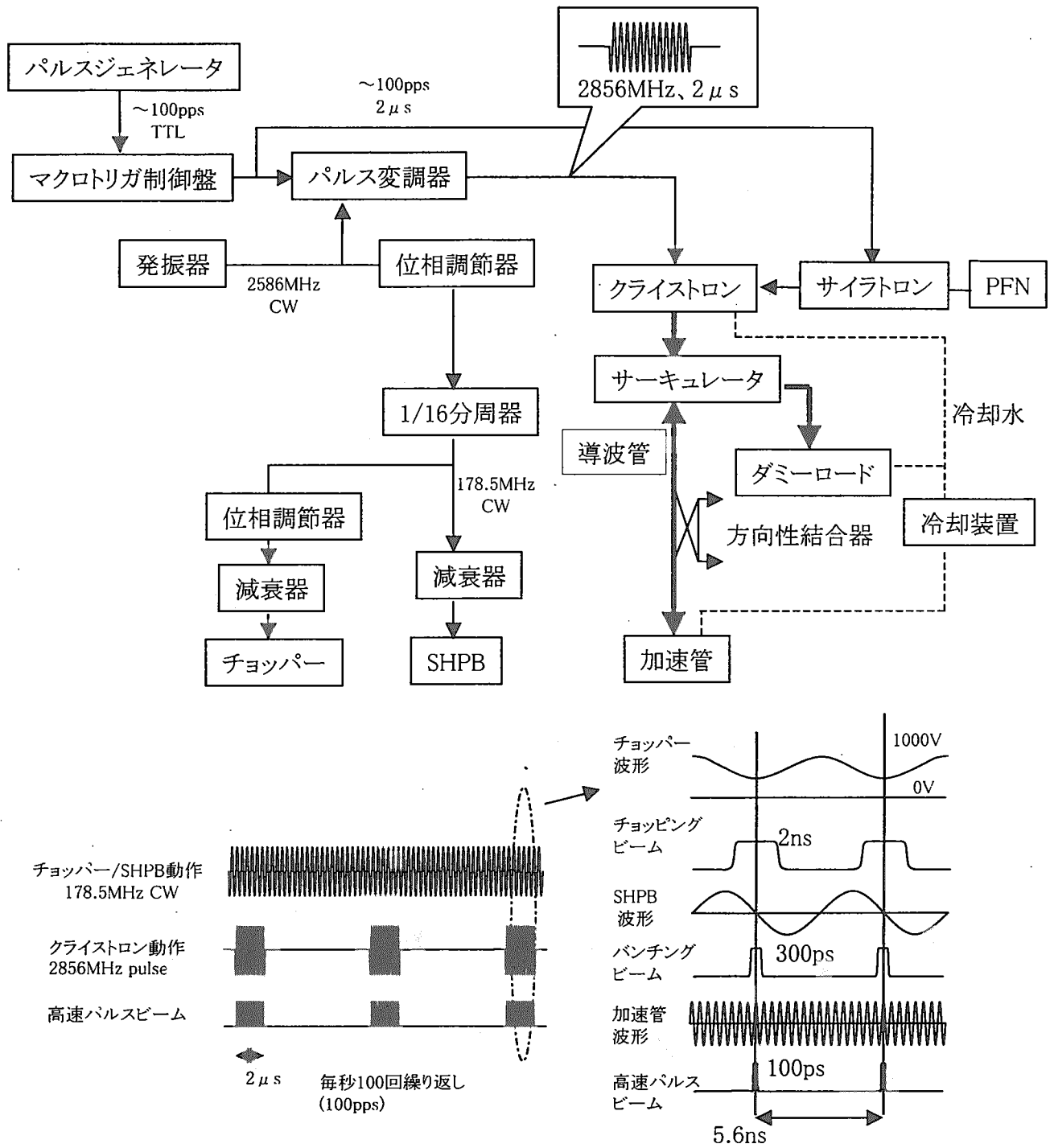


図9 高周波システムブロックダイアグラム

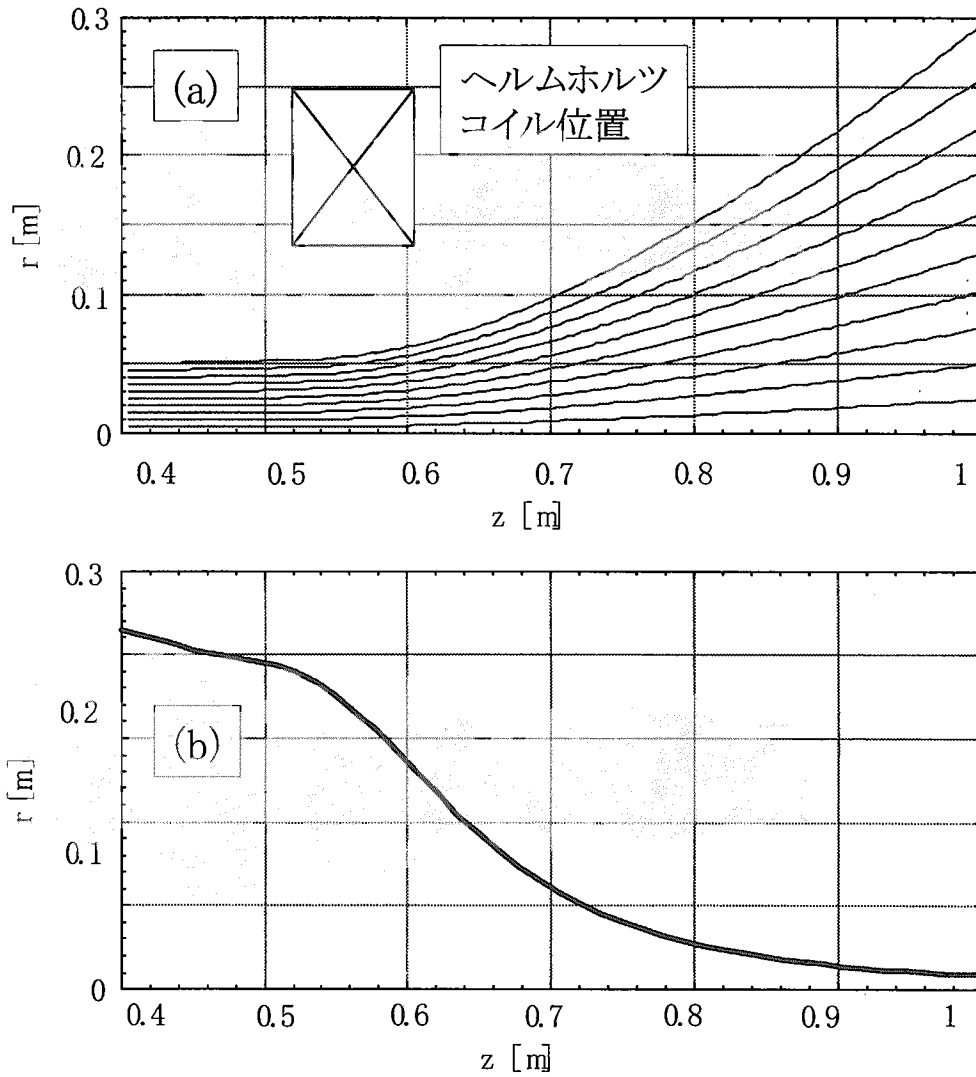


図10 加速管下流の磁場計算の結果。(a)は磁力線の発散を計算したもの。(b)は軸上磁場強度の計算結果。

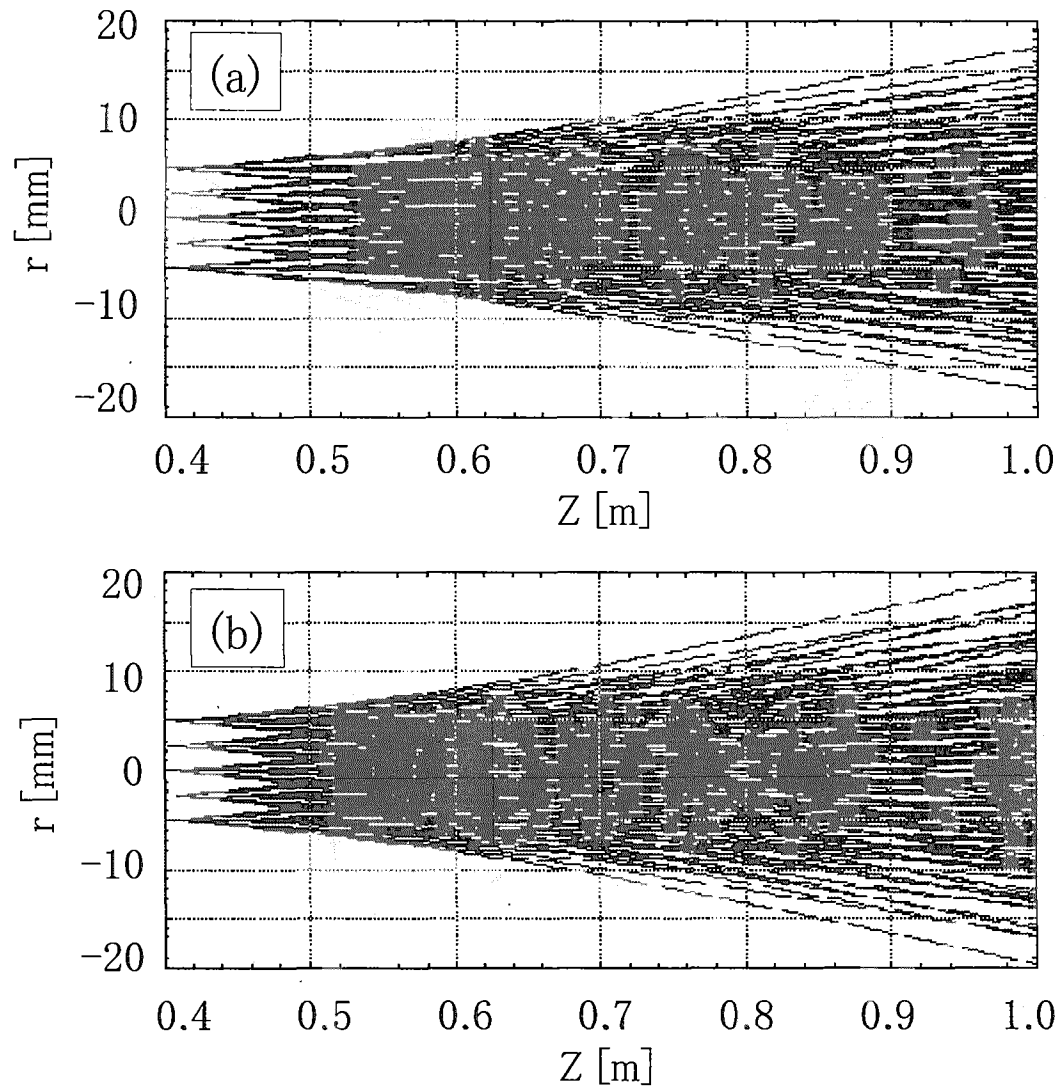


図11 ビーム発散の計算結果。(a)はビームエネルギー1MeV、(b)は0.48MeVのものである。



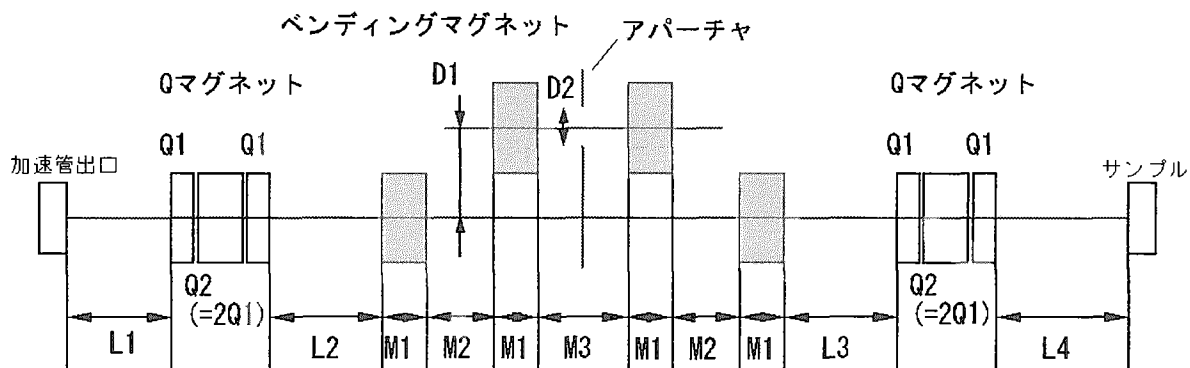


図12 磁気フィルター部設計用のビーム軌道計算モデル

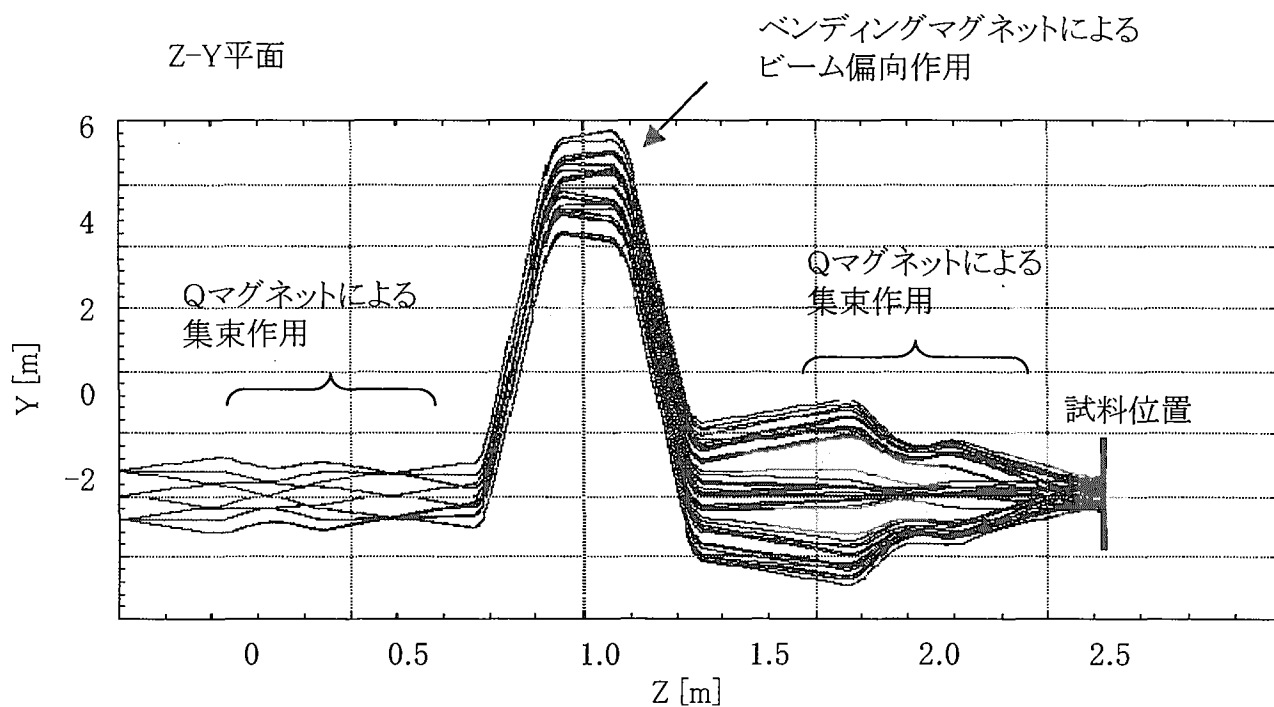


図13 磁気フィルター部ビーム軌道計算結果。ビームエネルギーは1MeVである

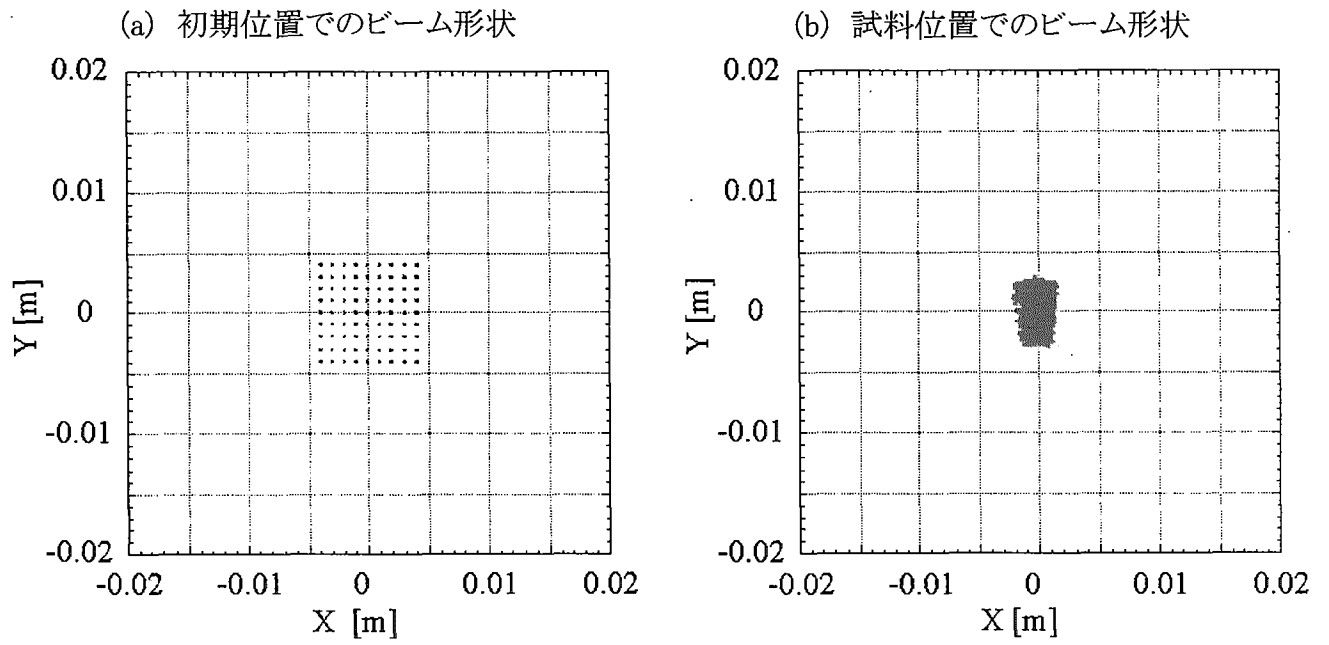


図14 磁気フィルター部を通過するビーム形状の変化

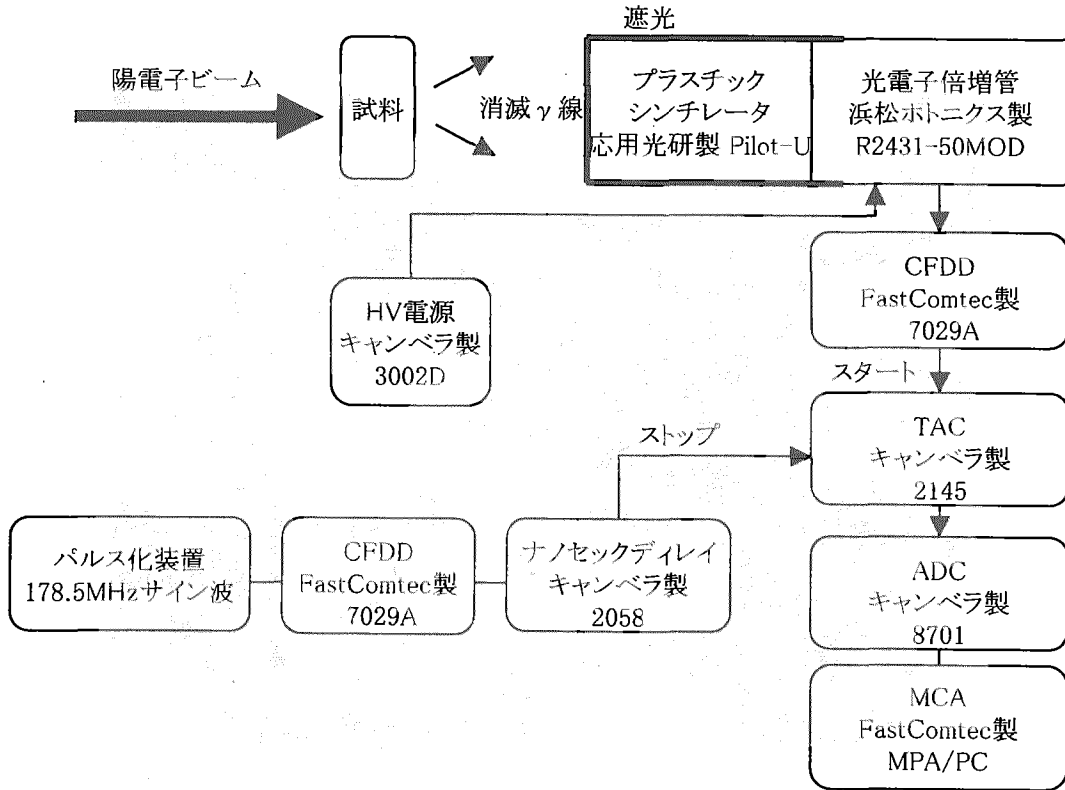


図15 陽電子消滅寿命測定系

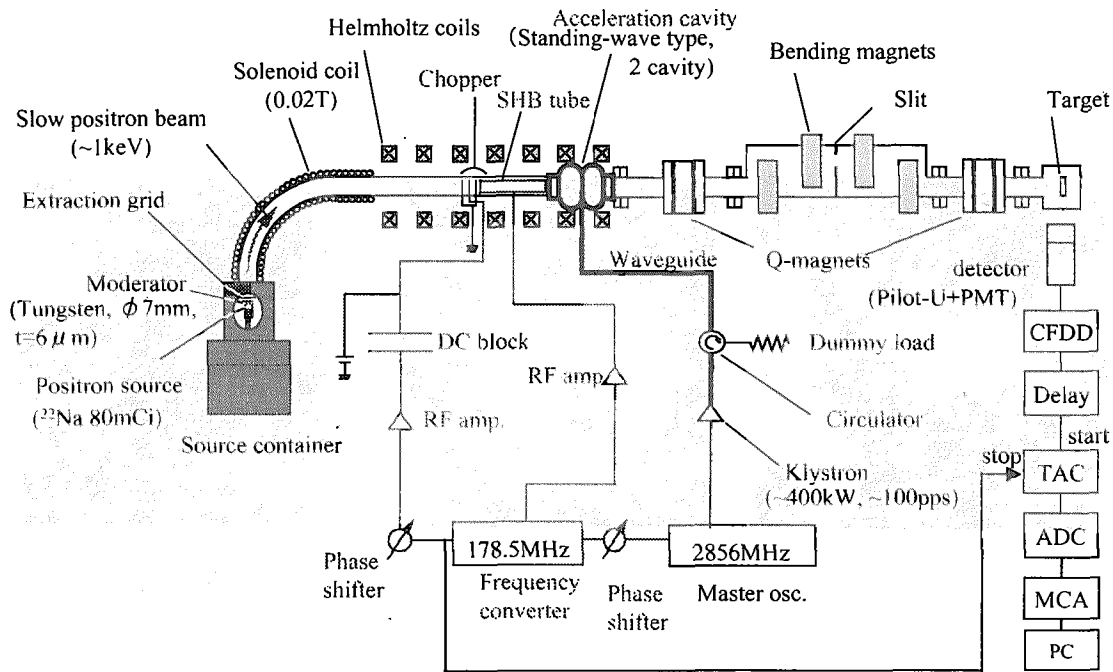


図16 高速短パルス陽電子ビーム形成装置 全体構成概略図

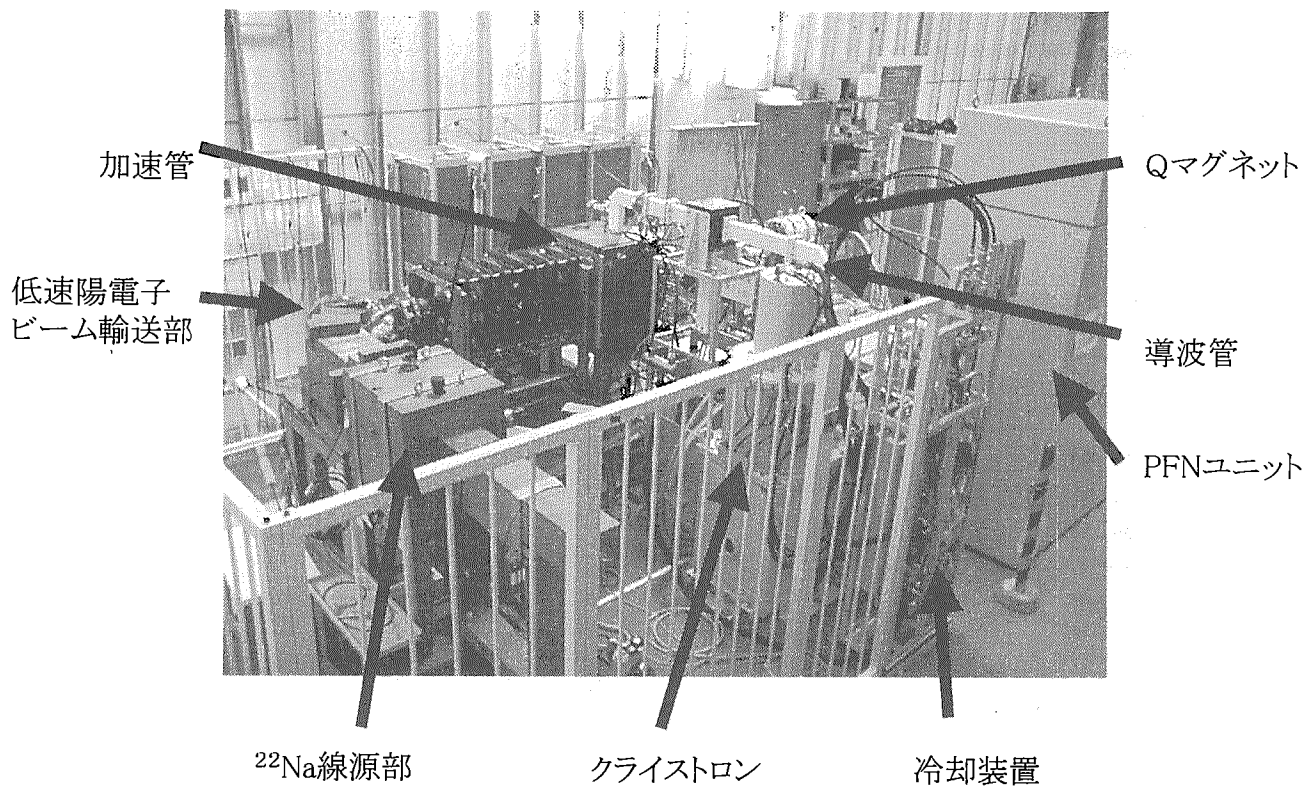


図17 高速短パルス陽電子ビーム形成装置全景

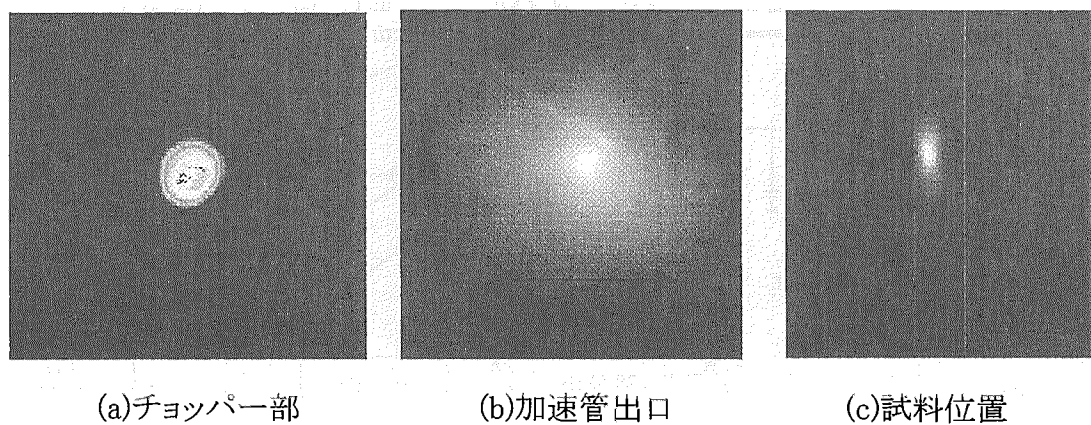


図18 観測された電子ビーム像

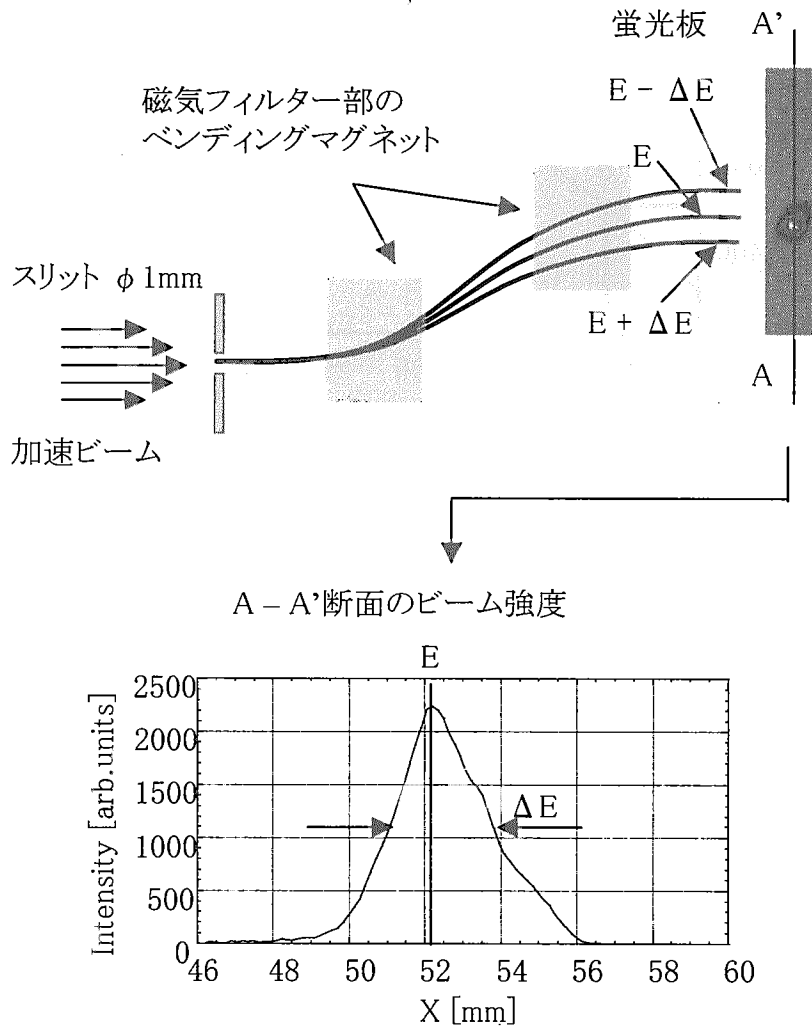


図19 磁気フィルターを利用した高速ビームのエネルギースペクトル測定システム

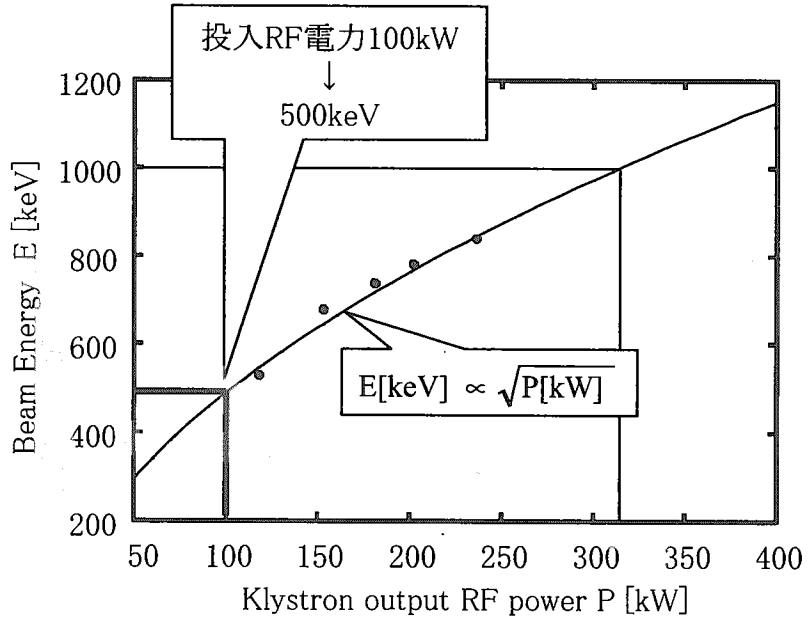


図20 エネルギースペクトル測定結果

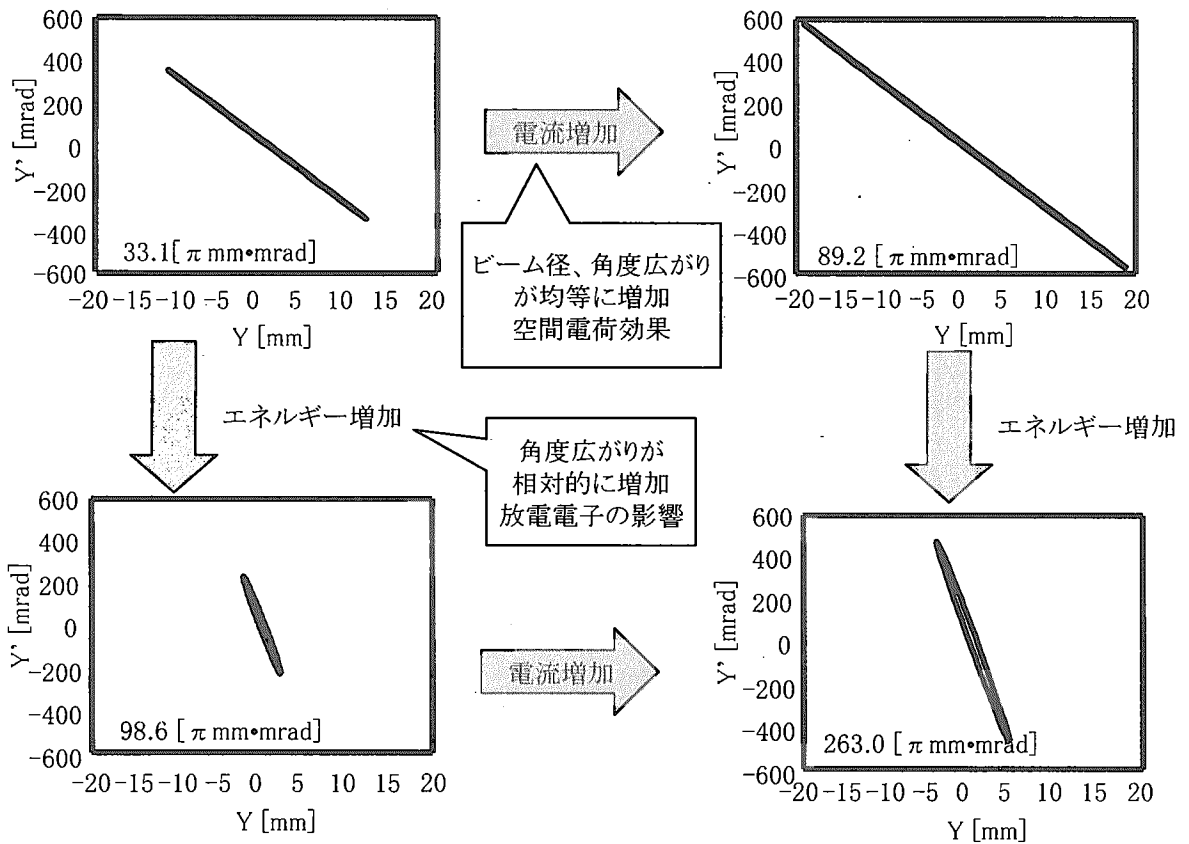


図21 位相空間上のビーム強度分布の変化

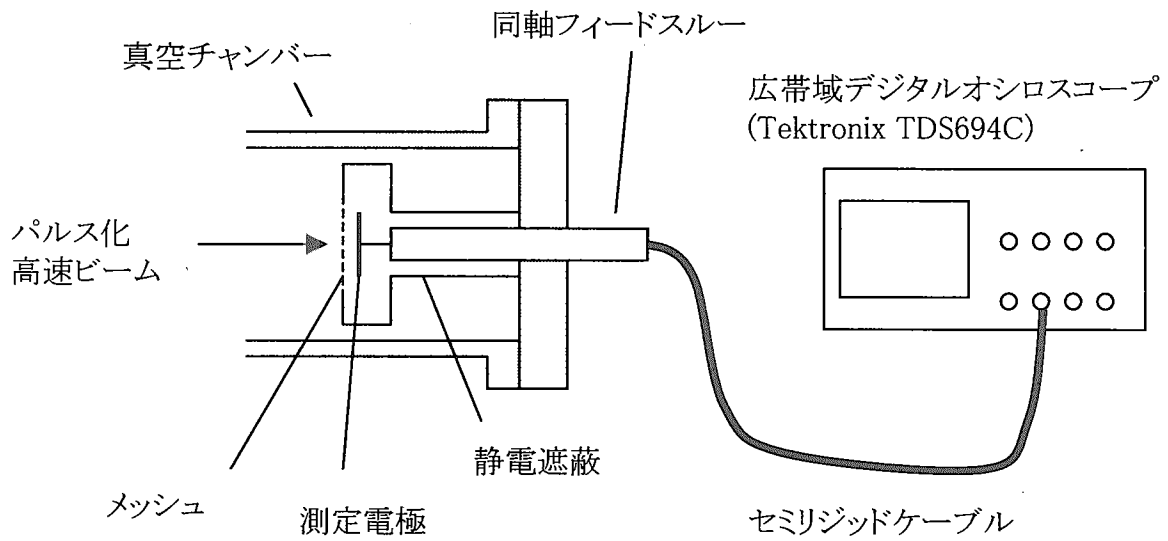


図22 高速ビームパルス時間構造直接観測システム

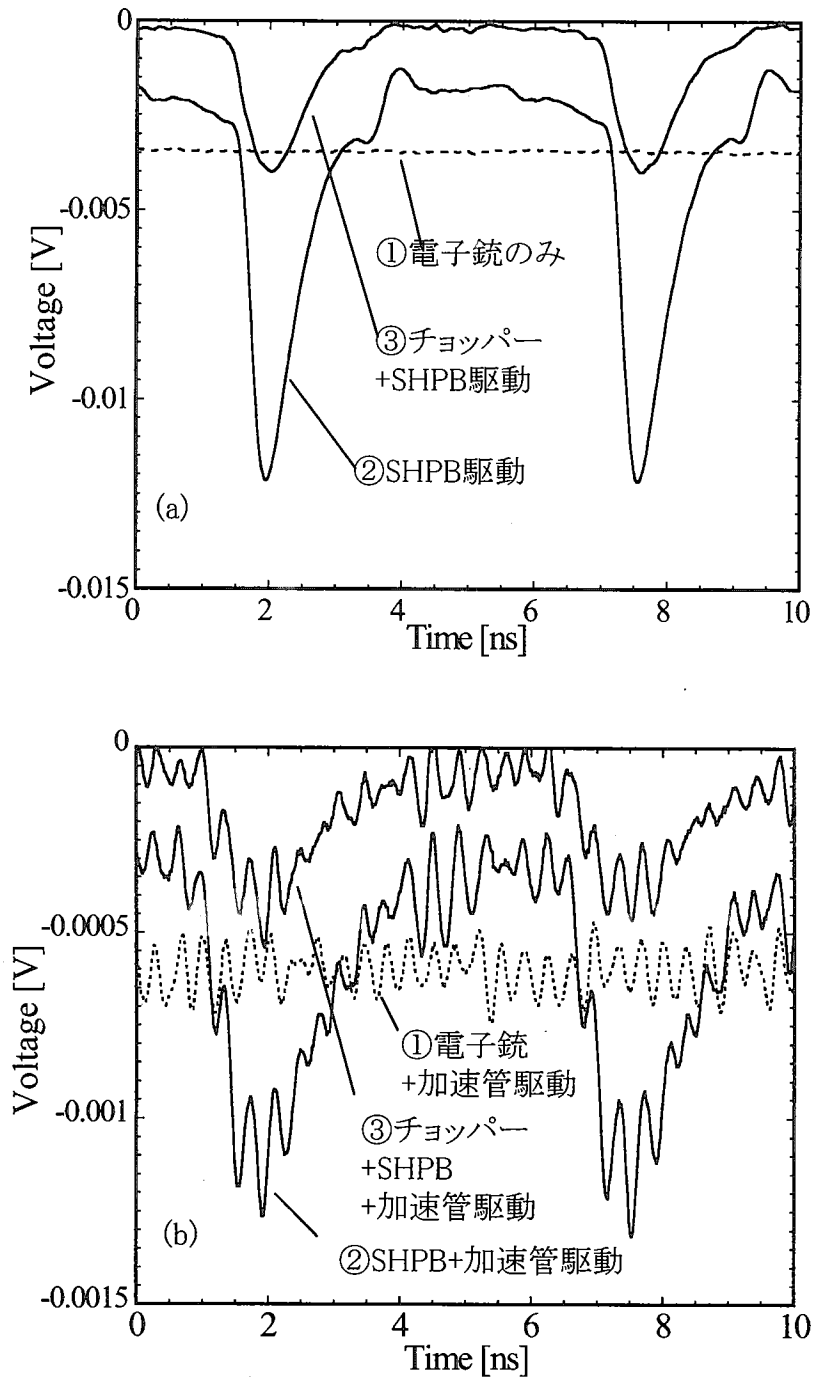


図23 パルス時間構造測定結果。(a)は低速ビームのバンチング後、(b)は加速管通過後のビーム電流波形測定結果。



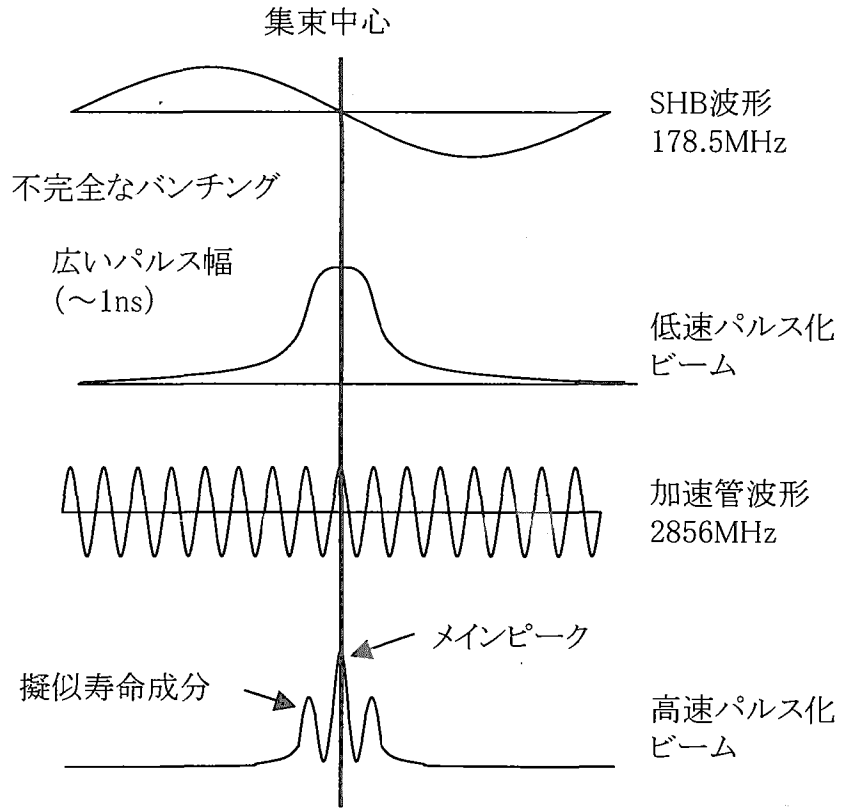


図24 サテライト発生メカニズムの概略

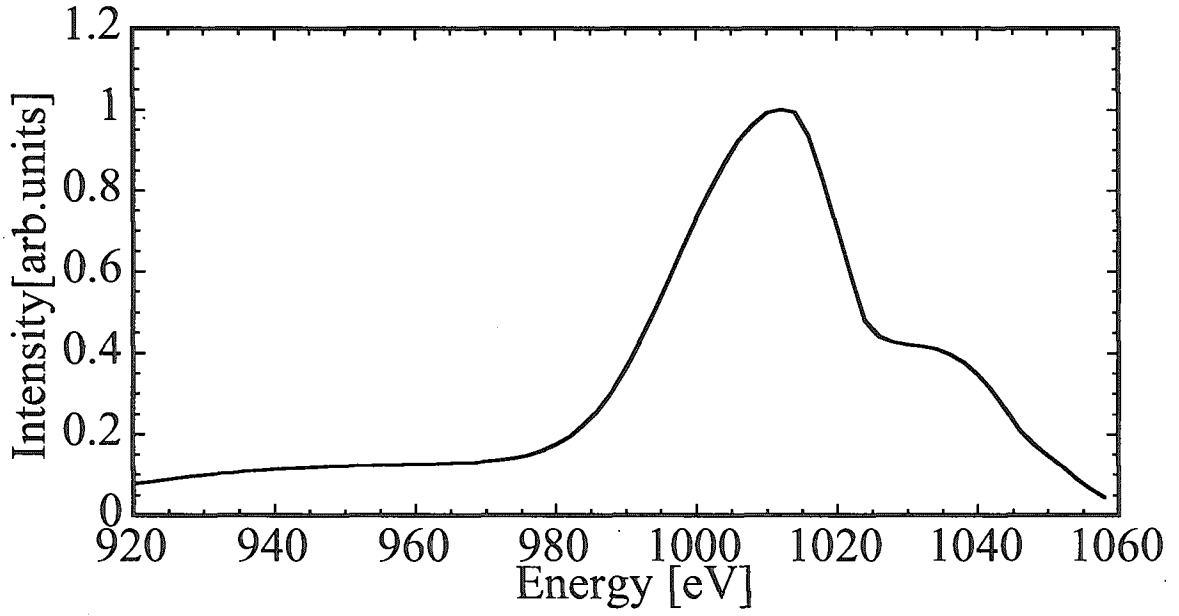


図25 電子ビームエネルギースペクトルの測定。ビーム加速電圧は1000V。

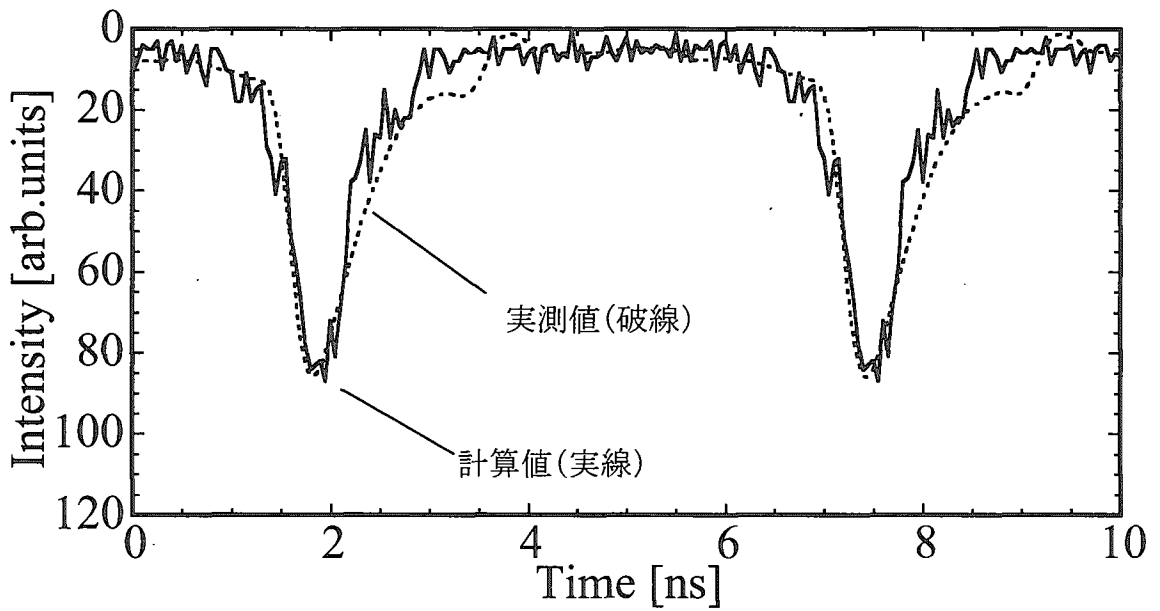


図26 実測したエネルギースペクトルをもとに低速ビームバンチ挙動を計算した結果(実線)。は線は実測値を表す。

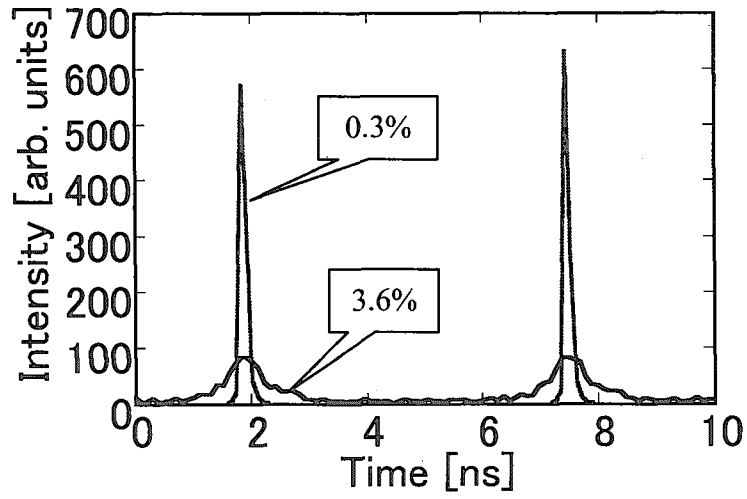


図27 エネルギースペクトルを変化させて低速ビームパルス化挙動を計算した結果。

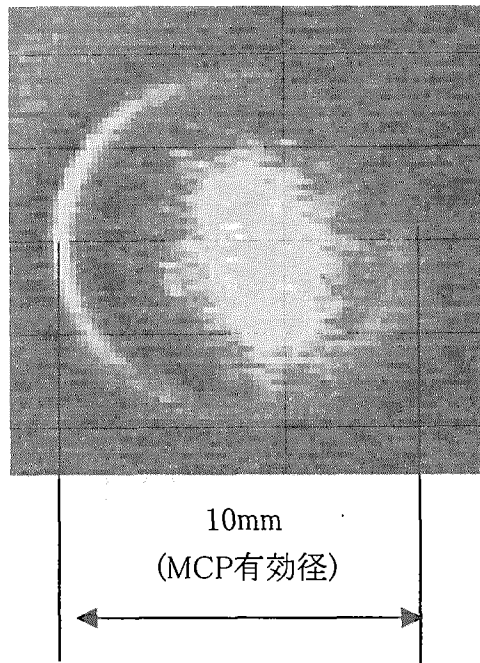


図28 低速陽電子ビーム像

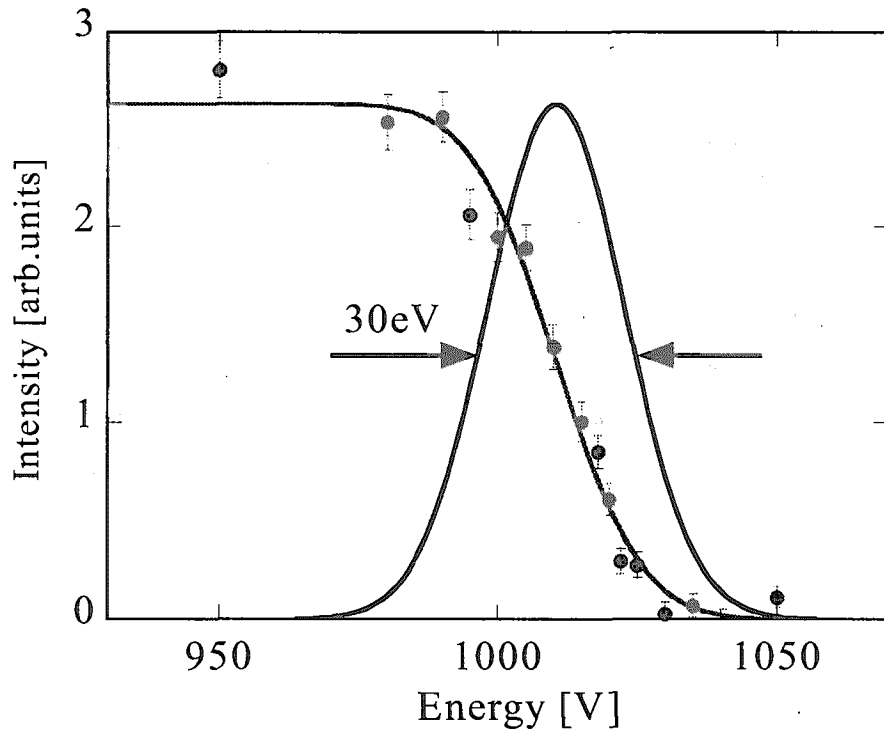


図29 低速陽電子ビームエネルギースペクトル測定結果。ビーム加速電圧1000eV。

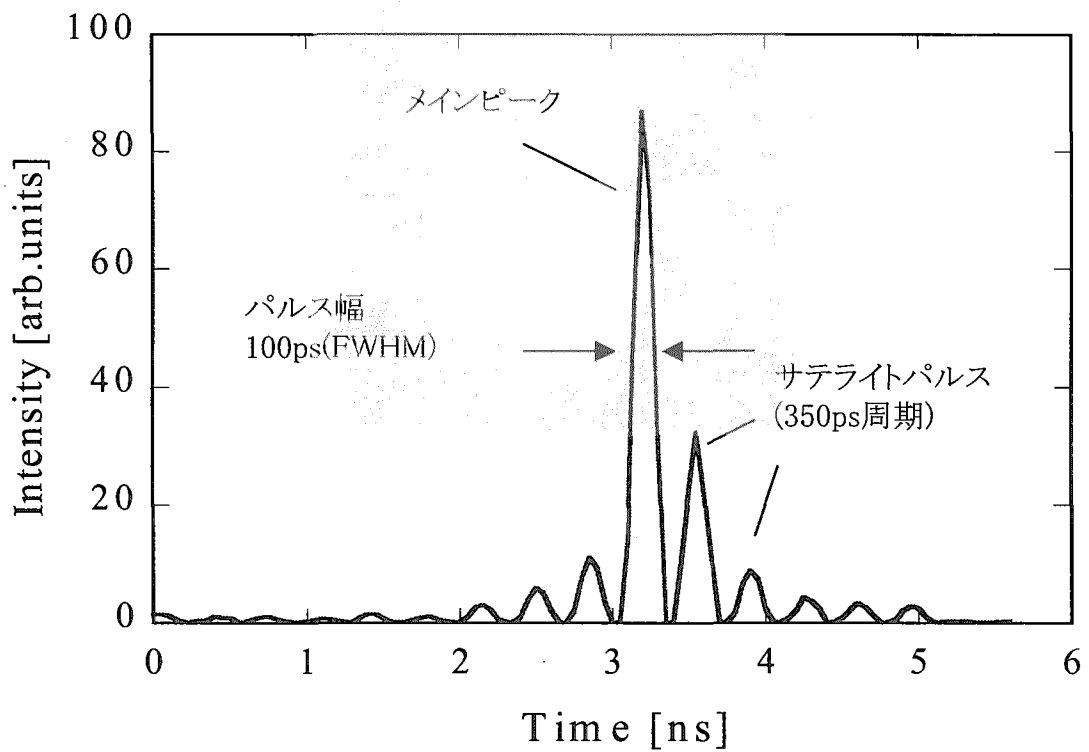


図30 パルス化挙動計算結果(高速ビーム)

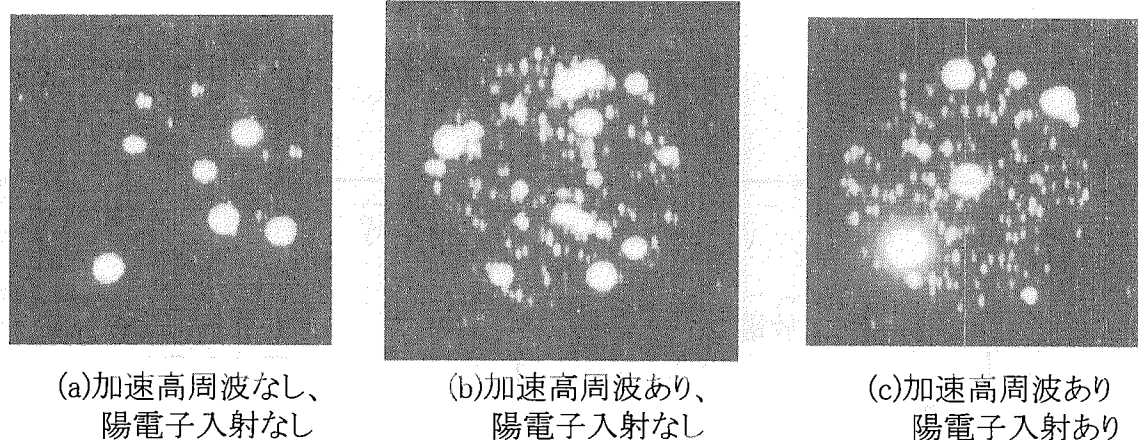


図31 高速陽電子ビーム像の観測

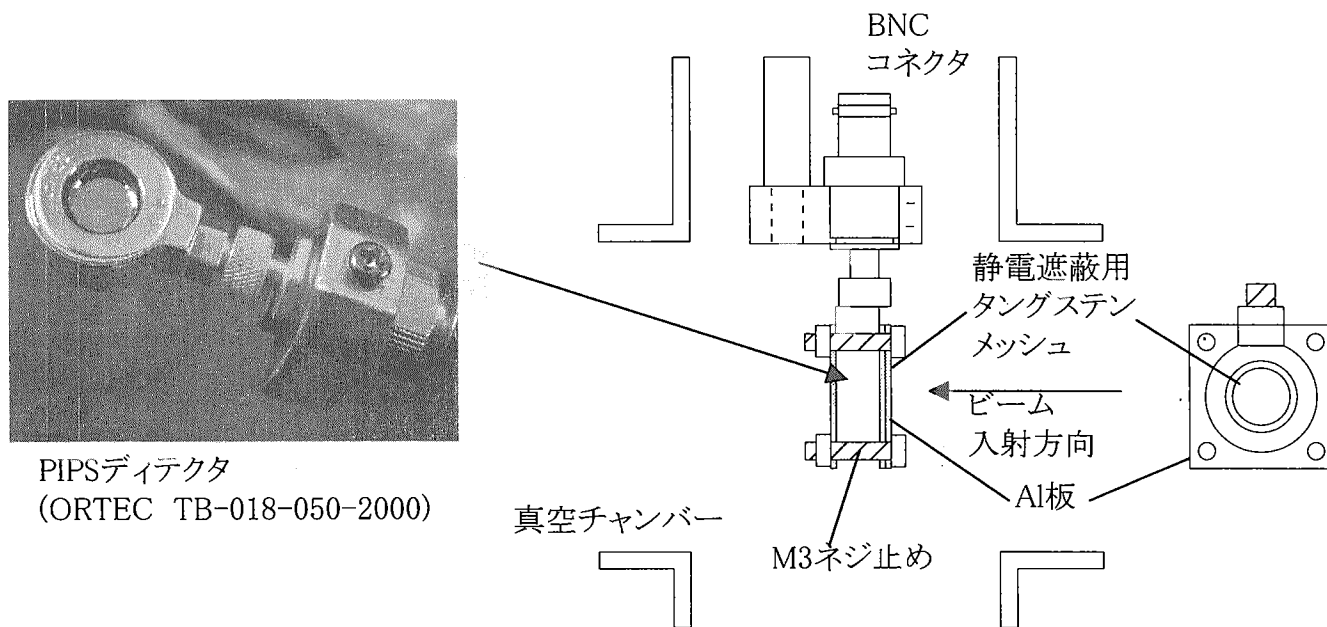


図32 測定に用いたPIPSディテクタと静電シールド構造

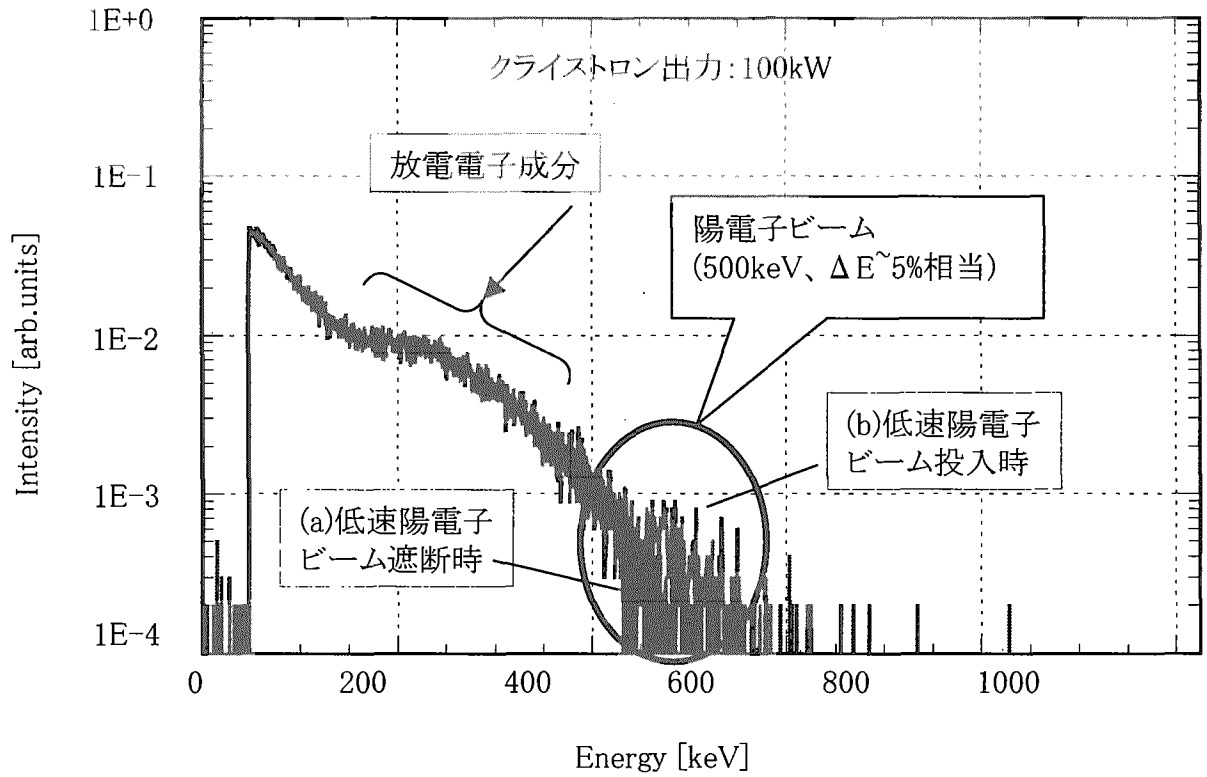


図33 PIPS検出器による高速陽電子ビーム測定結果。(a)は加速管のみを動作させた場合、(b)は低速陽電子ビームを投入した場合の測定結果。500keV付近にピークが現れる。

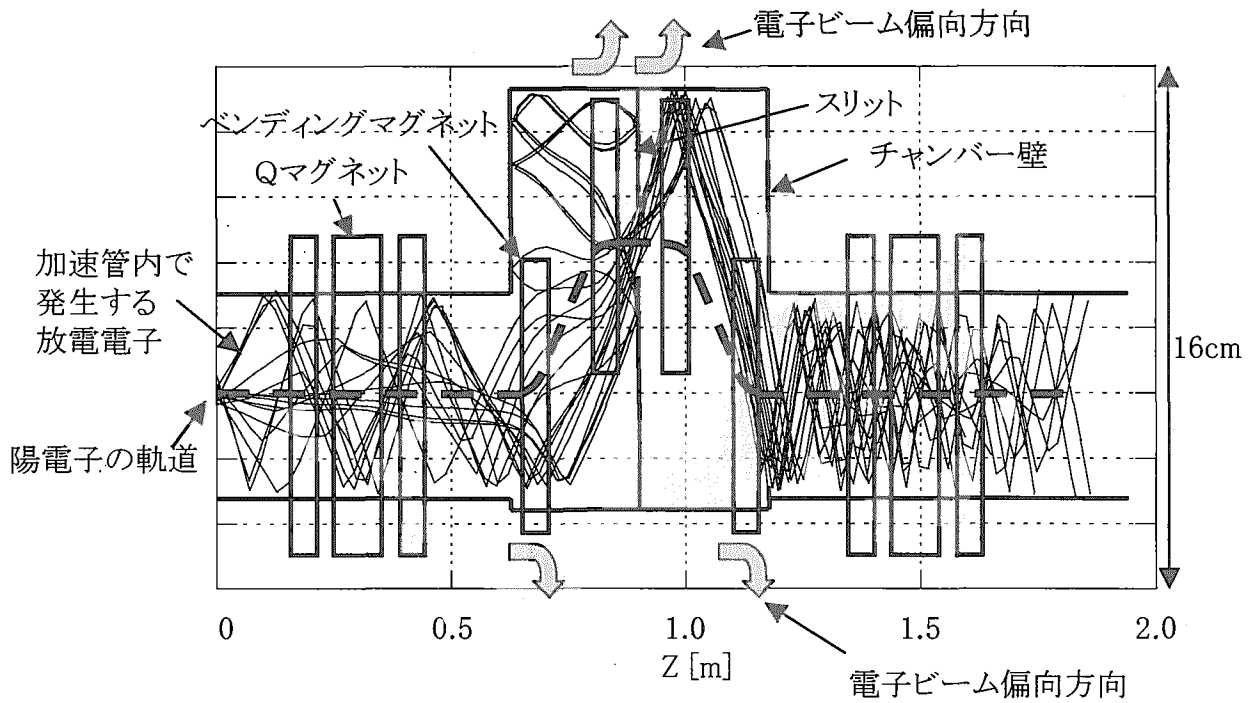


図34 弾性散乱の効果を取り入れ、磁気フィルター部を通過するビームの軌道計算の結果。アパーチャを通過するビームのみをプロットした。破線は陽電子ビームに対する設計軌道を示す。

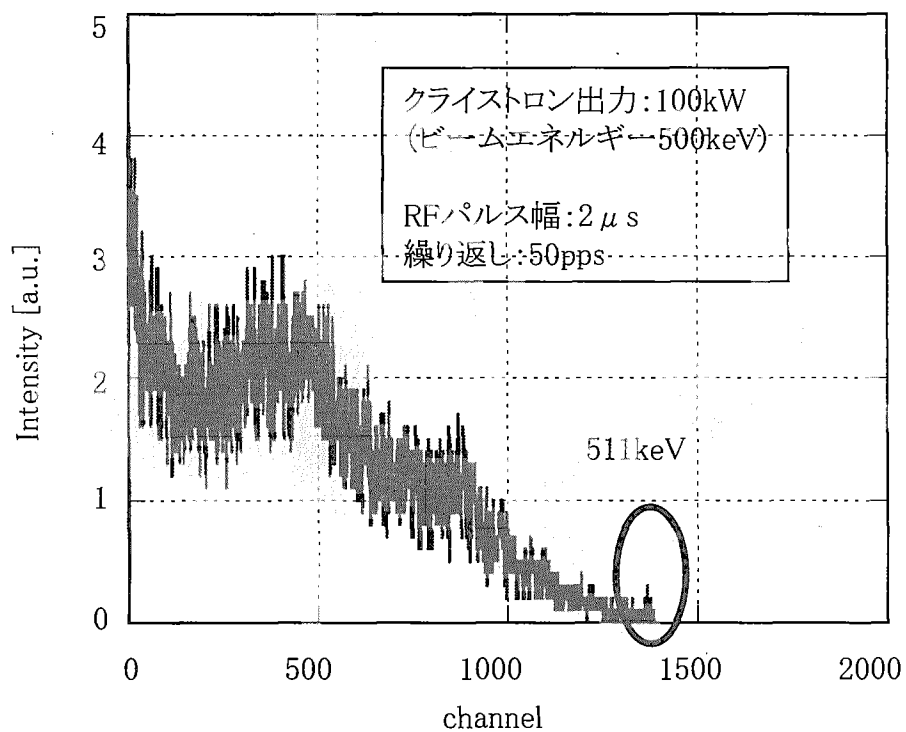


図35 HPGc検出器による消滅 $\gamma$ 線計測の結果



表1 測定されたエミッタンス。(a)は鉛直方向、(b)は水平方向の規格化エミッタンスを示す。

(a) 鉛直方向規格化エミッタンス [ $\pi$  mm $\cdot$ mrاد]

		入射ビーム電流[mA]	
		0.42	0.9
ビーム エネルギー	0.594	33.1	89.2
[MeV]	0.801	98.6	263.0

(b) 水平方向規格化エミッタンス [ $\pi$  mm $\cdot$ mrاد]

		入射ビーム電流[mA]	
		0.42	0.9
ビーム エネルギー	0.594	2.24	4.64
[MeV]	0.801	69.99	49.56

表2 電子ビームと陽電子ビームの相違

	電子ビーム	陽電子ビーム
電荷	負	正
ビーム径	$\phi$ 2~2.5mm (実測値)	$\phi$ 5~7mm (予想値)
エネルギー広がり	5~10eV (実測値)	10~50eV (実測値)
ビーム強度	mA~ $\mu$ A (実測値)	fA以下( $10^4\sim^5$ 個/sec) (実測値)

表3 電子ビームと陽電子ビームの相違による本装置への予想される影響と対策

		電荷の反転	ビームサイズ増大	エネルギースペクトル悪化	ビーム強度低下
低速ビーム 輸送	ビーム引出し	引出し部極性反転	-	-	-
	磁場輸送	影響なし	アクセプタンスの低下 →ステアリングコイル調整	若干のビーム径の増大→ ほとんど影響なし	影響なし
	曲率ドリフト	ドリフト方向の反転 →ステアリングコイル極性反転	影響なし	若干のドリフト量の変化 →ほとんど影響なし	影響なし
パルス化	チョッピング特性	逆バイアス電圧反転 →高圧電源の極性反転	影響なし	チョッピング効率の低下	影響なし
	バンチング特性	影響なし	影響なし	増大に伴いパルス幅増大	影響なし
	有効位相	反転	影響なし	相対的に狭くなる	影響なし
高周波加速	加速	影響なし	エネルギーゲインの低下( $\Delta E$ 悪化)→対策なし	ほとんど影響なし	影響なし
	磁場切れ発散	影響なし	若干の悪化	発散角度の変化	影響なし
	有効位相	反転→位相調節	影響なし	相対的に狭くなる	影響なし
磁気フィルター	Qマグネットによる集束	再調整が必要	再調整が必要	ほとんど影響なし	影響なし
	偏向マグネットによる分離	極性反転	透過効率の悪化	ほとんど影響なし	影響なし
測定計測	ビーム像観測	(測定法法を変更)	ほとんど影響なし	影響なし	MCPを使用
	ビーム強度計測	(測定法法を変更)	ほとんど影響なし	影響なし	SSDによる直接 検出あるいは消滅 $\gamma$ 線計測

# 国際単位系 (SI) と換算表

表 1 SI 基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表 2 SI と併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

$1 \text{ eV} = 1.60218 \times 10^{-19} \text{ J}$   
 $1 \text{ u} = 1.66054 \times 10^{-27} \text{ kg}$

表 5 SI 接頭語

倍数	接頭語	記号
$10^{15}$	エクサ	E
$10^{12}$	ペタ	P
$10^9$	テラ	T
$10^6$	ギガ	G
$10^3$	メガ	M
$10^2$	キロ	k
$10^1$	ヘクト	h
	デカ	da
$10^{-1}$	デシ	d
$10^{-2}$	センチ	c
$10^{-3}$	ミリ	m
$10^{-6}$	マイクロ	$\mu$
$10^{-9}$	ナノ	n
$10^{-12}$	ピコ	p
$10^{-15}$	フェムト	f
$10^{-18}$	アト	a

表 3 固有の名称をもつ SI 組立単位

量	名称	記号	他の SI 単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	$\text{s}^{-1}$
力	ニュートン	N	$\text{m} \cdot \text{kg} / \text{s}^2$
圧力, 応力	パスカル	Pa	$\text{N} / \text{m}^2$
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	$\text{N} \cdot \text{m}$
工率, 放射束	ワット	W	$\text{J} / \text{s}$
電気量, 電荷	クーロン	C	$\text{A} \cdot \text{s}$
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	$\text{W} / \text{A}$
静電容量	ファラド	F	$\text{C} / \text{V}$
電気抵抗	オーム	$\Omega$	$\text{V} / \text{A}$
コンダクタンス	ジーメンズ	S	$\text{A} / \text{V}$
磁束	ウェーバ	Wb	$\text{V} \cdot \text{s}$
磁束密度	テスラ	T	$\text{Wb} / \text{m}^2$
インダクタンス	ヘンリー	H	$\text{Wb} / \text{A}$
セルシウス温度	セルシウス度	$^{\circ}\text{C}$	
光度	ルーメン	lm	$\text{cd} \cdot \text{sr}$
照射度	ルクス	lx	$\text{lm} / \text{m}^2$
放射能	ベクレル	Bq	$\text{s}^{-1}$
吸収線量	グレイ	Gy	$\text{J} / \text{kg}$
線量当量	シーベルト	Sv	$\text{J} / \text{kg}$

表 4 SI と共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	$\text{\AA}$
バ	b
バール	bar
ガール	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

$1 \text{ \AA} = 0.1 \text{ nm} = 10^{-10} \text{ m}$   
 $1 \text{ b} = 100 \text{ fm} = 10^{-28} \text{ m}^2$   
 $1 \text{ bar} = 0.1 \text{ MPa} = 10^5 \text{ Pa}$   
 $1 \text{ Gal} = 1 \text{ cm} / \text{s}^2 = 10^{-2} \text{ m} / \text{s}^2$   
 $1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$   
 $1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C} / \text{kg}$   
 $1 \text{ rad} = 1 \text{ cGy} = 10^{-2} \text{ Gy}$   
 $1 \text{ rem} = 1 \text{ cSv} = 10^{-2} \text{ Sv}$

(注)

- 表 1-5 は「国際単位系」第 5 版, 国際度量衡局 1985 年刊行による。ただし, 1 eV および 1 u の値は CODATA の 1986 年推奨値によった。
- 表 4 には海里, ノット, アール, ヘクトールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- bar は, JIS では流体の圧力を表わす場合に限り表 2 のカテゴリーに分類されている。
- EC 閣僚理事会指令では bar, barn および「血圧の単位」mmHg を表 2 のカテゴリーに入れている。

## 換算表

力	N (=10 <sup>5</sup> dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度  $1 \text{ Pa} \cdot \text{s} (\text{N} \cdot \text{s} / \text{m}^2) = 10 \text{ P} (\text{ポアズ}) (\text{g} / (\text{cm} \cdot \text{s}))$

動粘度  $1 \text{ m}^2 / \text{s} = 10 \text{ St} (\text{ストークス}) (\text{cm}^2 / \text{s})$

圧力	MPa (=10 bar)	kgf/cm <sup>2</sup>	atm	mmHg (Torr)	lbf/in <sup>2</sup> (psi)
	1	10.1972	9.86923	$7.50062 \times 10^3$	145.038
	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	$1.33322 \times 10^{-4}$	$1.35951 \times 10^{-3}$	$1.31579 \times 10^{-3}$	1	$1.93368 \times 10^{-2}$
	$6.89476 \times 10^{-3}$	$7.03070 \times 10^{-2}$	$6.80460 \times 10^{-2}$	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 <sup>7</sup> erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	$2.77778 \times 10^{-7}$	0.238889	$9.47813 \times 10^{-4}$	0.737562	$6.24150 \times 10^{18}$
	9.80665	1	$2.72407 \times 10^{-6}$	2.34270	$9.29487 \times 10^{-3}$	7.23301	$6.12082 \times 10^{19}$
	$3.6 \times 10^6$	$3.67098 \times 10^5$	1	$8.59999 \times 10^5$	3412.13	$2.65522 \times 10^6$	$2.24694 \times 10^{25}$
	4.18605	0.426858	$1.16279 \times 10^{-6}$	1	$3.96759 \times 10^{-3}$	3.08747	$2.61272 \times 10^{19}$
	1055.06	107.586	$2.93072 \times 10^{-4}$	252.042	1	778.172	$6.58515 \times 10^{21}$
	1.35582	0.138255	$3.76616 \times 10^{-7}$	0.323890	$1.28506 \times 10^{-3}$	1	$8.46233 \times 10^{18}$
	$1.60218 \times 10^{-19}$	$1.63377 \times 10^{-20}$	$4.45050 \times 10^{-26}$	$3.82743 \times 10^{-20}$	$1.51857 \times 10^{-22}$	$1.18171 \times 10^{-19}$	1

$1 \text{ cal} = 4.18605 \text{ J} (\text{計量法})$   
 $= 4.184 \text{ J} (\text{熱化学})$   
 $= 4.1855 \text{ J} (15^{\circ}\text{C})$   
 $= 4.1868 \text{ J} (\text{国際蒸気表})$   
 仕事率 1 PS (仏馬力)  
 $= 75 \text{ kgf} \cdot \text{m} / \text{s}$   
 $= 735.499 \text{ W}$

放射能	Bq	Ci
	1	$2.70270 \times 10^{-11}$
	$3.7 \times 10^{10}$	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	$2.58 \times 10^{-4}$	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

高速短パルス陽電子ビーム形成装置の開発

R100

古紙配合率100%  
白色度70%再生紙を使用しています