真空中への熱ミュオニウムの放出

今尾 浩士　大田 晋輔　奥田 拓也　佐藤 好幸　高橋 芳太郎
辻 伸介　ファディル ヒシャム　前坂 比呂和　山下 道也

京都大学理学部 1999 P1

July 19, 2000

Abstract

ミュオニウム (μ^+e^-) は基礎物理のプローブとしてよく用いられている。そのなかで、ミュオニウム・反ミュオニウム (μ^-e^+) 転換事象探索実験などでは、ミュオニウムが熱的に真空中へ放出することが要求され、そして転換確率が非常に小さいため多くのミュオニウムが真空中にでなければならない。そこで、我々は多くのミュオニウムが放出される標的を探すため、粉末標的からの真空中への熱ミュオニウムの放出を観測した。粉末標的として、SiO_2(粒径 7nm)・ダイアモンド (粒径 50nm) を採用した。用いたビームラインは KEK–MSL の μ ポートで、運動量 26 ± 3MeV/c の表面ミュオンビームを 7 日間使用した。まず、μSR により、標的内でミュオニウムができていることを確認した。真空中への熱ミュオニウムの放出の観測には 2 つの方法を試みた。1 つ目は、ミュオンが崩壊してできる高エネルギーの陽電子を、シンチレーティングファイバーとマルチアノード光電子増倍管からなるホドスコープカウンタで検出する方法、2 つ目は、ミュオンが崩壊したあとに取り残される低エネルギーの電子を 2 次電子増倍管で検出する方法である。しかし、低エネルギーの電子の検出は真空度の問題により行わなかった。シンチレーティングファイバーは KURARAY SCSF-78M (直径 7mm) を、マルチアノード光電子増倍管は HAMAMATSU PHOTONICS H6568 を使用した。シンチレーティングファイバーホドスコープの結果から、SiO_2 粉末とダイアモンド粉末において、それぞれターゲットに止まったミュオンに対して $8.0 \pm 2.6\%$ 、 $2.3 \pm 2.4\%$ のミュオニウムを観測した。

Contents

1 序論 **3**
- 1.1 動機 . . . 3
- 1.2 過去に行われた実験 . . . 3
- 1.3 実験の概略 . . . 6
- 1.4 この文書について . . . 6

2 装置 **7**
- 2.1 ビームライン . . . 7
- 2.2 μSR スペクトロメーター . . . 7
- 2.3 粉末標的 . . . 7
- 2.4 真空槽 . . . 17
- 2.5 ターゲット台 . . . 17
- 2.6 ふるい . . . 17
- 2.7 Sci-Fi ホドスコープ . . . 18
- 2.8 低速電子検出器 . . . 23
- 2.9 DAQ . . . 30

3 本実験 **33**
- 3.1 粉ふりについて . . . 33
- 3.2 ディグレーダーの調整 . . . 35
- 3.3 Sci-Fi ホドスコープ . . . 35
- 3.4 低速電子 . . . 37

4 解析と考察 **38**
- 4.1 μSR . . . 38
- 4.2 Sci-Fi ホドスコープ . . . 41

5 結果 **51**
- 5.1 μSR . . . 51
- 5.2 低速電子 . . . 51
- 5.3 Sci-Fi ホドスコープ . . . 51
- 5.4 真空への熱ミュオニウム放出率 . . . 51

6 反省 **52**
- 6.1 粉末標的 . . . 52
- 6.2 ディグレーダー . . . 52
- 6.3 低速電子 . . . 52
- 6.4 μSR . . . 53

6.5 Sci-Fi ホド スコープ 53

謝辞 **54**

Bibliography **55**

A 古いプロポーザル **56**

B 新しいプロポーザル **58**
B.1 粉末標的の選択 59
B.2 高エネルギー陽電子の検出 60
B.3 低エネルギー電子の検出 62

List of Figures **66**

List of Tables **68**

Chapter 1

序論

1.1 動機

ミュオニウムとは μ^+ と e^- とが水素原子ライクな束縛状態になったものである。μ^+ は陽子と違って複合粒子ではないので、水素原子よりも単純な系である。その構造の単純さから、様々な基礎物理の対象となった [1]。過去には hyperfine structure [2] や Lamb shift [3, 4] や 1S–2S 遷移の測定 [5] のような、QED の検証が行われてきた。また、真空中に熱的に放出されたミュオニウムをレーザー解離することにより、超低速ミュオンビームの生成も行われている [6]。さらには、ミュオニウムから反ミュオニウム ($\mu^- e^+$) への自発的転換事象の探索 [7] のような、レプトン数非保存という、標準模型を越える物理へと発展してきている。

われわれはとくに、このミュオニウム・反ミュオニウム転換に興味を持った。ミュオニウム・反ミュオニウム転換は物質中では起こらない [8, 9]。したがって、真空中にミュオニウムを引き出さなければならない。そこで、われわれはミュオニウムがたくさん放出されるターゲットを探す実験をすることとなった。

1.2 過去に行われた実験

1.2.1 Mu-$\overline{\text{Mu}}$ 転換事象探索実験

ここで、 PSI での Mu-$\overline{\text{Mu}}$ 実験 [7] を紹介する。Figure 1.1 にこのスペクトロメータ (MACS) の概略図を示す。反ミュオニウムの負ミュオンが崩壊してできる電子は 5 層の MWPC (多線式比例計数箱) によって検出される。装置には 0.1 T の磁場がかけられているため、その運動量と電荷の符号が分かる。また、取り残された陽電子は電場で加速され、MCP (マイクロチャネルプレート) で検出される。さらに、その陽電子が対消滅して出てくるガンマ線は CsI カロリーメータで検出される。イベントは MWPC, MCP, CsI のディレイドコインシデンスで構成される。MACS スペクトロメータのデータを Table 1.1 に示す。いまのところ、 Mu-$\overline{\text{Mu}}$ 転換率は磁場 0.1 T のとき

$$P_{\text{M}\overline{\text{M}}} \leq 8.3 \times 10^{-11} \text{ (90\% C.L.)}$$

となっている。

1.2.2 真空中へのミュオニウムの放出の過去の実験

ミュオニウムの最初の観測は Ar ガスで行われ、$85 \pm 9\%$の生成率があった [10]。

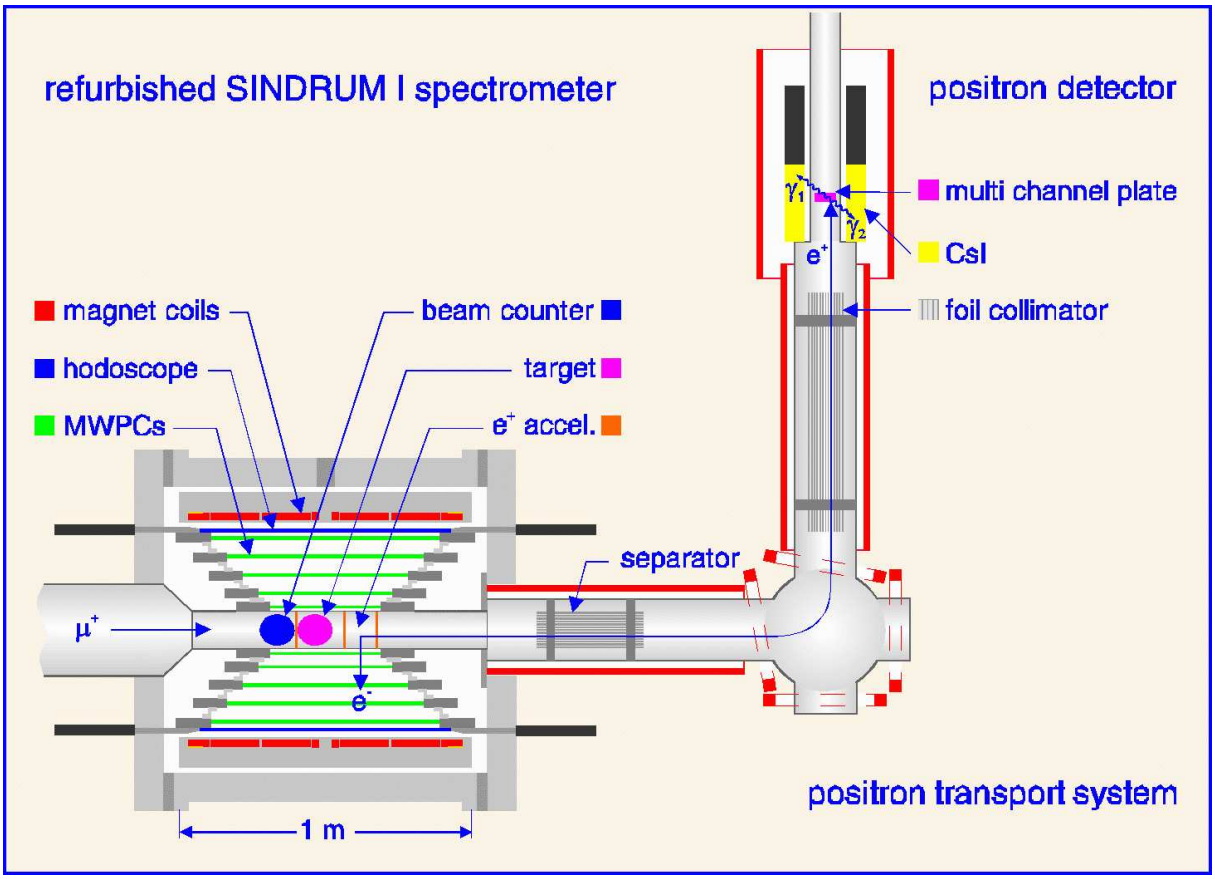


Figure 1.1: PSI の Mu-$\overline{\text{Mu}}$ 実験の概略図

Table 1.1: MACS スペクトロメータのデータ

μ^+ ビームの運動量	26 MeV/c
μ^+ ビームの運動量の広がり	5 %
μ^+ ビームの強度	8×10^8 /s
MWPC 立体角	73 %
低速陽電子輸送効率	80(2) %
MCP 効率	64(2) %
CsI アクセプタンス	79(4) %
真空中への Mu 放出率	3.3 % (入射 μ^+ に対し)
有効体積内に入る Mu の割合	$5.0(2) \times 10^{-3}$ (入射 μ^+ に対し)

真空中にミュオニウム引き出すために金属フォイルを使った方法とパウダーを使った方法が開発された。

金属フォイルを用いたミュオニウムの真空への引き出し

ミュオニウムを最初に真空に出す実験は金属フォイルを用いて行われた。Be や Au、Al などのターゲットで 0.03%(入射 μ^+ に対して) 程度の放出率が得られた [11]。このとき得られたミュオニウムは 20keV 以下のエネルギーを持っていた。

熱ミュオニウムの初期の観測は例えば熱した W で行われ、$4 \pm 2\%$の放出率 (止まった μ^+ に対して) があった [12]。しかし放出率は金属の状態に敏感であり再現するのは難しい。より金属フォイルの状態を良くした実験では W で 8(1)%[13]、Pt で 4.7(6)%[14](共に止まった μ^+ に対して) の放出率が得られている。しかし金属で高いミュオニウムの真空放出率を得るためには高純度、高温、汚染の少ない金属表面とそのための高真空が必要となるため扱いが難しい。

また室温においては金属フォイルからミュオニウムが真空中に出てくることはないためバックグラウンドの測定に利用することができる。

パウダーを用いたミュオニウムの真空への引き出し

パウダーでは SiO_2(Cab-o-sil EH5、密度 $0.032 \mathrm{g/cm^3}$、表面積 $400 \mathrm{m^2/g}$、粒径 7nm) が最も良く調べられていて、最高で入射 μ^+ の 10%程度の放出率が得られている [15]。

SiO_2 パウダー (EH5) 内でのミュオニウム生成機構は次のとおりである。

1. μ^+ がパウダーの粒の中で止まる。粒の中でのミュオニウム生成率はバルクの SiO_2 の時と同じで $61 \pm 3\%$である [16]。

2. 粒の表面まで拡散して粒の間の真空に出てくる。生成されたミュオニウムの内 $97 \pm 1\%$ が出てくる [17]。

3. ランダムウォークをして粉の領域から出て真空中に放出される。真空中に出てきたミュオニウムはまだ大部分偏極している [18]。

ミュオニウムの放出においてパウダー中での拡散が重要となってくる。SiO_2(EH5) パウダーの拡散係数は $525 \pm 100\ \mathrm{cm^2/s}$ である [19]。しかし拡散係数はシミュレーションモデルのパラメーターに敏感で、ビームの stopping distribution やターゲットの不均一さが重要になってくる。拡散係数の値はパウダーのミクロな構造によっている。

ふっただけのパウダーの厚みには 20∼30%のゆらぎがある [19]。しかしふりかたや同じふりかたでも 1 つ 1 つのターゲットによって厚みの不均一さは違うので正確に測るのは難しい。同じものを作るのも難しい。これがパウダーを用いる時の困難である。

Stopping distribution はターゲットの厚さやビームの運動量の広がりによっても変わり放出率に影響する。運動量の広がりは狭いほうが放出率は高い [19]。

SiO_2 では EH5 以外にも Degussa の AEROSIL 300(粒径 14nm) [18] でも行われており EH5 と同程度の放出率が確認されている。Merck Opti-Pur(密度は $0.51 \mathrm{g/cm^3}$、表面積は $600 \mathrm{m^2/g}$ と EH5 とは性質がだいぶ違う) や Cab-o-sil M5(密度 $0.04 \mathrm{g/cm^3}$、表面積は $200 \mathrm{m^2/g}$、粒径 14nm) などでも EH5 とあまり変わらない放出率が得られていて密度や表面積だけではミュオニウム生成率はわからない [18, 19]。

Al_2O_3 についても室温でターゲットに止まった μ^+ の内 $35 \pm 14\%$がミュオニウムを生成し大部分が粒から粒間の領域に出ることが確認されている [16]。しかし真空中へ放出した研究は十分なされていない。

ダイアモンド中ではミュオニウムは normal ミュオニウムと anomalous ミュオニウムの 2 つの状態を取る。Anomalous ミュオニウムはダイアモンド結晶の方向に対し軸対称な状態にある。文献 [20] によると室温でのミュオニウムは anomalous ミュオニウムのみ観測されて入射 μ^+ の $14.5 \pm 1.3\%$の生成率があるが、normal ミュオニウムが観測されないのはスピン緩和率が室温で大きくなるからである。この実験ではダイアモンドの粒径は数 μm であり、我々の用いる 50nm の粒径のダイアモンドでは normal ミュオニウムも偏極がなくなる前に粒の中から出てきて測定できるかもしれない。ダイアモンドについても真空中への引出しはあまりなされていない。

1.3 実験の概略

まず、ターゲットとして、Al_2O_3、ダイアモンド、SiO_2 の粉末を用意した。そして、ミュオニウムが放出されない標準ターゲットとして、アルミニウムフォイルを採用した。

実験の内容はまず、μSR スペクトロメータを利用して、ミュオンスピン回転によってミュオニウムの生成量を確認する。次に真空中に拡散してきたミュオニウムからの信号の数を測定する。真空中のミュオニウムを同定するために、次の 2 種類の方法を試みた。

- ミュオニウム中の正ミュオンが崩壊してできる数十 MeV の高エネルギー陽電子をシンチレーティングファイバーとマルチアノード光電子増倍管からなるホドスコープカウンタで検出する。
- 正ミュオンが崩壊して残された 10eV 程度の低エネルギー電子を静電場で加速・収束し、2 次電子増倍管で検出する。

真空中に熱的に出てくるミュオニウムは速度が平均約 7 mm/μsec と非常に遅いので、ターゲットから離れた領域にミュオニウムが到達するのには時間がかかる。したがって、その領域の時間スペクトルを見ると、バックグラウンドは単なるミュオン崩壊のスペクトルとなるが、熱ミュオニウムが来ると途中から立ち上がるスペクトルが見える。その解析することにより放出率を求めた。

残念ながら、低エネルギー電子の検出は、検出器に必要な高真空が得られず、本実験直前に断念せざるを得なかった。

1.4 この文書について

Chapter 2 で実験装置や粉末標的について述べた。予備的な実験やシミュレーションもここにある。Chapter 3 には本実験のことについて述べた。Chapter 4 で μSR と シンチレーティングファイバーホドスコープの解析と考察をする。Chapter 5 には結果をまとめた。さいごに Chapter 6 で今回の実験の反省を述べた。また、 Appendix には新旧プロポーザルを記載した。

Chapter 2

装置

2.1 ビームライン

我々は KEK–MSL で得られるパルス状の表面ミュオンビーム (Table 2.1) を利用させていただいた。

Table 2.1: 表面ミュオンビーム仕様

電荷	正のみ
粒子のエネルギー	3.1 MeV
粒子の運動量	26 MeV/c
運動量の広がり (FWHM)	∼3 MeV/c
ビームの空間的広がり (FWHM)	∼60 mm
ビームパルスの周波数	20 Hz
ビームパルスの時間幅	50 nsec
粒子の数 (内径 20mm のコリメーター使用時)	∼65 /pulse
スピン偏極度	∼100 %

2.2 μSR スペクトロメーター

KEK–MSL の μ ポートの μSR スペクトロメーター (Figure 2.2, Table 2.1) を利用させていただいた。Figure 2.2 の拡大図に示すように前方、後方 16 対のプラスチックシンチレーターがそれぞれ円形に配置されミュオンスピン回転によってミュオニウムの生成が確認できる。

2.3 粉末標的

粉末は過去の実験を調べ、真空中にミュオニウムが拡散してくるように、導体ではないもの、粒径が小さく表面積の大きいものを基準に探した。まず、過去の実験でよくターゲットとして選ばれている SiO_2 を過去の実験と比較するための標準ターゲットとして 2 種用意した。一つは Cab-o-sil の EH5 で、これは過去の実験によく用いられている。もう一つ

Figure 2.1: μ ポートの μSR スペクトロメーターの仕様

主コイル	SHC
縦磁場 (ビーム進行方向)	$\sim$0 gauss
横磁場 (ビームに垂直方向)	35 gauss
自由空間 (ビーム方向)	98 mm
自由空間 (ビームに垂直方向)	直径 96 mm
検出器の種類	プラスチックシンチレーター
検出器の個数	前方 16 対、後方 16 対
検出器立体角	16 %
測定時間の範囲	0 $\sim$ 32 μsec
TDC 時間分解能	16 nsec

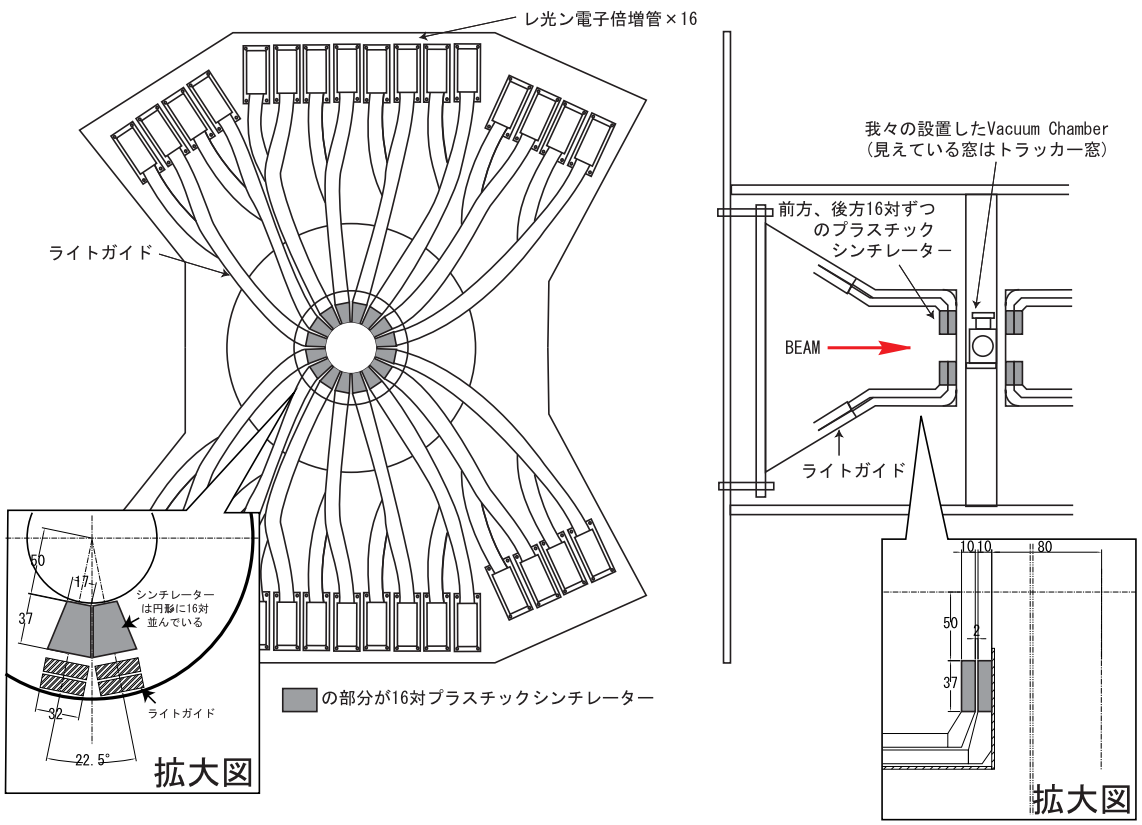


Figure 2.2: μSR スペクトロメーター

は AEROSIL の 300 で、これは試験的に使用した。粒径はともに 7nm である。過去の実験については Section 1.2.2 で述べた。

また真空中ではないがパウダーからミュオニウムが拡散することの知られている Al_2O_3 もターゲットとして用いることにした。これは Baikalox の CR125 を用意した。粒径は 30nm である。

さらに特に理由はないが、半導体だとどのような結果が出るか挑戦的な意味で調べてみたかったので、ダイアモンドターゲットを使うことにした。これは microdiamant の DP558 を用意した。粒径は 50nm である。

また、バックグラウンド測定のために厚さ 50μm のアルミ箔を用いる。

2.3.1 AEROSIL の性質 [21]

我々の用いる AEROSIL 300 は比表面積 $300 \pm 30 \mathrm{m}^2/\mathrm{g}$、一次粒子径 7nm、純度 99.9%以上である．

AEROSIL は火炎加水分解法により製造されていて、$SiCl_4 + 2H_2 + O_2 \rightarrow SiO_2 + 4HCl$ という反応でできている。SiO_2 以外は蒸発しやすいもののため高純度の SiO_2 ができる。

一次粒子はほぼ球形であり、鎖状につながり網目構造を作っている。そして、粒子同士は凝集して $10 \sim 30\mu$m と 100μm 前後の凝集粒子を形成している。

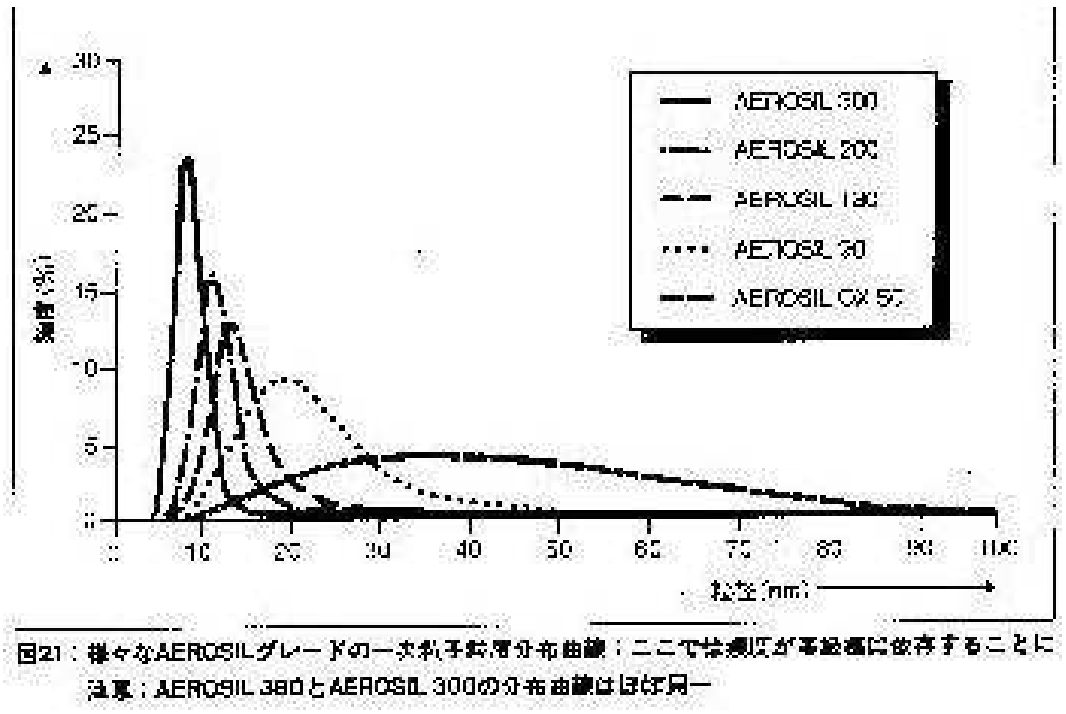


Figure 2.3: AEROSIL の一次粒子粒度分布曲線

Figure 2.3 は一次粒子粒度分布曲線である。AEROSIL 300 では分布の幅は狭く、ほとんどの粒子が同じ大きさになっている。

AEROSIL の表面においてはシラノール基とシロキサン基 (Figure 2.4) が重要である。シラノール基の方がシロキサン基よりもミュオニウムと反発するのでシラノール基が多いほうがミュオニウムは拡散しやすい。

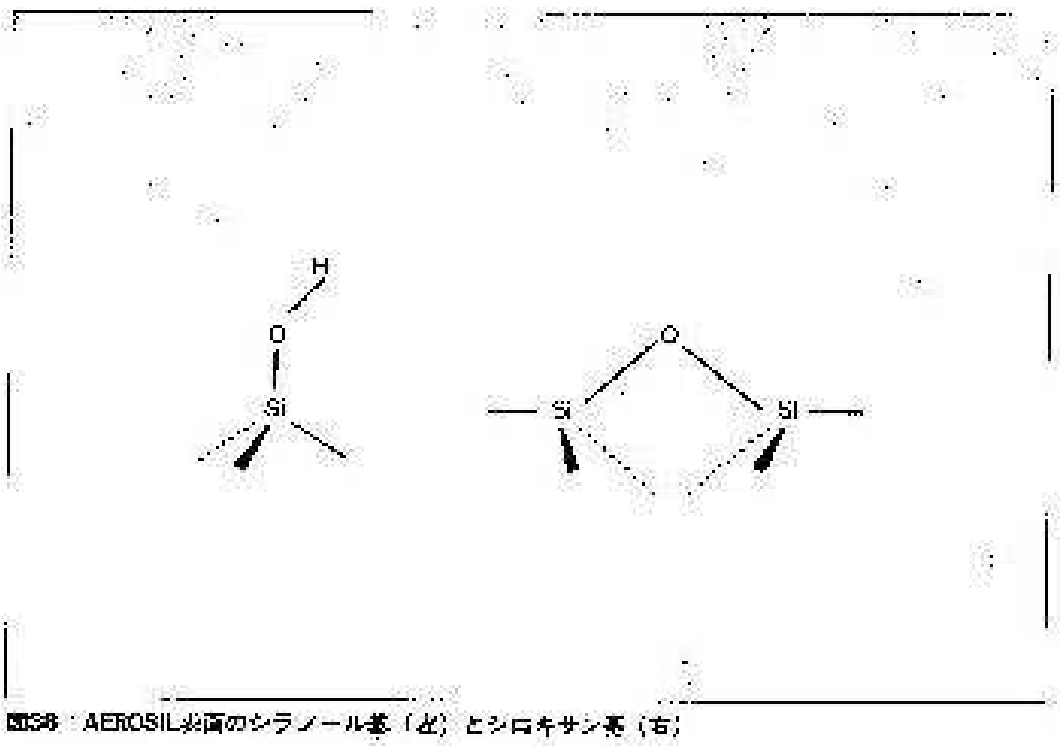


Figure 2.4: AEROSIL 表面のシラノール基 (左) とシロキサン基 (右)

一次粒子の凝集はシラノール基の水素結合による。シラノール基密度は比表面積と無関係で 2.5ヶ$SiOH/nm^2$ である。シラノール基濃度 (mmol/g) は比表面積とほぼ比例関係にある。また大気中からの水分の吸着は空気中の湿度に依存し可逆的である (湿度 82%では吸着し 55%では放出する)。

シロキサン結合は結合角にばらつきがあり、歪みのあるシロキサン結合は水と反応しシラノール基となる。

$$\equiv Si - O - Si \equiv \quad \rightleftarrows \quad 2 \equiv SiOH$$

この反応により貯蔵期間中にシラノール基濃度が高くなる。AEROSIL 200(製品袋中)なら製造後 3 日で 1.8 総 $SiOH/nm^2$、1 年貯蔵後で 2.65 総 $SiOH/nm^2$ である。

2.3.2 ダイアモンド、Al_2O_3 パウダーの性質

ダイアモンドパウダーは粒径 50nm である。粒径分布は Figure 2.5 の通りである。99%は 100nm 以下の粒径を持っている。その他の性質はわかっていない。

Al_2O_3 パウダーは粒径 30nm、純度 99.98%、比表面積 $125m^2/g$ である .

2.3.3 Diffusion of Muonium inside Silica powder

Overview.

In this section we derive an expression for the rate at which an ensemble of muonium atoms, formed in fine silica powder, can escape the powder particles and move in an interstitial vacuum.

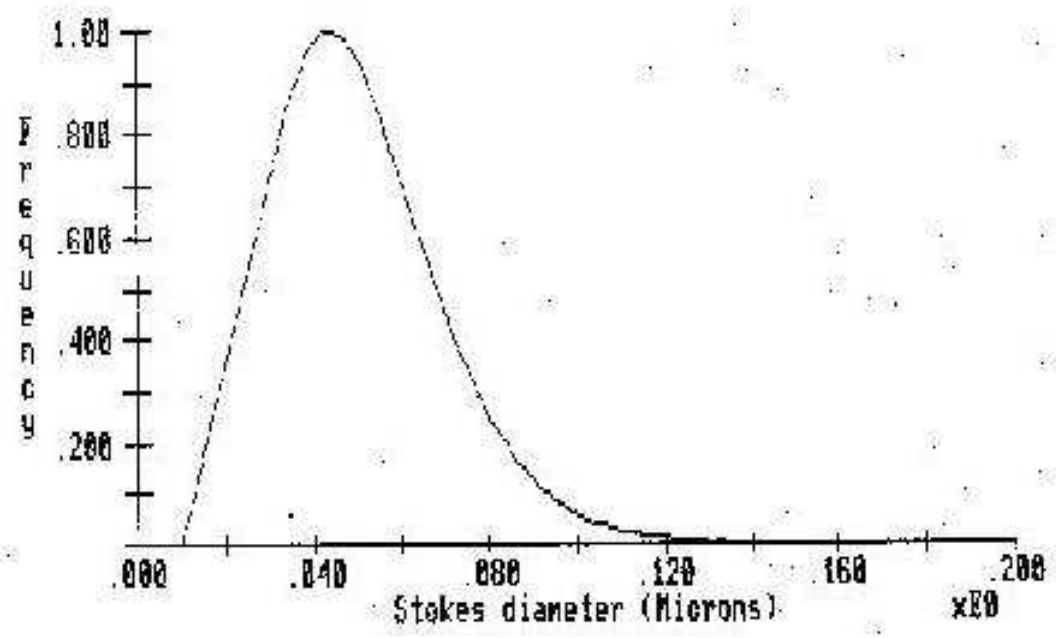


Figure 2.5: ダイアモンドパウダーの粒径分布

In the following section we estimate the rate at which an ensemble of thermal muonium atoms may escape a thin powder layer.

Motion of Muonium atoms in spherical silica particles.

The starting point for the following calculations is an expression for the rate at which particles appear at an absorbing interface per unit area, per unit time,

$$R(t) = -D(\hat{n} \cdot \nabla W) \tag{2.1}$$

where $\hat{n}$ is a unit vector normal to the surface and

$$W(\vec{r})\mathrm{d}\vec{r} = (4\pi Dt)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{|\,\vec{r}\,|^2}{4Dt}\right) \mathrm{d}\vec{r} \tag{2.2}$$

is the probability per unit area of finding a particle between $\vec{r}$ and $\vec{r} + d\vec{r}$ after movement by random walk from $\vec{r} = 0$ at $t = 0$. The boundary condition $W = 0$ applies to equation (2.2) at an absorbing interface. The diffusion coefficient is defined here as

$$D = \frac{n\langle y^2 \rangle}{6} \tag{2.3}$$

for a particle undergoing n independent displacements of mean square distance $\langle y^2 \rangle$ per unit time. An equivalent definition in terms of the mean speed c and the mean free path s is

$$D = \frac{cs}{3}. \tag{2.4}$$

Consider now a sphere of radius a, whose surface is the absorbing interface, and find $R(t,\vec{x})$ for a particle starting its random motion at $\vec{x}$ at $t=0$. Then $W=0$ when $\vec{r}=\vec{a}-\vec{x}$, and

$$R(t,\vec{x}) = \frac{(\pi Dt)^{-\frac{3}{2}}}{16t}\int \mathrm{d}s(\vec{a})\hat{n}(\vec{a})\cdot(\vec{a}-\vec{x})\cdot\exp\left(-\frac{\mid\vec{a}-\vec{x}\mid^2}{4Dt}\right). \tag{2.5}$$

The surface integration can be performed by noting that

$$\begin{aligned} \mathrm{d}s(\vec{a}) &= a^2\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi, \\ \mid\vec{a}-\vec{x}\mid^2 &= a^2+x^2-2ax\cos\theta, \text{and} \\ \hat{n}(\vec{a})\cdot(\vec{a}-\vec{x}) &= \mid\vec{a}-\vec{x}\mid\cos\alpha = a-x\cos\theta. \end{aligned} \tag{2.6}$$

Carrying out the surface integration yields

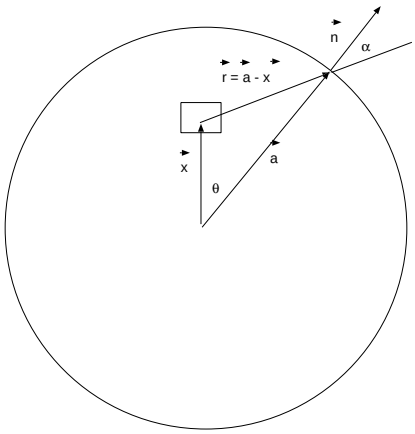


Figure 2.6: Geometry of muonium emission from a sphere.

$$R(t,\vec{x}) = \frac{\pi}{2}a^2D(\pi Dt)^{-\frac{3}{2}}\exp\left(\frac{-(a^2+x^2)}{4Dt}\right) \cdot\left[x^{-1}\left(1+\frac{2Dt}{a^2}\right)\sinh\left(\frac{ax}{2Dt}\right)-a^{-1}\cosh\left(\frac{ax}{2Dt}\right)\right]. \tag{2.7}$$

Now assume that the particle ensemble is initially distributed uniformly through the sphere with a constant density of $\frac{1}{V}=\frac{3}{4\pi a^3}$, in order to preserve the probabilistic normalization of equation (2.7). Then, integrating over the volume of the sphere,

$$R(t) = 3a^{-3}\int_0^a \mathrm{d}x x^2 R(t,\vec{x}), \tag{2.8}$$

which is the rate at which particles appear at the surface of the sphere, given a uniform distribution at $t=0$. This may be evaluated using the exponential form for the hyperbolic functions, although the procedure is quite tedious. The result obtained is

$$R(t) = \pi^{-\frac{1}{2}}\frac{3}{2t}\left(\frac{Dt}{a^2}\right)^{\frac{1}{2}}\left[1-2\left(\frac{Dt}{a^2}\right)+\left(1+2\left(\frac{Dt}{a^2}\right)\right)\exp\left(-\frac{a^2}{Dt}\right)\right]. \tag{2.9}$$

As time approaches zero, $R(t)$ grows as $t^{-\frac{1}{2}}$, which is a result of the non-zero particle density at the surface of the sphere at $t = 0$ and the assumption of a perfectly absorbing interface. As t grows without limit, $R(t)$ behaves as $t^{-\frac{3}{2}}$. It is now possible to calculate the probability that a particle has passed through the surface by time t (assuming it will not decay). Evaluating

$$P(t) = \int_0^t \mathrm{d}t' R(t') \tag{2.10}$$

gives the desired result:

$$P(t) = 1 - erf\left[\left(\frac{Dt}{a^2}\right)^{-\frac{1}{2}}\right] + \pi^{-\frac{1}{2}}\left(\frac{Dt}{a^2}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left[3 - \frac{2Dt}{a^2} - \left(1 - \frac{2Dt}{a^2}\right)\exp\left(-\left(\frac{Dt}{a^2}\right)^{-1}\right)\right] \tag{2.11}$$

The error function $erf(x)$ has the usual definition:

$$erf(x) = 2\pi^{-\frac{1}{2}} \int_0^x \mathrm{d}t \exp(-t^2) \tag{2.12}$$

Another useful result includes the decay of particle of mean lifetime λ^{-1}, so that the probability of it passing through the surface before decaying is

$$\begin{aligned} P &= \int_0^\infty \mathrm{d}t R(t) \exp(-\lambda t) \\ &= \frac{3}{2}\beta\left[1 - \beta^2 + (1+\beta)^2 \exp\left(-\frac{2}{\beta}\right)\right], \end{aligned} \tag{2.13}$$

where $\beta = \left(\frac{D}{\lambda a^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$.

Motion of Muonium atoms in fine powder layers.

The procedure is essentially identical to that of the previous section, with only the geometry and the parameter D requiring modification. Equations (2.2) and (2.7) apply, and the expression for $R(t, \vec{x})$becomes, after integration over the surfaces (assumed infinite in area),

$$R(t, \vec{x}) = (2t)^{-1}(4\pi Dt)^{-\frac{1}{2}}\left[x \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) + (d - x) \cdot \exp\left(-\frac{(d-x)^2}{4Dt}\right)\right]. \tag{2.14}$$

For and incident particle distribution of $\frac{1}{d}$ per unit thickness at $t = 0$, the rate of emission can be integrated over x to give the effective rate from the entire volume:

$$R(t) = \int \mathrm{d}x \frac{1}{d} R(t, \vec{x}) \tag{2.15}$$

$$= (4\pi Dt)^{-\frac{1}{2}} d^{-1} D\left[1 - \exp\left(-\frac{d^2}{4Dt}\right)\right]. \tag{2.16}$$

The probability that a particle, decaying at a rate of λ s^{-1}, will reach one particular

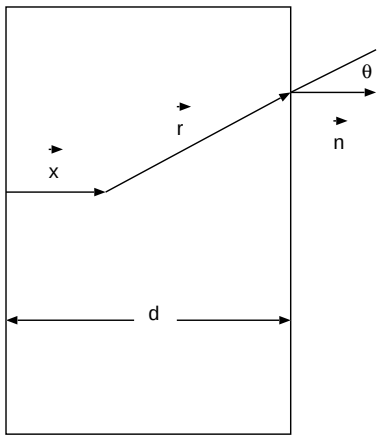


Figure 2.7: Geometry of muonium emission from a layer.

surface of the layer is then

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2}\int_0^\infty \mathrm{d}t \exp(-\lambda t) R(t) \\ &= \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda d^2}{D}\right)^{-\frac{1}{2}} \left[1 - \exp\left(-\left(\frac{\lambda d^2}{D}\right)^{\frac{1}{2}}\right)\right], \end{aligned} \tag{2.17}$$

where $\frac{1}{2}$ comes from the neglect of the second surface.
In order to estimate this value numerically, some reasonable assumptions must be made for the value of D.
Using a formula for the mean free path s of a point particle (a muonium atom) moving freely in a uniform random collection of n/cm^3 stationary spheres (silica particles) of radius r,

$$s = (\pi r^2 n)^{-1} \tag{2.18}$$

it is found that

$$D = c(\pi r^2 n)^{-1} \tag{2.19}$$

The average number density n can be written in terms of the density of silicon dioxide, ρ, and the density of the silica powder used in the layer, ρ', as

$$n = \frac{3\rho'}{4\pi r^3 \rho} \tag{2.20}$$

so that

$$D = \left(\frac{4cf}{9}\right)\frac{\rho}{\rho'} \tag{2.21}$$

The mean thermal velocity c is $7.37 \times 10^5 \mathrm{cm} \cdot \mathrm{s}^{-1}$ for muonium at room temperature. The density of silica powder used in the experiment was $\rho' = 0.04\mathrm{g} \cdot \mathrm{cm}^{-3}$, whereas for bulk silica it is $\rho = 2.2\mathrm{g} \cdot \mathrm{cm}^{-3}$. A particle radius of $3.5 \times 10^{-7}\mathrm{cm}$ then leads to an estimate of

$$D = 7.9\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{s}^{-1} \tag{2.22}$$

Simulation of the diffusion of Muonium inside Silica

The diffusion of Muonium atoms inside a silica powder target was simulated using a monte carlo program.
A group of 3500 stopped Muonium atoms with a random distribution, were generated inside a $2 \times 60 \times 50$ mm target . The beam projected on the target was taken to have a circular shape with a 1cm radius (see figure). The thickness of the target (2mm) was taken as such to make the program have a realistic run time. The stopped Muonium

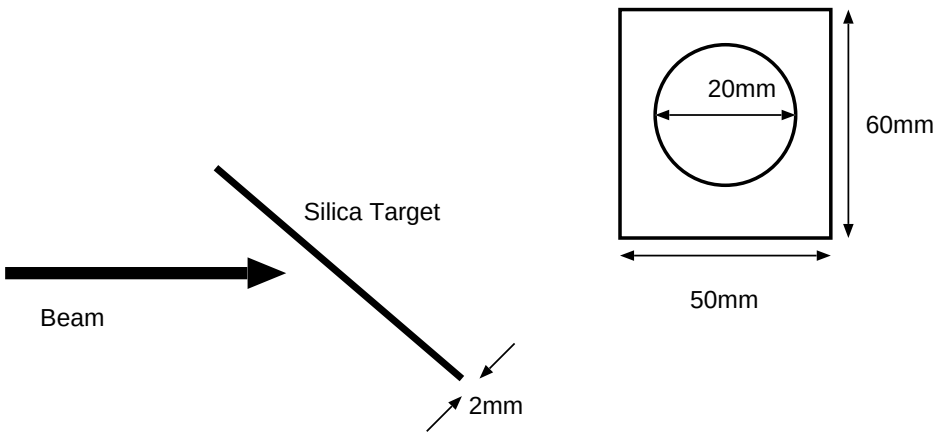


Figure 2.8: Side view of the geometry of the target used in the simulation

atoms were then subjected to a random walk motion in 3 dimensions inside the target, with the only interaction being the collisions of Mu atoms with Silica molecules (interactions between the Mu atoms are unlikely, thus were not considered). The most important parameter of the simulation was the diffusion constant D. All other parameters, time and space steps (the time and distance between consecutive collisions), depend explicitly upon the diffusion coefficient. The muonium decay time of 2.2μs, was included in the simulation. Most of the stopped Mu atoms diffused and decayed inside the powder with only a portion making it to the surface (the upper surface leading to the vacuum region). This portion is the yield of the muonium. This yield depend largely on the choice of the diffusion coefficient.
The simulation was conducted for two values of the diffusion coefficient more or less consistent with the results of previous experiments. The emerging Mu atoms were histogramed depending on their initial position in the x direction inside the powder . We notice that only the Mu atoms close to the surface emerge into the vacuum region and all other either decay inside the target or make it to the lower surface, which is not of interest to us. Also, to determine how much time the Mu atoms spend inside the target before emerging to the vacuum, five runs for $D = 90$ cm^2/s were conducted and the average time computed. The results are compiled in the following table.

Run	emerging	mean time(s)
run1	154	6.66×10^{-7}
run2	132	7.51×10^{-7}
run3	135	6.61×10^{-7}
run4	129	6.32×10^{-7}
run5	115	6.58×10^{-7}
total	665	33.68×10^{-7}

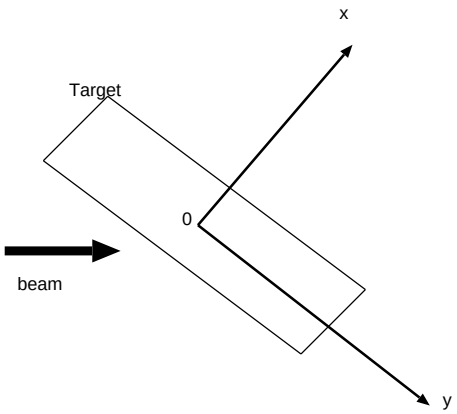


Figure 2.9: Target and the coordinate system

This give an average of emerging Mu atoms of $\frac{665}{3500\times5} = 3.8\%$, and the average time spent inside the target is $\frac{33.68}{5}10^{-7} = 6.73 \times 10^{-7}$s.

2.3.4 密度測定

$SiO_2(EH5, AEROSIL300), Al_2O_3,$ダイアモンド、各々の粉について実験に使用する網を用いて密度を測定した。EH5,AEROSIL,Al_2O_3 においては、カメラのフィルムケースを使い、ダイアモンドについてはアルミ板で小さい容器を製作して、それいっぱいに粉を盛ることによって密度を測定した。

Table 2.2: Powder properties

powder		diameter (nm)	purity (%)	density (g/cm^3)	used mesh (mesh/inch)
SiO_2	AEROSIL 300	7	99.9	4.2×10^{-2}	60
	CABOT EH5	7	99.8	3.3×10^{-2}	60
Al_2O_3	BAIKOWSKI Baikalox CR125	30	99.98	6.2×10^{-2}	100
Diamond	microdiamant DP558	50		4.5×10^{-1}	250

2.3.5 事前のテスト

あらかじめ小さく簡易なふるいを作り、それを用いて粉ふりのテストをした。各々の粉でふるいからの落ち方が違い、SiO_2 や Al_2O_3 は密度が小さく軽いために落ちにくいので、強い振動をふるいに与え、ダイアモンドは密度が大きく落ちやすいので弱い振動をふるいに与えることにした。

また、ターゲットホルダーに盛った粉の強度もテストしてみた。軽い振動を与えたり、軽く息を吹きかけたりしてみたが、それによると慎重に扱えば粉は崩れないように思われた。またロータリーポンプで軽く真空引きも行なったが問題ないように思われた。

2.4　真空槽

2.4.1　設計

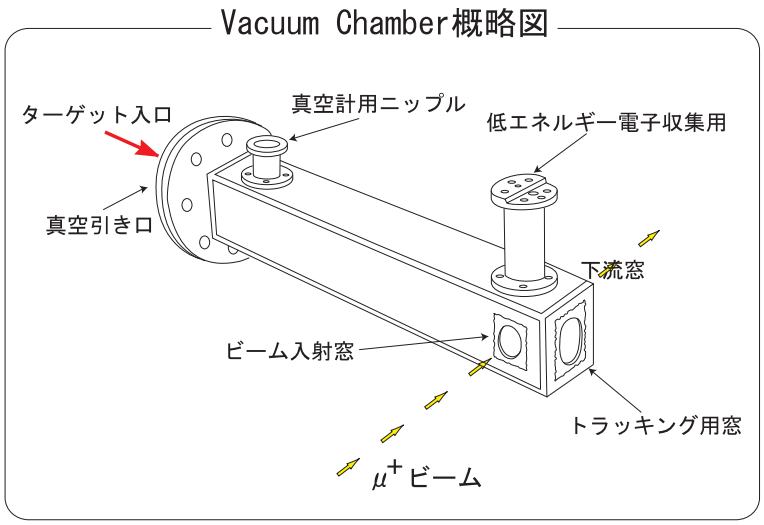


Figure 2.10:

Vacuum Chamber の概略図を Figure 2.10 に示した。材質は磁場を考えてアルミニウム。μSR スペクトロメーターの中央の隙間に合わせて設計した。(Figure 2.2 参照) ビーム入射面、トラッカー面、および下流面に窓が開いている。ビーム入射窓はディグレーダーでの散乱を考えビーム幅より少し大きめにした。また、トラッカー窓は立体角を考えてできるだけ大きくとりまたその中心はターゲットから出てきたミューオニウムの崩壊位置にあわせて設定してある。下流窓はターゲットで止まらなかったビームが抜けてくれるように開けてある。それぞれの窓にはマイラが貼り付けてある。ターゲットをターゲット入口から定位置まで滑らせていけるように、内部にはターゲットを滑らすための溝が掘ってある。

2.5　ターゲット台

ターゲット台は、バッキングの角度が水平から 30 度となるように設計した。バッキングには厚さ 7.5μm のカプトン箔を用いた。(Figure 2.11)

2.6　ふるい

手軽に手に入った 5 種類の網 (60,100,150,250,400 Mesh/inch) を用いて簡易な小さなふるいを製作し、それで実際に粉をふってみた。それぞれの粉をそれぞれの網でふってみた結果、いちばんうまくふりかけることのできる網は、SiO_2(EH5, AEROSIL) が 60Mesh/inch、Al_2O_3 が 100Mesh/inch、ダイアモンドが 250Mesh/inch であった。また、ふるときは風の影響を考慮し、風よけをつけた。

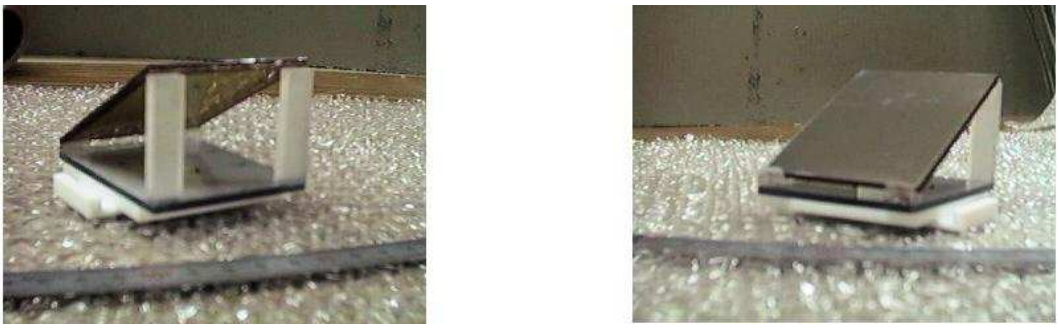


Figure 2.11: ターゲット台

Table 2.3: MAPMT(Hamamatsu Photonics H6586)

アノード数	16(4x4)
光電面	bialkali
量子効率	20%
ゲイン	3.3×10^6
アノード 暗電流 (チャンネル当り)	1nA
クロストーク	1%
アノード一様性	1.3
ダイノード数	12

2.7 Sci-Fi ホドスコープ

2.7.1 トラッキング

高エネルギー陽電子検出系の配置図を Figure 2.12 に示す。このホドスコープ型検出系により、ミュオニウム崩壊場所の標的表面からの距離を測定する。陽電子の検出は、標的の側方に垂直におかれた二段のシンチレーションファイバーアレイによって行う。陽電子がファイバーを通過したときに生じる光パルスを、MAPMT(マルチアノード光電子増倍管) により電気信号に変換して、TDC を通して記憶装置に送る。

二段のアレイは標的の中心から 53.5mm、100.5mm の位置に置かれる。各々のアレイでは直径 0.7mm のファイバーが二層に並んでいる。標的に近い側のアレイでは、ファイバー 4 本ずつを一つの単位とし、束にして MAPMT の一つのチャンネルに信号を送る。このような幅 1.4mm の束を 15 本用いるのでアレイ全体の幅は 21.0mm である。標的から遠い側のアレイでは、全体の幅が 42.4mm、一つの束の幅が 2.8mm、ファイバー 8 本ずつの束が 15 本並んでいる。前段後段合わせて 30 本のファイバーの束が MAPMT に接続される。Sci-Fi の伝送部でのシグナルを排除するため、後段シンチの裏にディファイニングカウンターをおいた。

2.7.2 工作

Sci-Fi アレイは暗箱に固定することにより、水平面との角度を 30 度に保った。暗箱 (Figure 2.13) はアルミニウム板から自作したが、穴あけやフライスの精度は 0.5mm ほどだ。Sci-Fi

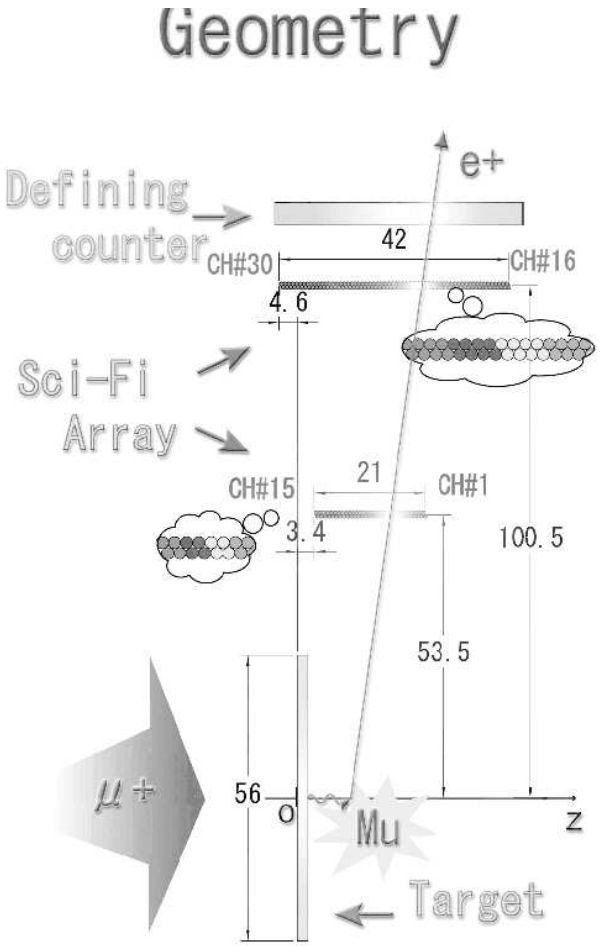


Figure 2.12: トラッカー配置図

Table 2.4: Sci-Fi(Kuraray SCSF-78M)

直径	0.7mm
減衰長	∼3m
フォトン数	∼60

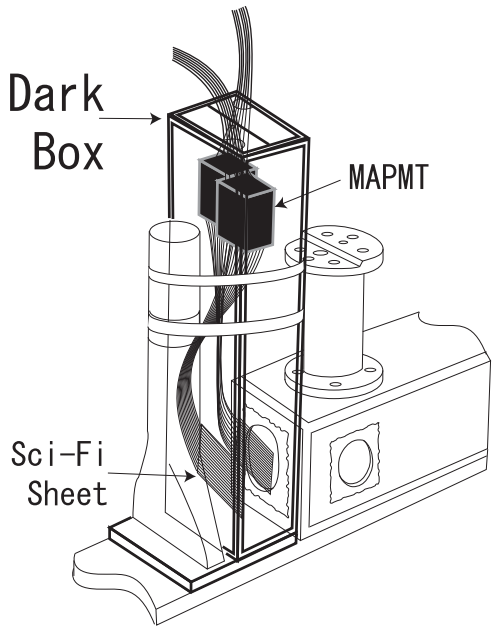


Figure 2.13: 暗箱外形図

と MAPMT の接続にはまずアルミニウム板に穴をあけて Sci-Fi を固定し、それと MAPMT を光学グリスにより接続した。Sci-Fi と MAPMT の仕様は table.2.3 , 2.4 に記載した。

2.7.3 Sci-Fi 伝送効率の曲率依存性

我々の実験では Sci-Fi を曲げ、幅 9cm の暗箱に入れて用いる必要がある。伝送効率を保ったままどの程度まで Sci-Fi を曲げられるか知るための予備実験を行なった。本来は ADC を用いて、ファイバーの先に届く光量の変化を調べるのが望ましいが、ここでは簡単のためチェッキングソース (^{90}Sr) とスケーラーを用いて、伝送効率の曲率依存性をテストした。実験図を Figure 2.14 に示す。

我々がこのテスト、本実験で用いた Sci-Fi はクラレ製、SCSF–78M である。Sci-Fi シートは、ファイバーが二層になっており、各層に 12 本のファイバーが並んでいる。ただし、テストの途中で 3 本が折れてしまった。真っ直ぐにファイバーを伸ばしたときの減衰は数メートルのオーダーで起こることが知られている。discriminator の threshold は–50mV に固定し、width は 50nsec とした。PMT にかけた HV の大きさは記録が残っていない。

Sci-Fi のシートを曲げ、その角度を 90 度に保ったまま、曲げている部分の曲率半径を変化させた。Sci-Fi の一方を PMT に接着し、残る一方をチェッキングソースにはりつけた。

結果を表 2.5 に示す。曲率半径が 1 インチまでは、伝送効率に曲げおよぼす影響が見られない。一方、いったん曲率半径を 0.5 インチにするとファイバーが損傷を受けて伝送効率が回復しないことも分かる。本実験では、もっとも曲率半径の小さい部分で 1 インチ以上になるように Sci-Fi を配置した。

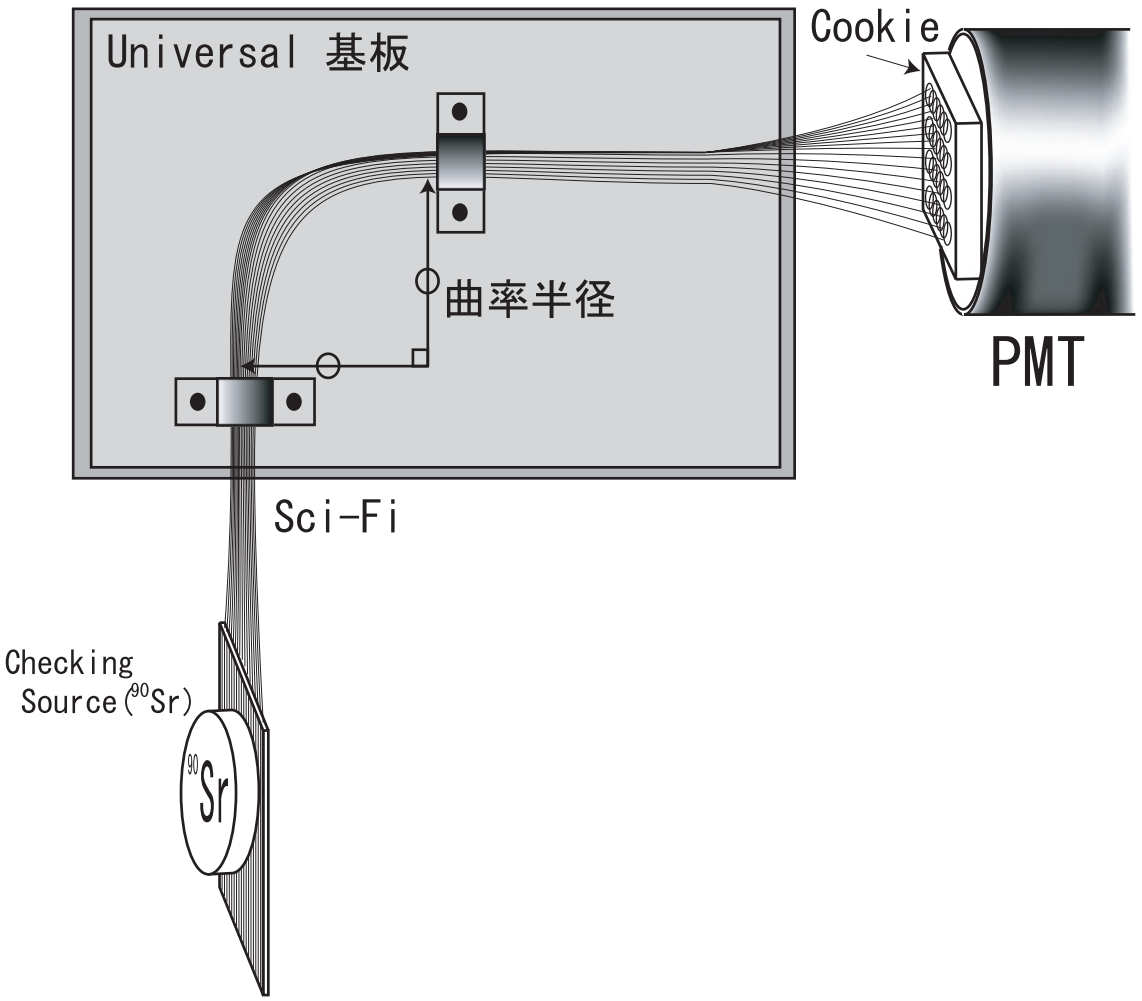


Figure 2.14: Sci-Fi 伝送効率の曲率依存性のテスト

Table 2.5: Sci-Fi 伝送効率の曲率依存性テスト。単位が inch になっているのは、ユニバーサル基盤を用いたため。

時間 [sec]	曲率半径 [inches]	Counts
30	2.5	2,913,575
30	∞	2,992,572
30	2.0	2,643,271
30	1.5	2,878,330
30	1.0	1,895,183(3 本折れた)
30	1.5	1,842,420(3 本折れた)
30	1.5	2,325(光漏れ、source なし)
30	1.5	2,073,860(3 本折れた)
30	∞	2,164,995(3 本折れた)
30	0.5	1,216,658(3 本折れた)
30	∞	1,6**,***

2.7.4 MAPMT の特性 (Discriminator Threshold の決定)

本実験では Sci-Fi からの光を MAPMT(Multi-Anode PMT) で受け、discriminator を通して TDC に入力する。そこで、discriminator の threshold を設定する必要があり、そのためには Sci-Fi からの信号の性質を知らなくてはならない。

Figure 2.15 に Sci-Fi からの光を MAPMT で受けたときの信号の大きさの分布を示す。横軸は ADC のチャンネルであり、pulse height と直線関係にある (ここで用いたのは charge sensitive な ADC だが、信号の波形がチャージによらないと仮定すれば、pulse height とみなせる)。

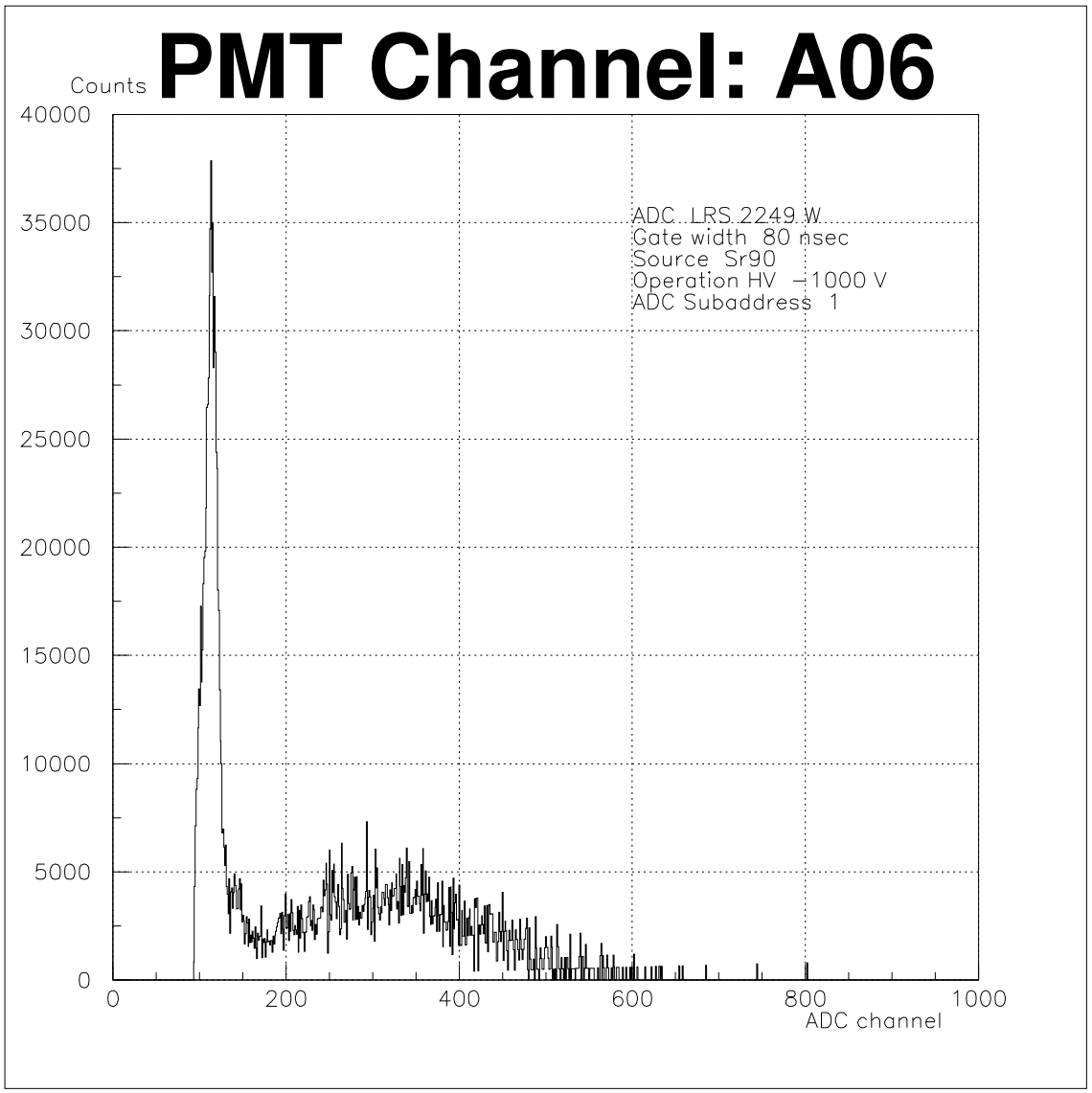


Figure 2.15: MAPMT の信号

このヒストグラムでは、左端に鋭いピークがある。つまり、小さなパルスがたくさん来ている。このピークの正体については、幾つかの仮説がある。一つは、クロストーク説で、ファイバーからの光が正面のアノードではなく周囲のアノードに入った時の信号がピークを作るという説である。ほかに、電子がファイバーの中心から離れたところを通過

したときの信号が正体、という説もある。解析の章で述べられる通り、本実験のデータの解析はクロストーク説を支持している。

横軸は ADC のチャンネルなので pulse height との正確な関係は分からない。本実験での discriminator の threshold は、オシロスコープで見た波形をもとに決定した。オシロスコープで信号を見ると、ピークに対応すると思われる濃い波形が現れる。その濃い波形の高さはおよそ–70mV 程度であり、threshold はこの値を基準にして調節した。

2.7.5 実験前に行ったシミュレーション

上記の配置での検出効率を評価するために次のシミュレーションを実験前に行った。

Figure 2.16 は標的中でミュオンが崩壊した場合であり、Figure 2.17 は真空中でミュオニウムが崩壊した場合で、標的表面から 300K のマクスウェル分布でミュオニウムが放出されると仮定した。標的中での崩壊数と真空中での崩壊数の比は 9:1 とした。各々の図で横軸と縦軸はファイバーの束 (チャンネル) の番号であり、番号はビームの下流側から数えている (Appendix B.2 を参照)。

Figure 2.18 は、前段のアレイ第 8 チャンネルを通過した陽電子が後段のアレイのどのチャンネルを通過したかを表したヒストグラムである。実線は標的中での崩壊による信号であり、破線は真空中に放出されてからの崩壊によるものである。第 7 から第 15 チャンネルでは真空中での崩壊による信号数が標的中での崩壊による信号数を上回っている。破線で示された真空中での崩壊のうち、この領域に入ってくるものは 82%になる。これに対し、実線で示された標的中での崩壊のこの領域への混入は真空中での崩壊の約 1/5 である。

同様にして全てのチャンネルにわたって Figure 2.16, Figure 2.17 の太線の左上の領域について考慮すると、そのカウンティングレートは 1.6/sec であり、真空中で崩壊してアレイの立体角中に入ったもののうち 60%を S/N=7 で収集することができると評価される。仮に一日間データをとったとすると、真空中からの崩壊を 1.4×10^5 イベント収集できる。

このシミュレーションでは陽電子のシンチレーションファイバーでのクーロン多重散乱も考慮に入れている。

2.7.6 実験後に行ったシミュレーション

実験後には、トラッカーの位置分解能・カウンティングレートの評価のためのシミュレーションを行った。ミュオニウムはすべてターゲット中で崩壊させた。ターゲットはアルミ箔 (厚さ 0.1μm) を仮定しビーム半径は 10mm にした。Sci-Fi アレイの配置は、実際の実験と同じにしてある。通ったアレイのチャンネルから、崩壊位置をイメージングしたものが Figure 2.19 だ。FWHM は 5.78mm、カウンティングレートは入射ミュオンに対して 0.4%になった。

2.8 低速電子検出器

ミュオニウムの μ^+ が崩壊すると、μ^+ の周りを回っていた e^- が取り残される。そのエネルギーは Figure 2.20 のようになっている。その e^- を静電系で加速・収束し、2 次電子増倍管で検出する。2 次電子増倍管には最初 CERATRON (EMS-6081B) を使う予定であったが、テストがうまくいかなかったため CHANNELTRON (4869) を使用した。CERATRON と、 CHANNELTRON の特性を Table 2.6 にのせておく。

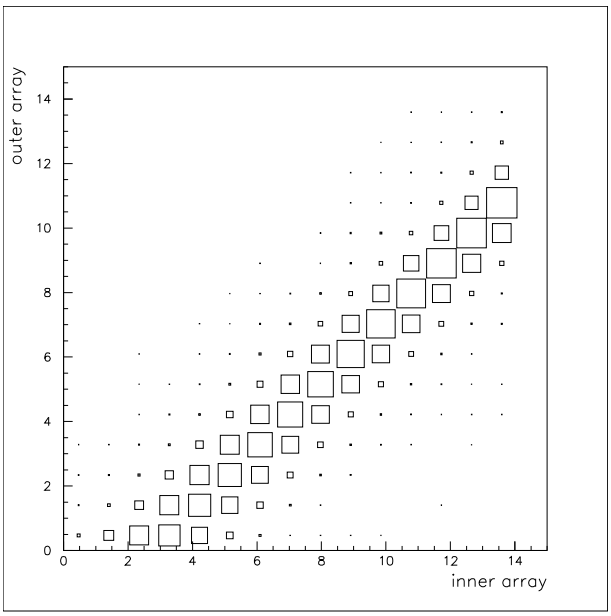


Figure 2.16: 前段、後段のアレイに入る陽電子の数の分布 (標的中で崩壊したミュオニウムからの信号)

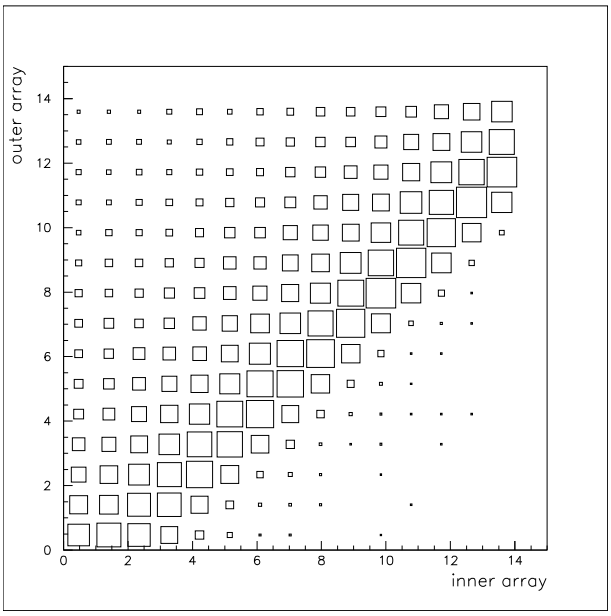


Figure 2.17: 前段、後段のアレイに入る陽電子の数の分布 (真空中で崩壊したミュオニウムからの信号)

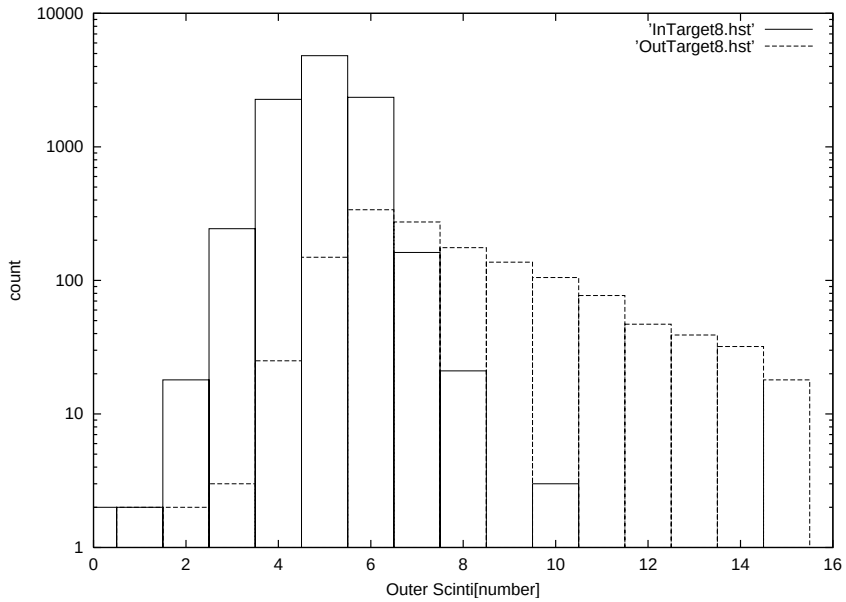


Figure 2.18: 前段アレイの第 8 チャンネルを通過した後、後段アレイの各チャンネルを通過した陽電子の個数

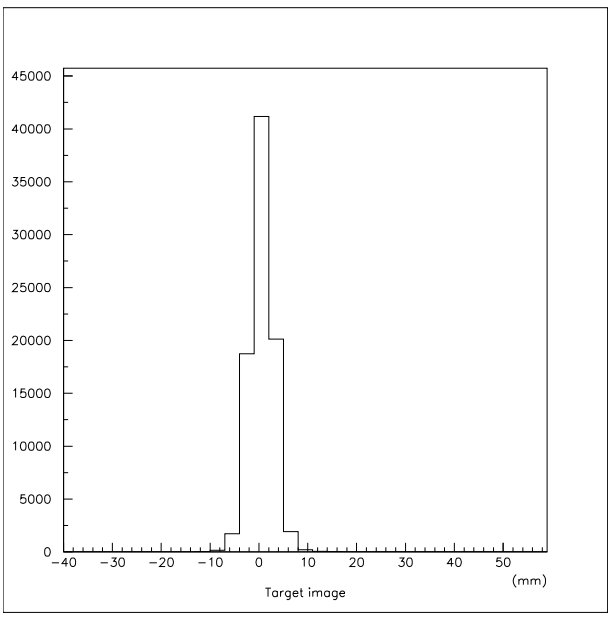


Figure 2.19: e^+ が通ったチャンネルから、スキャンバックしたターゲットイメージ

Table 2.6: CERATRON と CHANNELTRON の特性

	CERATRON	CHANNELTRON
真空度	5×10^{-5} Torr 以下	5×10^{-5} Torr 以下
最高印加電圧	4.0 kV	3.0 kV
ノイズ	0.01 cps 以下	0.05 cps 以下
量子効率 (e^- 1keV)	$\sim$ 80 %	$\sim$ 80 %

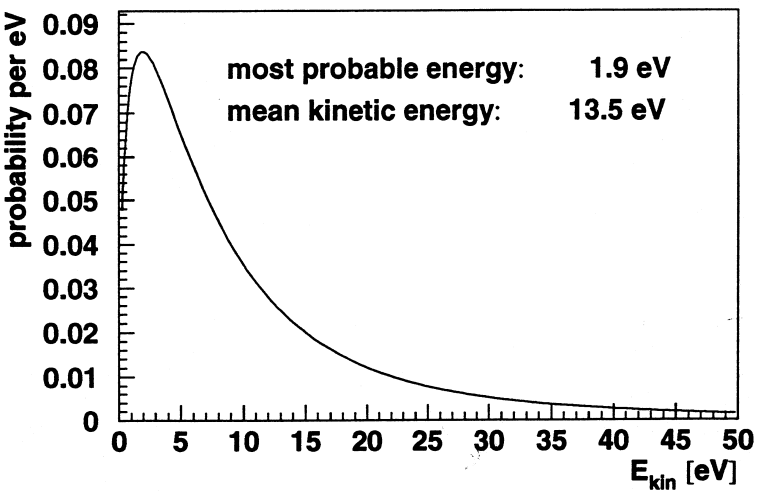


Figure 2.20: 低速電子のエネルギースペクトル

2.8.1 装置

概略図を Figure 2.21 に示す。CAGE には –100V をかける。LENS と CHANNELTRON の TOP には+1000V をかける。CAGE は直径 120μm の BeCu 線を用いた。LENS は円筒形の電極になっており、ターゲットに近い方の底面は CAGE と同じ BeCu 線で網目をつくった。この LENS については Section 2.8.3 で議論する。また、CAGE の働きは 2 つあって、1 つめは e^- を加速・収束させる働き、2 つめは μ^+ が崩壊してできる e^+ がターゲットや壁に当たると 2 次電子をたたき出すので、それを跳ね返す働きである。その 2 次電子のエネルギーは Figure 2.22 のようになっている [23]。

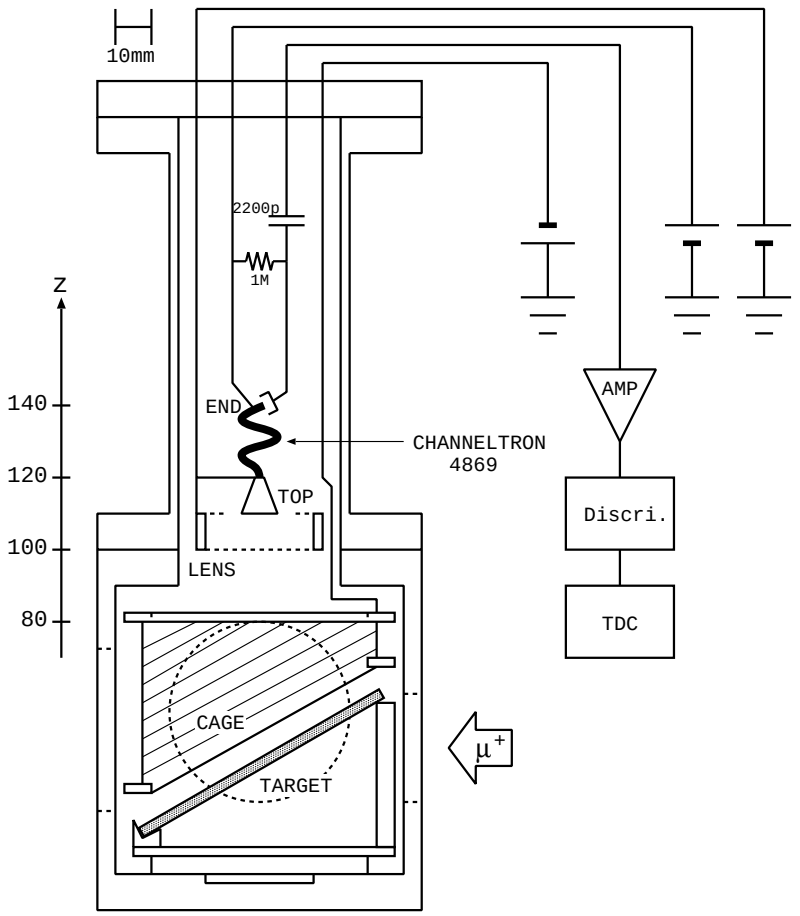


Figure 2.21: 低速電子の検出器

2.8.2 検出器のテスト

ここで、検出器と 2 次電子を跳ね返すための CAGE のテストについて述べる。このテストの概略図を Figure 2.23 に示す。このようにタングステン線に電流を流して加熱し、熱電子を放出させて、CERATRON で検出しようというわけである。このときの CAGE の電位は 0 V である。また、CAGE の電位を負の方へ上げていき、シグナルがなくなるのを見る。

CAGE のテストの結果を Table 2.7 に示す。中央のタングステンに約 0.69 A の電流を流した。しかし、電源に乾電池を使っているため、電流値は安定しなかった。この結果か

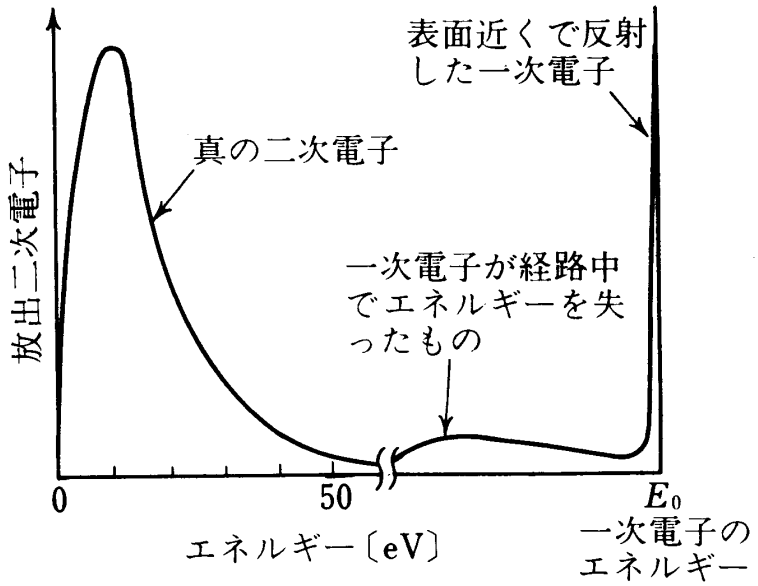


Figure 2.22: 2 次電子のエネルギースペクトル

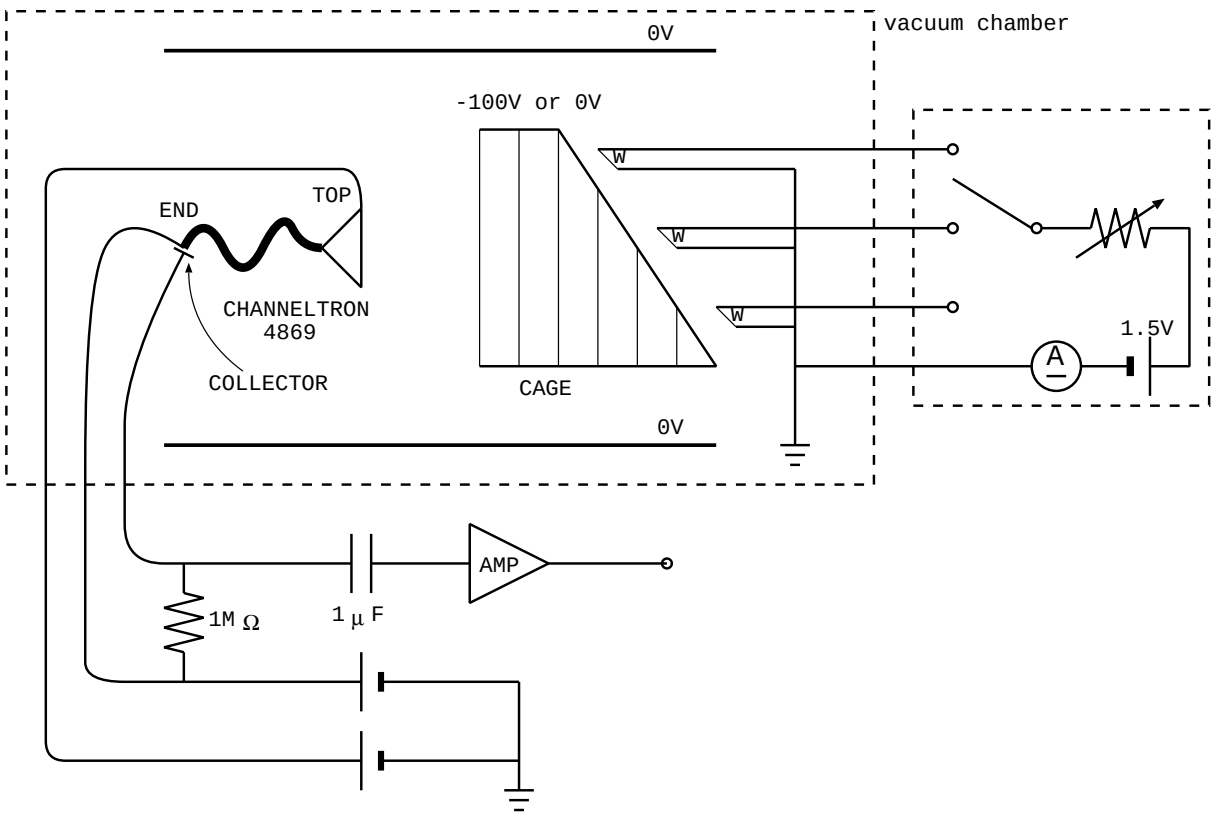


Figure 2.23: CHANNELTRON のテスト

ら、 CAGE の電圧を上げていくとカウントレートは下がっていくが、ダークカレントよりは少し多いことが分かる。これは、回り込んでくる電子がいるためだろうと思われる。

Table 2.7: CAGE のテスト

V_{CAGE} [V]	レート [/ 10 sec]
0.0	40.0 k
0.0	8.2 k
0.0	10.5 k
– 2.0	577
– 2.0	1457
– 3.0	454
– 3.0	154
– 3.0	173
– 5.0	105
– 5.0	14

つぎに、CHANNELTRON のダークカレントを Table 2.8 に示す。時間とともにダークカレントが減っていることが分かる。

Table 2.8: CHANNELTRON のダークカレント

電圧をかけてからの時間 [hours]	レート [/ 100 sec]	真空度 [$\times 10^{-5}$ Torr]
1.6	255	1.0
1.6	247	1.0
3.1	63	1.0
3.1	58	1.0
3.6	52	1.0

ここまでは、読み出し回路のデッドタイムが約 10μs という非常に遅いものであったため、本実験には適さない。そこで、Figure 2.21 の回路 (デッドタイム約 20ns) でのテストも行った。

マルチチャンネルアナライザでの測定の結果、十分な利得を得るためには CHANNELTRON の TOP と END の間の電圧は 1900 V 以上にすべきであることが分かった。

また、電圧を上げるとアフターパルスが非常に多くなることが分かった。真空度が 1.7×10^{-5}Torr のとき、TOP , END 間の電圧を 2000 V , 2500 V にするとアフターパルスはそれぞれ約 1μs , 10μs 続いた。

この結果から、本実験では利得とアフターパルスの関係上オペレーションのファインチューニングが要求される。

2.8.3 シミュレーション

Figure 2.21 のようなジオメトリーから、静電ポテンシャルを計算し、電子の軌跡を求め、検出される電子の数を見積もった。CAGE とターゲット表面の距離は 5 mm に設定し、CAGE の電圧は –100 V とした。電子の初期条件として、まずターゲット表面からマクス

ウェル分布で出てくるミュオニウムのミュオンが崩壊した点を計算した。このとき CAGE 内で崩壊するのは 53%であった。つぎに、エネルギーを Figure 2.22 で分布させた。速度の方向は一様とした。それで、その CAGE の中に入ったものを初期条件として、LENS の位置や電圧を変えて計算した。その結果を Table 2.9 に示す。LENS の位置は下面の座標を Figure 2.21 の z で表した。

Table 2.9: 低速電子のシミュレーションの結果

$V_{\rm LENS}$ [V]	z_{LENS} [mm]	ϕ10 mm に入る電子 [/500]	ϕ6 mm に入る電子 [/500]
1000	90	189	89 (18%)
1000	100	199	94 (19%)
1000	120	156	86 (17%)
1000	140	156	85 (17%)
2000	100	275	147 (30%)
2000	120	244	121 (24%)
3000	100	345	163 (33%)

実際は $V_{\rm CAGE} = 1$ kV とするので、LENS の位置として $z = 100$ mm がいちばんいいことが分かる。使用する 2 次電子増倍管は直径 6mm で検出でき、量子効率は約 80%なので、真空中へのミュオニウム放出率を 4%(入射ミュオンに対して) と仮定すると、シグナルのカウントレートは、

$$65[/\text{pulse}] \times 20[\text{Hz}] \times 0.04 \times 0.53 \times 0.19 \times 0.8 \simeq 4[\text{cps}]$$

となる。

2.9 DAQ

2.9.1 MSL DAQ SYSTEM

DAQ のシステムは KEK–MSL μ ポートのものをほぼそのまま利用した (Figure 2.24 参照)。図中の ACC は 68030 チップを積んだコンピューターのようなもので、動作をあらかじめプログラムしておけば、それに応じて CAMAC モジュールの制御を行う。プログラムは Linux OS のペンティアムマシンから転送する。interrupt register は ACC に TDC を読むタイミングを教えるもので、interrupt signal が出されると ACC は TDC を読みに行き、そのあと TDC を初期化するようプログラムされている。

2.9.2 トラックの構成

MAPMT とディファイニングカウンターのシグナルはコインシデンスをかけずに、Multi hit TDC(LeCroy TDC2277 full scale 32μs 1bin 1ns) で 31ch すべて読み出した。TDC の common start はキッカーパルスに合わせ、interrupt signal はキッカーパルスから 1ms 送らせたものを使用した。

トラックは前段の Sci-Fi と後段の Sci-Fi とディファイニングカウンターのトリプルコインシデンスをオフラインでとることで構成した。実際のオフライン解析用のプログラムでは、まずディファイニングカウンターと前段・後段それぞれのコインシデンスをとっ

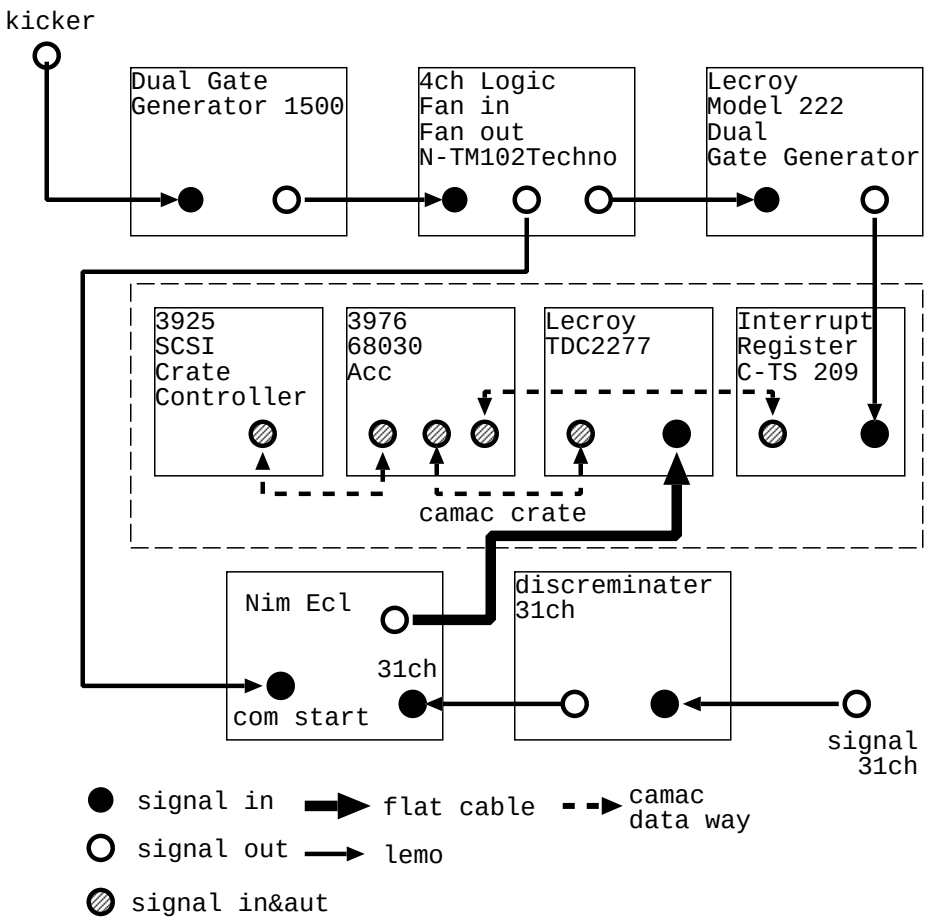


Figure 2.24: DAQ システム回路図

てその中で前段と後段のコインシデンスをとった。コインシデンスのゲートは 5ns にし、ディファイニングカウンターと Sci-Fi は同期させていなかったのでディファイニングカウンターと Sci-Fi の TDC の読みの差のスペクトルをみてオフセットを–53ns にとった。Sci-Fi の各チャンネルの中間を通ったものは中間を通ったものとしてイメージングした。

Chapter 3

本実験

3.1 粉ふりについて

3.1.1 MSL において

バックグラウンド測定のための標準ターゲットである厚さ 50μm のアルミ箔に合わせて、粉は重さ 500mg ふることにした。ターゲットホルダーの面積は $37.3cm^2$ である。

実際の実験現場である MSL の μ ポートは、広い部屋で風が強く、またどこからか漏電していたためか静電気の影響が非常に大きかった。そのため粉ふりは非常に難しいものとなった。また、うまく盛ることのできたターゲットを真空槽に挿入した後に真空引きを始めると、ターボポンプの振動によって粉が崩れたり、真空引きの過程で粉末の中から空気や水蒸気が抜け出て沸騰したような状態になり、粉を崩してしまうことがあった。

SiO_2 - AEROSIL

まず初めにふった粉末は、SiO_2 の AEROSIL である。しかし、静電気の影響が強くバッキングのカプトン箔に模様ができたり、カプトン箔が 7.5μm と薄かったためか粉ふりの振動がバッキングに伝わり粉末に割れ目ができたりして失敗した。そこで接地したアルミ箔をターゲットホルダーに触れさせたり、ターゲットホルダーの下にキムワイプを敷いたりして工夫を凝らした結果うまく粉を盛れるようになった。

しかし真空引きの過程でターボポンプの振動が真空層に伝わり粉が崩れた。

そこでバッキングに粗い紙やすりで凹凸をつけ滑べりどめとした。さらにターボポンプを手で押え振動を抑えたところうまく真空を引くことができるようになった。(Figure 3.1 参照。)

Diamond

次にダイアモンド粉末をふるこになった。ダイアモンドは AEROSIL に比べ、密度が大きい分盛る高さが低くさらさらしていて崩れやすかった。しかし SiO_2 をふった経験もありうまく盛ることができた。真空引きで一度粉が崩れたが、再度挑戦するとうまくいった。(Figure 3.2 参照。)

SiO_2 - EH5

SiO_2 の EH5 は特に密度が小さく 500mg 盛ると低速電子収集用のケ− ジに当たってしまうために 400mg 程度盛ることにした。しかしそれでも特別ふわふわしていて非常に崩れや

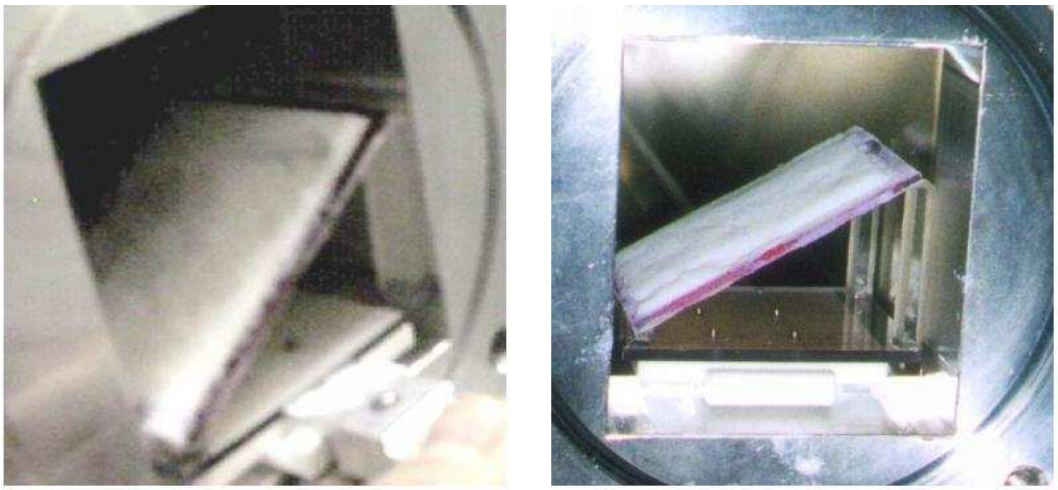


Figure 3.1: 成功した AEROSIL と崩れた AEROSIL

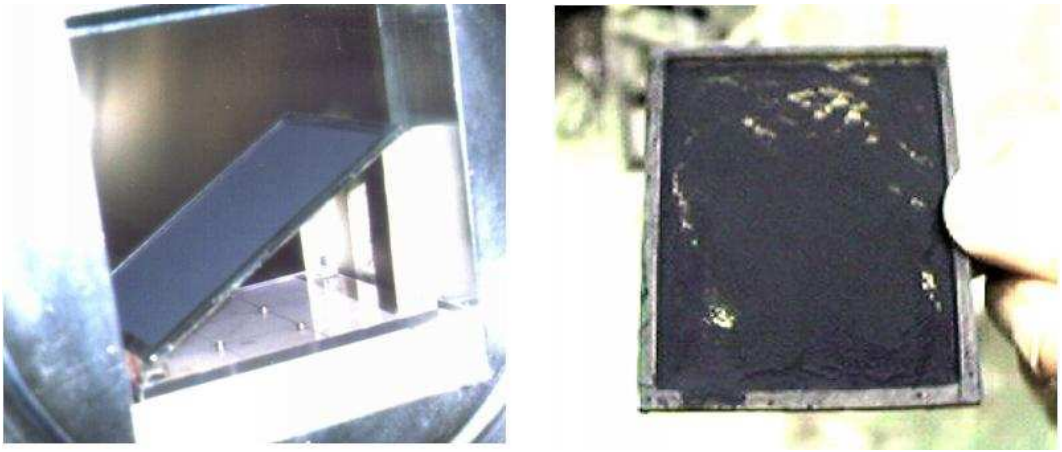


Figure 3.2: 成功したダイアモンドと崩れたダイアモンド

すかった。なんとか粉を盛ることはできたが、真空引きの際、約 1Torr あたりで粉末中から空気や水蒸気などが抜け出て、見ためにも粉末の表面がぶくぶくと沸騰したような状態となり粉は崩れてしまった。慎重にゆっくりと真空引きをするなど再三挑戦したがいずれもうまくいかず、時間の都合上崩れたままのターゲットでビームを当てることにした。ただビームが当たる部分全体のターゲットの重さはあまり変化がないと思われる。(Figure 3.3 参照。)

Figure 3.3: 実際にビームを当てた EH5

また時間の都合上 Al_2O_3 をふる機会は得られなかった。

3.2 ディグレーダーの調整

ディグレーダーにはアルミ板を用いることにした。

ミュオンビームのレンジは経験則から運動量の 3.5 乗に比例し、29Mev/c で 200 mg/cm^2 である。そこでレンジを R、運動量を p、比例係数を A とすると、$R = Ap^{3.5}$ で、$A = 0.00152$ であり、今回用いるビームの運動量が 26Mev/c なので、レンジは 136 mg/cm^2 となる。

まず、ターゲットを入れずにディグレーダーにビームを当て、それを μSR で見ることで、ディグレーダーの調整を行った (Figure 3.4)。

つぎに、ターゲットをおいた状態でディグレーダーを変えて、その変化を我々のトラッカーで見ることにした。トラッカーからディグレーダーを入れ替えることによってターゲットがどのように見えるかを、Figure 3.5 はターゲットの位置のずれから、また Figure 3.6 はスピル数で規格化したターゲットピークの高さのから表したものである。

われわれの実験ではターゲットの表面近くでビームが最も多く止まるようにディグレーダーを調整したいが、そのようなディグレーダーはアルミ板 $300\mu m(81mg/cm^2)$ となった。

3.3 Sci-Fi ホドスコープ

チェッキングソースによる検出器の動作テストを行ったあと、実際にビームを出してファインチューニングを行った。チューニングが終わると設計通りにターゲットイベントなどがモニターされたので、物理ランを開始した。

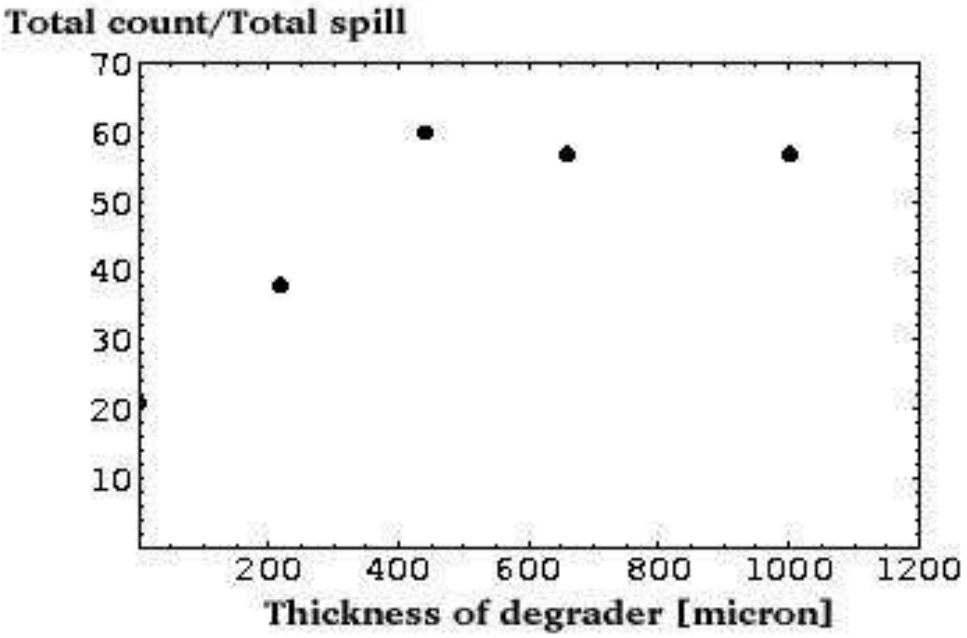


Figure 3.4: μSR によるカウントレートの変化

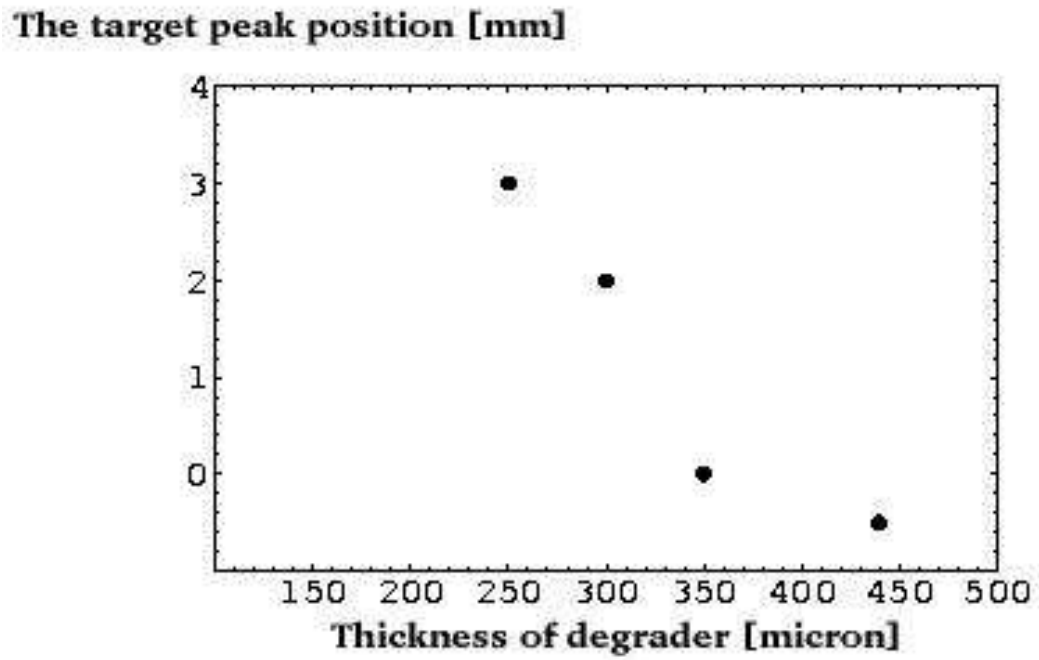


Figure 3.5: ターゲットピークの位置

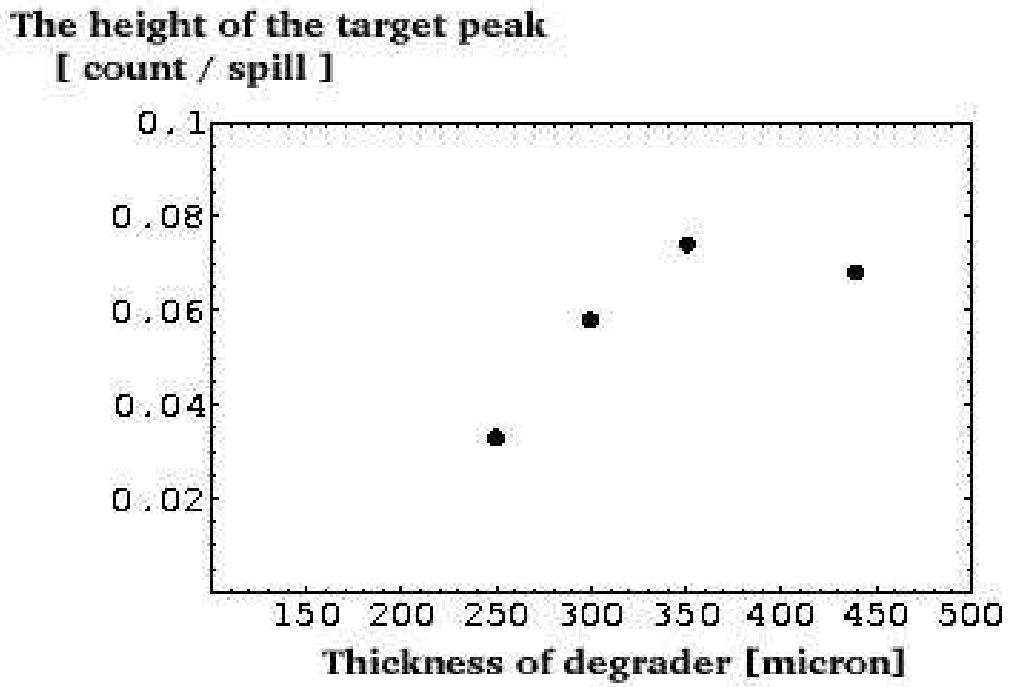


Figure 3.6: スピル数で規格化したターゲットのピークの高さ

3.4 低速電子

ビームを出す前に真空に引いたところ、真空槽の真空度は約 1×10^{-4} Torr までしかよくならなかった。

しかたがないので無理やり CHANNELTRON に電圧をかけてみた。オシロスコープでみると、ダークカレントが非常に多く、かつ、アフターパルスも 10 μs 以上続いていた。

これにより、今回は CHANNELTRON の使用を中止した。

Chapter 4

解析と考察

4.1 μSR

我々がミュオニウム生成を確認した方法を示す。

以下のような定義をおく。

$\boldsymbol{r}$: μ^+ の崩壊位置。
M : ミュオニウム生成率
U : ビーム上流のシンチレーターのカウント数
D : ビーム下流のシンチレーターのカウント数

μ^+ が崩壊して出す e^+ のエネルギー、角度分布は次の式で記述される。[22]

$$\frac{\mathrm{d}^2\Gamma}{\mathrm{d}\cos\theta \mathrm{d}x} = \frac{G_\mathrm{F}^2 m_\mu^5}{192\pi^3}[3 - 2x + P_\mu \cos\theta(2x-1)]x^2 \tag{4.1}$$

ここで G_F はフェルミ結合定数、m_μ は μ の質量、P_μ は偏極率、θ は偏極方向からの角度、x は e^+ の持ち得る最大エネルギーに対する e^+ のエネルギーの比である。

P_μ はスピン回転により

$$P_\mu = (1-M)\sin(\omega t + \delta) + M\sin(\omega' t + \delta') \tag{4.2}$$

のように振動する。第 1 項はミュオニウムを形成していない μ^+ によるもので、第 2 項はミュオニウムによるものである。約 35G の磁場では、ミュオニウムの回転の振動数は約 60MHz になる。これは我々の時間分解能では平均化されて見えない。つまり eq(4.2) の第 2 項は 0 になるということである。よってミュオニウムが生成されたとき我々には μ^+ に起因するシグナル (振動数約 0.5MHz) が減るという効果のみが観測される。

eq(4.1) をスペクトロメーターの配置に合わせて積分する。

$$\int n(\boldsymbol{r}, t)\mathrm{d}^2\Gamma \mathrm{d}V \tag{4.3}$$

ここで $n(\boldsymbol{r}, t)$ は崩壊する μ^+ の数密度であり、

$$n(\boldsymbol{r}, t) = n(\boldsymbol{r}) \times \exp\left(-t/\tau_{decay}\right) \tag{4.4}$$

と書ける。最終的に

$$\begin{aligned} U &= ((1-M)a\sin(\omega t+\delta)+b)\times\exp(-t/\tau_{\rm decay}) \\ D &= ((1-M)c\sin(\omega t+\delta)+d)\times\exp(-t/\tau_{\rm decay}) \end{aligned} \tag{4.5}$$

のように表される。

次に上流下流のシンチレーターのカウント数のアシンメトリーとして変数 $Asym$ を定義する。

$$Asym \equiv \frac{D-U}{D+U} \tag{4.6}$$

eq(4.5) を代入して少し計算すると

$$Asym = \frac{A\sin(\omega t+\delta)+B}{C\sin(\omega t+\delta)+1} \tag{4.7}$$

となる。この関数でデータをフィットする。フィットパラメーターは

$$\omega, \delta, A, B, C$$

の 5 つである。ただし

$$A \equiv \frac{(1-M)(c-a)}{b+d} \tag{4.8}$$

$$B \equiv \frac{b-d}{b+d} \tag{4.9}$$

$$C \equiv \frac{(1-M)(a+c)}{b+d} \tag{4.10}$$

である。
実際には $C \gg 1$ であり、$Asym$ は、ほぼ $A\sin(\omega t+\delta)+B$ のようにふるまう。この振幅 A は M の減少関数になっている。

以下にターゲットが SiO_2(Aerosil)、アルミナをそれぞれ袋づめにして置いたものとアルミ板 (厚さ 1mm) のデータを示す。これらの run ではディグレーダーを使っていない。いずれも μ^+ を 99%以上ターゲット内で止めている。(fig4.1)
振幅はそれぞれ、

$$A = \begin{cases} 6.04(37)\times10^{-2} & SiO_2(\text{Aerosil}) \\ 9.83(4)\times10^{-2} & \text{アルミナ} \\ 1.92(4)\times10^{-1} & \text{アルミ板} \end{cases} \tag{4.11}$$

となる。

次にターゲットを SiO_2(EH5)、ダイアモンド、パウダーと等価厚のアルミフォイルとしたときのデータを示す。(fig4.2) これらの run では μ_+ は約半分ターゲットを突き抜けており eq(4.8) のような簡単な式は成立しないが、振幅はやはり M の減少関数となる。

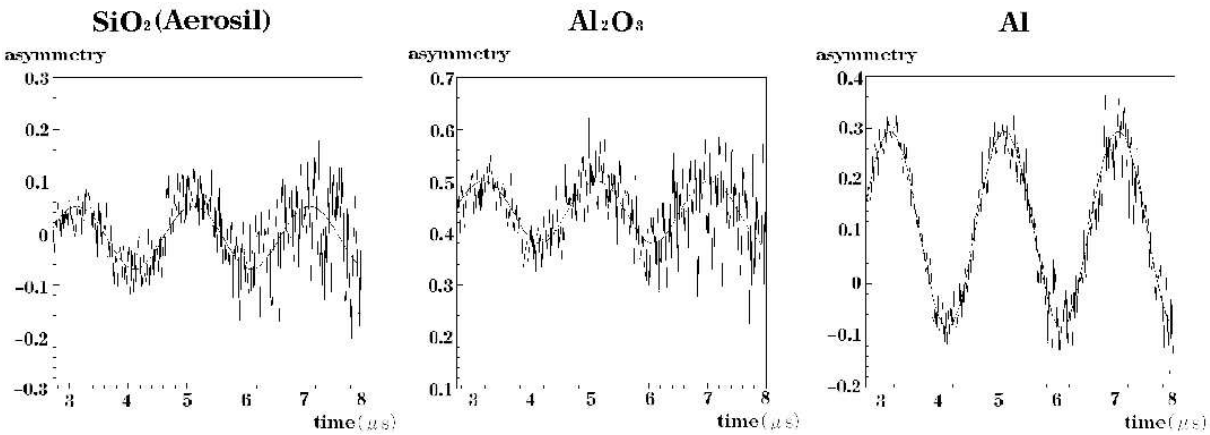


Figure 4.1: SiO_2(Aerosil)、アルミナ、アルミ板の μSR シグナル

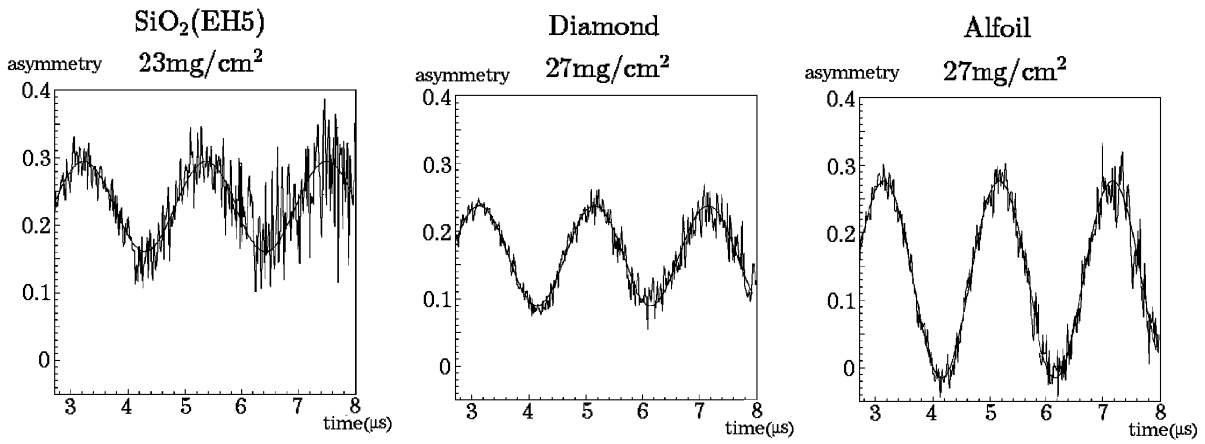


Figure 4.2: SiO_2(EH5), Diamond, Alfoil の μSR シグナル

振幅はそれぞれ、

$$A = \begin{cases} 8.05(1.40) \times 10^{-2} & \mathrm{SiO_2(EH5)} \\ 8.02(4) \times 10^{-2} & \mathrm{Diamond} \\ 1.45(3) \times 10^{-1} & \mathrm{Alfoil} \end{cases} \tag{4.12}$$

となる。

以上のデータをもってミュオニウム生成の確認とする。

4.2 Sci-Fi ホドスコープ

4.2.1 導入

この解析では、検出器の性能とミュオニウム生成率を求めた。検出器の性能として、位置分解能・アクシデンタルコインシデンス・MAPMT のクロストークを求めた。位置分解能は、粒子が通過した前段と後段の Sci-Fi のチャンネルから、ターゲットからの距離を計算しターゲットがどの程度の厚さに見えるかによってきめた。

真空中に放出された熱ミュオニウムの量は領域を限って時間スペクトルを見ることによって得られる。熱ミュオニウムは平均約 7 mm/s と遅いので、ターゲットから離れたところでは、時間スペクトルに変化が見える (Figure 4.3)。

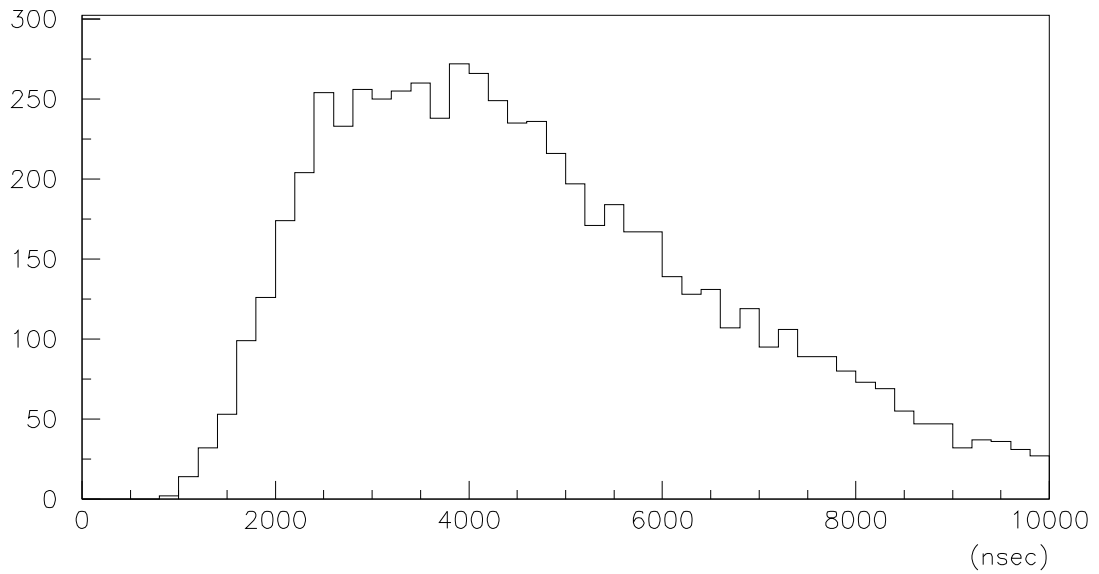


Figure 4.3: ターゲットから 2mm 離れた所でのミュオニウムの崩壊時間のシミュレーション (back ground は無視)

ターゲットを見てやると、ミュオニウムが出ていくのでここにも時間スペクトルに変化が見える。

また、解析に用いたランはターゲットがアルミ箔 (50μm)、SiO_2 パウダー (EH5)、ダイアモンドパウダーの 3 種類である。これら 3 つのランはすべてディグレーダーが 300μm のものである。

Figure 4.4 は Sci-Fi の前段の 1 チャンネル目の TDC スペクトルである。最初のピークはミュオンに先行する陽電子や電気的なノイズである。そこで、以下では Figure 4.4 の 2000 ns のところを時間の原点とする。

4.2.2 検出器の性能

オフライン解析におけるコインシデンスの仕方

Sci-Fi の各チャンネルの各ヒットとディファイニングカウンターの各ヒットのすべての組合わせで TDC の値の差をとったもののヒストグラムが Figure 4.5(a) である。この図から –53 ns を中心に幅 10 ns でコインシデンスをとることにした。

イベント

イベントは front, back の両 Sci-Fi とディファイニングカウンターのトリプルコインシデンスにより構成した。また、隣同士のチャンネルが鳴ったときはちょうどその境目を通ったものとした。Figure 4.6 は front, back の組合わせのスキャッタープロットである。斜めに濃い部分があるのがターゲットである。各ターゲットでのイベントレートは Table 4.1 のようになった。

Table 4.1: イベントレート

ターゲット	パルス数	イベントレート [/pulse]
アルミ箔 (50μm)	314500	0.30
SiO_2 (EH5)	313000	0.24
ダイアモンド	343237	0.23

クロストーク

ここで、 MAPMT のクロストークについて述べておく。Figure 4.7 はコインシデンスが同時に 2 つ以上起こったときのそのチャンネル番号の差をヒストグラムにしたものである。今回使用した MAPMT は光電面が 4×4 に分割されているので、クロストークがあると Figure 4.7 の 1 と 4 に現れる。しかし、 1 については隣り合うチャンネルの境目を通ったイベントがかなりある。4 についてはそれはなく、ほとんどクロストークと思ってよい。このデータによると、 front ではほとんどクロストークはないが、back ではかなりあったことになる。実際、 back の Sci-Fi 接続部分が若干浮いていたので、それが原因であろう。4 の部分の割合は全トラックの 3%ほどなので、クロストークはさほど気にならなかった。

レゾリューション

コインシデンスのヒットパターンからスキャンバックして、ちょうどターゲットの中心でのターゲットからの距離をイメージとした。それぞれのターゲットで $z = 0$ mm あたり

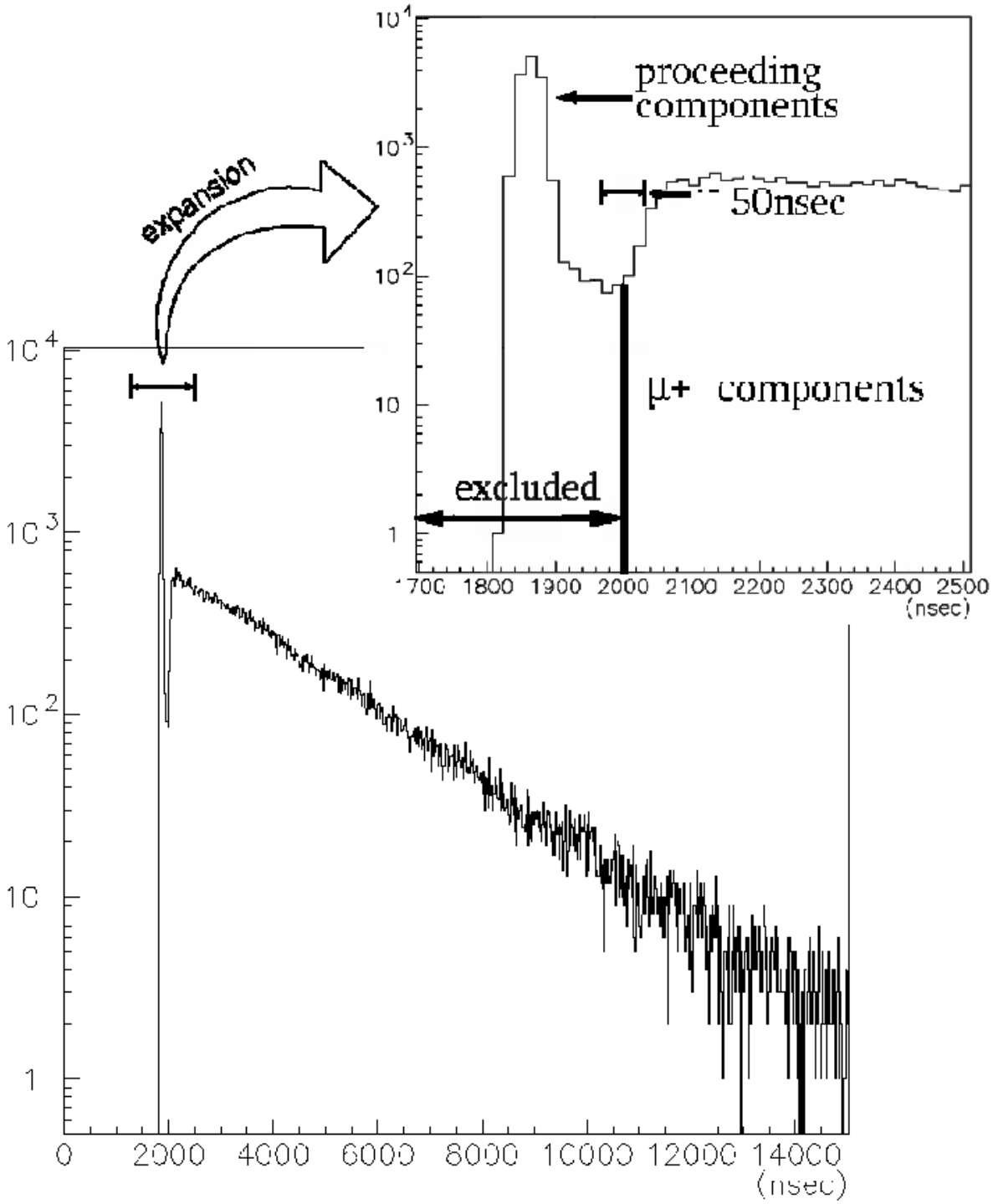


Figure 4.4: Sci-Fi 前段 1ch. の TDC スペクトル

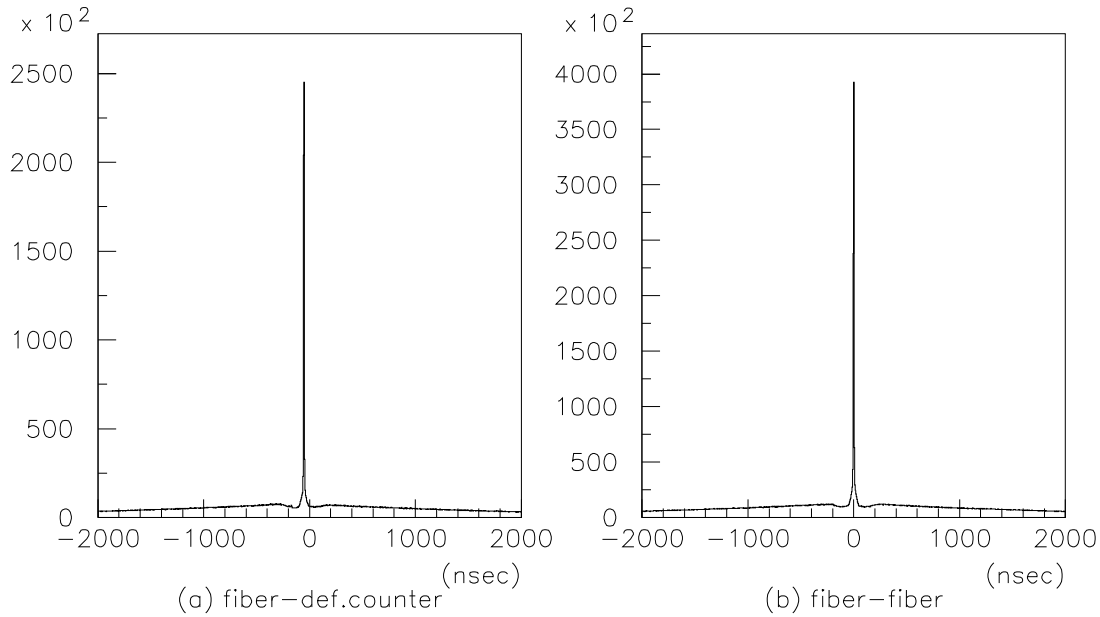


Figure 4.5: (a)SciFi とディファイニングカウンターの TDC の値の差 (b) 各 SciFi の TDC の値の差

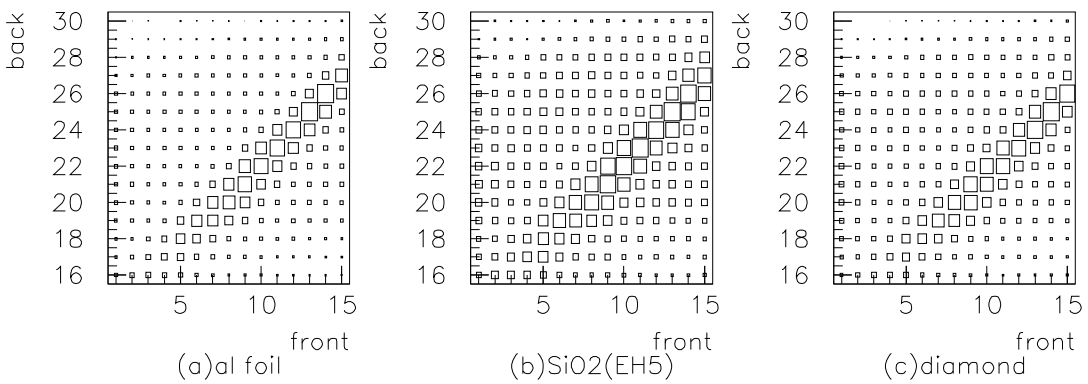


Figure 4.6: スキャッタープロット

にターゲットが見えている。それぞれのターゲット部分に注目すると、その中心値は実際のターゲットの中心値を再現している。この検出器のレゾリューションを求めるため、ホドスコープイメージのターゲット部分を定数 + ガウシアンでフィットした (Figure 4.8)。このときの標準偏差は $\sigma = 2.8$ mm (アルミ箔) となった。シミュレーションにより求めた位置レゾリューションとよく一致している (p.25 の Figure 2.19 参照)。

4.2.3 時間スペクトル

真空中に熱ミュオニウムが放出すると、位置によってミュオンの崩壊の時間スペクトルが違って見える。ターゲット領域を見ると、寿命が短く見える。ターゲット表面から少し離れた領域を見ると、バンプが見える。Figure 4.9, 4.10 はそれぞれ、ターゲット領域とシグナル領域の時間スペクトルである。これを見ただけでは、バックグラウンドのミュオン崩壊のスペクトルしか見えない。

そこで、SiO_2 とダイアモンドのデータをアルミ箔のデータでビンごとに割り算してみた。規格化は最初の 1.2 μs で行った。そのグラフを Figure 4.11, 4.12 に示す。これを見ると、 SiO_2 ではシグナル領域の比にバンプが見える。ダイアモンドでは見えない。

同様に引き算をしたものが Figure 4.13, 4.14 である。シグナル領域の差を積分してやると、その領域で観測されたミュオニウムの数が分かる。

モンテカルロシミュレーションとの比較により、真空中に出てきたミュオニウムの割合を推定すると、Table 4.2 のようになった。SiO_2(EH5) のときのターゲット領域の引き算が 0 にならないのはミュオニウムが真空に出ている分、見掛け上崩壊定数が増えたようになるためだろうと思われる。参考までに Table 4.3 のようにターゲット領域での崩壊定数の標準ターゲットからのずれから、ミュオニウムの真空中への放出率を計算した。領域の左端を固定して右端を増加させると放出率が減少することが分かる。これはシグナル領域が見えているためだろう。

Table 4.2: 真空中への熱ミュオニウム放出率

ターゲット	シグナル領域の差の積分	ターゲット領域の差の積分	ターゲットに止まった μ^+ に対しての放出率 (%)
SiO_2 (EH5)	449±147	–725±282	8.0±2.6
ダイアモンド	315±308	130±137	2.3±2.4

Table 4.3: SiO_2(EH5) のターゲット領域から計算した放出率

領域 (mm))	崩壊定数のずれ ($1/\mu$sec)	ターゲットに止まった μ^+ に対しての放出率 (%)
$-4 < z < 10$	0.013±0.0059	0.028±0.0082
$-4 < z < 12$	0.010±0.0057	0.022±0.0081
$-4 < z < 14$	0.0070±0.0056	0.016±0.0081

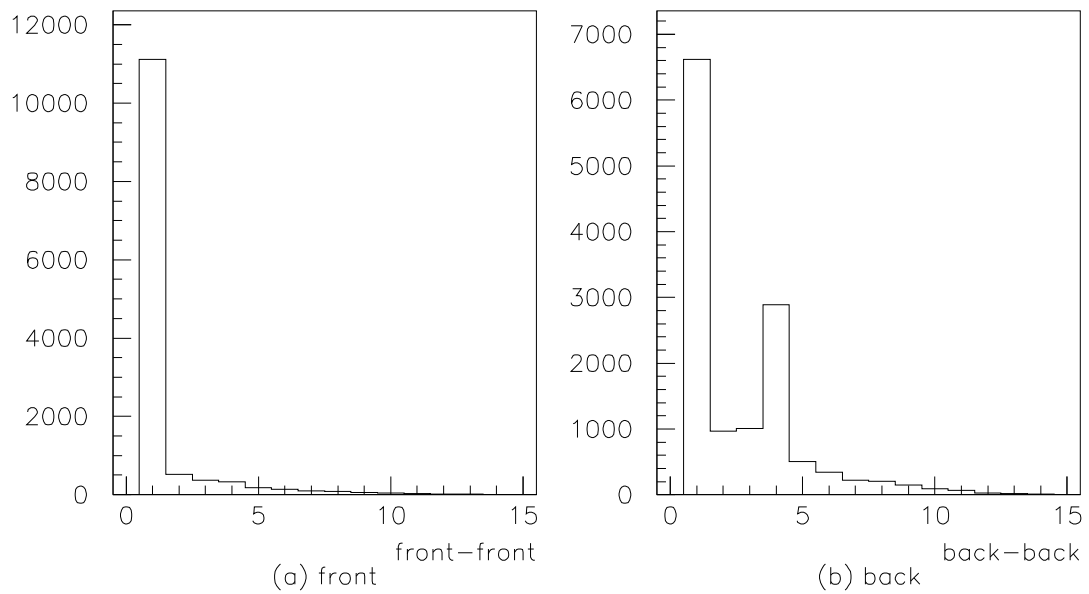


Figure 4.7: コインシデンスが同時に 2 つ以上起こったときのそのチャンネル番号の差

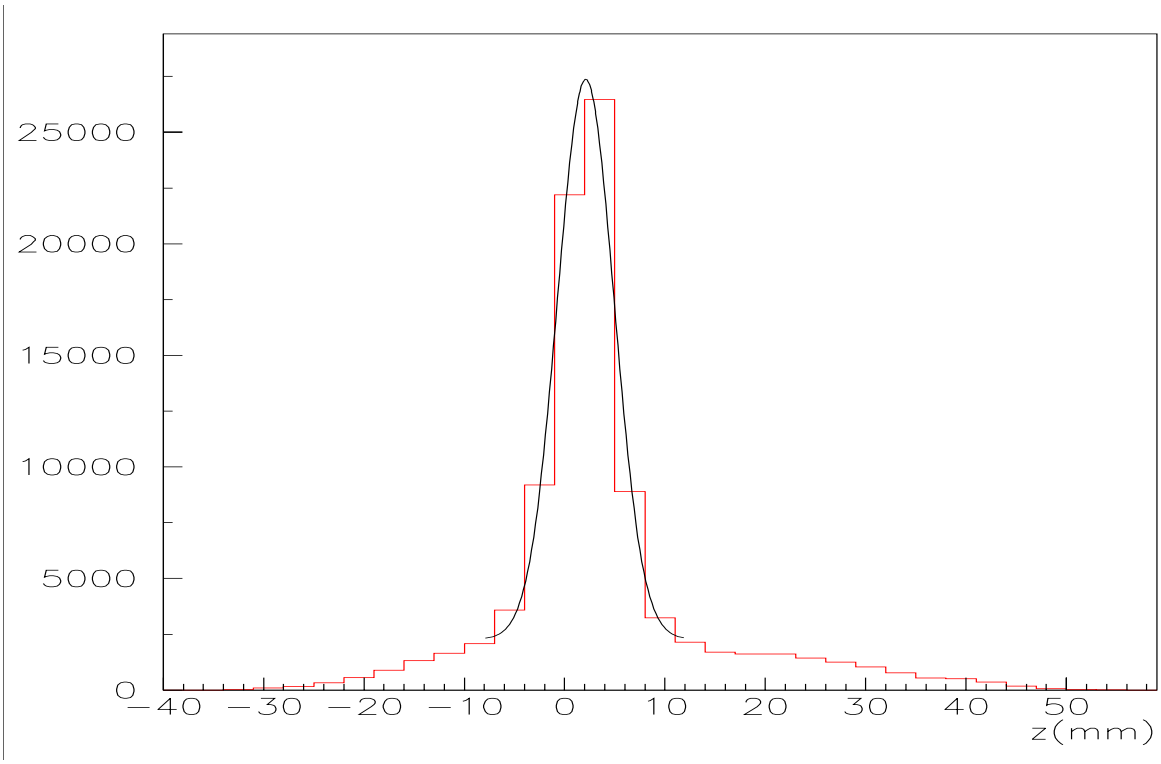


Figure 4.8: ホドスコープイメージのターゲット部分をフィット

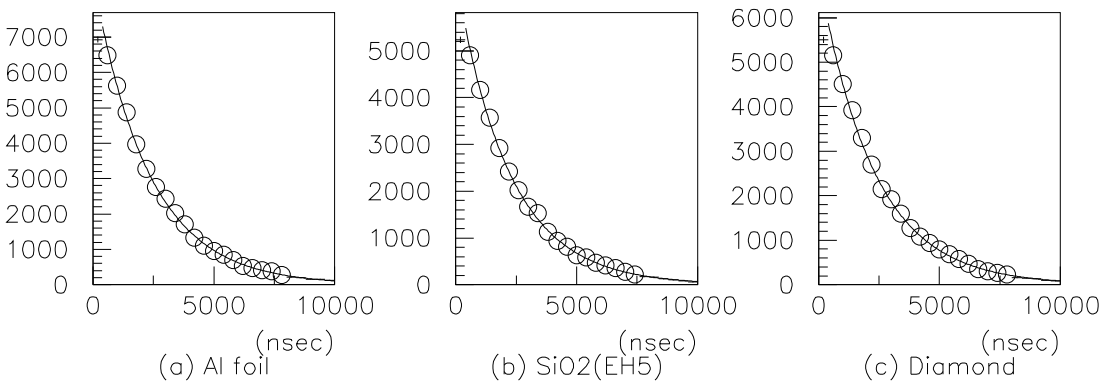


Figure 4.9: **ターゲット領域の時間スペクトル**

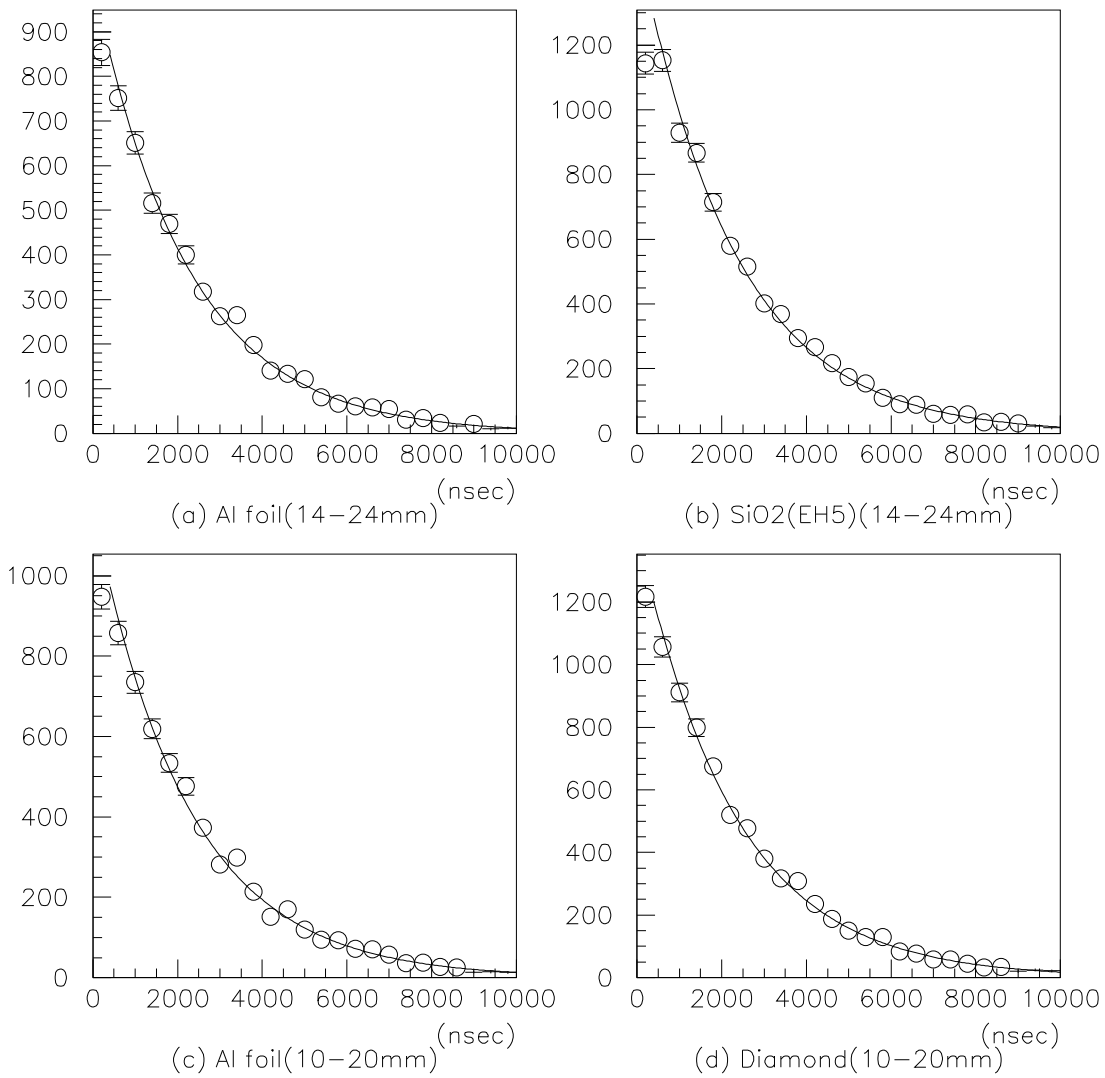


Figure 4.10: シグナル領域 (表面から $10 \sim 20$ mm) の時間スペクトル

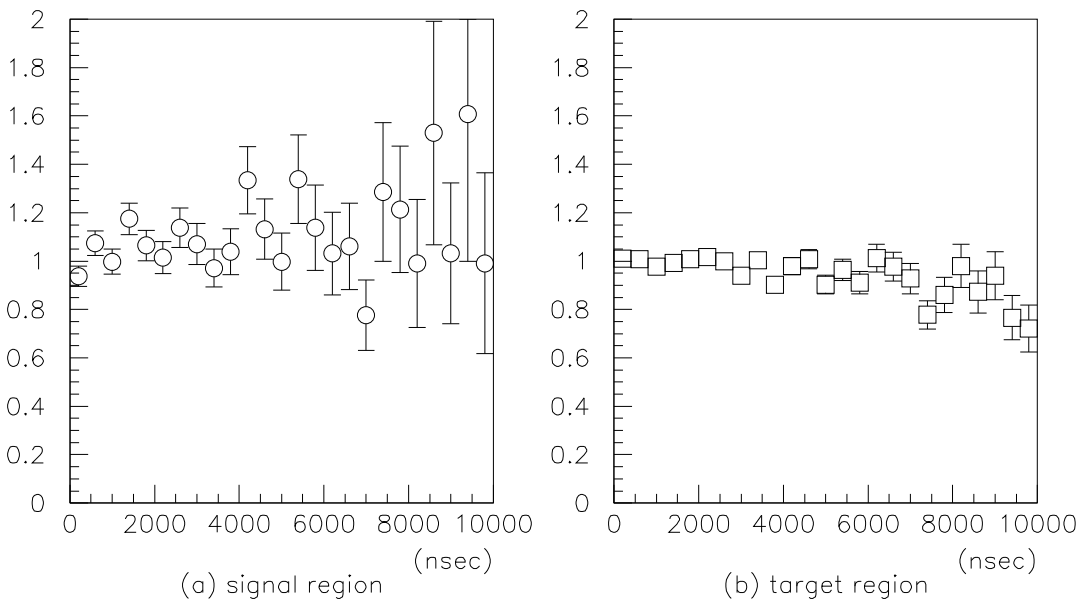


Figure 4.11: SiO_2 とアルミ箔との比

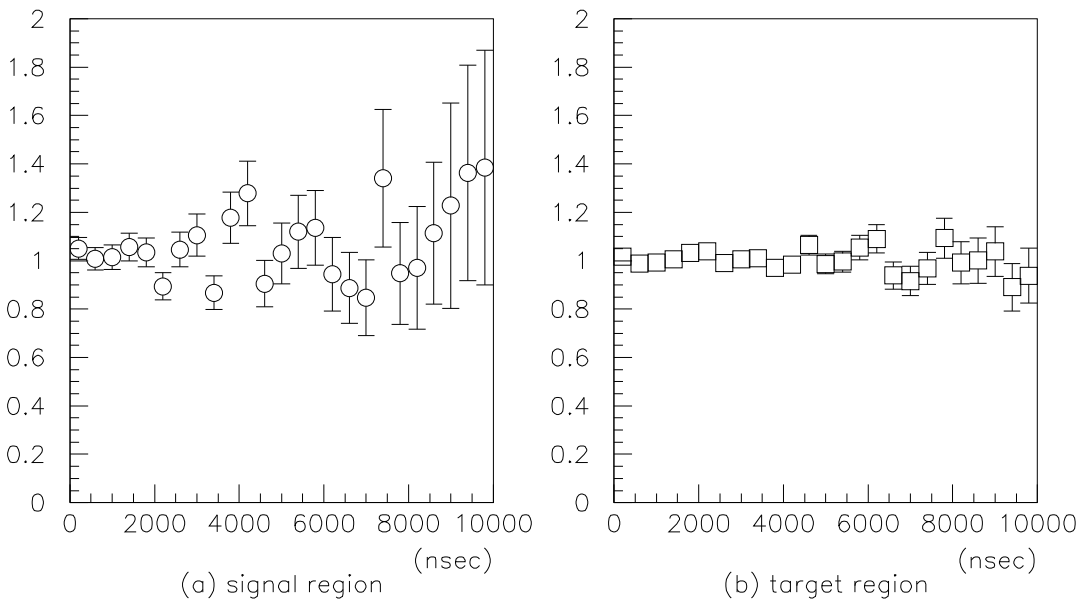


Figure 4.12: ダイアモンドとアルミ箔との比

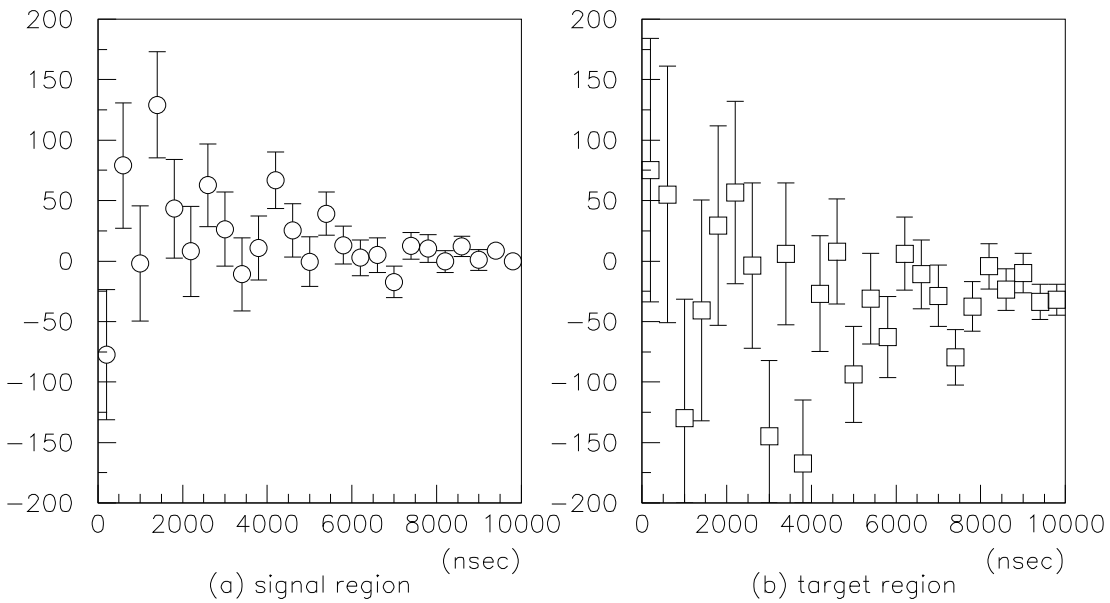


Figure 4.13: SiO_2 とアルミ箔との差

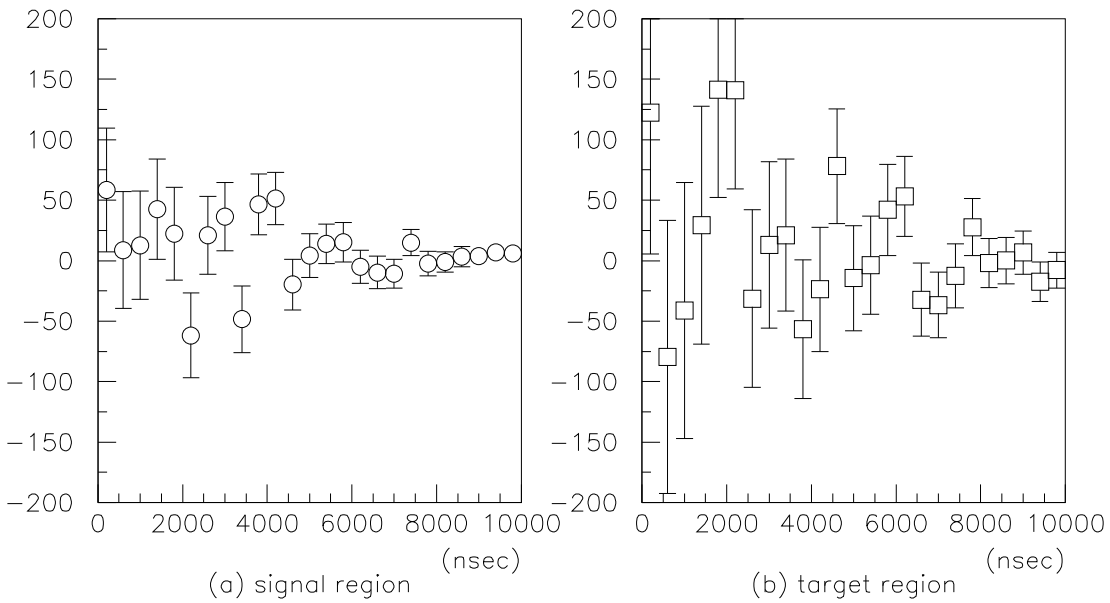


Figure 4.14: ダイアモンドとアルミ箔との差

Chapter 5

結果

5.1 μSR

SiO_2(Aerosil および EH5)、アルミナ、ダイアモンド中でのミュオニウム生成を確認した。

5.2 低速電子

低速電子検出器は本実験では真空度に問題があったため使用しなかった。しかし、テストの段階では 2 次電子をはね返すためのケージがうまく働いていることは確認できた。

5.3 Sci-Fi ホドスコープ

今回使用した Sci-Fi ホドスコープの性能をまとめると、Table 5.1 のようになった。

Table 5.1: Sci-Fi ホドスコープの性能

イベントレート	0.30 /pulse (Al foil)
レゾリューション	$\sigma = 2.8$mm (Al foil)
クロストーク	~ 3 %

5.4 真空への熱ミュオニウム放出率

ターゲットに止まったミュオンに対する真空への熱ミュオニウム放出率は Table 5.2 のようになった。

Table 5.2: 真空中への熱ミュオニウム放出率

SiO_2 (EH5)	$8.0 \pm 2.6\%$
ダイアモンド	$2.3 \pm 2.4\%$

Chapter 6

反省

6.1 粉末標的

今回の実験で用いたパウダーは SiO_2 は AEROSIL300 と Cab-O-Sil の EH5、ダイアモンドは microdiamant の DP558 であった。時間の関係上 Al_2O_3 をふることができなかったのは非常に残念であった。

SiO_2 はどちらも粒径 7nm とその小ささ、表面積の大きさは問題なかったが、粉を盛った後で崩れないように保つのが難しく、ターゲットホルダーにワイヤーを張るなどもっと工夫があるべきだった。また標準ターゲットの厚みを減らし、ターゲットの粉を盛った高さを低くするのも一つの手である。ただ真空引きの途中に粉の表面が沸騰したようにぶくぶくと振動することを防ぐにはどうしていいかよく分からない。

ダイアモンドは粒径 50nm ととても粉が大きかったのでミュオニウムが拡散してこなかったと思われる。microdiamant 社の製品で粒径 25nm のダイアモンドもあり、こちらにすればまだ可能性はあると言える。しかし同製品は非常に高価なため手に入れることができなかった。粉をふる際、ふるいから均一に落ちないなど困難な面もあるが、興味を持つことのできる粉ではある。

また Al_2O_3 は粒径 30nm と期待できる大きさではある。また空気中には拡散することが確認されているので、真空中でも期待は持てるであろう。また粉も手に入れやすく、粉もふりやすい。ビームを当てる機会が得られなかったことは非常に残念である。

その他の種類の粉で何が有望かはよく分からないが、どの物質も粒径が nm 単位の小さなものは手に入りにくく、さらに導体でないものとなると我々はこれ以上探すことができなかった。もっとよく探せば他の種類の粉も手に入ったかもしれない。

6.2 ディグレーダー

我々は 8 日間のビームタイムで 6 日を、アルミ板 $440\mu m$ をディグレーダーとして用いていた。そのため使うことのできないデータをたくさん集めてしまった。もっと早くもっと綿密にディグレーダースタディを行うべきであった。

6.3 低速電子

今回の失敗の原因は真空である。たまたま使ったポンプが弱かったということがひとつ。つぎに、用いたパウダーが非常に細かいために、表面積がかなり大きく、アウトガスが非

常に多いということも考慮すべきであった。というのは、設計の段階でターゲットとディテクターを離したり、真空の引き口をディテクターのすぐ近くにしたりすべきであった。

それ以上のことは、うまく真空に引けてからでないと議論できない。しかし、静電系がうまくいっているかどうか、ミュオンの崩壊陽電子からの 2 次電子によるバックグラウンドはどの程度か、などの問題は予想される。

6.4 μSR

ミュオニウム生成率を定量的に求めることができなかった。もっと弱い磁場でミュオニウムのスピン回転を直接見たかったが統計が足りなかった。

6.5 Sci-Fi ホドスコープ

今回はバックグラウンドが多すぎたことが大きな敗因である。バックグラウンドの原因としては、崩壊陽電子の低エネルギーのものが多重散乱してシグナル領域にかなり混ざっていたことが考えられる。また、ディグレーダーやターゲットで散乱されたミュオンが真空槽や低速電子用の CAGE に止まって、それがシグナル領域に入ってきたものもある。

低エネルギーの陽電子の多重散乱については、カロリーメーターでエネルギーをはかり、低エネルギーのものを切ったり、Sci-Fi を 3 段にして直線にならなかったものは切るということもできた。

また、真空槽や CAGE に止まったものについては、設計の仕方によって減らすことができたかもしれない。

あと、これはバックグラウンドを減らすことにはあまり関係がないが、Sci-Fi で 2 次元的に測定すれば、ターゲットからのミュオニウムの放出の角度分布などといった、別の情報もみることができる。

今回は Sci-Fi をさらに増やすことは難しかったが、カロリーメーターを置くことは容易にできたと思う。かなり悔やまれるところである。

謝辞

まず、この実験は永嶺先生、西山先生、下村先生をはじめ、KEK–MSL の方々のご協力がないと成功していなかった。大事なビームを別けて頂き、ビームタイム中も非常に熱心にご指導して頂いた。この場で感謝の意を表したい。

また、 CERATRON と CHANNELTRON を貸して頂き、そのテストもさせて頂いた松木先生をはじめ化学研究所の CARRACK グループ各位にもたいへんお世話になった。タンデムでのテストの時には中村先生のご協力が強い支えとなった。K2K の稲垣先輩には部品や材料の調達をして頂いた。真空槽を製作して頂いたスズノ技研のみなさま、いろいろな工作をして頂いた工場のみなさまにも非常に負うところが大きい。そのほかにもたくさんの方々のご支援があったからこそ行うことのできた実験である。心から敬意を表したい。

さいごに、われわれをご指導して頂いた舟橋先生、西川先生、川合先生、延與先生、中家先生、武藤先輩に厚く御礼申し上げる。

Bibliography

[1] K. Jungmann *et al.*, The Future of Muon Physics, Splinger-Verlag, (1982).

[2] F. G. Miriam *et al.*, Phys. Rev. Lett. **49**, 993 (1982).

[3] C. J. Oram *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52**, 910 (1984).

[4] A. Badertscher *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52**, 914 (1984);
K. A. Woodle *et al.*, Phys. Rev. A **41**, 93 (1990).

[5] S. Chu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 101 (1988).

[6] K. Nagamine *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4811 (1995).

[7] L.Willmann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 49 (1999).

[8] D. L. Morgan, Jr., and V. W. Hughes, Phys. Rev. D **2**, 1389 (1970);
Phys. Rev. A **7**, 1811 (1973).

[9] G. Feinberg and S. Weinberg, Phys. Rev. **123**, 1439 (1961).

[10] V. W. Hughes *et al.*, Phys. Rev. A **5** ,63(1960).

[11] P. R. Bolton *et al.*, Phys. Rev. Lett. **47** ,1441(1981).

[12] A. P. Mills, Jr. *et al.* ,Phys. Rev. Lett. **56** ,1463(1986).

[13] A. Matsushita,K.Nagamine ,Chem. Phys. Lett. **253** ,407(1996).

[14] A. Matsushita,K.Nagamine ,Phys. Lett. A **244** ,174(1998).

[15] G. A. Beer *et al.* , Phys. Rev. Lett. **57** ,671(1986).

[16] R. F. Kiefl *et al.* , Phys. Rev. B **26** ,2432(1982).

[17] G. M. Marshall *et al.* , Phys. Lett. **65A** ,351(1978).

[18] K. A. Woodle *et al.* ,Z. Phys. D **9** ,59(1988).

[19] A. C. Janissen *et al.*, Phys. Rev. A **42** ,161(1990).

[20] E. Holzschuh *et al.* ,Phys. Rev. A **25** ,1272(1982).

[21] 日本エアロジル株式会社,AEROSIL の基本特性 No.17(1999).

[22] W. Fetscher, H.-J. Gerber *et al* Phys. Rev. D **54** ,251(1996).

[23] 電子・イオンビーム工学 電気学会 2.1.2.

Appendix A

古いプロポーザル

ミュオニウム=反ミュオニウム転換事象探索実験の開発

pilot experiment to search for the muonium-antimuonium conversion

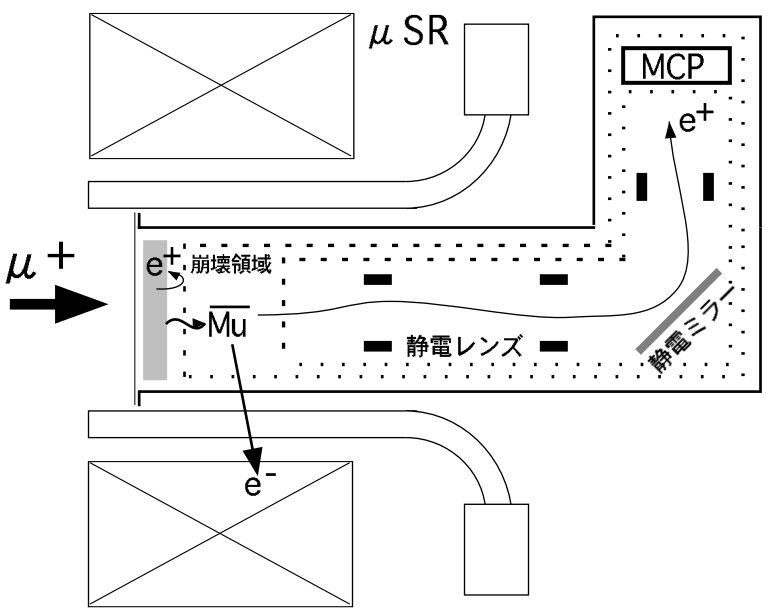
ミュオニウム=反ミュオニウム転換事象 $(Mu = \mu^+e^-) \rightarrow (\overline{Mu} = \mu^-e^+)$ は、素粒子標準模型の範囲では世代ごとのレプトン数保存則によって禁止されている。しかし、超対称性粒子や重いマヨラナ粒子等が存在すれば起りうることが予言されており、その探索は標準模型を超えた物理を開くものである。

転換事象の同定は、$\overline{Mu}$ 中の μ^- の崩壊で生じるエネルギの高い電子と、それに取り残される約 13eV の低エネルギ陽電子の同時検出で行うことを計画している。本研究では、低速陽電子収集装置を試作し検出効率を測定するとともに誤認率の評価を行う。

下図に装置の概略を示す。μ ポートの μSR スペクトロメーターを利用させて頂き、後方 16 対のシンチレーションカウンタの中心に試作した低速陽電子収集装置を設置する。収集装置は、真空容器・μ^+ 入射孔真空隔壁・Mu 生成標的・静電障壁グリッド・収集用静電光学系・陽電子検出器 (ＭＣＰ; マイクロチャネルプレート) からなる。μ^+ の崩壊で生じるエネルギの高い e^+ が Mu 生成標的や真空容器で Bhabha 散乱して低速になったものを、$\overline{Mu}$ の崩壊生成物と誤認することがないように、散乱物質のすぐ内側に静電障壁グリッドを配置し正電圧を印加して排除する。中性の Mu または $\overline{Mu}$ 原子は静電障壁を感じることなく崩壊領域にドリフトして来る。崩壊領域で生じた低速 e^+ は静電光学系で収集しＭＣＰで検出する。Mu=$\overline{Mu}$ 転換事象の探索は、μSR 装置のシンチレーションカウンタとＭＣＰの同時計数によって行う、ただし、入射 μ^+ のビームパルスを避けて設けたその直後からの十数 μsec 幅のゲート中の事象に限る。転換事象探索に先立って、電極の極性を反転して低速 e^- を収集できるようにし、Mu の崩壊を利用して試作装置の Mu 検出効率を測定する。Mu の生成量は μSR スペクトロメーターによって測定しておく。また、Mu 生成標的として SiO_2 のパウダや数 mm 厚のエアロジェル等を用意し、我々の装置に適した Mu 収量の多い標的の選択や配置の工夫も試みたい。

なお、本研究は京都大学理学部物理学教室 4 回生 9 名による卒業研究を兼ねて行われる。

・備考；実験期間中、貴施設のチェッキングソース (^{22}Na) をお借りしたい。


μ SR
MCP
e+
μ +
e+
崩壊領域
Mu
静電レンズ
静電ミラー
e-

Appendix B

新しいプロポーザル

真空中への熱ミュオニウムの放出率の測定

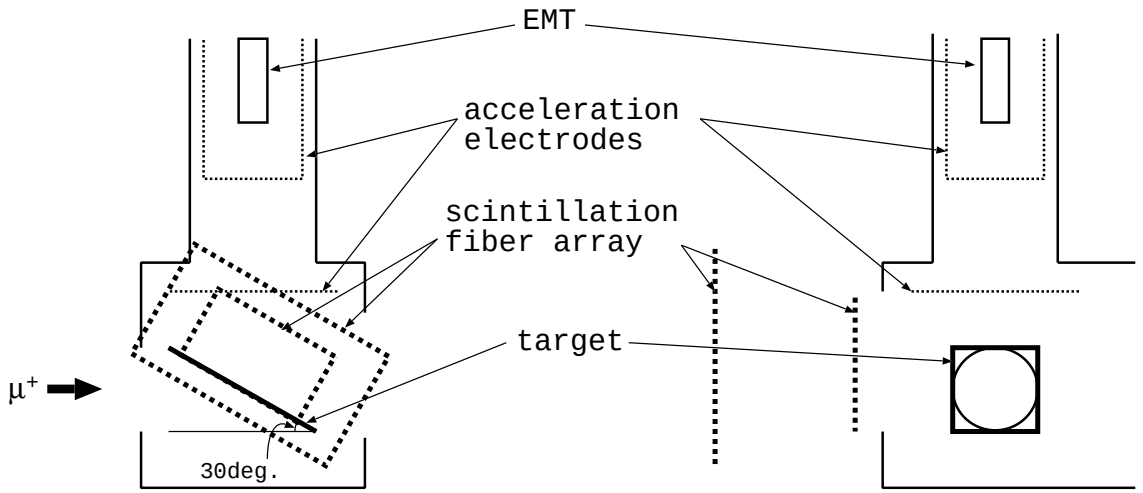
我々は素粒子標準模型を越える物理へのきっかけになり得る実験として、ミュオニウム=反ミュオニウム転換事象の探索に強い関心を持っている。転換が可能だとしても真空中でしか起こらないことが予想されており、ミュオニウムを多数真空中に生成することが極めて重要である。我々の目標は転換事象の探索に有効な標的の発見である。本研究では Al_2O_3、グラファイト、ダイアモンド、SiO_2 の粉末標的を候補とし、入射正ミュオンに対して真空中に拡散してくるミュオニウムの割合を測定する。そのような放出率の高い標的は、高強度ミュオンビーム源の開発や他の多くの重要なミュオニウムを用いた研究にも貢献するはずである。

実験の概略図を下に示す。μ ポートの μSR スペクトロメータを利用させていただき、その中心に標的と真空槽を設置する。ビームを各種標的に当て、まずミュオンスピン回転によってミュオニウムの生成量を確認する。次に真空中に拡散してきたミュオニウムからの信号の数を測定する。真空中のミュオニウムを同定するために、次の 2 種類の方法を用いる。

- ミュオニウム中の正ミュオンが崩壊してできる数十 MeV の高エネルギー陽電子をホドスコープカウンタで検出する。
- 正ミュオンが崩壊して残された 10eV 程度の低エネルギー電子を静電場で加速し、電子増倍管で検出する。

別紙の付録において 1. 標的として用いる各種粉末、2. 高エネルギー陽電子の検出、3. 低エネルギー電子の検出、について詳しく述べる。

なお、本研究は京都大学理学部物理学教室 4 回生 9 名による卒業研究をかねて行われる。



B.1 粉末標的の選択

粉末標的の候補として、優先順位の高い順に Al_2O_3、グラファイト、ダイアモンドを考えている。また他の研究と比較するために SiO_2 を用いる。

過去に行われたミュオニウムを熱的に真空中に出す実験に使われた標的は金属薄膜と微粒子粉体の 2 種類に大きく分けられる。

金属薄膜を使う実験は 1980 年ごろから行われており、W や Pt などで入射正ミュオンの 5%程度のミュオニウム放出率が得られている[1]。しかし、金属からミュオニウムを放出させるには高温、高純度に加え清浄な表面とそれを実現するための高真空が必要となる。我々は扱いがより容易な粉末を標的として用いる。

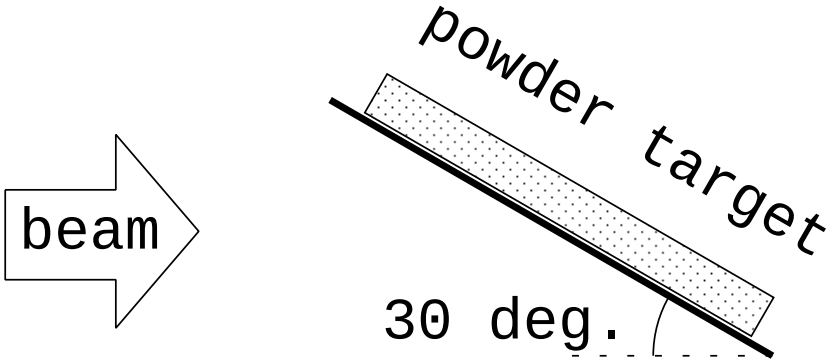
粉末の中では SiO_2 粉末が最もよく研究されていて、高い放出率のあることがわかっている。我々の知る限りこれ以外の粉末標的から真空中へのミュオニウムの放出についてはほとんど研究が行われていない。SiO_2 粉末においてミュオニウムの放出機構は次のように考えられている。まず正ミュオンが粉末の粒で止まりそのうち 60%程度がミュオニウムを生成する。次にミュオニウムの 90%以上は粒の外に出る。そして粒の間の真空を拡散していって、標的の外に出る。外に出るのは入射正ミュオンの数%程度である。この機構のため粒はある程度は小さい方が良い。SiO_2 粉末がよい理由は細かい (7nm 径) ものが容易に手に入ることと、構造が鎖状になっていて粒子が一様に配置されているよりもミュオニウムが拡散しやすいということにある。しかし過去の実験[2] では粒子径 7nm の粉末が粒子径 14nm の粉末より必ずしも放出率が多くはないとの結果や、粉末の密度や表面積と放出率の相関がはっきりしないとの結果が出ており、結局のところミュオニウムの放出率に何がどの程度効くのかよくわかっていない。しかしいろいろな厚みやビーム運動量で放出率が測定されているので、過去の実験と比較し、SiO_2 以外の標的の放出率の基準とするのには SiO_2 が最適である。

Al_2O_3 も比較的細かい (30nm) 粉末が手にはいる。Al_2O_3 粉末の標的に正ミュオンを入射したとき、ミュオニウムが形成され、粒の外に出てくることが確認されている。しかし、ここからさらにミュオニウムが粉末の領域より外にどの程度拡散してくるかについては報告されていない[3]。Al_2O_3 は真空中への高い放出率が期待できる物質であり、実際に実験的に測定する意義は大きい。

[1] Phys.Lett.A 244,174(1998)
[2] Phys.Rev.Let. 57,671(1986) や Phys.Rev.A 42,161(1990)
[3] Phys.Rev.B 26,2432(1982)

グラファイトについては導体であるが金属でないという性質がミュオニウムの生成にどう影響するのか興味深い。また金属に比べ酸化物の形成等表面汚染の心配が小さいと予想される。ダイアモンドは半導体であり、ダイアモンド中ではミュオニウムは'anomalous muonium[4]'になる。グラファイトとダイアモンドについても、粉末標的にしてミュオニウムを真空に拡散させる研究はほとんどなされていないようである。これらについても時間の許す限り真空放出の可能性について調べたい。

標的はビームの入射方向に対し 30 度の角度で置く。これにより標的中をビームが通過する長さに対しミュオニウムが標的外まで拡散するのに必要な距離を短くすることができる。



室温では金属膜標的からミュオニウムが放出されることはない[1] 。我々はこのことを利用し、粉末標的と同じ厚さ (g/cm^2) の金属薄膜を標的として用い、検出器の位置分解能やバックグラウンドの評価を行う。

B.2 高エネルギー陽電子の検出

B.2.1 測定系の配置

高エネルギー陽電子検出系の配置図を fig.B.1 と fig.B.2 に示す。このホドスコープ型検出系により、ミュオニウム崩壊場所の標的表面からの距離を測定する。

陽電子の検出は、標的の側方に垂直におかれた二段のシンチレーションファイバーアレイによって行う。陽電子がファイバーを通過したときに生じる光パルスを、MAPMT(マルチアノード光電子増倍管) により電気信号に変換して、TDC を通して記憶装置に送る。

二段のアレイは標的の中心から 50mm、97mm の位置に置かれる。各々のアレイでは fig.B.3 のように直径 0.7mm のファイバーが二層に並んでいる。標的に近い側のアレイでは、ファイバー 4 本ずつを一つの単位とし、束にして MAPMT の一つのチャンネルに信号を送る。このような幅 1.4mm の束を 16 本用いるのでアレイ全体の幅は 22.4mm である。標的から遠い側のアレイでは、全体の幅が 44.8mm、一つの束の幅が 2.8mm、ファイバー 8 本ずつの束が 16 本並んでいる。前段後段合わせて 32 本のファイバーの束が MAPMT に接続される。この二段のアレイの立体角はおよそ 3%になる。

B.2.2 シミュレーション

上記の配置での検出効率を評価するために次のシミュレーションを行った。

[4]Phys.Rev.A 25,1272(1982)

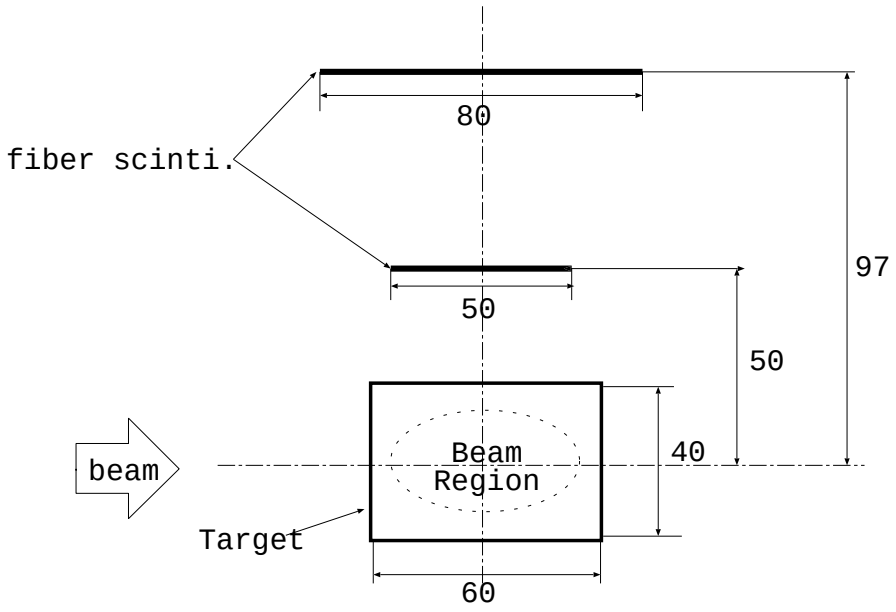


Figure B.1: 陽電子検出系; 標的の法線方向から見た図

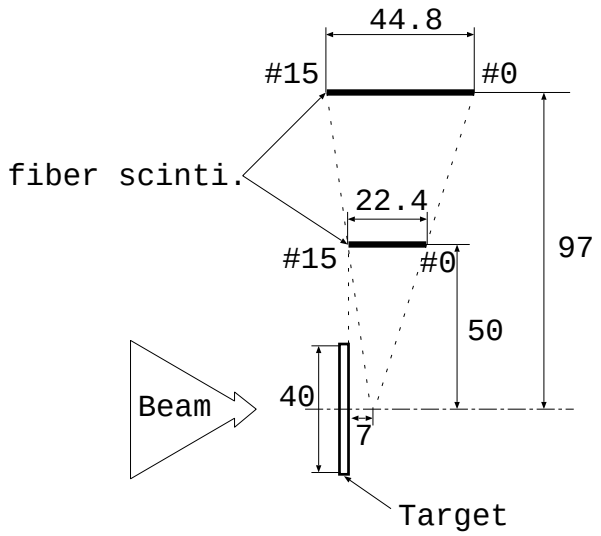


Figure B.2: 陽電子検出系；標的の接線方向から見た図 (#はチャンネルの番号)

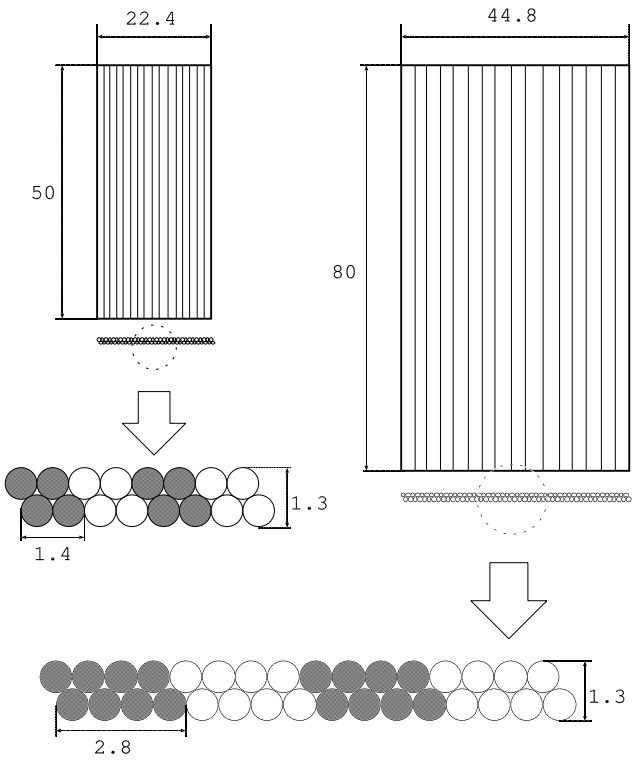


Figure B.3: シンチレーションファイバーアレイ (単位は mm)

fig.B.4 は標的中でミュオンが崩壊した場合であり、fig.B.5 は真空中でミュオニウムが崩壊した場合で、標的表面から 300K の Maxwell 分布でミュオニウムが放出されると仮定した。標的中での崩壊数と真空中での崩壊数の比は 9:1 とした。各々の図で横軸と縦軸はファイバーの束 (チャンネル) の番号であり、番号はビームの下流側から数えている (fig.B.2 を参照)。

fig.B.6 は、前段のアレイ第 8 チャンネルを通過した陽電子が後段のアレイのどのチャンネルを通過したかを表したヒストグラムである。実線は標的中での崩壊による信号であり、破線は真空中に放出されてからの崩壊によるものである。第 7 から第 15 チャンネルでは真空中での崩壊による信号数が標的中での崩壊による信号数を上回っている。破線で示された真空中での崩壊のうち、この領域に入ってくるものは 82%になる。これに対し、実線で示された標的中での崩壊のこの領域への混入は真空中での崩壊の約 1/5 である。

同様にして全てのチャンネルにわたって fig.B.4, fig.B.5 の太線の左上の領域について考慮すると、そのカウンティングレートは 1.6/sec であり、真空中で崩壊してアレイの立体角中に入ったもののうち 60%を S/N=7 で収集することができると評価される。仮に一日間データをとったとすると、真空中からの崩壊を 1.4×10^5 イベント収集できる。

このシミュレーションでは陽電子のシンチレーションファイバーでのクーロン多重散乱も考慮に入れている。

B.3 低エネルギー電子の検出

過去のこの種の実験ではもっぱら正ミュオンが崩壊してできる高エネルギー陽電子が信号として用いられてきた。我々は低エネルギー電子の検出により真空中のミュオニウムを確

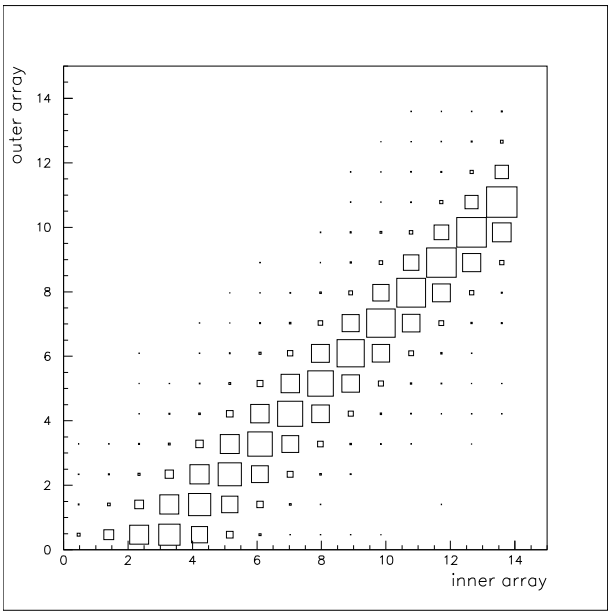


Figure B.4: 前段、後段のアレイに入る陽電子の数の分布 (標的中で崩壊したミュオニウムからの信号)

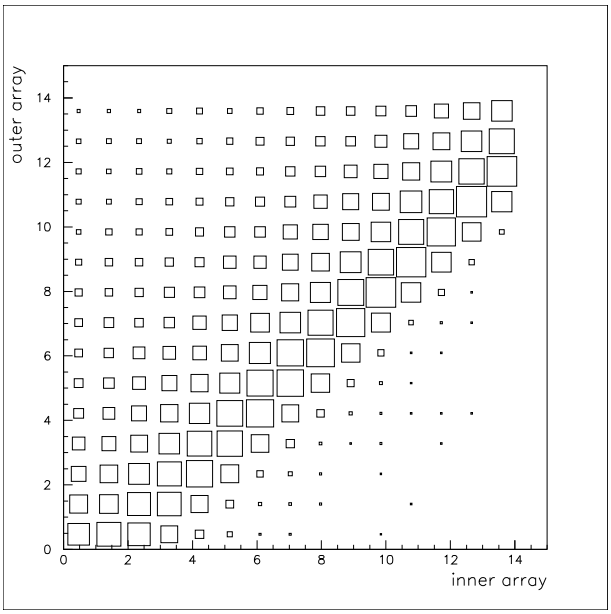


Figure B.5: 前段、後段のアレイに入る陽電子の数の分布 (真空中で崩壊したミュオニウムからの信号)

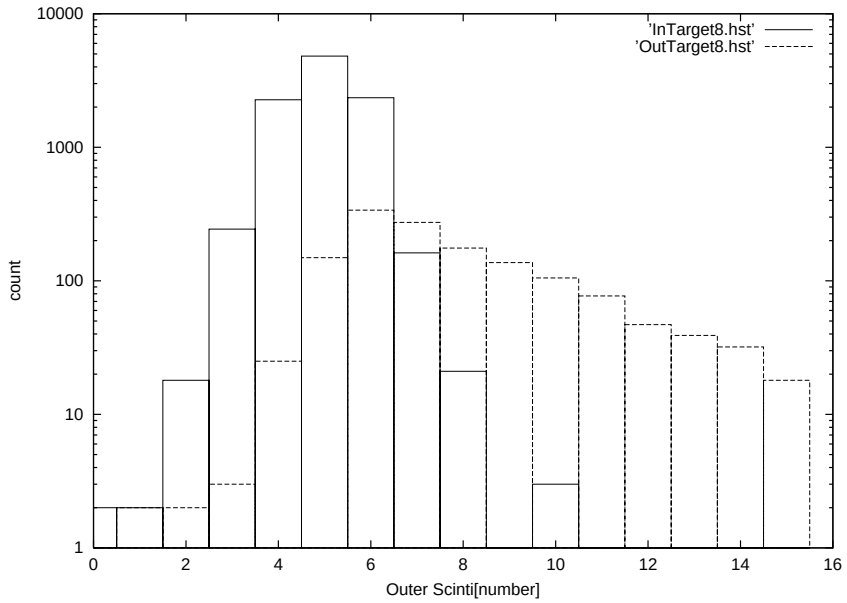


Figure B.6: 前段アレイの第 8 チャンネルを通過した後、後段アレイの各チャンネルを通過した陽電子の個数

認するという新しい方法を併用し、二つの方法の結果を比較することによりこの方法の有効性も研究する。

ミュオニウム中の正ミュオンが崩壊してとり残された 10eV 程度の電子をターゲットの上方に配置した静電グリッドにより 1keV 程度まで加速・集束し、電子増倍管 (EMT) で検出する [fig.B.7]。標的の直後に負の電極を置くことによって、標的中から出てくる高エネルギー陽電子の散乱で真空中に叩き出される電子は除外する。

モンテカルロシミュレーションによると、静電系の電子収集効率は約 30%、電子の TOF は 10(2)nsec となる。加速電圧 1kV のときの電子増倍管の量子効率は約 70%である。入射ミュオンに対する真空中へのミュオニウムの放出率を 4%と仮定すると、カウンティングレートは約 10/sec となる。この値は、前節で述べた陽電子の検出の場合よりも大きい。

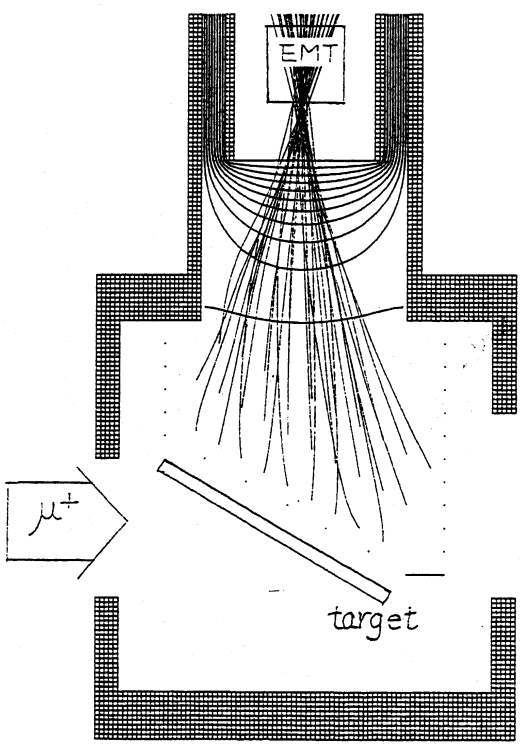


Figure B.7: 電子検出系の概略図

List of Figures

1.1 PSI の Mu-$\overline{\text{Mu}}$ 実験の概略図 4

2.1 μ ポートの μSR スペクトロメーターの仕様 8
2.2 μSR スペクトロメーター 8
2.3 AEROSIL の一次粒子粒度分布曲線 9
2.4 AEROSIL 表面のシラノール基 (左) とシロキサン基 (右) 10
2.5 ダイアモンドパウダーの粒径分布 11
2.6 Geometry of muonium emission from a sphere. 12
2.7 Geometry of muonium emission from a layer. 14
2.8 Side view of the geometry of the target used in the simulation 15
2.9 Target and the coordinate system 16
2.10 17
2.11 ターゲット台 18
2.12 トラッカー配置図 19
2.13 暗箱外形図 20
2.14 Sci-Fi 伝送効率の曲率依存性のテスト 21
2.15 MAPMT の信号 22
2.16 前段、後段のアレイに入る陽電子の数の分布 (標的中で崩壊したミュオニウムからの信号) 24
2.17 前段、後段のアレイに入る陽電子の数の分布 (真空中で崩壊したミュオニウムからの信号) 24
2.18 前段アレイの第 8 チャンネルを通過した後、後段アレイの各チャンネルを通過した陽電子の個数 25
2.19 e^+ が通ったチャンネルから、スキャンバックしたターゲットイメージ . . . 25
2.20 低速電子のエネルギースペクトル 26
2.21 低速電子の検出器 27
2.22 2 次電子のエネルギースペクトル 28
2.23 CHANNELTRON のテスト 28
2.24 DAQ システム回路図 31

3.1 成功した AEROSIL と崩れた AEROSIL 34
3.2 成功したダイアモンドと崩れたダイアモンド 34
3.3 実際にビームを当てた EH5 35
3.4 μSR によるカウントレートの変化 36
3.5 ターゲットピークの位置 36
3.6 スピル数で規格化したターゲットのピークの高さ 37

4.1 SiO_2(Aerosil)、アルミナ、アルミ板の μSR シグナル 40

4.2 SiO_2(EH5), Diamond, Alfoil の μSR シグナル 40
4.3 ターゲットから 2mm 離れた所でのミュオニウムの崩壊時間のシミュレーション (back ground は無視) 41
4.4 Sci-Fi 前段 1ch. の TDC スペクトル 43
4.5 (a)SciFi とディファイニングカウンターの TDC の値の差 (b) 各 SciFi の TDC の値の差 44
4.6 スキャッタープロット 44
4.7 クロストーク 46
4.8 ホドスコープイメージのターゲット部分をフィット 46
4.9 ターゲット領域の時間スペクトル 47
4.10 シグナル領域 (表面から $10 \sim 20$ mm) の時間スペクトル 48
4.11 SiO_2 とアルミ箔との比 49
4.12 ダイアモンドとアルミ箔との比 49
4.13 SiO_2 とアルミ箔との差 50
4.14 ダイアモンドとアルミ箔との差 50

B.1 陽電子検出系; 標的の法線方向から見た図 61
B.2 陽電子検出系；標的の接線方向から見た図 (#はチャンネルの番号) . . . 61
B.3 シンチレーションファイバーアレイ (単位は mm) 62
B.4 前段、後段のアレイに入る陽電子の数の分布 (標的中で崩壊したミュオニウムからの信号) 63
B.5 前段、後段のアレイに入る陽電子の数の分布 (真空中で崩壊したミュオニウムからの信号) 63
B.6 前段アレイの第 8 チャンネルを通過した後、後段アレイの各チャンネルを通過した陽電子の個数 64
B.7 電子検出系の概略図 65

List of Tables

1.1 MACS スペクトロメータのデータ 4

2.1 表面ミュオンビーム仕様 7
2.2 Powder properties 16
2.3 MAPMT(Hamamatsu Photonics H6586) 18
2.4 Sci-Fi(Kuraray SCSF-78M) 19
2.5 Sci-Fi 伝送効率の曲率依存性テスト 21
2.6 CERATRON と CHANNELTRON の特性 26
2.7 CAGE のテスト 29
2.8 CHANNELTRON のダークカレント 29
2.9 低速電子のシミュレーションの結果 30

4.1 イベントレート 42
4.2 真空中への熱ミュオニウム放出率 45
4.3 SiO_2(EH5) のターゲット領域から計算した放出率 45

5.1 Sci-Fi ホドスコープの性能 51
5.2 真空中への熱ミュオニウム放出率 51