

修士学位論文

MEG 実験液体 Xe 検出器の為の  
光電子増倍管の開発と宇宙線を用いた研究

東京大学大学院 理学系研究科  
物理学専攻

素粒子物理国際研究センター  
森 俊則 研究室所属

46081  
名取 寛顕

2006 年 1 月



# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 実験の目的と背景	1
1.2 本論文の構成	1
<b>第 2 章 <math>\mu \rightarrow e\gamma</math> 崩壊とその物理</b>	<b>3</b>
2.1 $\mu$ 粒子の崩壊	3
2.2 標準理論と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊	4
2.3 超対称性理論	5
2.4 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験	5
<b>第 3 章 MEG 実験</b>	<b>7</b>
3.1 概要	7
3.2 ビーム	7
3.3 MEG 実験の検出器	11
3.4 ポジトロンスペクトロメータ	13
3.4.1 COBRA マグネット	13
3.4.2 ドリフトチェンバー	17
3.4.3 タイミングカウンター	19
3.5 液体 Xe 検出器	20
3.6 液体 Xe の特徴	21
3.7 大型プロトタイプ検出器	23
3.8 Xe の純化	25
3.9 光電子増倍管	28
<b>第 4 章 光電子増倍管の開発</b>	<b>31</b>
4.1 液体 Xe 検出器のバックグラウンドシンチレーション光	31
4.2 高レート光入射時の光電子増倍管の動作	31
4.3 MEG での対処案	32
4.4 ツェナーダイオード	33
4.5 冷却用セットアップ	35
4.6 ツェナーダイオードのノイズ	36
4.7 ツェナーダイオードのノイズの性質	37
4.7.1 $\sim 165\text{K}$ で電流の大きさを変えたときの結果	38
4.7.2 $\sim 165\text{K}$ で、保護抵抗 R の大きさを変えたときの結果と、コンデンサを使ったときの結果	39

---

4.7.3	常温で保護抵抗の大きさを変えたときの結果とコンデンサを使った ときの結果 . . . . .	40
4.7.4	常温で電流の大きさを変えたときの結果 . . . . .	41
4.7.5	ツェナーダイオードのノイズの個体差 . . . . .	41
4.7.6	ツェナーダイオードの性質のまとめと考察 . . . . .	44
4.8	ツェナーダイオードのノイズの光電子増倍管への影響 . . . . .	45
4.9	ノイズのフィルタリング . . . . .	46
4.10	結論 . . . . .	50
<b>第 5 章</b>	<b>宇宙線を用いた吸収長の測定</b>	<b>51</b>
5.1	不純物と液体 Xe の吸収長 . . . . .	51
5.2	$\alpha$ 線を用いた吸収長の見積もり . . . . .	51
5.3	宇宙線の場合の光源と光電子増倍管の間の距離 . . . . .	52
5.4	宇宙線シミュレーションデータから出した、宇宙線と光電子増倍管の間の 「距離」 . . . . .	52
5.5	宇宙線シミュレーションデータを用いた吸収長の見積もり . . . . .	53
5.6	宇宙線のパスの再構成 . . . . .	55
5.7	入射点と射出点をガウス分布で振った場合 . . . . .	56
5.8	実データの解析 . . . . .	57
5.9	今後の課題 . . . . .	58

# 第1章 序論

## 1.1 実験の目的と背景

万物の最も基本的な要素である素粒子。その素粒子が従う物理法則を探ることで、この世界の全てを説明できる最終的な理論の探求が行なわれてきた。現在素粒子物理は標準理論と呼ばれる理論で理解されている。しかし、標準理論は最終的な理論と呼べるものではなく、現象はうまく説明できるが、現実の世界に対するいくつかの基本的な質問に対し、その答えを引き出すことはできない。標準理論を超える理論については様々に議論されており、今までの標準理論では説明されない現象として、ニュートリノ振動が発見された。しかしこれは、標準理論を拡張するだけで解決される問題なのか、標準理論を超える新たな物理が存在する証拠なのか、まだ分かってはいない。これまで観測されたほぼ全ての事象はこの標準理論で説明できるものであり、標準理論の壁を越える絶対的な証拠の発見は未だになされていない。

MEG 実験はこの壁に挑む試みである。MEG 実験で探索を行なう  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊が発見されたならば、人類は初めて標準理論を超える物理が存在する明らかな証拠をつかむことになり、新たな物理への扉を開くことができるのである。また、標準理論を超える理論として期待されている超対称性理論が成り立っているのなら、その発現を見ることとなるのである。

## 1.2 本論文の構成

本稿では MEG 実験のために行なわれた光電子増倍管の開発のための実験と、宇宙線を用いて液体 Xe の吸収長を測定する方法に関する研究の 2 つについて書いていく。

MEG 実験では、 $\mu^+$  粒子の輻射崩壊や、 $e^+$  の対消滅によるガンマ線、ビーム由来の大量の中性子などによって、液体 Xe ガンマ線検出器の光電子増倍管は高レートのシンチレーション光にさらされることになる。高レートでの入射光があるときに光電子増倍管を安定して動作させるための方法として、ツェナーダイオードを使う方法があり、この方法は、光電子増倍管の発熱を抑えなければならない MEG 実験では、最適な方法である。ツェナーダイオードを使えるかどうか調べるために、低温での基礎特性を調べる実験を行なった。またそのなかで、ツェナーダイオードにノイズがあることがわかり、その解決策を考えた。

液体 Xe の吸収長は、検出器のエネルギー測定精度に大きく効いてくるパラメータであり、液体 Xe の純化によって吸収長が十分大きくなっているか知ることは重要である。また、実験データをシミュレーションを使って解析するときにはシミュレーションのパラメータの一つとして、吸収長を知ることが必要となってくる。吸収長の測定は、現在は主に  $\alpha$

線のイベントのデータを使って行なわれている。宇宙線を用いた吸収長の測定はこれまで全光量の変化をシミュレーションと比較することで行なわれてきていたが、これに変わる方法について考えた。

本稿では第 2 章で MEG 実験を行なう目的となる理論的背景等について書き、第 3 章で MEG 実験についての説明を書く。そして、主題であるツェナーダイオードに関する研究と宇宙線を用いた吸収長の測定については、第 4 章、第 5 章で書いていく。

## 第2章 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊とその物理

### 2.1 $\mu$ 粒子の崩壊

現在までに観測された、 $\mu$  粒子の通常の崩壊について説明する。 $\mu$  粒子は、電子と同じ仲間、レプトンと呼ばれるグループに分類される粒子で、電子と等しい電荷と、1/2 のスピンを持ち、質量は電子のおよそ 200 倍、105.7MeV の質量の粒子である。 $\mu$  粒子はほぼ 100%が、2.2 $\mu$ sec の寿命で、

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

の崩壊をし、これは Michel 崩壊と呼ばれる。この他に、フォトンに伴う輻射崩壊

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \gamma \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma\end{aligned}$$

と、 $e^+e^-$  ペアを伴う崩壊

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu e^+ e^- \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu e^+ e^-\end{aligned}$$

が観測されており、それぞれの反応の崩壊分岐比は表 2.1 に示す通りである。

表 2.1:  $\mu$  粒子の崩壊モードとその分岐比

Decay mode	Branching ratio	Reference
$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	$\sim 100 \%$	
$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \gamma$	$1.4 \pm 0.4 \%$	[2]
$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu e^+ e^-$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	[3]

これまで見つかった反応では、表 2.2 に示す世代毎のレプトン数が反応の前後で保存している。これをレプトンフレーバーの保存と呼んでいる。MEG 実験で探索しようとしている  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊では、レプトンフレーバーが反応の前後で保存しておらず、このような反応は LFV(Lepton Flavor Violation) と呼ばれている。LFV は標準理論では禁止されており、荷電レプトンでの発見例はまだない。

表 2.2: レプトン数とそれぞれのレプトンの関係

	$e^-$	$\nu_e$	$\mu^-$	$\nu_\mu$	$\tau^-$	$\nu_\tau$	$e^+$	$\bar{\nu}_e$	$\mu^+$	$\bar{\nu}_\mu$	$\tau^+$	$\bar{\nu}_\tau$
$L_e$	+1	+1	0	0	0	0	-1	-1	0	0	0	0
$L_\mu$	0	0	+1	+1	0	0	0	0	-1	-1	0	0
$L_\tau$	0	0	0	0	+1	+1	0	0	0	0	-1	-1

## 2.2 標準理論と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊

素粒子が従う物理法則として、標準理論と呼ばれる理論が広く認められている。これまで観測された素粒子の反応はほぼ、この標準理論によってうまく説明することができ、標準理論はたいへん大きな成功を取っている理論である。

標準理論では説明されない現象として、近年ニュートリノ振動が発見され、ニュートリノに非常に小さな質量があることが分かった。しかしながら、標準理論においてニュートリノの質量を 0 としているのには、そう仮定する証拠がある訳ではなく、標準理論の少しの拡張によって説明することも可能であり、この現象が、新たな物理の存在を示唆するものなのか、まだ答えは出ていない。

さて、MEG 実験で探索しようとしている  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊だが、この反応は未だ観測例のない荷電レプトンにおけるフレーバーを保存しない反応の一つであり、標準理論からは、実験での観測は不可能であるという計算結果が出ている。

ニュートリノの質量を 0 と仮定した標準理論では、レプトンフレーバーの保存が理論からの帰結であり、 $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊の分岐比は 0 となる。ニュートリノ振動を考慮に入れたとしても、標準理論の枠内で計算する限り、ニュートリノの質量差が W ボゾンの質量に比べ、非常に小さいために、 $(\Delta m_\nu^2/m_W^2)^2$  で抑制され  $Br \sim 10^{-50}$  の値が得られる [4]。また、ニュートリノの質量が非常に小さいことを説明する理論として知られるシーソー機構を導入すると、 $(\Delta m_\nu^2/m_W^2)^2$  の項を  $O(m_{\nu i}/M_R)(M_R$  は、重たい右巻きマヨラなニュートリノ  $\nu_R$  の質量) で置き換えられるが、それでも  $O(10^{-40})$  以下にしかならない [5]。このように  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊の分岐比は、標準理論からはたとえニュートリノ振動について考慮したとしても、現在の実験技術では決して観測し得ない程に極めて小さいということが予測されている。しかしこのことは裏返せば、MEG 実験において  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊を発見できれば、新たな物理への扉を開くことができるということでもある。

標準理論を超える物理については、多くの理論的研究がなされてきている。

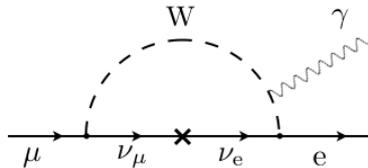


図 2.1: 標準理論での  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊のファインマンダイアグラムの例

## 2.3 超対称性理論

標準理論には実験で決定しなければならないパラメータがおよそ 20 もあり、パラメータ数が多すぎる。また、現象の説明はうまくできるが、なぜクォークが三代あるのかといった基礎的なことに答えることはできない。さらに、重力を記述していないという問題もある。そのような理由から、標準理論は究極の理論ではなく、標準理論を漸近解とするもっと大きな物理法則が存在すると考えられている。

最終的な理論としては、自然界の四つの力を統一的に記述でき、全てを説明できる理論の存在が期待されている。そして、そのような理論に向け、標準理論を一段階超えた理論として、非常に小さな相互作用である重力を除いた三つの力を統一する大統一理論が研究されており、様々なモデルが提唱されている。中でも、超対称性理論 (SUSY: Super SYmmetry) を取り入れた大統一理論が現在最有力候補と言われている。

SUSY とは、ボゾンとフェルミオンの間に対称性を導入する理論であり、スピン 1/2 の Dirac 物質場と物質間に働く力を表すスピン 1 のゲージ場とを直接関係づける。この対称性は、理論上なくてはならないという制約はないものの、導入することによって、標準理論や大統一理論の持ついくつかの問題を自然に解決することができるものである。

SUSY では、すべての素粒子に対して、それぞれ対応する超対称性粒子の存在を予言している。

超対称性があるとした場合、レプトンに対する超対称性粒子、スカラーレプトンはトップクォークの質量が大きいため世代間の混合が大きいことが示唆されており、そのため、例えば図 2.2 に示すようなファインマンダイアグラムにより  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊を引き起こし、このようなスカラーレプトンによる寄与によって、分岐比が  $10^{-11} \sim 10^{-14}$  程度の大きさにになると予想されている。SUSY が成り立つならば、MEG 実験において目指す精度の測定をしたとき、 $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊の発見の可能性が高いといえ、また、MEG 実験においてこの反応が発見されなかった場合は、理論に対する大きな制限となることになる。

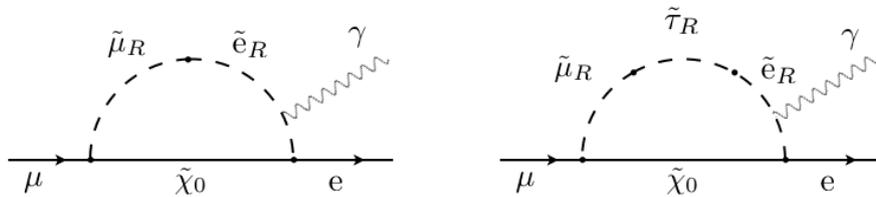


図 2.2: SUSY を仮定したときの  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊のファインマンダイアグラムの例

## 2.4 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験

1937年に、Neddermeyer, Anderson によって宇宙線から  $\mu$  粒子が発見されてから 10 年後の 1947年、Hincks, Pontecorvo によって初の  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊の探索が行なわれた。1947年 はまた、 $\mu$  粒子が強い相互作用をしないため、湯川の予言した  $\pi$  メソンではないと証明された年であり、当時はまだ  $\mu$  粒子が何であるのか分からない、謎の粒子であった。その

ため、実験動機は現在とは異なり、純粋に  $\mu$  粒子について調べることが目的であったと思われる。

$\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊探索実験はその後、何度も行なわれ、実験で使う  $\mu$  粒子は、宇宙線を用いていたものが、加速器によって人工的につくられたものを使うようになり、また検出器の精度も向上され、実験技術が向上してきたが未だに発見はされていない。 $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊の分岐比の上限値の更新状況は、表 2.3 の通りである。

実際の実験では  $\mu$  粒子をターゲットで静止させ、崩壊を見るのだが、ターゲットの原子核に  $\mu$  粒子が取り込まれるのを防ぐために電荷が正の  $\mu^+$  が用いられる。また、現在では加速器によって大強度の  $\mu^+$  粒子が得られるため、 $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊探索実験で最も重要なことは、 $\gamma$  と  $e^+$  が同時に検出されるバックグラウンドの中から、 $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊を識別することである。そのようなバックグラウンドとしては、図 2.3 に示す、 $\mu^+$  の輻射崩壊をシグナルと誤認してしまうプロンプトバックグラウンドと、Michel 崩壊による  $e^+$  と  $\mu$  粒子の輻射崩壊、飛行中の  $e^+$  の対消滅などによるガンマ線とが偶発的に重なってしまうアクシデンタルバックグラウンドがある。

表 2.3: 過去の  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊探索実験と分岐比の実験上限値

Year	Experiment	Site	Upper Limit	Reference
1977	-	SIN (presently PSI)	$1.0 \times 10^{-9}$	[6]
1979	-	LANL	$1.7 \times 10^{-10}$	[7]
1986	Crystal Box	LANL	$4.9 \times 10^{-11}$	[8]
1999	MEGA	LANL	$1.2 \times 10^{-11}$	[9]

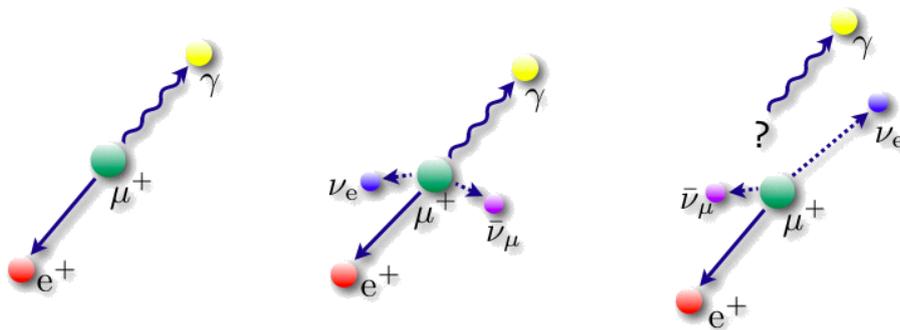


図 2.3:  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊 (左) とプロンプトバックグラウンド (中)、アクシデンタルバックグラウンド (右)

## 第3章 MEG 実験

### 3.1 概要

MEG 実験 [1] は、 $\mu$  粒子の稀崩壊である  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊を探索する実験である。 $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊は未発見の反応で、MEGA 実験 [9] によって分岐比の上限値が与えられているのみであり、 $1.2 \times 10^{-11}$  以下の分岐比であることがわかっている。MEG 実験では、この上限値を 2、3 桁上回る精度で  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊の探索を行う計画である。これまで、様々な研究開発や試作機を使ったテストなどを行ってきており、本実験はスイス PSI (Paul Scherrer Institute) にて、2006 年開始の予定である。

目標とする高精度の測定を達成するためには、バックグラウンドを押さえること、 $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊とそれ以外の反応との高精度での識別、そして統計量の多さが重要である。高精度測定を可能とするための鍵として、MEG 実験では以下の三つの特徴を挙げることができる。

- 世界最大強度の DC サーフィス  $\mu^+$  ビーム ( $\sim 10^8 \text{sec}^{-1}$ )
- 勾配磁場を用いた特殊な  $e^+$  スペクトロメータ
- 液体 Xe をシンチレータとして用いたガンマ線検出器

これらについて説明していく。

### 3.2 ビーム

MEG 実験では、大量の  $\mu^+$  の崩壊を調べなければならないと同時にいかにアクシデンタルバックグラウンドを抑えるかが重要である。そのためには、ビームは大強度でかつ、レートが低いものが良く、使用する  $\mu^+$  ビームは、パルスビームではなく、DC ビームが適している。そこで、MEG 実験では、PSI の世界最大強度 DC  $\mu^+$  ビームを用いて実験を行なう。

PSI の実験ホールは、図 3.1 の通りである。2 つのサイクロトロン (Injector 1, Injector 2) のうち一方で 72MeV まで加速された陽子は、リングサイクロトロン (図 3.2) によって 590MeV まで加速され、約 1.8mA の陽子ビームが得られる。この陽子ビームを Target M と呼ばれる 7mm の厚さのカーボンターゲットに当て、得られた二次粒子を使う  $\pi$ M ビームチャンネルと、Target E と呼ばれる 40mm、または、60mm の厚さのカーボンターゲットに当てて、その二次粒子を使う  $\pi$ E ビームチャンネル等がある。MEG 実験では、PSI の  $\pi$ E5 ビームチャンネルを利用する。 $\pi$ E5 ビームチャンネルの主な仕様は、表 3.1 の通りである。

表 3.1:  $\pi E5$  ビームチャンネルの主な仕様

solid angle acceptance	150 msr
momentum range	20 - 120 MeV/c
length	10.4 m
momentum band (FWHM)	10%
momentum resolution (FWHM)	2%
horizontal emittance	15.3 cm·rad
vertical emittance	3.6 cm·rad
spot size	4×4 cm <sup>2</sup>

$\pi E5$  ビームチャンネルは、陽子ビームの進行方向の後方側、 $175^\circ$  の方向に出た  $\pi$  粒子や  $\mu$  粒子を用いる、低エネルギーのビームラインである。 $\mu^+$  ビームは、陽子ビームをプロダクションターゲットに当て、できた  $\pi^+$  がプロダクションターゲットの表面近くで静止し、崩壊してできる  $\mu^+$  を用いる。静止した  $\pi^+$  が崩壊してできる  $\mu^+$  は低エネルギーなので、ターゲットの表面以外で生成される  $\mu^+$  はほぼ全てターゲット内で静止してしまい、外に出てこない。ターゲットの表面で生成されることからサーフィスミュオンと呼ばれている。サーフィスミュオンはほぼ 29MeV/c の低エネルギーでそろっているため、 $\mu^+$  を静止させるためのターゲットは薄くすることができ、 $\mu^+$  の崩壊でできる  $e^+$  の多重散乱を抑えることができる。

$\pi E5$  ビームチャンネルから取り出されるサーフィスミュオンビームには、Target E 中で静止した  $\mu^+$  の Michel 崩壊による  $e^+$  や、Target E で生成された  $\pi^0$  粒子の崩壊によるガンマ線によって生成される  $e^+$  が、 $\mu^+$  のおよそ 10 倍含まれてしまうことが分かっている。 $e^+$  が大量に含まれる場合、 $e^+$  検出器に高レートで検出され、検出器の性能を不安定にすることが考えられ、また飛行中に対消滅を起こし、ガンマ線を放出することで、ガンマ線検出器でパイルアップなどの問題となる可能性が考えられる。そこで、磁場と電場を垂直にかけ、速度で粒子を選別する Wien フィルターによるセパレーターを用いて、ビーム中の  $\mu^+$  以外の粒子を落とす工夫がなされている。図 3.3 セパレーターの両側には、四重極電磁石が配置され、 $\mu^+$  ビームを収束させ、こうして得られた  $\mu^+$  ビームは、BTS(Beam Transport Slenoid) を通り BTS 中に配置したディグレイダーで運動量を落とした後、COBRA マグネットの中心に、ビーム軸に対して  $22^\circ$  傾けて配置したポリエチレンターゲットで止められる。ターゲットの材質はバックグラウンドの低減と、ビーム品質の観点から選定されている。

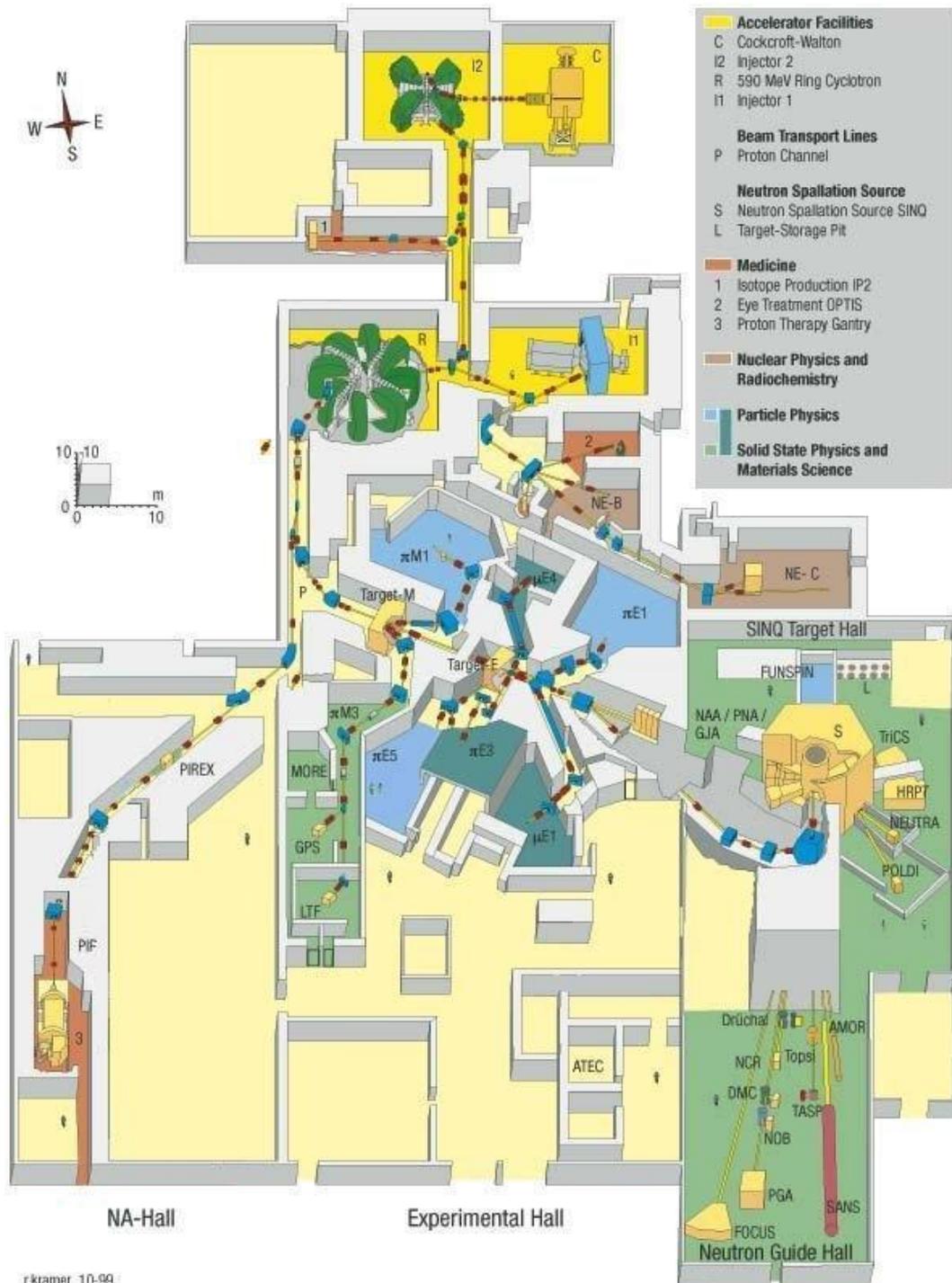


図 3.1: PSI の実験ホール

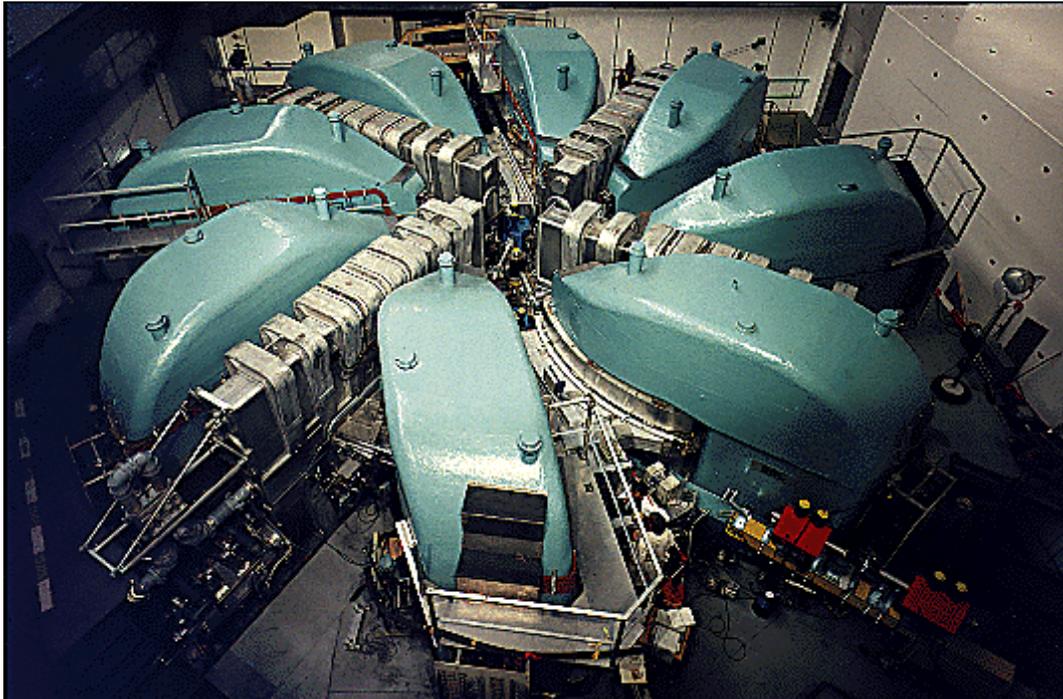


図 3.2: リングサイクロトロン

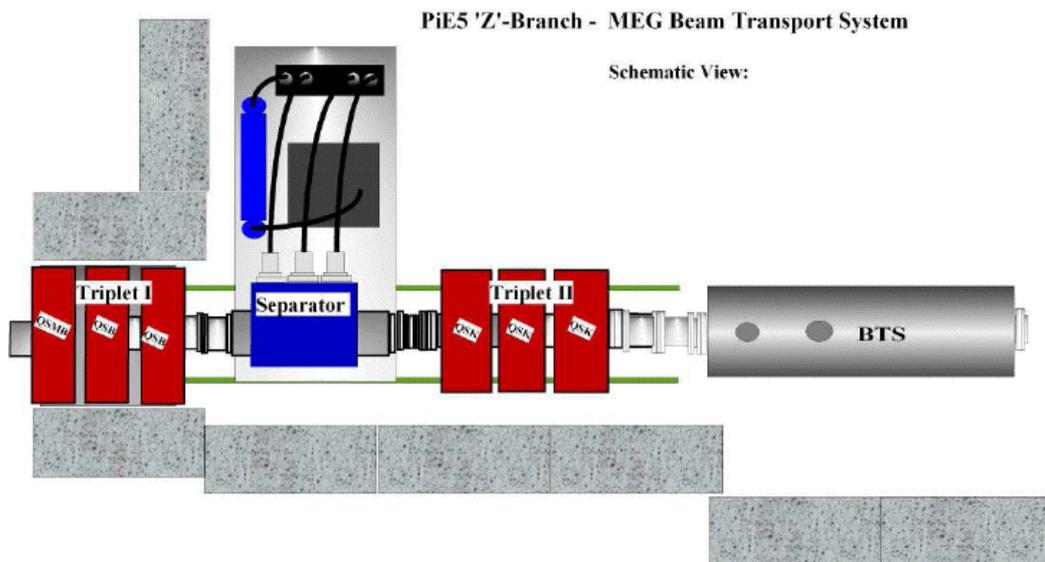


図 3.3: COBRA マグネットに入射するまでの MEG ビームラインの概念図

### 3.3 MEG 実験の検出器

検出器は図 3.4、3.5 に示すような構造をしており、超伝導電磁石、ドリフトチェンバー、タイミングカウンターからなる  $e^+$  検出器と、液体 Xe ガンマ線検出器からなっている。 $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊は 2 体崩壊であるため、ターゲットで停止したミュオンから放出されるポジトロンとガンマ線は共に 52.8MeV のエネルギーで、互いに逆方向に同時に放出されるという特徴がある。そのため、 $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊が起きたと識別するためには、ガンマ線とポジトロンのエネルギー、検出器に入った位置、時間を精度よくはかることが重要となる。以下で、各構成要素について、詳しく見ていくことにする。

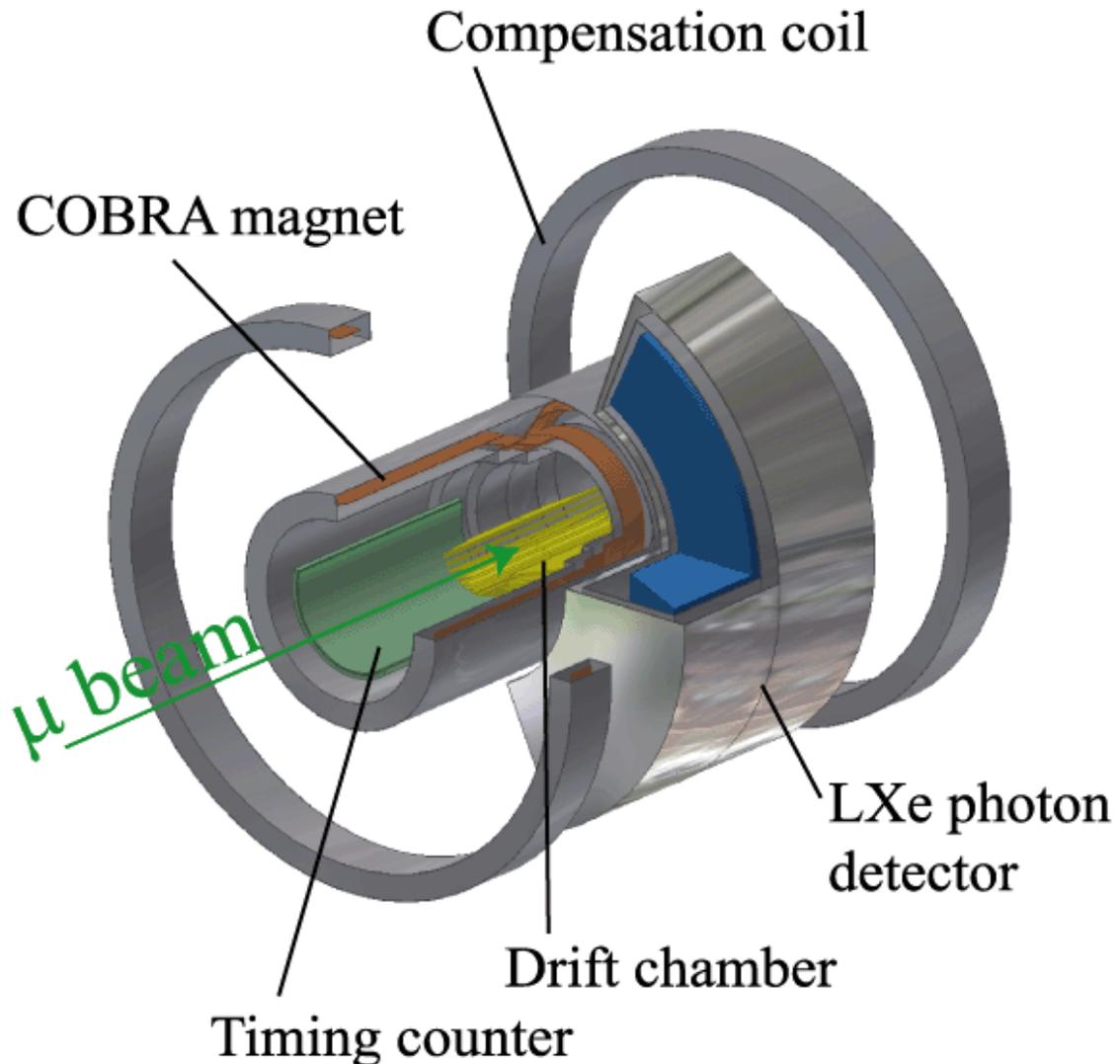


図 3.4: MEG 実験の検出器の概略図

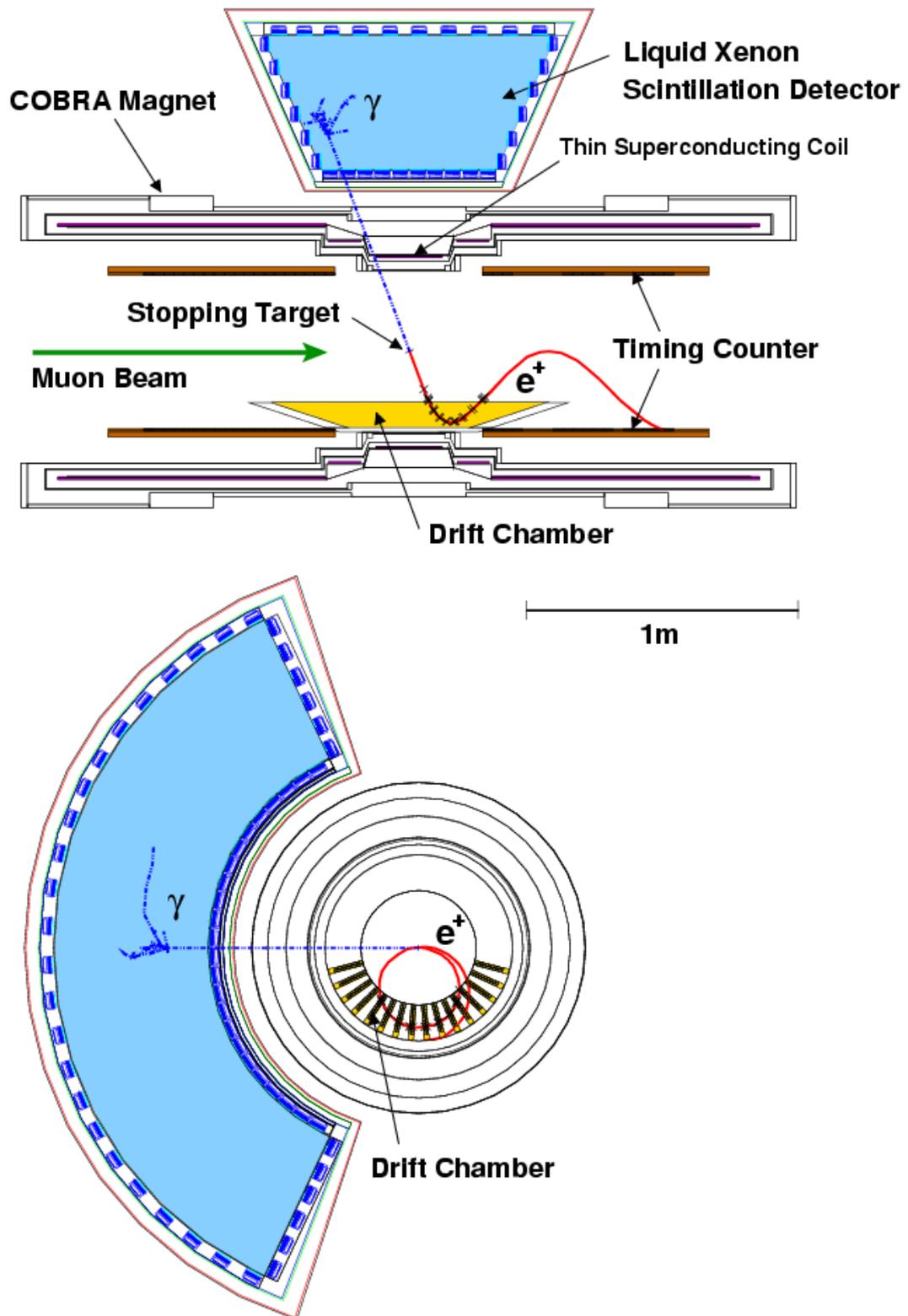


図 3.5: MEG 実験の検出器の断面図

### 3.4 ポジトロンスペクトロメータ

$e^+$  の検出器は、COBRA (COntant Bending RAdius) マグネットと呼んでいる超伝導ソレノイドと、その中に配置された16枚のドリフトチェンバー、タイミングカウンターから構成されている。 $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊で放出される  $e^+$  はソレノイド電磁石中で螺旋軌道を描きながらドリフトチェンバーを通過し、一回転半の後、タイミングカウンターに入射するよう設計されている。

#### 3.4.1 COBRA マグネット

COBRA マグネット (図 3.6) は、薄肉超伝導電磁石と、常伝導の補償電磁石からなっている。主な仕様は表 3.2、3.3 の通りである [10]。



図 3.6: COBRA マグネット

表 3.2: COBRA 電磁石の主な仕様

Coil	Central	Gradient	Inner end	Outer end	Compensation
Conductivity	Super	Super	Super	Super	Resistive
Inner dia.[mm]	699.1	809.1	919.1	919.1	2210
Outer dia.[mm]	711.6	820.6	929.5	929.5	2590
Length[mm]	240.3	110.4	189.9	749.2	265
Layers	4	4	3	3	14
Turns (per layer)	267	123(1st) 92(2-4th)	80	624(1-2nd) 92(3rd)	20
Turns (total)	1068	399	240	1548	280
Winding density [Turns/m]	4444.4	3614.1	1263.8	2066.2	1056.6
Winding <sup>1</sup>	e-w	e-w(1st) f-w(2-4th)	f-w	f-w	double pancake
Inductance[H]	1.64	0.62	0.35	2.29	0.54
Current[A]	360	360	360	360	360
Energy $E$ [kJ]	106	40	23	148	35
Weight $M$ [kg]	9	4	7	28	1620
$E/M$ [kJ/kg]	11.8	10.0	3.3	5.3	0.02

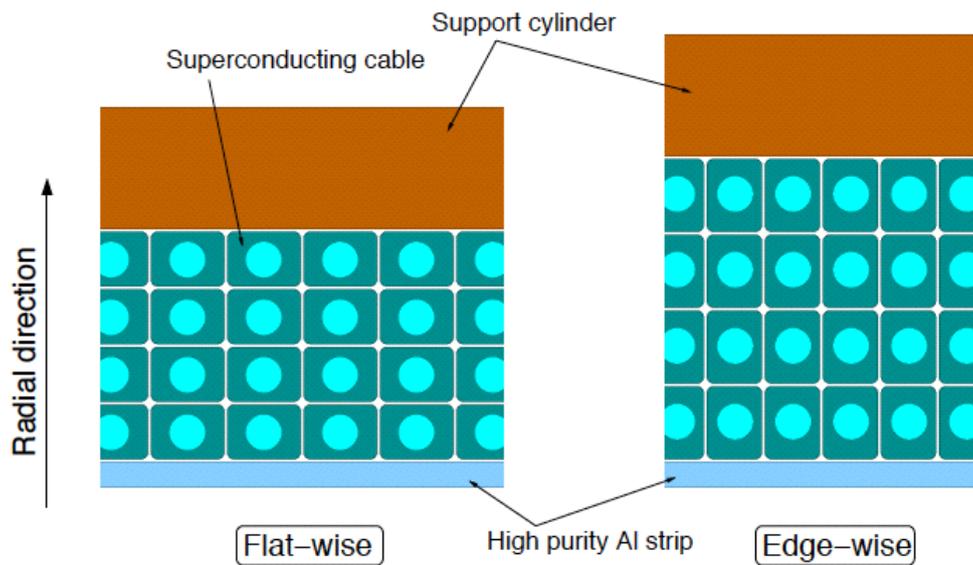


図 3.7: flat-wise の巻き方と edge-wise の巻き方

<sup>1</sup>e-w : edge-wise    f-w : flat-wise (図 3.7)

表 3.3: 超伝導ケーブルの仕様

Conductor material	NbTi/Cu
NbTi/Cu diameter	0.59 mm
NbTi/Cu Cu ratio	0.82
Insulator	Kapton polyimide tape
Overall cross section	$0.8 \times 1.1\text{mm}^2$
Overall cross section with insulator	$0.9 \times 1.2\text{mm}^2$
Critical current density	5476A/mm <sup>2</sup> at 4.2K, 2.0 T
Critical current	851 A at 4.2 K, 2.0 T
	666 A at 5.0 K, 2.0 T

通常の一様磁場のソレノイド電磁石を使用する場合、図 3.8(左)のように放出された  $e^+$  が何度もドリフトチェンバーで検出され、パイルアップの原因となり、飛跡の再構成効率の低下を招くという問題がある。また、 $e^+$  の放出角によって、 $e^+$  の回転半径が異なるという欠点がある(図 3.9(左))。そこで、COBRA マグネットには、磁場に特殊な勾配を持たせることによってこれらを解決している。

ソレノイドの半径を3段階で変え、中心でより磁場の強くなる flat-wise(図 3.7)の巻き方で超伝導ケーブルを巻き、中心部分で 1.27T の最大磁場となり、端の方で磁場が 0.49T と弱くなるように設計している。半径の小さい部分から順に、Central coil、Gradient coil、End coil と呼ぶ。

磁場の勾配により、 $\mu^+$  の崩壊でできる  $e^+$  の回転半径は、放出角によらず運動量のみ依存するように設計されており、検出された  $e^+$  が 52.8 MeV 付近のエネルギーであると早い段階で識別できる(図 3.9)。さらに勾配磁場によって、 $e^+$  を素早く掃き出しパイルアップを低減し、飛跡再構成効率の低下を抑える利点もある(図 3.8)。

COBRA 電磁石の超伝導ケーブルには図 3.10 のような構造の高強度アルミ安定化超伝導線が使用される。冷却には液体 He ではなく、冷凍機が使用される。安定化材として使用されるアルミニウムには、電気抵抗を低く抑えつつ、強度を上げるために、ニッケルを 5000ppm 添加している。このような工夫により、COBRA 電磁石は、 $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊でできるガンマ線が液体 Xe 検出器に入る前に反応しないよう、非常に薄く設計されており、ガンマ線検出器の検出範囲では、 $0.197X_0$  に抑えられている。

一般に光電子増倍管は、強い磁場のもとでは、ゲインが変化してしまう。そこで、液体 Xe 検出器のおかれる領域の漏れ磁場を抑えなければならない。COBRA マグネットのソレノイド電磁石は、階段状の構造をしているため、鉄製のリターンヨークをつくったとしても、液体 Xe 検出器のおかれる場所の漏れ磁場を十分小さくすることが難しい。また、鉄製のリターンヨークをおくことによる、COBRA マグネットや、BTS の磁場への影響を考えなければならない。そこで、リターンヨークがない代わりに、保証磁場をつくるための電磁石があり、液体 Xe 検出器の光電子増倍管のおかれる領域の漏れ磁場を 50 Gauss 以下に抑える工夫がなされている。補償電磁石は、物質質量を抑える必要はなく、超伝導電磁石より安価な常伝導電磁石でつくられている。

また、ソレノイド内の領域は、多重散乱によってビームが広がってしまうのを抑えるために、空気より物質質量の少ない He ガスで満たされる。

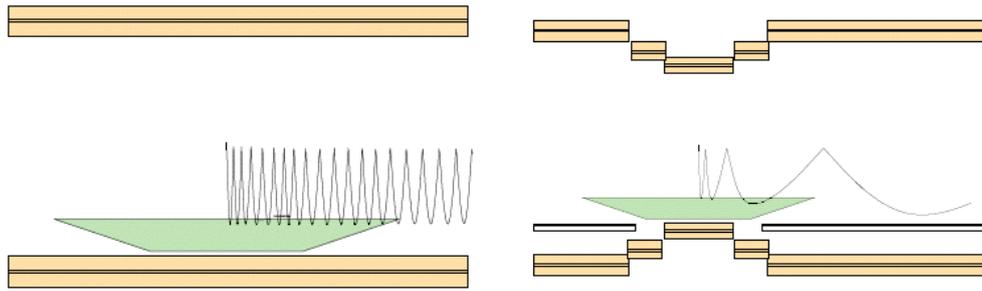


図 3.8: 勾配磁場により、 $e^+$  が素早く掃き出される様子。左図が、通常の一様磁場。右図が COBRA マグネット

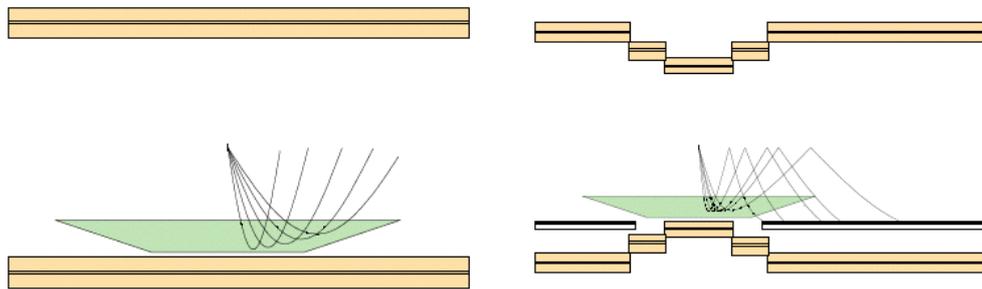


図 3.9: 勾配磁場により、 $e^+$  の回転半径が放出角によらず、一定になる様子。左図が、通常の一様磁場。右図が COBRA マグネット

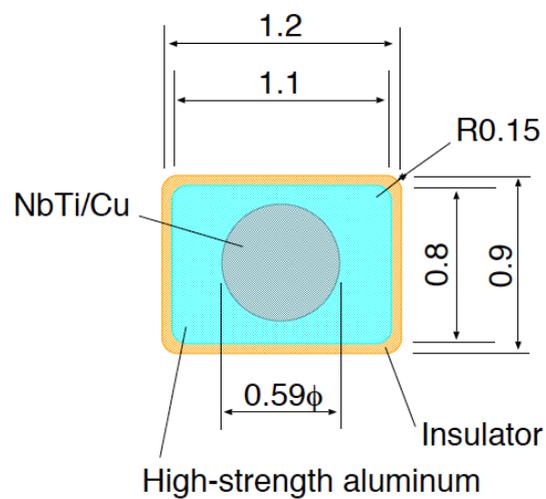


図 3.10: 超伝導ケーブルの断面図

### 3.4.2 ドリフトチェンバー

$e^+$  の飛跡は、16セクターのドリフトチェンバー(図3.11)で測定し、おのおののセクターは、交互にずれた2層のセルからなり(図3.12)、 $e^+$  の入射したターゲットからの半径方向の位置と、入射時間を1層の場合よりも詳しく知ることができる。半径方向の測定精度は、 $100 \sim 200 \mu\text{m}$  である。一つのセルは、図3.13のように台形の形をしており、測定する領域は、ターゲットから見て、半径  $19.3\text{cm}$  から、 $27.0\text{cm}$  の領域である。また、ビーム軸方向( $z$  軸)の長さは、内側の部分が  $z = \pm 50\text{cm}$ 、外側が、 $z = \pm 21.9\text{cm}$  である。

ドリフトチェンバーでは、検出する  $e^+$  が、 $52.8 \text{ MeV}$  と、比較的低エネルギーであるため、クーロン多重散乱を抑え、測定精度を高めるために、充填ガス、カソード、その他の構造についても、可能な限り低物質質量に抑えるよう設計がなされている。充填ガスには、He と  $\text{C}_2\text{H}_6$  の混合気体を使用される。He によって多重散乱を最小限に抑えつつ、電離損失が少なくなるのを  $\text{C}_2\text{H}_6$  によって補っている。He、 $\text{C}_2\text{H}_6$  の  $50\%:50\%$  の混合ガスの輻射長はおおよそ  $650\text{m}$  である。また、低物質質量に抑えることで、入射  $e^+$  が相互作用をし、 $\gamma$  が生成されて液体 Xe 検出器に入り、バックグラウンドとなるのを抑えることができる。

ドリフトチェンバーでは、 $e^+$  の放出角も正確に測らなければならないため、ビーム軸方向の測定精度も良くなくてはならない。そこで、 $e^+$  の飛跡のビーム方向の位置の再構成のためにバーニアパッド法が用いられている。これは、図3.14のようにアルミニウムを蒸着したカソードフィルムにワイヤと平行な方向にジグザグにきったカソードストリップを使ったバーニアパッドを用いる方法である。各パッドに誘起される電荷は、パッドの形状に依存するため、この比から位置を再構成することができる。 $e^+$  の通った位置は、センスワイヤの両端の電荷の比から  $1\text{cm}$  程度の誤差で粗く見積もった後に、各パッドの電荷の比から、 $300 \sim 450 \mu\text{m}$  の精度で詳しく知ることができる。

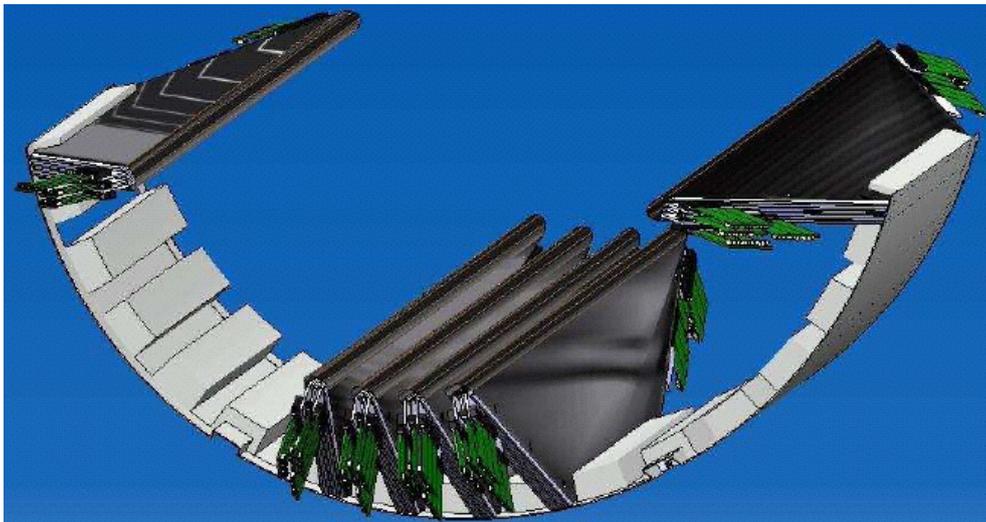


図 3.11: 16セクターのドリフトチェンバー。図では6セクター描かれている。

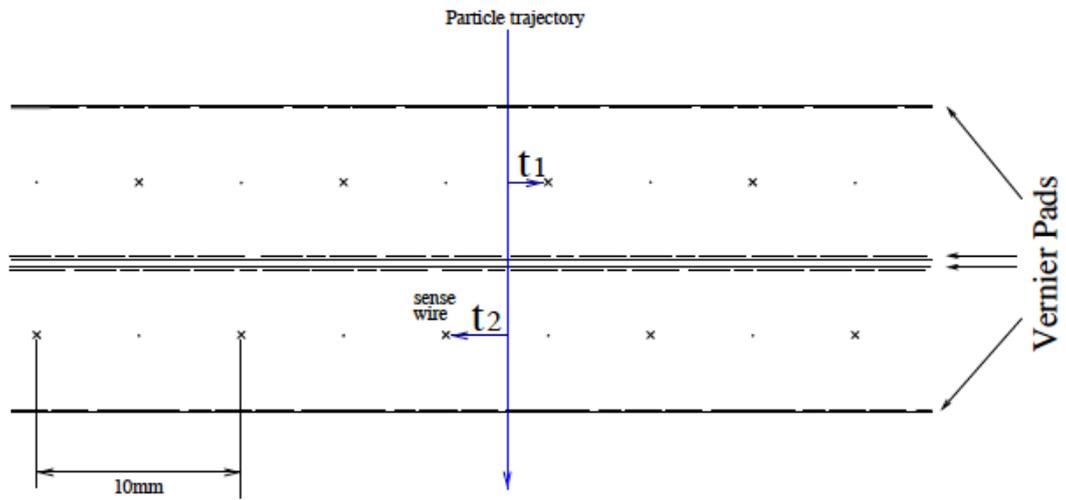


図 3.12: ドリフトチェンバーのセル構造の断面図

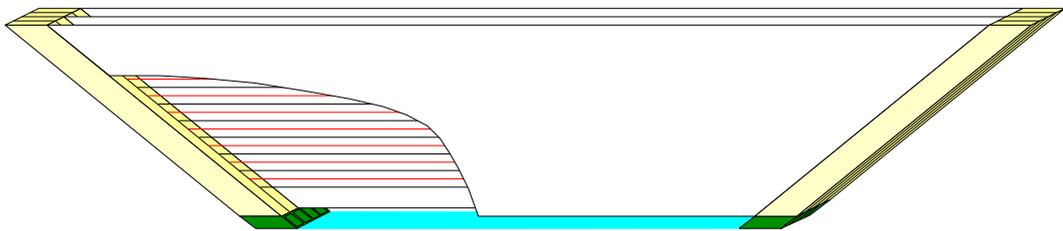


図 3.13: ドリフトチェンバーの1セクターを横から見た概念図

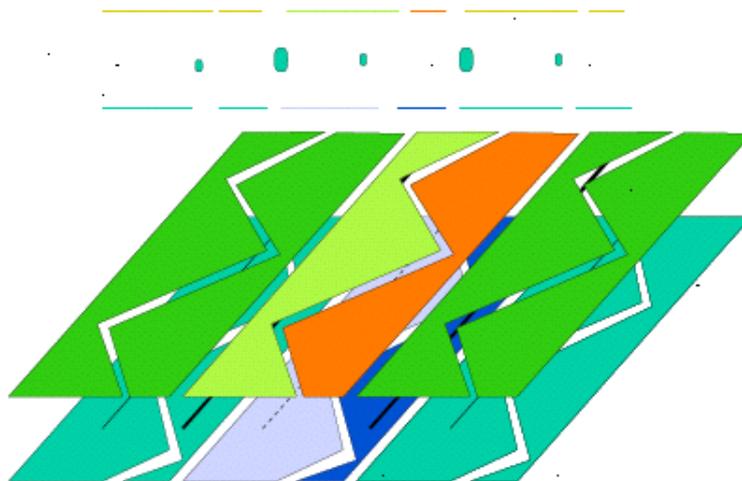


図 3.14: バーニアパッドの構造

### 3.4.3 タイミングカウンター

タイミングカウンターは、ポジトロンが到達したタイミングを精密に測定し、トリガーのためにも用いられる。ビーム軸の方向に細長いプラスチックシンチレーターが $\varphi$ 方向に並んでおり、その上にこれと垂直に、円弧をなす形状で、シンチレーティングファイバーが取り付けられている二層構造をしている。半径29.5cmの場所に位置し、 $\varphi$ 方向に $145^\circ$ の領域が有感領域である。プラスチックシンチレーターの両端には光電子増倍管が取り付けられ、シンチレーティングファイバーの両端には、アバランシェフォトダイオードが取り付けられており、これによってシンチレーション光を観測する。光電子増倍管には、磁場に強いファインメッシュ型ダイノードを使った光電子増倍管が使用される。光電子増倍管は、He中では劣化してしまうため、タイミングカウンターは、窒素ガスで満たされたバッグ中に入れられる。ファイバーからの信号は主にトリガーで使用され、プラスチックシンチレーターからの信号は $e^+$ の到達したタイミングを知るために使用される。

両端に光検出器を取り付けてあるので、光検出器に光が入射した時間の比から、 $e^+$ の入射した位置や時間を知ることができ、FWHMで100psec以上の時間分解能が期待される。

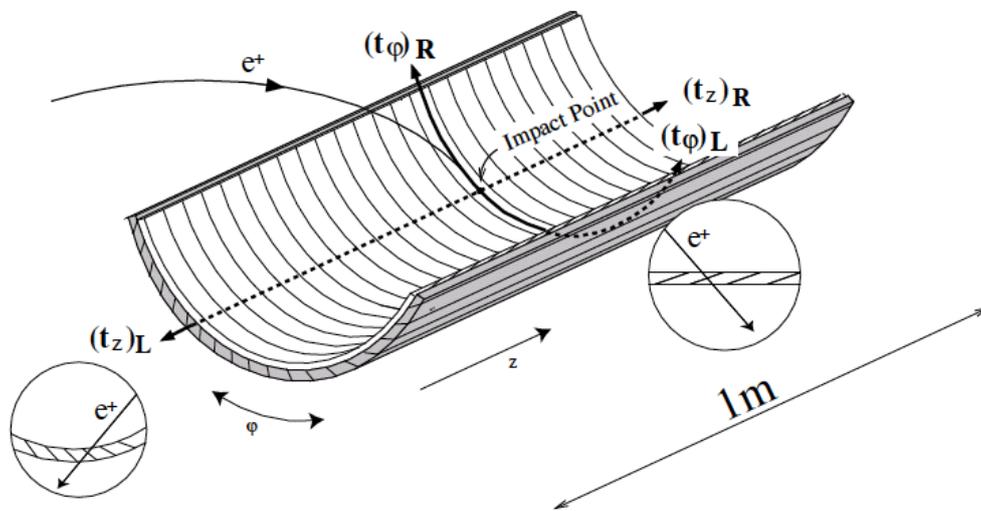


図 3.15: タイミングカウンターの概念図

### 3.5 液体 Xe 検出器

ガンマ線検出器は 800ℓ の有効領域を持つ液体 Xe のシンチレータとその有効領域を取り囲む 850 本の光電子増倍管からなる。液体 Xe を用いた検出器としては世界最大級の大きさとなる。各光電子増倍管への光量の分布から、ガンマ線が入射した位置、時間、エネルギーを精密に測定する。光電子増倍管の出力は、MEG 実験で開発した DRS(Domino Ring Sampler) と呼んでいるサンプリングチップ [11] を使って、波形の状態でデータを取り、波形解析によって、同時に二つのガンマ線が入射したパイルアップイベントなどを識別して除去することが可能である。この検出器は時間分解能  $\Delta t = 100\text{psec}$ 、位置分解能  $\Delta x = \Delta y = 2\text{mm}$ 、 $\Delta r = 7\text{mm}$ (FWHM)、エネルギー分解能  $\Delta E = 1.4\%$ (FWHM) を目指して設計された。

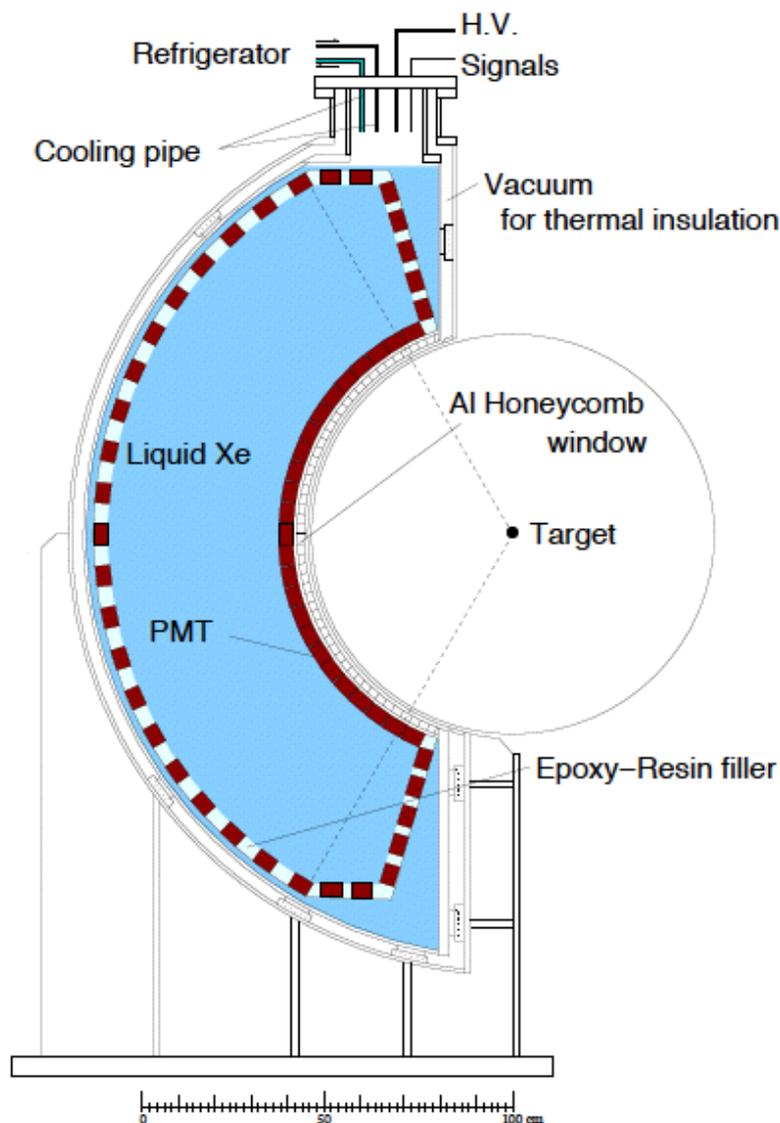


図 3.16: 液体 Xe 検出器の断面図

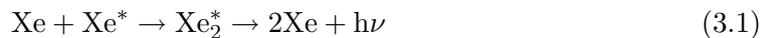
検出器の構造としては、Xe を安定して液体のまま保つために、容器は二重構造をしており、真空断熱を行なう。液体 Xe 検出器への熱流入は、輻射熱などの定常的な熱流入が約 20W、光電子増倍管の電圧分割回路からの熱流入が約 65W、ケーブルからの熱流入が約 45W、合計 130W の熱流入があると見積もられている。冷却には、液体 Xe の温度である 165K で最大の冷却能力を達成するよう、特別に開発されたパルス管冷凍機を使用し、それ以外にも、検出器内に通したクーリングパイプに液体窒素を流すことでも冷却を行なえる。パルス管冷凍機は、低温部に可動機構がないため、振動が少なく、静かな冷却を行なうことができ、また低温部の保守作業を行う必要もほぼない。通常市販されているものは、液体窒素や液体 He の 77K、4.2K で冷却能力が大きくなるよう設計されているため、液体 Xe の温度 165K では、数 W から数十 W の冷却能力しかない。そのため、液体 Xe 用のパルス管冷凍機の開発が行なわれ、MEG 実験の液体 Xe 検出器用に、165K で 200W の冷却能力のあるパルス管冷凍機が開発された [12]。

ガンマ線が入射する面は強度を保ちつつ、物質量を減らすために、アルミニウムのハニカム構造を使用し、ガンマ線が検出器に入る前に反応してしまうのを抑えている。ハニカムが使用されている場所では、液体 Xe と真空層の間の遮断のために薄い金属シートが溶接される。また、ガンマ線入射面の光電子増倍管は、背面の部分にデルリン製のパーツとガラスビーズで詰め物をし、ケーブルの部分もスタイキャストで固め、低物質量のもので埋めることにより、ガンマ線が有効領域に入る前に液体 Xe と反応するのを抑える工夫がなされる。

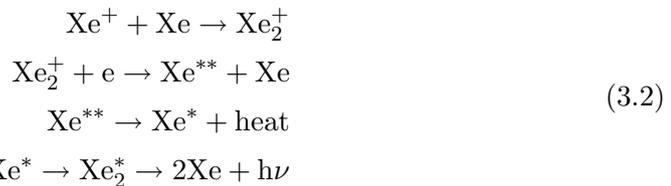
Xe の優れた特性や、液体 Xe 検出器の光電子増倍管については次節以降で書いていく。

### 3.6 液体 Xe の特徴

液体 Xe のシンチレーション光の発光過程は励起光と再結合光の放出される 2 つの過程があることが知られている。励起光は



という過程で放出され、再結合光は



という過程で放出される。どちらの場合も励起キセノン分子  $\text{Xe}_2^*$  から放出されるため励起光の波長のピークは同じ 178nm であり、励起光の自己吸収はないことがわかる。2 つの過程の起こる割合によって、減衰時間の再結合時間は異なる。また、Xe の励起光は、励起 Xe 分子  $\text{Xe}_2^*$  の  $^1\Sigma_u^+$  と  $^3\Sigma_u^+$  の 2 つの状態から、 $^1\Sigma_g^+$  への脱励起によって起こることが知られている。それぞれ減衰時間の 4.2nsec の早い成分と 22nsec の遅い成分に対応し、どちらの準位からのシンチレーション光も波長分布は同じで 178nm にピークを持つ分布になることが知られている [18]。

液体 Xe には、シンチレータとして、以下のような特徴がある。

- 発光量が多い
- 輻射長が短い
- シンチレーション光の立ち上がりが早く、減衰時間が短い
- 均質
- シンチレーション光が真空紫外光
- 温度、圧力を一定に保つことが必要
- 高価

液体 Xe の優れた特性としては、Xe の励起光は、パルスの立ち上がりが早く、テールが短いため、パイルアップが抑えられ、時間分解能がよい点が上げられる。さらに、液体 Xe は励起光の発光効率がよく (NaI のおよそ 75%)、高い精度でエネルギーを測定することが可能である。液体 Xe の特徴としてはまた、液体であるため、好きな形で、均質な検出器をつくることが可能であり、純化によって常にきれいな状態に保つことができることが挙げられる。純化については、3.8 「Xe の純化」で書く。また、原子番号が大きく、密度が高いため輻射長が 27.7mm と短く、ガンマ線を効率よく反応させることができる。液体 Xe は非常に優れたシンチレーターである。しかしながら、シンチレーション光が真空紫外光であり、また低温 (165K) であるため、シンチレーション光をとらえる光検出器は、特別に開発しなければならない面もある。液体 Xe 検出器の為の光電子増倍管については、3.9 「光電子増倍管」に書く。また、温度、圧力のコントロールが必要である点や、非常に高価であるという欠点もある。

Xe の主な特性を表 3.4 に示す。

表 3.4: 液体 Xe の諸特性

Atomic Number	54
Atomic Mass	131.29 amu
Boiling point	165.05 K
Melting point	161.25 K
Triple point (temperature, pressure, density)	161.30 K, 0.805atm, 2.96g/cm <sup>3</sup>
Gas/Liquid volume ratio	518.9
Refractive index	1.57 to 1.72 [13–15]
Radiation length	27.7mm [16]
Mollier radius	4.1 cm
Scintillation wave length	178±14nm (FWHM) [17, 18]
Energy per scintillation photon (52.8MeV $\gamma$ )	23.7eV
Decay time (fast components, slow components)	4.2 nsec, 22nsec [19]
Decay time (recombination)	45 nsec [19]
Scattering length	29 to 50cm [20–23]

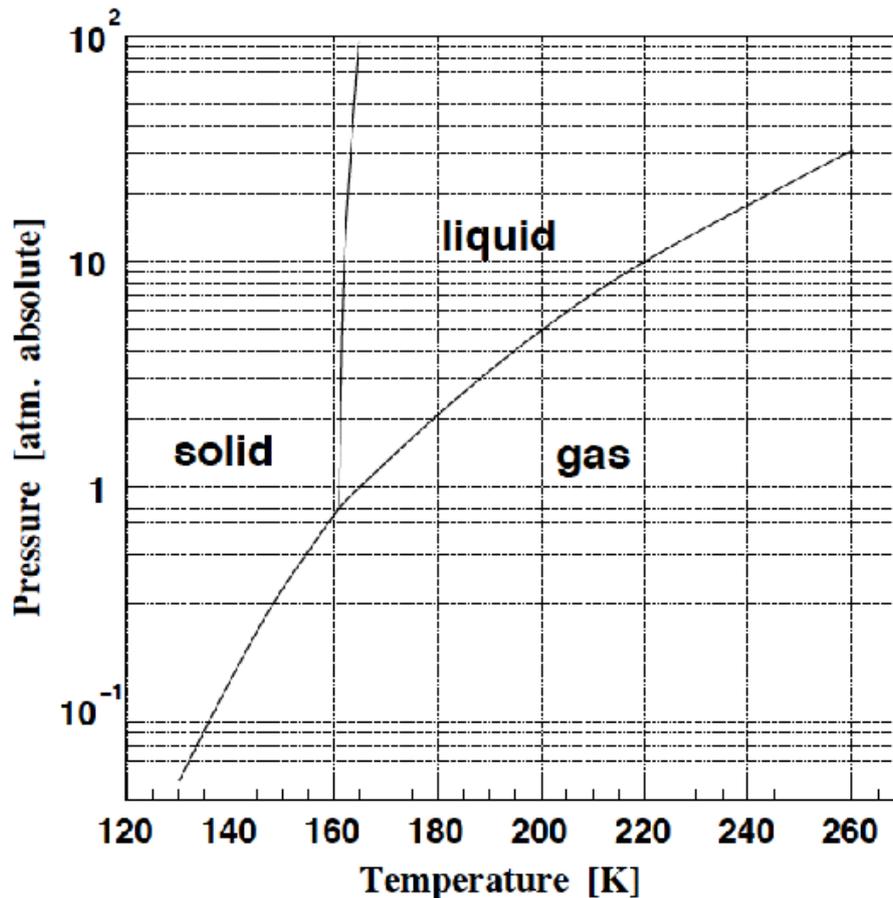


図 3.17: 液体 Xe の相図

### 3.7 大型プロトタイプ検出器

MEG 実験では 800ℓ の実機をつくる前に、図 3.18 の大型プロトタイプ検出器をつくり、冷却システムなどオペレーションを行なう上で基礎となる技術の確立や、検出器で使用できる材料の選定、ガンマ線に対する測定精度の評価など、様々な実験が行なわれてきた。

このプロトタイプ検出器では有効領域は、 $372 \times 372 \times 496 \text{mm}^3$  (69ℓ) の直方体の構造をしている。図 3.18 の左図で光電子増倍管が  $6 \times 6$  個並んでいる中心を原点とし、奥行き方向を  $z$  軸、水平方向を  $x$  軸、垂直方向を  $y$  軸とする座標系が用いられる。有効領域を望む形で光電子増倍管を取り付けてあり、合計 228 本の光電子増倍管を用いている。検出器は真空断熱をするために二重構造の容器に入っており、さらに、断熱真空内は、アルミニウムを蒸着したマイラーのシートを重ねて巻くことにより、輻射熱の流入を防いでいる。内側の容器は、G10 製のプレートで支えられている。

Xe の冷却は液体窒素を用いる方法とパルス管冷凍機を用いる方法の 2 つがある。液体窒素は主に Xe の液化時に使用され、また液体 Xe の容器内の圧力が上昇したときなどの緊急時にも使用できるようになっている。パルス管冷凍機は、主に液化後に Xe の温度を 167K、

0.12MPa に保つために使用され、冷凍機の制御は、コールドヘッドに取り付けられたヒータで余剰の冷却能力を打ち消すことで行なわれる。このどちらか一方だけを用いた場合にも、Xe を液化し、液体のまま保持することができる事が確かめられている。

光電子増倍管のホルダーには、2 点にスポット状に  $\alpha$  線源を取り付けた  $\phi 50\mu\text{m}$  のワイヤー 4 本 ( $\alpha$  線源は有効領域内に合計 8 個) と、キャリブレーション用の 8 個の LED が取り付けられている。 $\alpha$  線源としては、 $^{241}\text{Am}$  と  $^{210}\text{Po}$  の 2 つの方法が行なわれた。

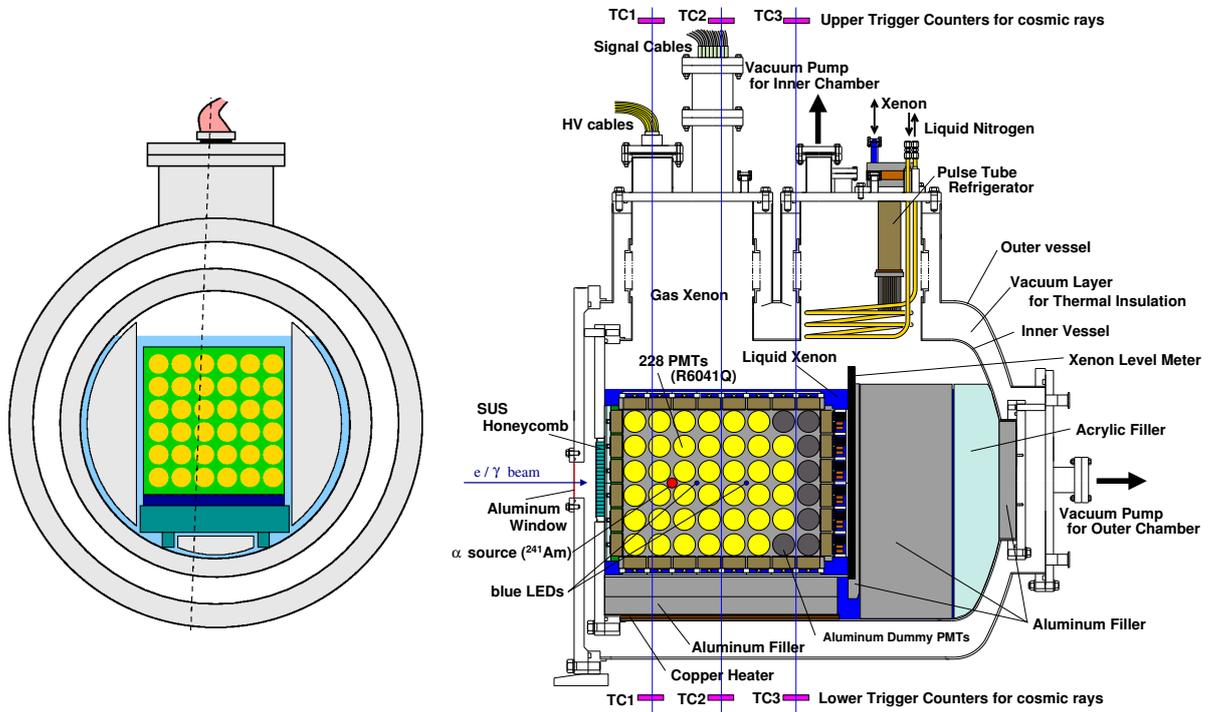


図 3.18: プロトタイプ検出器の断面図

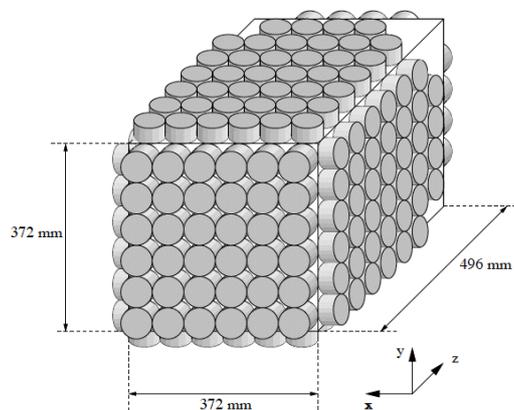


図 3.19: プロトタイプ検出器での光電子増倍管の配置

### 3.8 Xeの純化

Xeのシンチレーション光の発光過程は、励起Xe分子 $Xe_2^*$ からの低エネルギー状態への遷移に伴う光子放出であるため、Xeではシンチレーション光の自己吸収はない。しかし、検出器内に不純物が残存している場合、シンチレーション光の吸収が起こり、検出器の測定精度が落ちてしまう。図3.20に示すように、水の吸収断面積がXeのシンチレーション光の波長分布と大きく重なっているため、主に水によって吸収が起こることが考えられる。検出器の性能を生かすためには、水分は数十ppb以下に抑えなければならないことが分かっている。液体Xe検出器では、光電子増倍管の耐熱温度が高くないため、容器の真空引きの際、70°C程度でかベキングを行なえず、Xeを液化する前に、検出器内の水分を充分に除去することができない。そこで大型検出器を使って、二つの方法で液体Xeを循環させながら純化する実験が行なわれた。

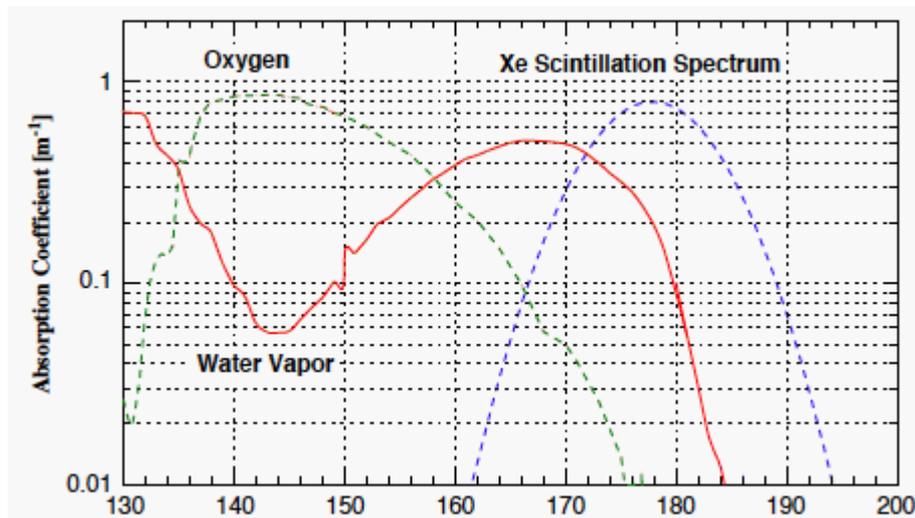


図 3.20: Xeの励起光のスペクトルと1ppm含まれていたときの水と酸素の吸収係数

一つ目は図3.21の方法である。検出器のXeを取り出して気化し、ガス純化装置(SAES getter [24])と分子フィルター(Oxisorb [25])を通すことでXeガス中の不純物を取り除き、再び液化する方法であり、循環のためにダイアフラムポンプを用いている。使用したダイアフラムポンプの性能は、吐出側の圧力が最大で150kPa、最大流量25ℓ/minで、実験では、ポンプ近くのバルブで液体Xeにして、10cc/minにコントロールして循環させた。この方法によりXe中の不純物を取り除くことで、シンチレーション光の吸収を抑えることが可能であることが示され(図3.22)、1m以上の吸収長を達成した[26,27]。しかし、いったん気化したXeを再び液化するステップをとっているため、Xeを純化できる速度が制限を受けるため、プロトタイプ検出器の大きさでも純化するのに一ヶ月かかり、また余分な冷却能力が必要であった。

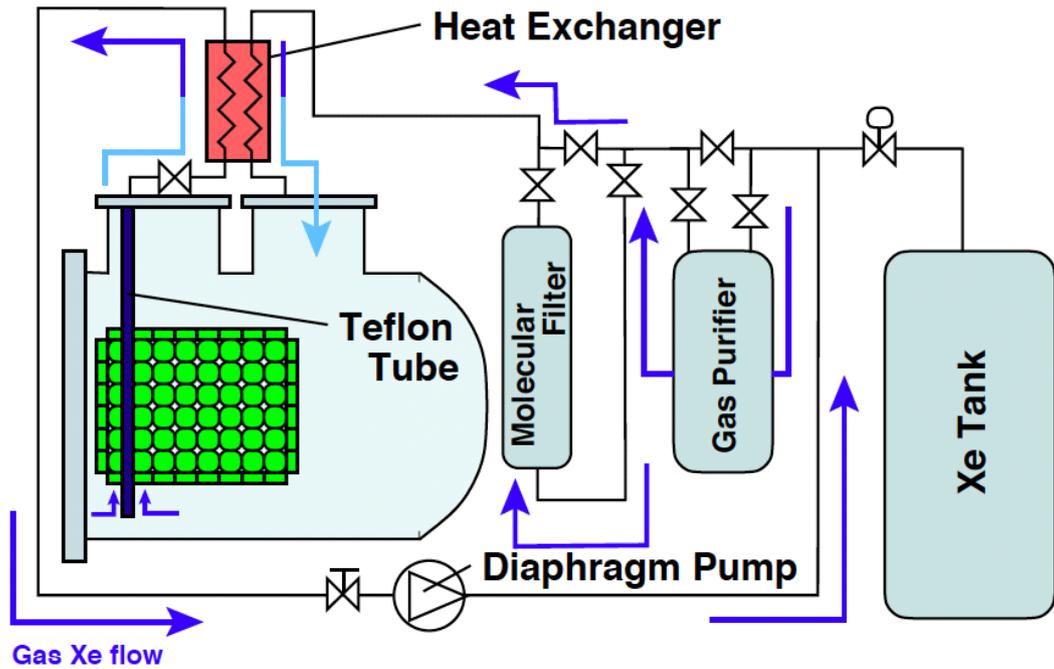


図 3.21: Xe の気相での循環純化システム

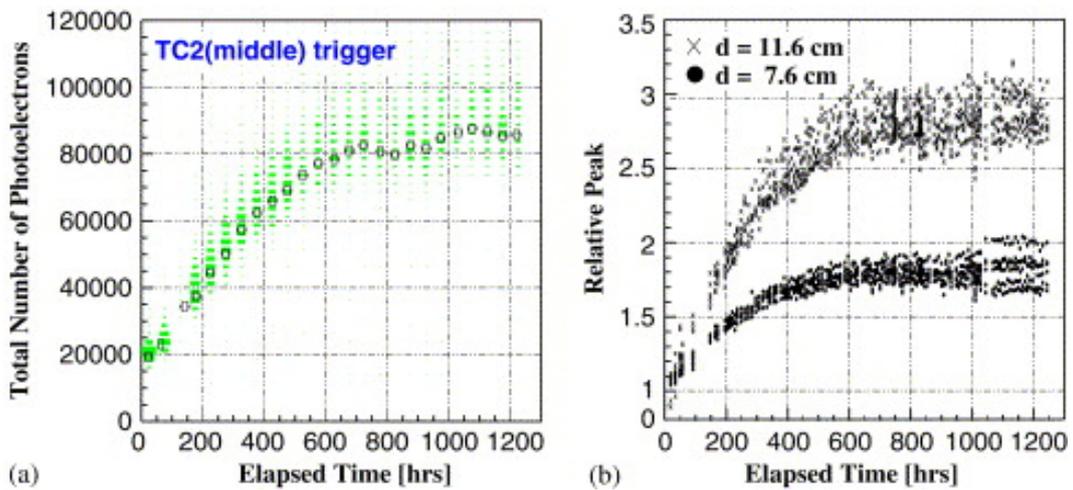


図 3.22: 純化によって宇宙線イベントと  $\alpha$  イベントの光量が増えていった様子。左図は宇宙線イベントの全光量の変化、右図は  $\alpha$  イベントのそれぞれの光電子増倍管が受ける光量の変化を示す。横軸は純化を始めてからの時間。

二つ目の方法は、図 3.23 のように液体のまま循環させ、不純物除去用のフィルターを通して純化を行う方法である [28]。液体 Xe の循環のために低温液体用遠心ポンプを採用し、純化用カートリッジとしては、モレキュラーシーブス (MS13A) を円筒容器に詰めたものを作成した。遠心ポンプは、動力部が Xe の容器の外にあるため、熱流入を抑えられ、Xe への不純物の流入も少ない。この方法により、純化速度が  $100\text{l/h}$  と飛躍的に向上し、熱負荷の増加もポンプによる仕事量程度 ( $\Delta pV=0.2\text{MPa}\times 100\text{l/h}=55\text{W}$ ) に抑えられた。

これら二つの純化方法は  $800\text{l}$  の実機でも行なう予定であり、実機では、液相純化はモレキュラーシーブスを加熱し、水分を除去して純化カートリッジの再生を行なうなどの純化装置のメンテナンスが行いやすいよう、検出器の外側に純化装置をつくり、真空断熱を施された配管を用いて液体 Xe 検出器とつないで行なう。

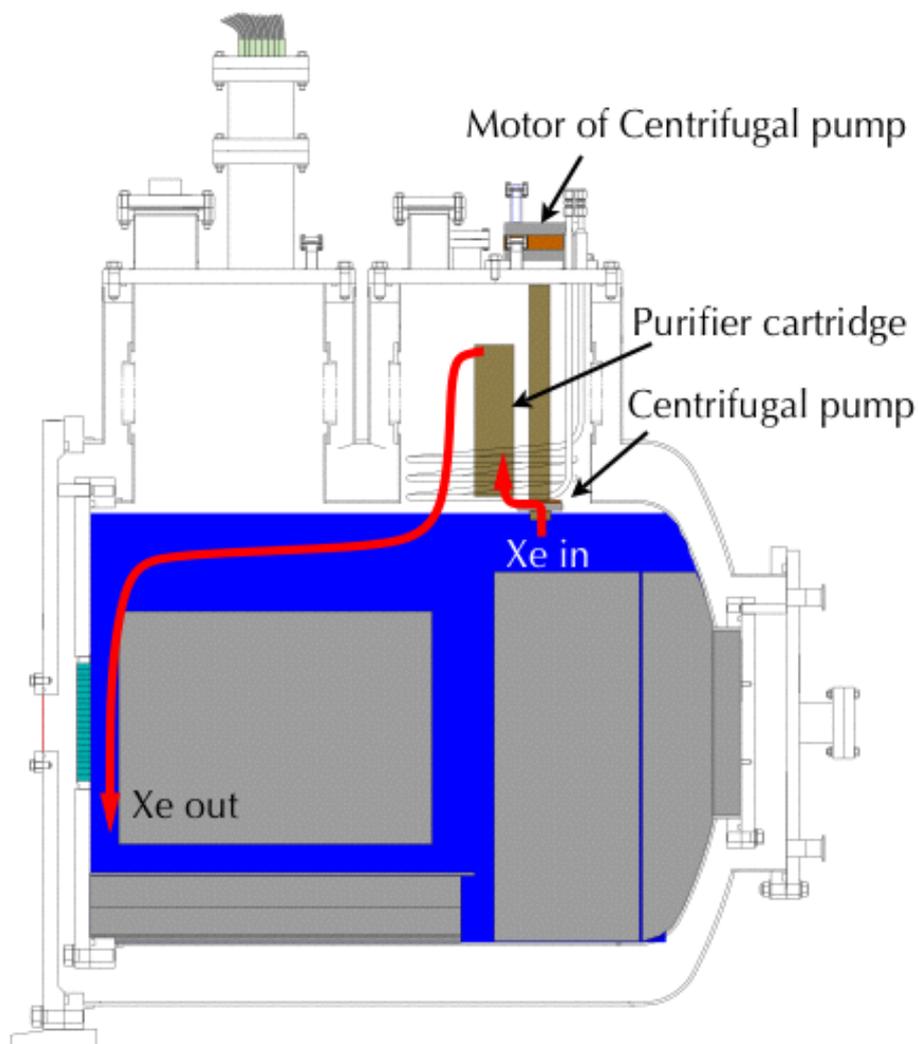


図 3.23: Xe の液相での循環純化システム

### 3.9 光電子増倍管

MEG 実験の液体 Xe 検出器で用いる光電子増倍管は、液体 Xe のシンチレーション光を最大限に生かすためにシンチレーション光が直接入射するよう、液体 Xe 中で使用され、以下の条件を満たすものでなければならない。

- 液体 Xe のシンチレーション光である 175nm の真空紫外光に有感領域があること
- 液体 Xe の温度 (約 165K) で良い性能が得られること
- ポジトロンスペクトロメータによる磁場中 (約 50 Gauss) で動作すること
- Xe を安定に液体に保つために、発熱が少ないこと
- ガンマ線は液体 Xe の有感領域に入る前に光電子増倍管にあたって反応してしまわないよう、コンパクトであること
- $\mu$  粒子の輻射崩壊や  $e^+$  の対消滅などによるガンマ線や、ビーム由来の中性子が、液体 Xe と反応して出る高レートのシンチレーション光入射時でも安定して動作すること

このような条件を満たすため、MEG 実験では浜松ホトニクスと共同で研究開発を行ない、MEG 実験用の光電子増倍管を開発した。この光電子増倍管には、以下のような特徴がある。

- メタルチャンネルダイノード (図 3.24) の採用により、
  - 縦方向に短く、低物質質量
  - 走行時間が早く、走行時間の広がり (TTS: transition time spread) が小さい
  - 磁場に対して耐性がある
- 真空紫外光の透過性のある、合成石英ウィンドウの採用により、Xe のシンチレーション光に対して十分な感度を持つ
- 液体 Xe の温度 (約 165K) で動作し、液体 Xe 中での圧力は大きくて 2atm 程度だが、急な圧力変化にも耐えられるよう耐圧は 3 atm までである
- 金属製の側管、チップ型の回路素子の使用などにより表面からのアウトガスが少なく、Xe を汚しにくい
- 発熱を抑えるため、電圧分割回路に一般に使用される光電子増倍管より抵抗値の大きな抵抗を使用している
- 光電面材料 K-Cs-Sb を使用し、175nm の光に対して 15% 程度の量子効率があり、光電面にアルミのストリップ構造をつけ、光電面への電子の供給源をつくることで面抵抗が大きいのを補い、低温でも、また高レート光入射時にも量子効率の低下を防ぐ [29]
- 電圧分割回路にツェナーダイオードを組み込み、高レート光入射時にもゲインを安定化する (次章で詳しく書く)

液体 Xe 検出器の光電子増倍管のスペックを表 3.5 にまとめる。

表 3.5: 液体 Xe 検出器の光電子増倍管の特性

Parameter	Description/Value
Photocathode material	K-Cs-Sb
Window	Synthetic quartz
Spectral response	160 ~ 650 nm
Aluminum Strip Pattern	22 strips
PMT size	57 mm $\phi$
Size of effective area	45 mm $\phi$
Dynode type	Metal channel
Number of stages	12
Typical HV	1000V
Typical Gain	$1.0 \times 10^6$
Dark current	5 nA
Rise time	2 nsec
Transit time	12.5 nsec
Transit time spread (TTS)	0.75 nsec

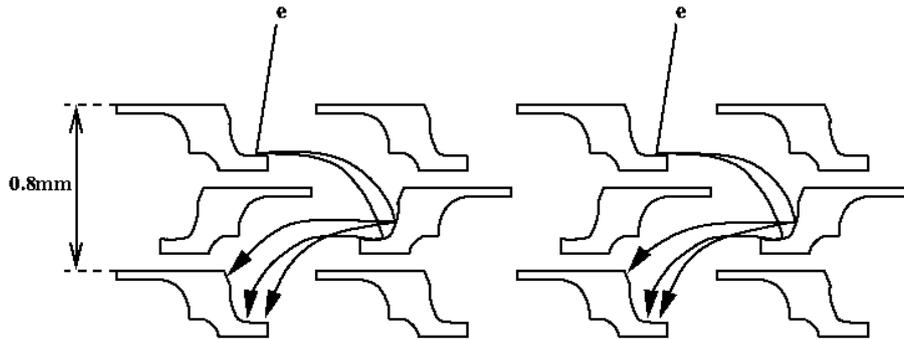


図 3.24: メタルチャンネルダイノードの構造と光電子の増幅過程



図 3.25: 液体 Xe 検出器の光電子増倍管。光電面にアルミのストリップ構造が見える

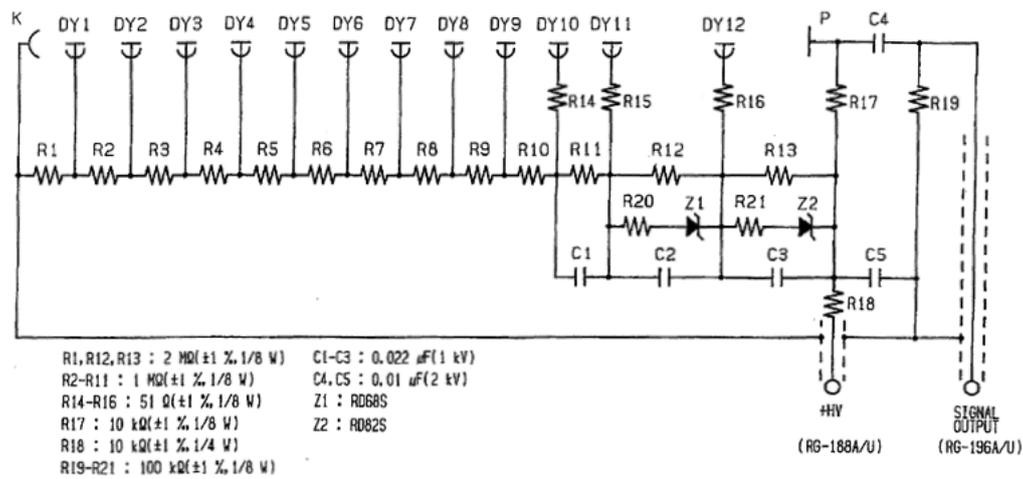


図 3.26: 液体 Xe 検出器のための光電子増倍管の電圧分割回路。使用している抵抗値は一般に使用される光電子増倍管より大きく、また、ツェナーダイオードを組み込んでいる

## 第4章 光電子増倍管の開発

MEG 実験では、光電子増倍管を液体 Xe の中という、非常に特殊な環境で使うため、光電子増倍管は様々な工夫が必要となる。そこで、MEG 実験では、液体キセノン検出器の為の光電子増倍管をつくるために浜松ホトニクスと共同で様々な研究開発を行ってきた。その中で、電圧分割回路に関する研究について書いていく。

### 4.1 液体 Xe 検出器のバックグラウンドシンチレーション光

液体 Xe 検出器には、 $\mu^+$  粒子の輻射崩壊や、 $e^+e^-$  の対消滅などによるガンマ線の他に、ビーム由来の大量の中性子が入射することが分かっている。このため、液体 Xe 検出器の光電子増倍管は、Xe とガンマ線の反応によるシンチレーション光の他に、熱中性子捕獲過程や、中性子の弾性散乱によるシンチレーション光にさらされることになる。バックグラウンドとして入射するガンマ線によるシンチレーション光の光電子増倍管への入射光量は、800l の実機で、ゲインが  $1 \times 10^6$  の光電子増倍管の平均陽極電流に換算すると、 $0.4\mu\text{A}$  と見積もられている。中性子は多くて  $20 \text{ 個}/\text{cm}^2/\text{sec}$  入射すると観測されており、これは平均陽極電流で  $2\mu\text{A}$  に相当する [30]。そこで、光電子増倍管には高レートの入射光に対する耐性が必要となるのだが、ここで、高レート入射光の光電子増倍管に与える影響において、電圧分割回路に関わる点について、説明する。

### 4.2 高レート光入射時の光電子増倍管の動作

ここでは簡単のため、図 4.1、4.2 のようなダイノードが 3 段の光電子増倍管の電圧分割回路の回路図を使って説明する。

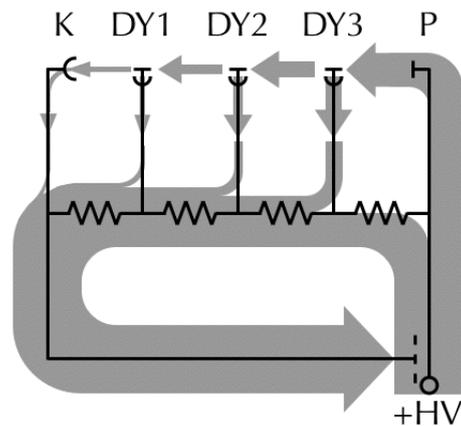
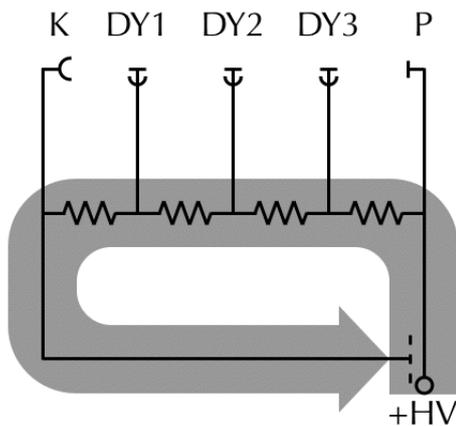


図 4.1: 入射光のないときの電流の様子

図 4.2: 高レートの光の入射時の電流の様子

光電子増倍管に光が入射すると、光電効果により光電面から電子がたたき出され、その電子は、ダイノード間を移動するごとに増幅されていく。光のパルスが高レートで入射する場合、電流がダイノード間に流れていると見なすことができるが、その電流の大きさはダイノード間の後段に行くほど大きくなることになる。このとき、図 4.2 に示すようにダイノード間に電圧を分割している抵抗に流れる電流の大きさが、この管内電流によって各ダイノード間で変動するため、入射光がないとき (図 4.1) と比べ、ダイノード間の電圧の分割比が変化してしまう。そのため、高レート光入射時にはゲインが変動してしまうのである。一般に高レート入射光の光量を変化させたとき、光量が大きくなっていくと、陽極電流により後段の段間電圧が低下し、その低下分が他電極間に分配されるため、ゲインは高レート入射光がない場合より大きくなり、さらに光量を増やすと、最終ダイノード間の電圧が低いためにアノードに電子を集める事ができずゲインは低くなる。この効果は、最終段のダイノード間を流れる電流の大きさが電圧分割回路を流れる電流と同程度の大きさになる場合、大きく影響し、エネルギー分解能の悪化を招くことになる。

### 4.3 MEG での対処案

光電子増倍管を液体 Xe 中で使う MEG 実験では、Xe を安定に液体のまま保つために、光電子増倍管からの発熱を押さえる必要がある。そのため、ダイノード間の電圧を分割する抵抗には抵抗値の大きなものを使用し、電流の大きさを押さえる必要があった。しかし、抵抗値の大きなものを使用した場合、前章で記述したゲインの変動が起きやすく、そのままでは高レートの入射光に弱くなってしまふ。開発段階の光電子増倍管では、高レートバックグラウンドが平均陽極電流にして  $0.5\mu\text{A}$  を超えると、ゲインが変動してしまう事が観測されていた [38]。

このような、高レート光入射時のゲインの変動に対する対処法としては、以下のような方法がある。

- 電圧分割回路に抵抗値の低いものを使用し電圧分割回路電流を増加する。
- トランジスタや MOS-FET を用いたアクティブ型デバイダ回路 (図 4.3)
- ツェナーダイオードを使用する方法 (図 4.4)
- 複数の高圧電源を使用 (ブースタ方式)(図 4.5)

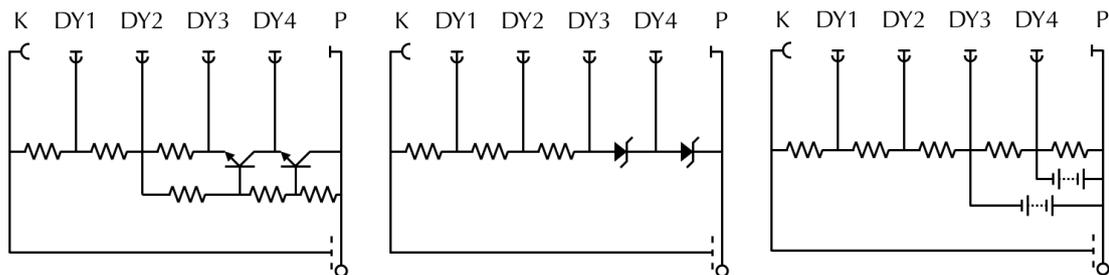


図 4.3: トランジスタを使ったアクティブ型デバイダ回路  
 図 4.4: ツェナーダイオードを使用した電圧分割回路  
 図 4.5: 複数高圧電源方式 (ブースタ方式)

電圧分割回路電流を増やす方法は発熱が増えるため、行なう事ができず、ブースタ方式も外部電源からの電圧供給のためにケーブルを新たに取り付けなければならないため、ケーブルからの熱流入が増えてしまう。また、電圧分割回路の基板の大きさや、Xeを汚さない事を考えると、できるだけ付け加える素子が少ない方が良い。そこで、発熱を増やさず、また付け加えるケーブルや回路の素子が少ない、できるだけシンプルな解決策として、図 4.6 のようにダイノードの最終 2 段に並列にツェナーダイオードを組み込む方法が検討されていた。ツェナーダイオードは定電圧を得るためによく使われる素子であり、これを入れることによってダイノードの最終段の電圧低下を防ぐことができ、電圧の分割比を安定化させることができる。しかし、ツェナーダイオードを液体 Xe 中で使用した前例はなく、また、ツェナーダイオードの動作保証温度より低い温度の条件で使用する為、図 4.6 の電圧分割回路を使った試作品のテストと平行して、ツェナーダイオード自体の特性について調べる必要があり、これについて調べた。

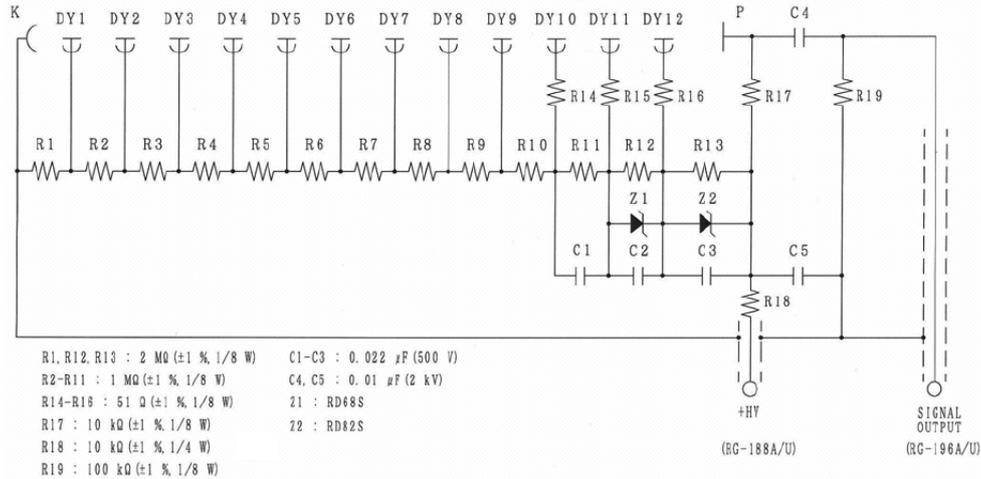


図 4.6: 高レート光に対応する為にツェナーダイオードを組み込んだ電圧分割回路の案

#### 4.4 ツェナーダイオード

ツェナーダイオードは定電圧を得るためによく使われる素子である。普通のダイオードとは逆方向のバイアス電圧をかけて使われ、十分な逆バイアスをかけたときに起こる降伏現象を利用している。ツェナー降伏と呼ばれるトンネル効果とアバランシェ降伏が起こっていると言われており、降伏が起きる電圧 (ツェナー電圧) が 5V 以下の場合にはツェナー降伏が支配的であり、5V 以上の場合にはアバランシェ降伏が支配的だと言われている。

浜松ホトニクスからは NEC の RD-S シリーズ [31] が推薦され、これを採用した。使用するツェナーダイオードは、低温におけるツェナー電圧の低下を考慮して、ツェナー電圧が 68V、82V の RD68S と RD82S が使用される。このツェナーダイオードに関するはデータシートの値は表 4.1 の通りである。図 4.7 の回路でツェナーダイオードの電流電圧特性を測定した。室温での測定結果を図 4.8、ツェナーダイオードを液体窒素中に入れて測定した結果を図 4.9 に示す。グラフは RD68S というツェナーダイオードの測定結果である。常

温、液体窒素の温度 77K では定電圧に保つことができ、温度変化によるツェナー電圧の変化はデータシートの温度係数で説明できることがわかった。また、液体 Xe の温度 165K よりさらに低温の 77K への急激な温度変化でも壊れる事なく動作する事が分かった。次に液体 Xe の温度の 165K 付近で測定をしようと考えた。

表 4.1: RD68S と RD82S の仕様 ( $T_A = 25 \pm 2^\circ\text{C}$ )

	Zener Voltage $V_z$ [V]		Zener Voltage Temp. Coefficient
	Min.	Max.	$\gamma_z$ [mV/°C]
RD68S	64.00	72.00	~70
RD82S	77.00	87.00	~83

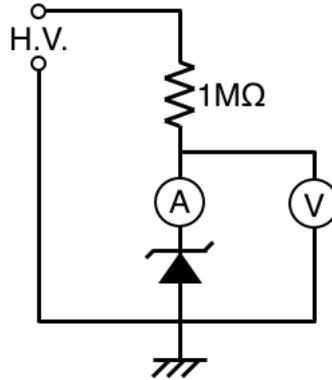


図 4.7: VI 特性測定時の回路

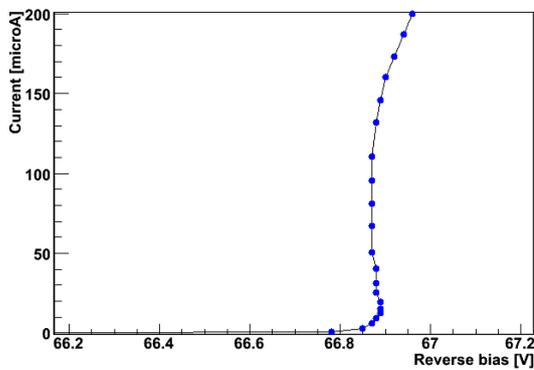


図 4.8: RD68S の室温での VI 特性

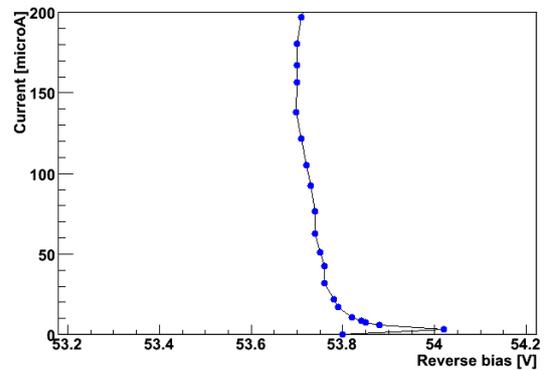


図 4.9: RD68S の液体窒素温度での VI 特性

## 4.5 冷却用セットアップ

165K 付近に冷却するためには、液体 Xe を使えばよいと考えられるが、Xe を液化する容器を真空引きしてベーキングをし、Xe を液化して実験し、Xe を回収するまでには一週間程度かかってしまい、手軽に行なえないため、簡単に冷却するために、165K 付近に冷却したエタノールを用いる方法を考えた。エタノールは電気を通してしまうため、液体窒素の場合のように、そのまま素子を入れるわけにはいかない。そこで、絶縁をするために、3つの方法で実験を行なった。エタノールはデュワーに入れ、ドライアイスや液体窒素を使って冷やしたものをを用いた。

一つ目は素子を基板にハンダ付けし、ケーブルを取り付け、素子を基板ごと樹脂で固めてエタノールに浸ける方法 (図 4.11)。樹脂はスタイキャストを用いた (図 4.10)。

二つ目は、乾燥窒素を使って中の水分を追い出したビニール袋を用意し、その中に冷やしたいものを入れ、エタノールに浸ける方法 (図 4.11)。ビニール袋の開口部から、回路につないだケーブルを取り出した。開口部はエタノールの液面より上に出してエタノールが流入するのを防ぎ、また、空気が流入して中に入れた回路に霜がつくのを防ぐために、クリップシーラーで接着して開口部を狭くした。

三つ目は、ICF の配管をつなぎ合わせて容器 (図 4.12) をつくり、中に冷やしたいものを入れていったん真空引きしてから乾燥窒素を封入し、エタノールに浸ける方法 (図 4.13) である。冷却用の部分への熱流入を抑え、かつケーブルを通すフィードスルーの部分は常温にして霜がつかないように、冷やすものを入れる容器とフィードスルーの間には、細い配管を用いた。冷やすものを入れる部分は、光電子増倍管に入れられる程度の大きさの配管を用いて、光電子増倍管の冷却も行なえるようにした。

いずれの場合でも、ツェナーダイオードの素子だけを低温にして実験を行なえる。また、ツェナーダイオードと同じ基板に Pt100 をハンダ付けし、これを用いて温度を知る事ができる。このようにして液体 Xe の温度の 165K 付近でツェナーダイオードの電流電圧特性を測定をしようとしたが、テスターの電流、電圧の表示が安定しなかった。そこで、原因を確かめるためにオシロスコープでツェナーダイオードの両端の電位差をみてみた。

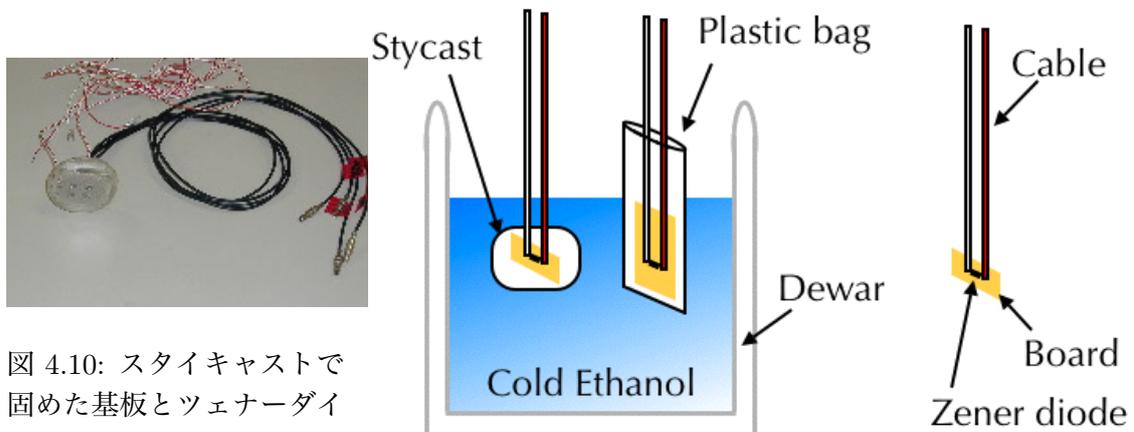


図 4.10: スタイキャストで固めた基板とツェナーダイオード

図 4.11: 冷却方法の概念図



図 4.12: ICF 配管の冷却セット

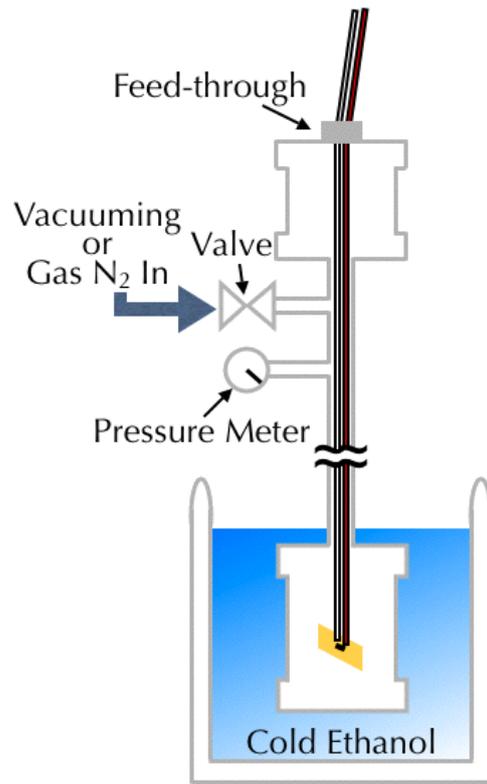


図 4.13: ICF 配管の冷却セットの概念図

## 4.6 ツェナーダイオードのノイズ

図 4.14 に示す回路でツェナーダイオードの電圧を観測したところ、図 4.15 の様な波高がランダムなノコギリ波状のノイズがあることが判明した。この波形はツェナーダイオードを 165K 程度に冷却し、ツェナーダイオードに流れる電流が、 $20\mu\text{A}$  程度のときに、オシロスコプの AC カップリングモードで測定したものである。

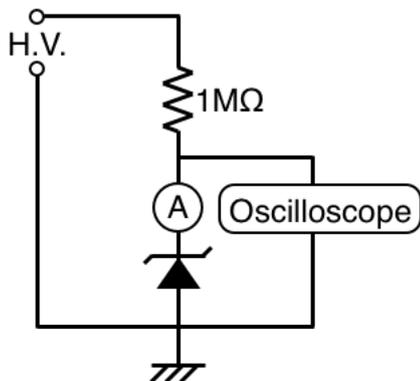


図 4.14: ノイズ測定時の回路

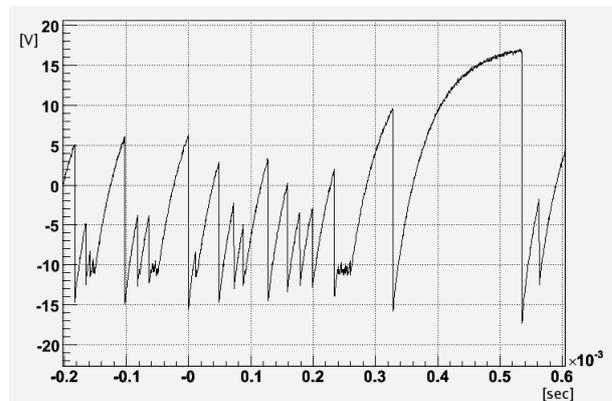


図 4.15: 液体 Xe の温度でのノイズ

## 4.7 ツェナーダイオードのノイズの性質

このノコギリ波状のノイズについて理解するためにツェナーダイオードのノイズの性質について調べた。測定したときの回路図は、図 4.16 の通りである。RD68S、RD82S の両方について調べたが、ノイズの様子は同様であったので、以下では、特にどちらを使った測定かは書いていない。

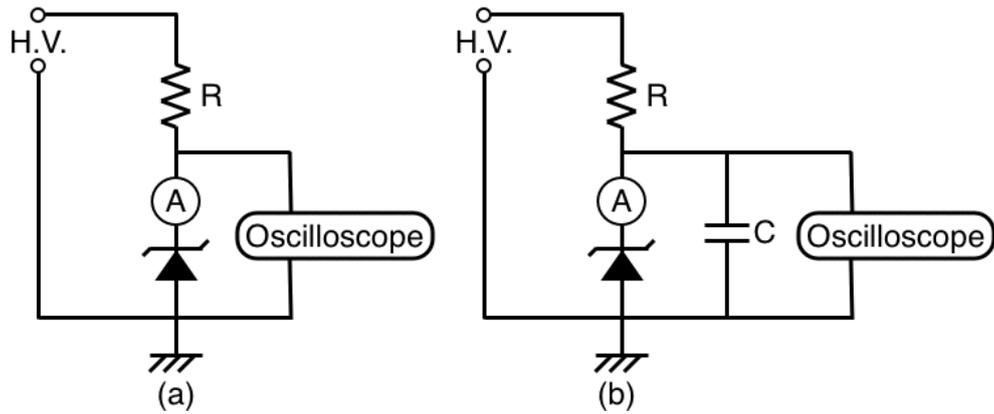


図 4.16: ツェナーダイオードのノイズについて調べたときの回路

4.7.1  $\sim 165\text{K}$  で電流の大きさを変えたときの結果

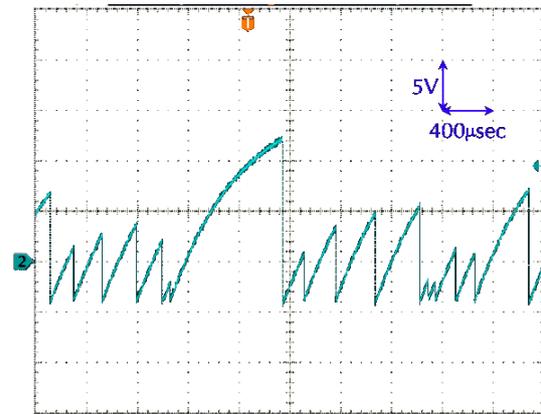
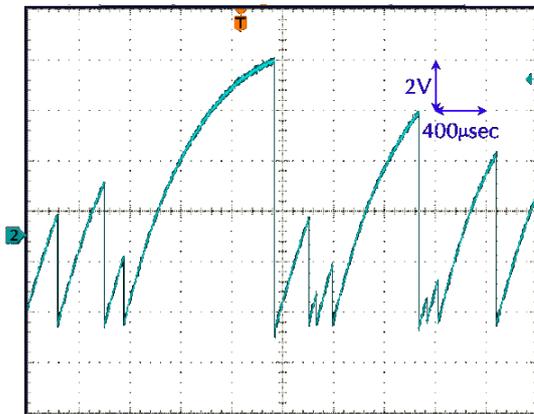


図 4.17:  $\sim 165\text{K}$ 、 $R=2\text{M}\Omega$ 、 $5\mu\text{A}$  の時のノイズ

図 4.18:  $\sim 165\text{K}$ 、 $R=2\text{M}\Omega$ 、 $10\mu\text{A}$  の時のノイズ

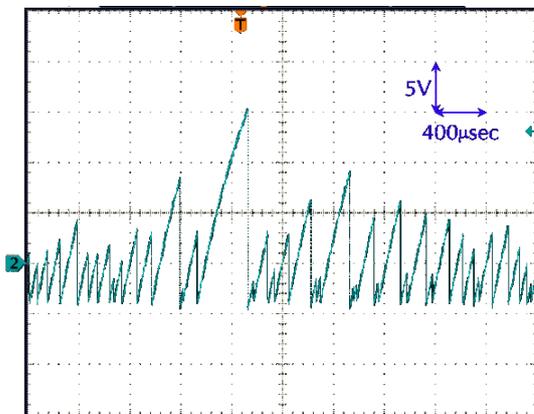


図 4.19:  $\sim 165\text{K}$ 、 $R=2\text{M}\Omega$ 、 $20\mu\text{A}$  の時のノイズ

ツェナーダイオードを $\sim 165\text{K}$ の液体Xe中に浸けて、図4.16(a)の回路で保護抵抗 $R=2\text{M}\Omega$ 、電流 $5\mu\text{A}$ 、 $10\mu\text{A}$ 、 $20\mu\text{A}$ の条件で測定したときのノイズを図4.17、4.18、4.19に示す。ノイズの大きさは、大きいもので $10\text{V}$ 以上である。ノイズの立ち上がりの部分の傾きは、電流の大きさが大きいときほど大きく、ほぼ比例関係にある。電流が小さいときにはノイズの立ち上がりの傾きが電圧が高くなるにつれてなだらかになっていくのが見える。ノイズのレートは電流の大きさに依存しているのが分かる。

#### 4.7.2 $\sim 165\text{K}$ で、保護抵抗 $R$ の大きさを変えたときの結果と、コンデンサを使ったときの結果

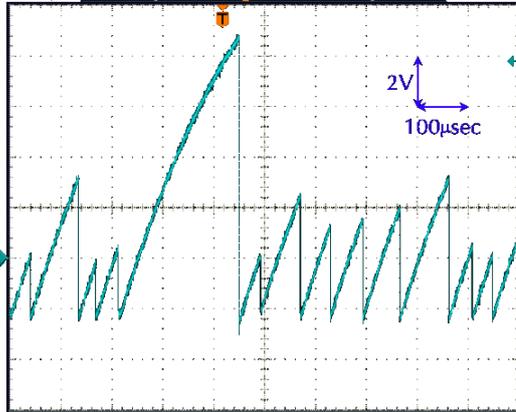


図 4.20:  $\sim 165\text{K}$ 、 $R=1\text{M}\Omega$ 、 $20\mu\text{A}$  の時のノイズ

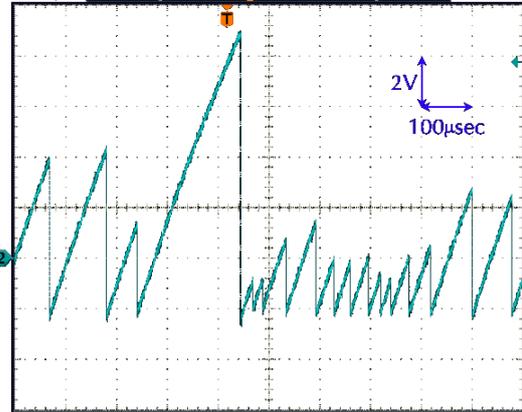


図 4.21:  $\sim 165\text{K}$ 、 $R=2\text{M}\Omega$ 、 $20\mu\text{A}$  の時のノイズ

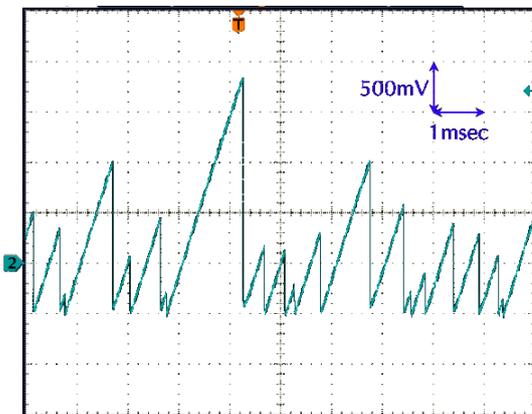


図 4.22:  $\sim 165\text{K}$ 、 $R=1\text{M}\Omega$ 、 $C=0.1\mu\text{F}$ 、 $20\mu\text{A}$  の時のノイズ

ツェナーダイオードを  $\sim 165\text{K}$  の液体 Xe 中に浸けて、図 4.16(a) の回路で電流  $20\mu\text{A}$  のときに、保護抵抗  $R=1\text{M}\Omega$ 、 $2\text{M}\Omega$  の条件で測定したときのノイズを図 4.20、4.21 に、図 4.16(b) の回路で  $R=1\text{M}\Omega$ 、 $C=0.1\mu\text{F}$ 、 $20\mu\text{A}$  のときのノイズを図 4.22 に示す。ノイズの立ち上がりの傾きは電流の大きさが同じとき、保護抵抗  $R$  の大きさによらず一定であるのが分かる。保護抵抗が小さいときには立ち上がりの傾きが電圧が高くなるにつれてなだらかになっていくのが見える。

また、ツェナーダイオードと並列にコンデンサを入れると、ノイズの立ち上がりはなだらかになり、ノイズのレートは小さくなっている。ノイズの大きさはコンデンサを入れないときと比べ、小さくなっている。

4.7.3 常温で保護抵抗の大きさを変えたときの結果とコンデンサを使ったときの結果

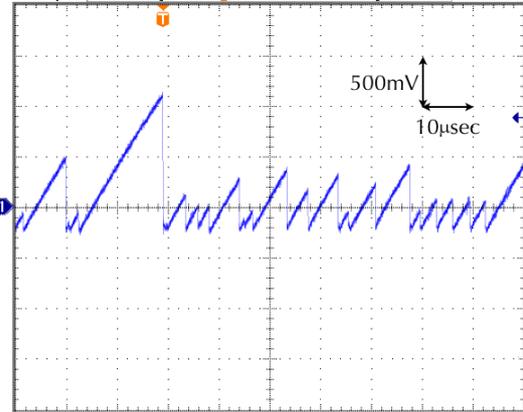
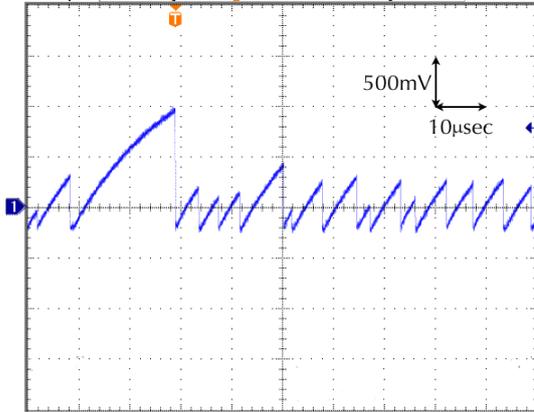


図 4.23: 常温、 $R=100k\Omega$ 、 $20\mu A$  の時のノイズ 図 4.24: 常温、 $R=610k\Omega$ 、 $20\mu A$  の時のノイズ

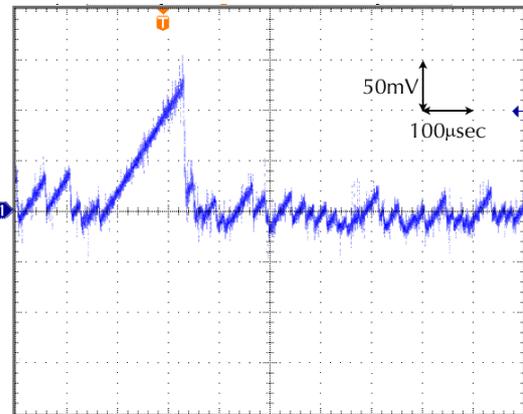
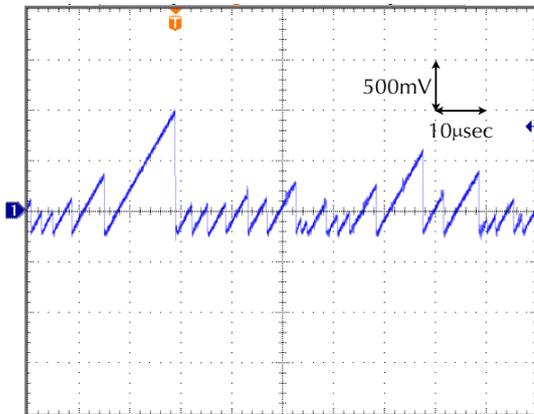


図 4.25: 常温、 $R=2M\Omega$ 、 $20\mu A$  の時のノイズ 図 4.26: 常温、 $R=2M\Omega$ 、 $C=0.1\mu F$ 、 $20\mu A$  の時のノイズ

常温で図 4.16(a) の回路で、 $R=100k\Omega$ 、 $610k\Omega$ 、 $2M\Omega$  で、ツェナーダイオードに流れる電流が  $20\mu A$  のときのノイズが図 4.23、4.24、4.25 である。常温のときにも低温時と同じような形のノコギリ波状のノイズがあり、ノイズの大きさは、低温時に比べて小さく、大きいものでも  $1.5V$  程度である。図を載せてはいないが、液体窒素温度、 $77K$  のときも常温のときと同じぐらいの大きさのノイズであった。また電流の大きさが同じとき、ノイズの立ち上がりの傾きは保護抵抗  $R$  の大きさによらず、同じであり、保護抵抗が小さいときには電圧が大きくなると共になだらかになっている。図 4.16(b) の回路で常温、 $R=2M\Omega$ 、 $C=0.1\mu F$ 、 $20\mu A$  の時のノイズを図 4.26 に示すが、コンデンサーをツェナーダイオードと並列に入れるとノイズの立ち上がりの傾きがなだらかになり、ノイズのレートが小さくなり、ノイズの大きさが小さくなった。

#### 4.7.4 常温で電流の大きさを変えたときの結果

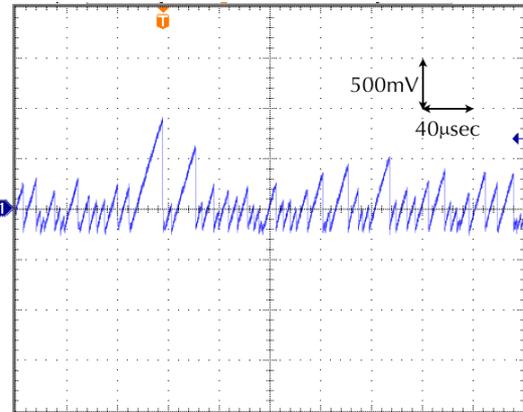
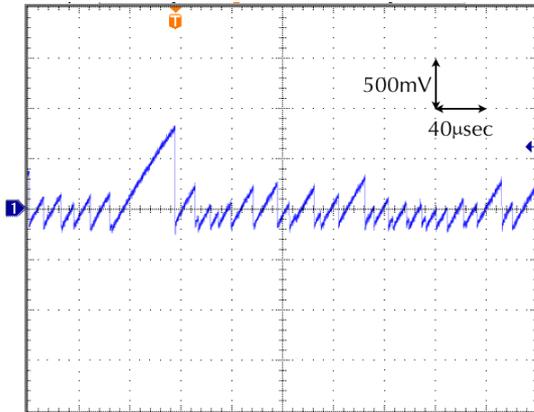


図 4.27: 常温、 $R=1M\Omega$ 、 $5\mu A$  の時のノイズ 図 4.28: 常温、 $R=1M\Omega$ 、 $10\mu A$  の時のノイズ

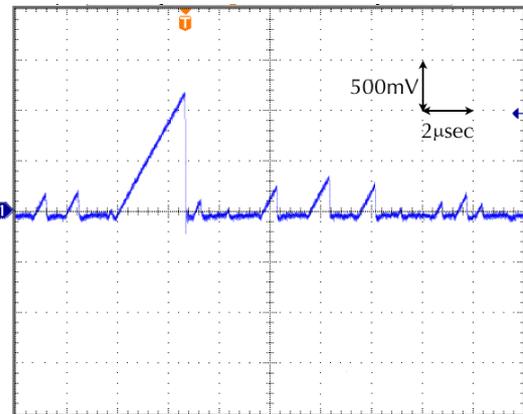
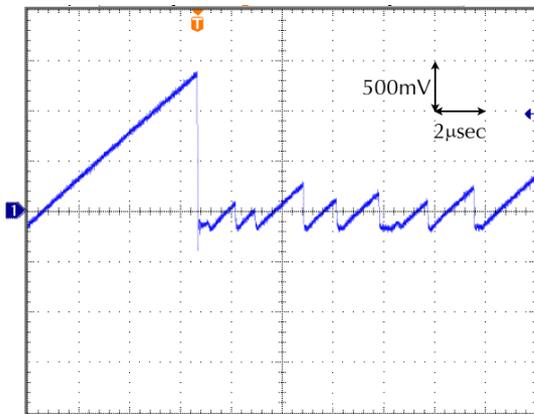


図 4.29: 常温、 $R=1M\Omega$ 、 $50\mu A$  の時のノイズ 図 4.30: 常温、 $R=1M\Omega$ 、 $100\mu A$  の時のノイズ

図 4.16(a) の回路で  $R=1M\Omega$  で、電流が  $5\mu A$ 、 $10\mu A$ 、 $50\mu A$ 、 $100\mu A$  のときのノイズを図 4.27、4.28、4.29、4.30 に示す。電流の大きさを大きくしていくと、ノイズの立ち上がりの傾きが急になっており、傾きの大きさは電流の大きさに比例しているように見える。電流が大きいほどノイズのレートは大きいといえる。電流が  $100\mu A$  と大きいときにはノコギリ波のでない部分があった。

#### 4.7.5 ツェナーダイオードのノイズの個体差

RD82S の、異なる 8 個のツェナーダイオードを使って、ノイズの個体差があるか調べた。条件は温度  $\sim 100^\circ C$ 、図 4.16(a) の回路で  $R=1M\Omega$ 、 $20\mu A$  で行なった。8 つのツェナーダイオードのノイズを図 4.31 に、ノイズの波高の分布を図 4.32 に示す。ノイズの様子に、個体差がある。

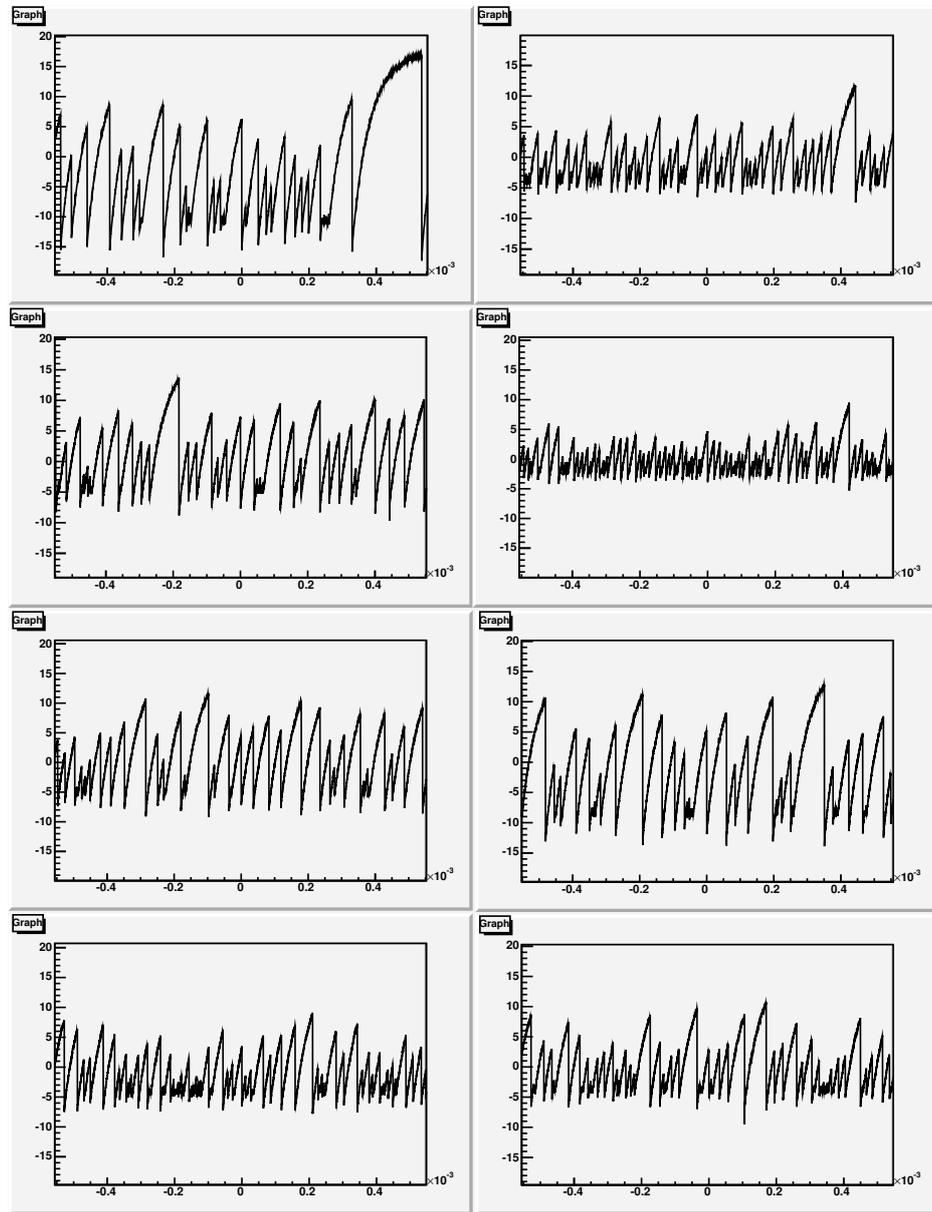


図 4.31: ツェナーダイオードのノイズの個体差

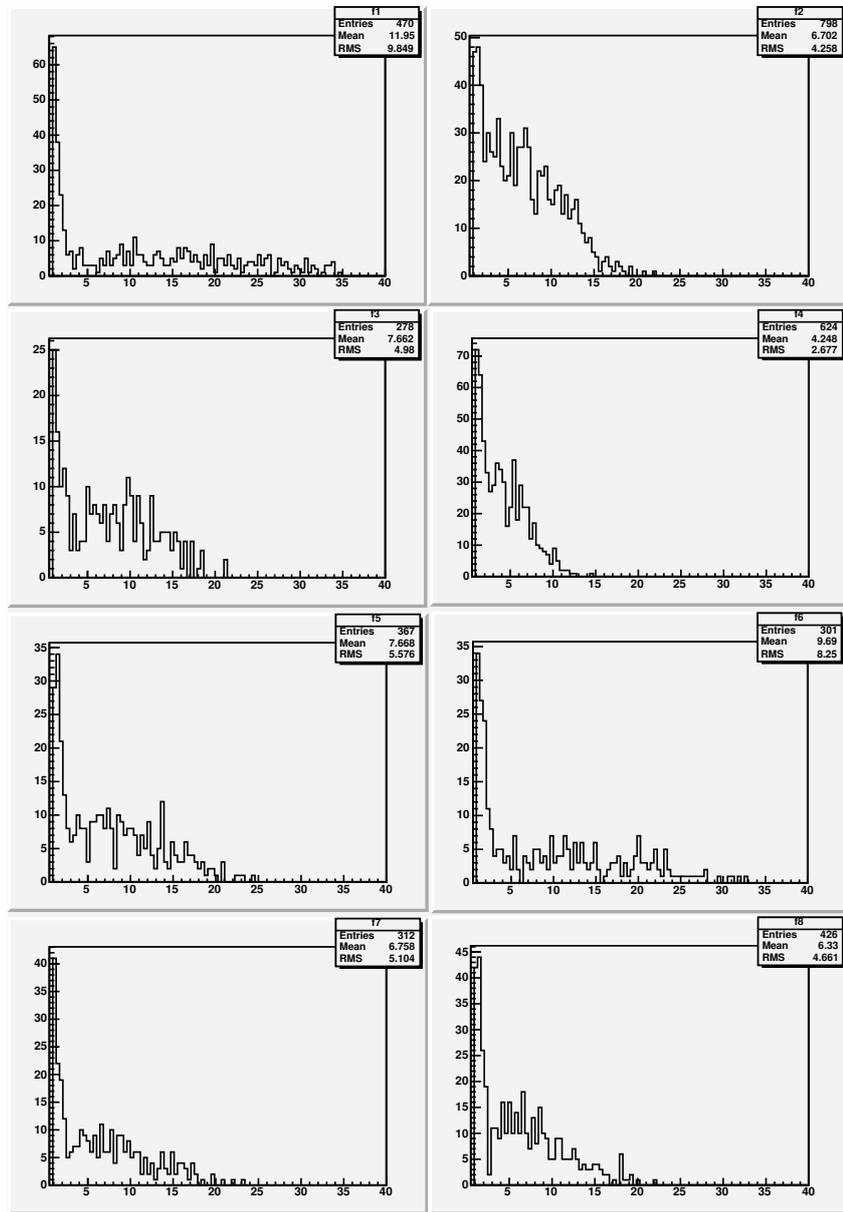


図 4.32: 横軸にノイズの波高 [V] をとったヒストグラム

#### 4.7.6 ツェナーダイオードの性質のまとめと考察

まず、異なる温度でのノイズだが、室温の場合にもノコギリ波状のノイズが現れたが、ノイズの大きさは室温では大きいものでも1V程度と比較的小さく、165K付近ではノコギリ波の大きいものは10V以上と非常に大きい。さらに温度を下げ、液体窒素の温度付近にまで下がると、ノイズは室温のときと同程度に小さくなった。

ツェナーダイオードと直列に入れてある保護抵抗の大きさをかえてノイズを観測したところ、ツェナーダイオードに流れる電流の大きさが同じときには、ノイズの形はほぼ同じで、ノイズの立ち上がりの傾きは変わらなかった。また、全体にかける電圧を上下させ、ツェナーダイオードに流れる電流を変化させると、ノイズの立ち上がりの傾きは電流が大きいほど急になり、傾きは電流にほぼ比例していた。そして、ツェナーダイオードと並列にコンデンサを入れると、ノイズの立ち上がりの傾きはコンデンサの容量が大きいほどなだらかになった。また、ノイズの波高はコンデンサをツェナーダイオードと並列に入れると小さくなった。そのため、ノイズのレートと大きさは、電流の大きさやツェナーダイオードと並列にコンデンサを入れることで変化すると分かった。

実験を行なったツェナーダイオードはツェナー電圧の高いものであり、動作原理はアバランシェ降伏が支配的であるといわれている。ツェナーダイオードのノイズのこれらの特徴は動作原理がアバランシェ降伏であることから起こっていることから、ある程度説明できる。

ノイズの立ち下がりの部分は、ツェナーダイオードの両端の電位差がツェナー電圧以上のときに、何らかのきっかけで空乏層の伝導帯に電子が励起されると、その電子が電場で加速され、衝突して電子正孔対をつくり、急激に電子正孔対が増幅するためと考えられる。電子正孔対の増幅のため、ツェナーダイオードの両端の電圧は下がっていくが、ツェナー電圧に達すると、電子が平均自由行程を走ったときに電場によって加速されて得るエネルギーが、電子正孔対をつくれるだけのエネルギーに達せず、なだれ現象が起らなくなるため、ノイズの下端部分はほぼ一定であると説明できる。また、低温にするとノイズが大きくなるのはなぜなのかについては、温度が低いことによって、熱励起が起きにくくなるため、なだれが起きるきっかけができにくいためと考えられる。

また、ノイズの立ち上がりの部分は、ツェナーダイオードの両端の浮遊容量に電荷がたまっていき、ツェナーダイオードと直列に入った抵抗とのRCの時定数でイクスポネンシャルで電圧が上昇しているのと考えられる。こう考えると、ツェナーダイオードに流れる電流の大きさをIとして、保護抵抗の両端の電位差はRIで書けるので、ノイズの立ち上がりの部分の傾きは $RI/RC = I/C$ で書ける。この式から、保護抵抗を変えたときに電流値が同じ場合はノイズの立ち上がりの傾きが同じであったことや、ノイズの傾きが電流に比例し、ツェナーダイオードと並列にコンデンサを入れたときに傾きがなだらかになったことが説明できる。

図4.9の液体窒素の温度で電流電圧特性を測ったとき、負性抵抗が現れたが、これは、このノイズの大きさが電流値が変わったときにどのように変化するかが、常温の場合と違うためにこのようになったのかもしれない。ツェナーダイオードの電流電圧特性を測る際に、ノイズの平均的な大きさも測れば負性抵抗がなぜあったのか分かるだろう。77Kではノイズが小さくなったが、この理由はノイズの温度特性について詳しく見る事でヒントが得られると考えられる。

ここでは、ツェナーダイオードを単純なモデルで考えたが、実際にはもっと複雑なことが起こっていると考えられる。ここでの説明の妥当性を検証するためには、ノイズの傾きや波高などの値を様々な条件で正確に測る必要があると考えられる。

#### 4.8 ツェナーダイオードのノイズの光電子増倍管への影響

ツェナーダイオードのこのノイズは、光電子増倍管の電圧分割回路に組み込んだとき、光電子増倍管の動作に影響があることが心配される。ツェナーダイオードの基礎特性についての実験と平行して、ツェナーダイオードを組み込んだ図 4.6 の回路をのせた光電子増倍管の試作器を使ったテストが行われていたが、光電子増倍管の出力に、ツェナーダイオードのノイズに起因すると考えられるノイズがのっているということが報告された [32]。図 4.33 にツェナーダイオードを組み込んだ光電子増倍管の出力の波形を示す。数 10mV のバイポーラーのノイズが観測された。このノイズの影響を調べるために光電子増倍管の出力のペDESTALをとったのが図 4.34 である。バイポーラーノイズの正の電圧のなだらかな立ち下がり部分の影響でペDESTALの左側にテールができています。また、ノイズは負に下がっている部分もあるためペDESTALは右側にも少し広がってしまっている。

このノイズは常温では観測されず、液体 Xe 中で電圧を上げていき、ツェナーダイオードにかかる電圧がツェナー電圧を超えると観測された。また、光電子増倍管から外した電圧分割回路単体では観測されず、光電子増倍管に付けているときに観測された [32]。ツェナーダイオードのノイズの立ち上がりの部分はなだらかなので、これが出力側にノイズを引き起こすとは考えにくい。低温でツェナーダイオードのノイズが大きいときに、ノイズの急激な立ち下がりがダイノード間の浮遊容量を通り抜けて出力側に伝わってしまったと考えられる。

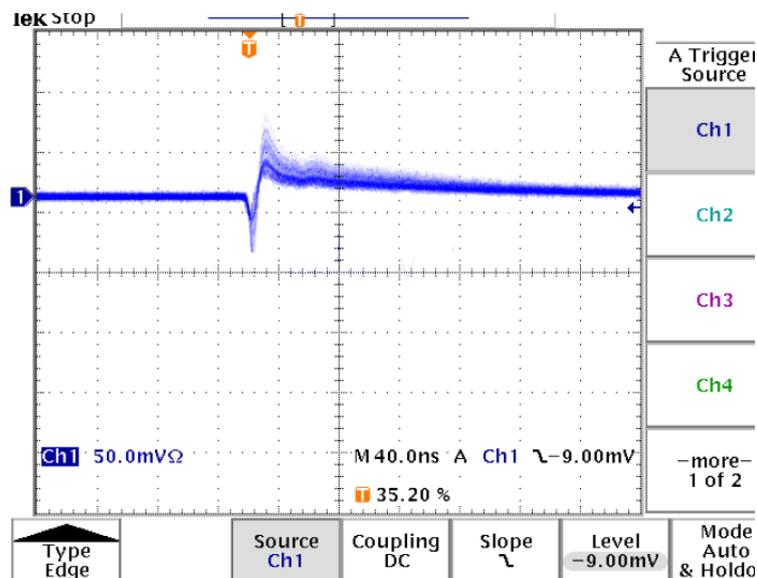


図 4.33: 図 4.6 の電圧分割回路をつけた光電子増倍管の出力に観測されたノイズ [32]

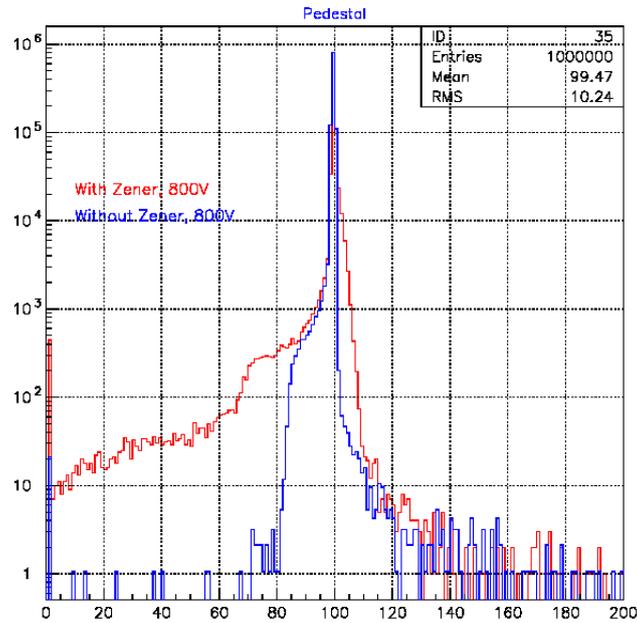


図 4.34: ツェナーダイオードを組み込んだ光電子増倍管とツェナーダイオードを組み込んでいない光電子増倍管の pedestal [32]

## 4.9 ノイズのフィルタリング

図 4.33 のノイズ以外にはツェナーダイオードを組み込んだことによる悪い影響はなく、高レートの入射光に対する耐性も十分にあるということがわかっていた [33]。問題は出力に出るノイズだけであり、これを除去する必要がある。

ノイズのレートは低く、MEG 実験ではデータを ADC ではなく、波形の状態でとるため、解析時にこのノイズをほとんど除去することが可能と考えられるため、影響は小さいと考えられる。しかし、大きなパルスに重なった場合などノイズが出るタイミングによっては除去が難しく、波形解析でノイズを除去してもノイズがないとした場合の状態を完全に再現できる訳ではない。そのため解析時に除去するより電圧分割回路の方でノイズがでないようにできるなら、その方が望ましい。

光電子増倍管の出力におけるこのノイズはツェナーダイオードのノコギリ波状のノイズの急激な立ち下りの部分に起因していると考えられるので、立ち下りの部分をなだらかにすればよいと考えられる。

ノイズをなめらかにして定電圧を得るための最も簡単な方法として、図 4.35 のような RC 積分回路によるローパスフィルターが考えられる。しかしこのままでは電圧分割回路に組み込むことが難しい。そこで通常の RC 積分回路をもとに、図 4.36 のような回路を考えてみた。この方法では図 4.37 のように簡単に電圧分割回路に組み込むことができ、また、ローパスフィルタの役割も果たすことが確かめられた。

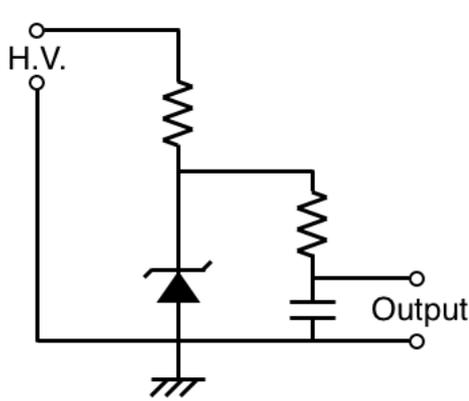


図 4.35: 通常の RC ローパスフィルター

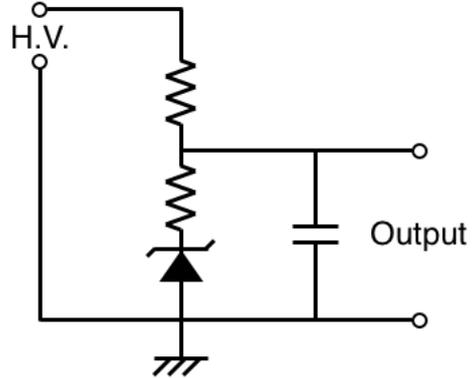


図 4.36: 電圧分割回路に組み込める形のローパスフィルター

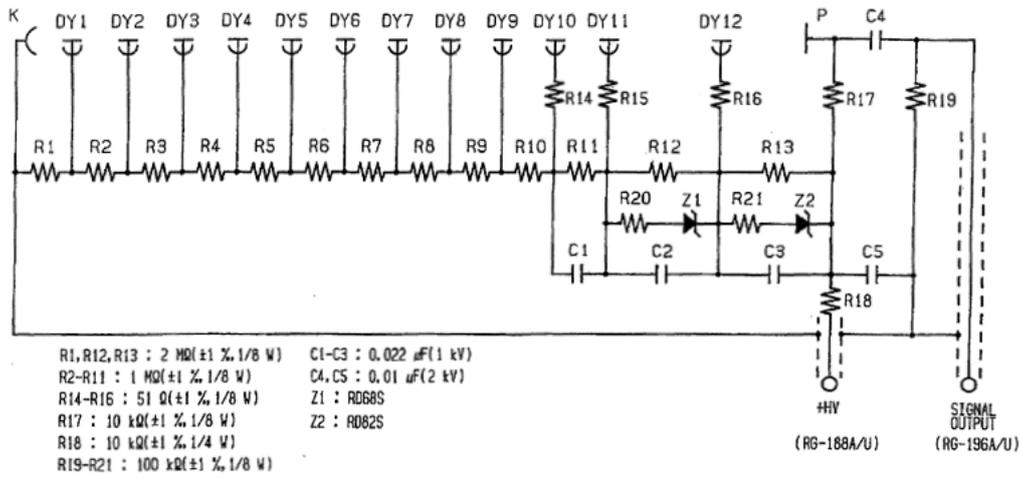


図 4.37: ツェナーダイオードと直列に抵抗を入れることで元々入っているコンデンサとでローパスフィルターを作ることができる

RC ローパスフィルターでは、ノイズは完全にはなくならず、小さくなるだけなので、できるだけ大きな抵抗を使うのが安全である。しかし、ツェナーダイオードと直列に入れた抵抗の抵抗値が大きい場合、ツェナーダイオードに流れる電流が変化すると、ダイノード間の電圧が変化してしまうため、ツェナーダイオードによる電圧安定化の効果が弱くなってしまう。そのため、光電子増倍管で使うときには、ツェナーダイオードと直列に入れる抵抗の大きさに気をつけなければならない。高レートの入射光に対して十分な耐性を持っている中で、できるだけ大きな抵抗を選ぶのがよいと考えられる。予想されている高レートのバックグラウンド光は、平均陽極間電流にして最悪の場合で  $2\mu\text{A}$  程度と見積もられているため、ツェナーダイオードを流れる電流がこれだけ変化することを考えると、例えば  $100\text{k}\Omega$  では、最終ダイノード間の電圧の陽極間電流による低下は  $0.2\text{V}$  に抑えられる。そのため、ローパスフィルターのためにツェナーダイオードと直列に入れる抵抗は  $100\text{k}\Omega$  程度が最適ではないかと考えられる。

このローパスフィルターを使う方法だが、光電子増倍管を用いて抵抗値の最適化のための実験が行われた。ローパスフィルターのために入れる抵抗として、 $51\Omega$ 、 $1\text{k}\Omega$ 、 $51\text{k}\Omega$ 、 $100\text{k}\Omega$ 、 $200\text{k}\Omega$  の場合について、それぞれ光電子増倍管の出力にノイズが観測されるかチェックをし、 $51\Omega$  ではノイズが見えるが、 $1\text{k}\Omega$  以上では、ノイズが観測されなかった。図 4.38 はツェナーダイオードと直列に  $100\text{k}\Omega$  の抵抗を入れたときと、ツェナーダイオードのみを使ったときの光電子増倍管の pedestal の分布である [32]。

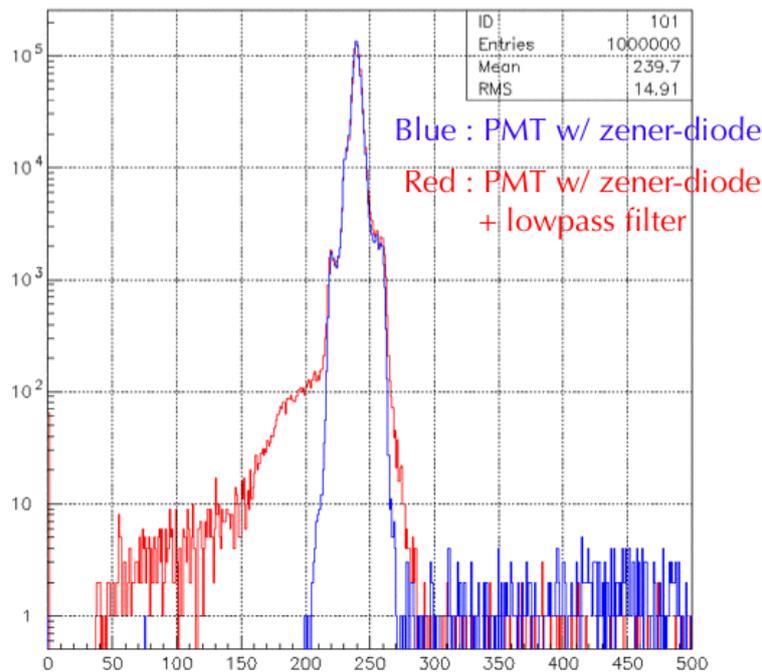


図 4.38: ツェナーダイオードのみを組み込んだ光電子増倍管とツェナーダイオードとローパスフィルターを組み込んだ光電子増倍管の pedestal [32]

ローパスフィルターを組み込む事でノイズが除去された事が分かる。さらにローパスフィルターとして  $100\text{k}\Omega$  の抵抗を使ったときの高レートバックグラウンド光に対する耐性についても調べた。LED を 2 つ使用し、片方の LED を光量を様々に変え高レートで光らせ、もう一方の LED を同期しないように一定光量で光らせ、後者のタイミングでトリガーをかけて一定光量で光っている LED の光量を観測した。図 4.39 はその結果である [32]。横軸は高レートバックグラウンド光として光らせた LED の光量を平均陽極間電流にした値。縦軸は、一定光量の LED を見たときの光電子増倍管の出力をバックグラウンドがないときの出力で規格化した値である。ツェナーダイオードを使わない場合は高レート入射光があるときにはゲインが変動してしまっているが、ツェナーダイオードを組み込み、 $100\text{k}\Omega$  の抵抗を入れる事でローパスフィルターをつかった光電子増倍管では平均陽極電流にして  $10\mu\text{A}$  のバックグラウンド光があるときにもゲインが安定している。

高レートの入射光に対して十分な耐性を持ち、かつ出力にツェナーダイオードに由来するノイズが観測されないことが確かめられ、ツェナーダイオードを用い、ローパスフィルターを組み込むこの方法は MEG 実験用の光電子増倍管に採用された。

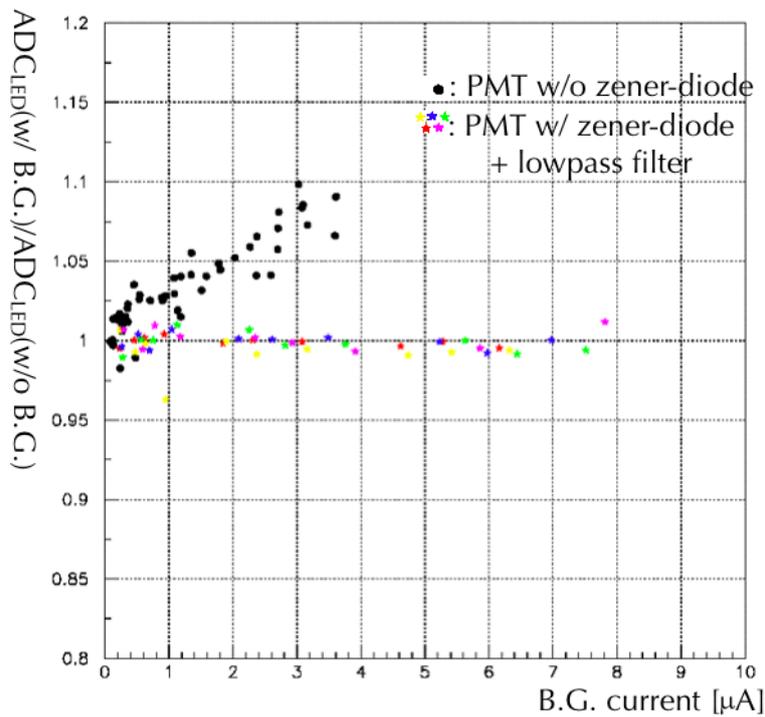


図 4.39: ツェナーダイオードとローパスフィルターを組み込んだ光電子増倍管とツェナーダイオードを組み込んでいない光電子増倍管のレート特性 [32]

## 4.10 結論

本研究により、光電子増倍管の発熱を増やす事なく、高レート入射光に対して十分な耐性があり、かつツェナーダイオードのノイズの問題を解決した光電子増倍管の開発に成功した。これにより、液体 Xe 検出器はガンマ線や中性子による高レートバックグラウンドの下でも、エネルギー測定精度が下がる事なく測定を行なう事ができるようになった。

なお、光電子増倍管の電圧分割回路にツェナーダイオードを組み込むときに、ツェナーダイオードと直列に抵抗を入れることでローパスフィルターを作るというこの方法だが、同様の方法は本実験より以前に ASTRO-E、ASTRO-EII(すざく衛星) 搭載の硬 X 線検出器 (HXD) [34] の光電子増倍管で既に採用されている、実績のある方法である。

## 第5章 宇宙線を用いた吸収長の測定

### 5.1 不純物と液体 Xe の吸収長

Xe のシンチレーション光の発光過程は、励起 Xe 分子  $Xe_2^*$  からの低エネルギー状態への遷移に伴う光子放出であるため、Xe ではシンチレーション光の自己吸収はない。しかし、水の吸収断面積が Xe のシンチレーション光の波長分布と大きく重なっているため、検出器内に残存する水などの不純物があるとシンチレーション光の吸収が起り、検出器の測定精度が落ちてしまう。MEG 実験では、3.4 「Xe の純化」で書いたように液体 Xe を循環させながら純化を行い、シンチレーション光の吸収を抑えるが、シンチレーション光の吸収は検出器のエネルギー測定精度に大きく影響するためここで、シンチレーション光に対する吸収長をモニターすることも重要である。また、実験で得られたデータを解析する際、モンテカルロシミュレーションのデータと比較したりするが、モンテカルロシミュレーションを走らせるときには、パラメータとして、吸収長を知る必要がある。

MEG 実験では、吸収長の測定は  $\alpha$  線と宇宙線のデータを使った2種類の方法で行われるが、宇宙線を使った方法はあまり確立されておらず、主に検出器の中に入れた  $\alpha$  線を使って行われている。しかし、宇宙線のデータを用いて吸収長を見積もることができれば、 $\alpha$  線を用いるより光量が多いため、光源から遠い光電子増倍管のデータも使うことができ、より正確な吸収長の測定を行なえる可能性がある。そこで、宇宙線のデータを用いた吸収長の測定についてプロトタイプ検出器における GEANT3 を使ったモンテカルロシミュレーションを用いて研究を行った。まず、主に行われている  $\alpha$  線を用いた方法に触れた後、宇宙線を用いた方法について書いていく。

### 5.2 $\alpha$ 線を用いた吸収長の見積もり

プロトタイプ検出器の内部には  $\alpha$  線源を入れてあり、これは点光源と見なすことができる。 $\alpha$  線源から各光電子増倍管までの距離は、それぞれ異なるので、 $\alpha$  線源から各光電子増倍管が受け取る光量と、 $\alpha$  線源から各光電子増倍管までの距離との関係を見ることで吸収長を出すことができる。 $\alpha$  線では、 $\alpha$  線源から光電子増倍管までの距離を  $x$ 、吸収長が  $\lambda$  のときの光電子増倍管への入射光量を  $I_\lambda$ 、吸収長が無限のときの入射光量を  $I_\infty$  とすると、

$$I_\lambda = I_\infty e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (5.1)$$

の式が成り立っていると考えられる。この式を展開して、 $\lambda = -\ln(I_\lambda/I_\infty)x$  の式から吸収長を出す事ができる。横軸に  $\alpha$  線源と光電子増倍管の間の距離をとり、縦軸にレーリー散乱などの影響を考慮するために、吸収長を無限としたシミュレーションでのデータ、あるいは十分に純化を行ったときのデータで規格化した  $\alpha$  イベントのピークをとったとき、縦軸を対数にしてフィッティングをすると、傾きが吸収長の逆数になる。一例を図 5.1 に示す。

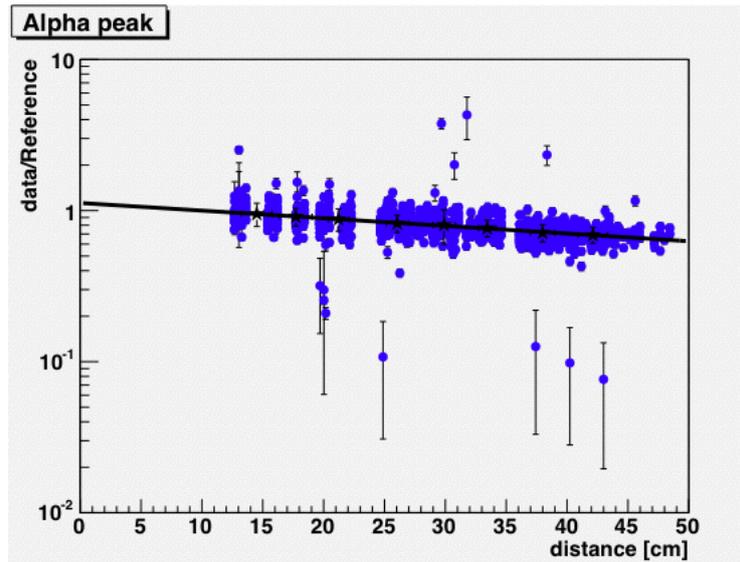


図 5.1:  $\alpha$  線源から光電子増倍管までの距離と規格化した  $\alpha$  線源からの光量をプロットした例。直線はフィッティングの結果

### 5.3 宇宙線の場合の光源と光電子増倍管の間の距離

宇宙線のイベントは、高エネルギーの  $\mu$  粒子が降り注ぐため、宇宙線のイベントの場合、 $\alpha$  線のイベントと違い、光源は点光源でなく、線光源と考えられる。そのため光源からの距離と定義される量はない。しかし、シミュレーションで吸収長を色々に変えたときの、光量の変化の仕方から、距離の代わりに使える量が出せるのではないかと考えた。

$\alpha$  線では式 5.1 から、

$$x = -\lambda \ln(I_\lambda / I_\infty) \quad (5.2)$$

の関係が成り立っていると考えられ、吸収長が無限のときのデータと、吸収長が  $\lambda$  のときのデータがあれば、この式から  $\alpha$  線源と光電子増倍管の間の距離を見積もることができる。

宇宙線においてもモンテカルロシミュレーションを使ってつくったデータを式 5.2 に当てはめて  $x$  を出すことができる。これは光電子増倍管に入ってくるまでに光が通った距離の平均値のようなものを表していると考えられる。吸収長が様々に変わったとき、この  $x$  の値が吸収長によらず一定であれば、 $x$  を横軸にとって、 $\alpha$  線の場合と同様の方法で吸収長を出すことが可能である。プロトタイプ検出器のシミュレーションを用いてこの方法について調べた。

### 5.4 宇宙線シミュレーションデータから出した、宇宙線と光電子増倍管の間の「距離」

シミュレーションでは宇宙線イベントとして 3GeV の  $\mu$  粒子を発生させた。シミュレーションを使って同じパスを通る宇宙線のデータを吸収長が無限、200cm、400cm の場合でそれぞれ 4000event、100cm の場合で 1000event つくった。散乱長は 45cm とし、壁面での反

射はないとした。式 5.2 にいれる光量として、各光電子増倍管に入射した光量の 4000event の平均値を使い、吸収長が 200cm のデータを使った場合と、無限と 400cm のデータを使った場合、無限と 100cm のデータを使った場合のそれぞれで 238 本の光電子増倍管に対して  $x$  を出した。図 5.2、?? に、その関係を示す。

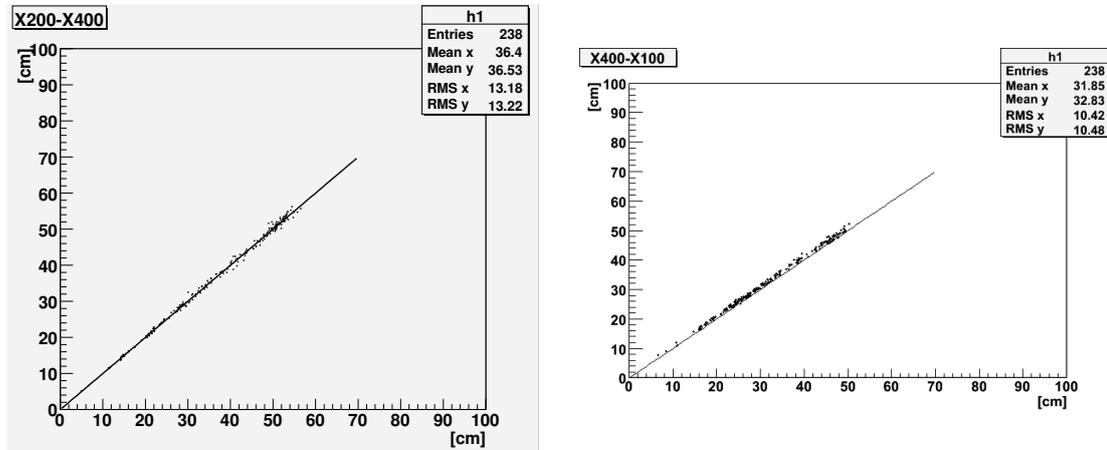


図 5.3: 横軸に吸収長が 400cm のシミュレーションのデータから出した  $x$ 、縦軸に吸収長

図 5.2: 横軸に吸収長が 200cm のシミュレーションのデータから出した  $x$ 、縦軸に吸収長  
 シミュレーションのデータから出した  $x$ 、縦軸に吸収長 が 100cm のシミュレーションのデータから出  
 が 400cm のシミュレーションのデータから出 した  $x$  をとっている。実線は傾き 1 の直線  
 した  $x$  をとっている。実線は傾き 1 の直線

プロトタイプ検出器では、式 5.2 で出した  $x$  は吸収率によらずほぼ一定であることが分かる。そこで次に、この「距離」 $x$  を使って、シミュレーションのデータから  $\alpha$  線の場合と同じような方法で、吸収長を見積もることができるのか試してみた。

## 5.5 宇宙線シミュレーションデータを用いた吸収長の見積もり

吸収長が 400cm のデータから出した 238 個の各光電子増倍管の  $x$  を横軸にとり、シミュレーションの 1event の各光電子増倍管の光量を吸収長が無限のときの光量の 4000event の平均値で規格化した値の対数を縦軸にとり直線でフィットを行なった。結果の一例を図 5.4 に示す。このようにして得られた傾きの逆数から吸収長を見積もることができる。1event ごとのデータを使って見積もった吸収長の分布を図 5.6、5.8 に示す。いくつかの宇宙線のパスについて行ったが、球酋長の見積もりの精度は同じような結果だった。

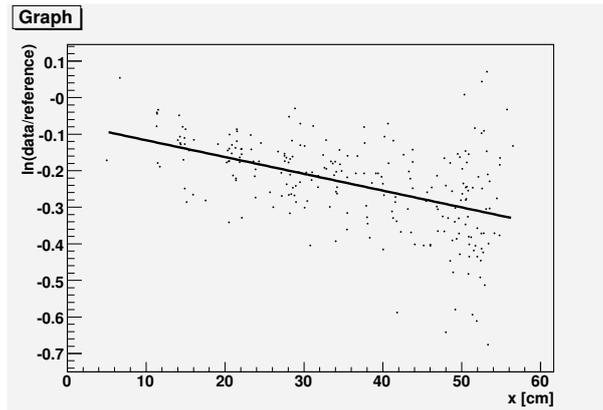


図 5.4: 宇宙線のシミュレーションのある 1event に対して吸収長を求めるためのプロット  
の一例。実線はフィットの結果

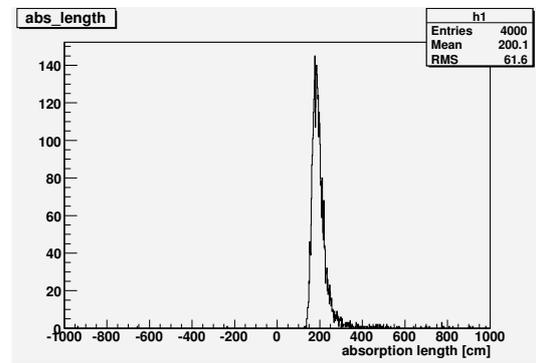
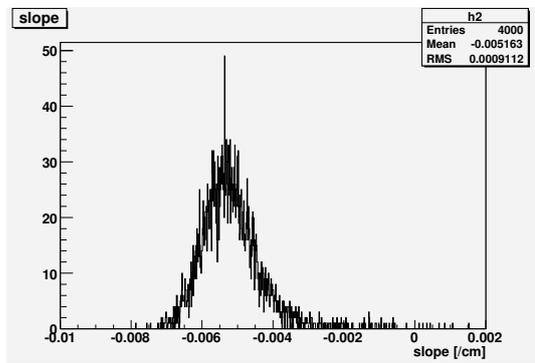


図 5.5: 吸収長 200cm のシミュレーションの 図 5.6: 吸収長 200cm のシミュレーションの  
データをフィットして得られた傾きの分布 データを使って見積もった吸収長の分布

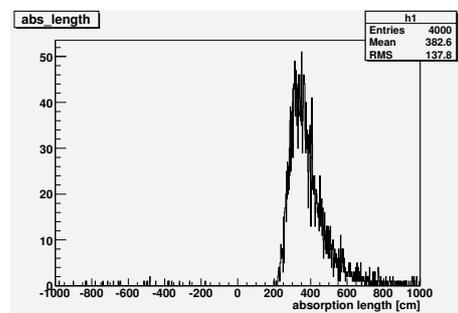
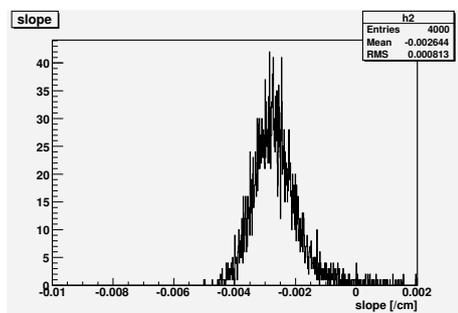


図 5.7: 吸収長 400cm のシミュレーションの 図 5.8: 吸収長 400cm のシミュレーションの  
データをフィットして得られた傾きの分布 データを使って見積もった吸収長の分布

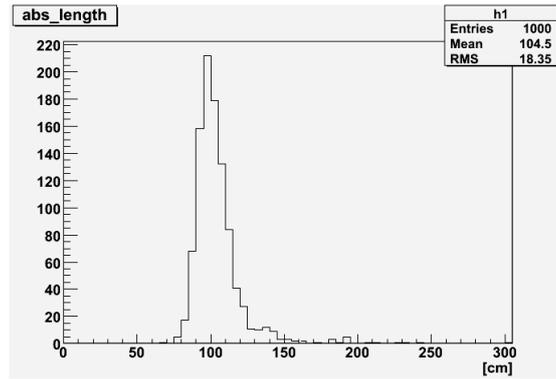


図 5.9: 吸収長 100cm のシミュレーションのデータを使って見積もった吸収長の分布

## 5.6 宇宙線のパスの再構成

宇宙線を用いる場合、実際はシミュレーションの場合とは違い入射点と射出点は正確には分からないため、光量の分布から宇宙線の通った経路を再構成しなければならない。

宇宙線はほぼ直線上の線光源となるが、これを 10 等分して 9 個の点光源があると考え、点光源のからの距離を  $r$ 、光源と光電子増倍管を結んだ線と光電面がなす角度を  $\theta$ 、散乱長を  $\lambda_{sca}$  として、各光電子増倍管の受け取る光量が  $\sum \sin \theta e^{-r/\lambda_{sca}}/r^2$  に比例した量に近くなるように  $\chi^2 = \sum (a \sum \sin \theta e^{-r/\lambda_{sca}} - npho[i])^2$  が最小になる入射点と射出点を最急降下法で求めた。入射点ではずれは 0.5cm、あるいは 1cm 以内に収まっており、射出点でも 1cm から 2cm の間に収まっている。フィッティングは同じ経路を通る宇宙線に対して行なったが、フィッティングの結果の中心値が実際の値から少しずれている。入射点と射出点は、このとき、検出器の中心から少しずれたところにしてしたが、フィッティングによって出た値は検出器の中心の方へ引っ張られていた。フィッティングは光量が非常に多い光電子増倍管以外は全てを使って行なっていたので、宇宙線が通った経路から遠い光量の少ない光電子増倍管をフィッティングに使わないようにすればもう少し精度が良くなるかもしれない。

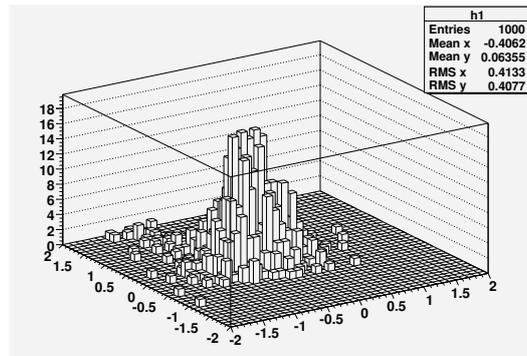


図 5.10: フィッティングで出した入射点と実際の入射点とのずれ

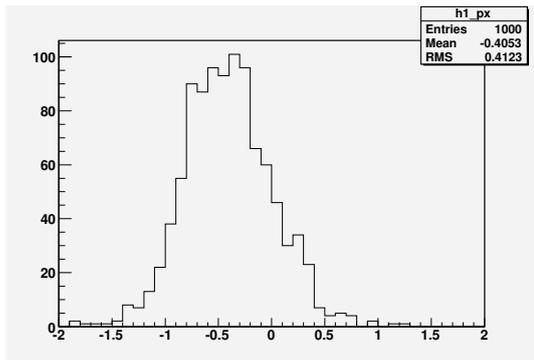


図 5.11: 図 5.10 の片方の軸への投影

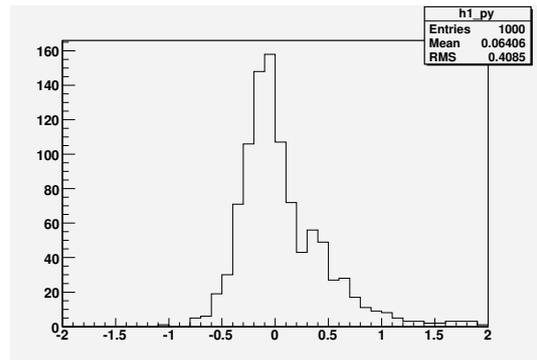


図 5.12: 図 5.10 のもう片方の軸への投影

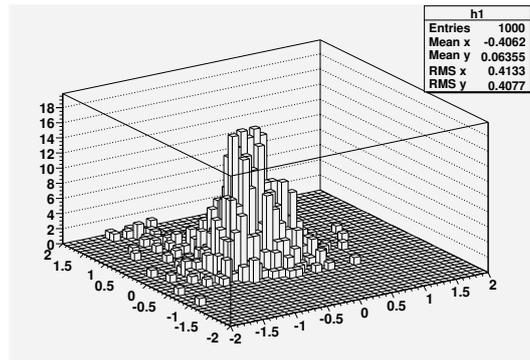


図 5.13: フィッティングで出した射出点と実際の射出点とのずれ

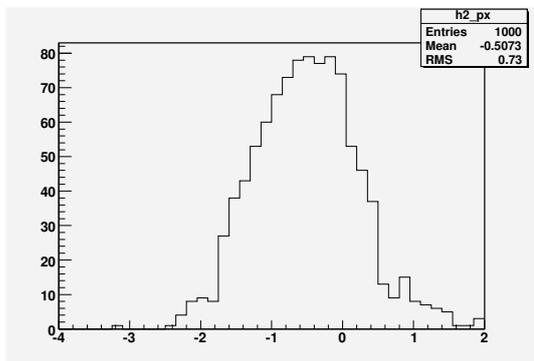


図 5.14: 図 5.13 の片方の軸への投影

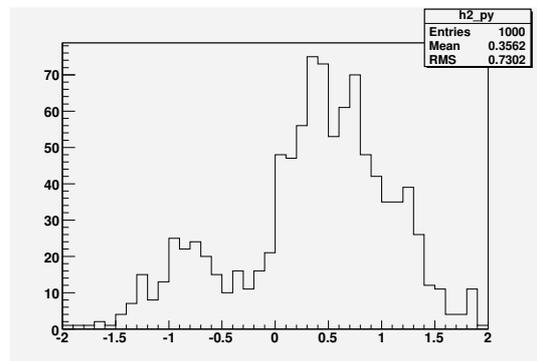


図 5.15: 図 5.13 のもう片方の軸への投影

## 5.7 入射点と射出点をガウス分布で振った場合

ここまでは入射点と出社点が完全に分かった状態での解析だったが、次に、入射点と射出点をガウス分布で振ったデータに対してその中心値のパスを宇宙線が通ったとしたときの  $x$  と、吸収長が無限のときの平均光量を使って吸収長を出してみた。ここでは壁面での反

射はないとしている。 $\sigma = 1\text{cm}$  としたときを図 5.16、 $\sigma = 3\text{cm}$  としたときを図 5.17 に示す。

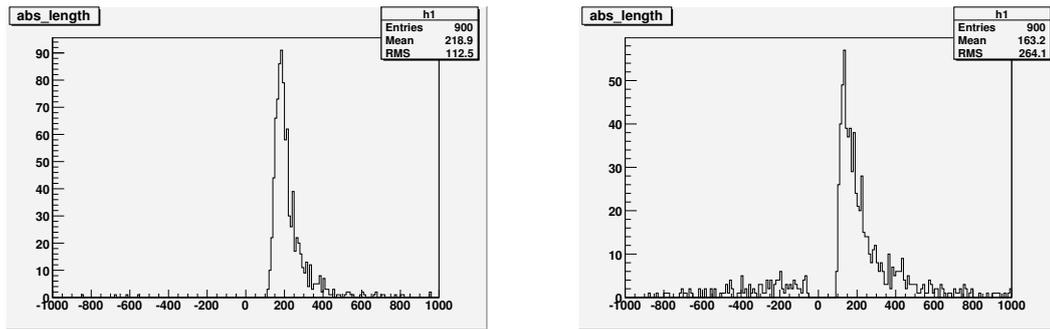


図 5.16: 吸収長 200cm で  $\sigma = 1\text{cm}$  で入射点と射出点を振ったシミュレーションから出した吸収長  
 図 5.17: 吸収長 200cm で  $\sigma = 3\text{cm}$  で入射点と射出点を振ったシミュレーションから出した吸収長

## 5.8 実データの解析

次にプロトタイプ検出器で宇宙線を観測した実際のイベントでこの方法を行なった。手順としては、まず 1event ごと光量分布から宇宙線の経路を再構成し、得られたそれぞれの経路でシミュレーションを走らせて、吸収長を求める。数イベントについて吸収長を求めた。結果の一つを図 5.18 に示す。使った実際のデータは十分に純化を行なった後のデータであり、 $\alpha$  線のデータを使った解析から、数 m の吸収長があると思われるときのデータであったが、調べたイベントでは全て傾きが大きく正になっており、宇宙線が通った経路から離れた光電子増倍管の光量がシミュレーションでは実際より少なく出ていた。考えられる原因としては、宇宙線の通った経路の再構成の精度が良くない事、光電子増倍管のゲインや量子効率の見積もりの精度によって、ADC の情報から入射講師数を割り出すときに誤差が出てしまったかもしれない事、シミュレーションに入れるパラメーターの調整が完全ではない事が考えられる。

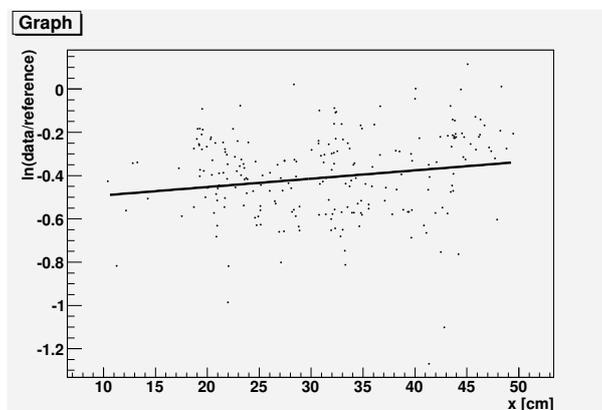


図 5.18: 実験データに対して壁での反射を入れないシミュレーションを使ったプロット

## 5.9 今後の課題

宇宙線のイベントモードが、プロトタイプ検出器のシミュレーションではすぐに使える状態であったので、今回はプロトタイプ検出器のシミュレーションで調べたが、実機では検出器がプロトタイプと違い特殊な形状をしているので、実機でシミュレーションを走らせて、この方法が使えるかを調べなければならない。

吸収長が長いとき、これを正確に見積もる場合には、光が通る距離によって、光量が減少する微妙な変化を見なければいけないため、シミュレーションで得られる光量の分布が正確でなければ私の方法では吸収長を正確に見積もることは難しい。シミュレーションを実験のデータを解析するために使うにはまだまだシミュレーションに入れる様々なパラメータを調節する必要がある。また、誤差を全く考慮していないため、正しい解析とはいえ、この点も考えなければならない。さらに、精度を高めるために、複数のイベントをとったとき、それらをどのようにして組み合わせるのかも考える必要がある。宇宙線が通る経路が同じ場合でも、宇宙線の落とす全エネルギーは、ランダウ分布で広がるため、複数のイベントをそのまま一つのグラフに重ねるだけではあまり良くなさそうである。また、今回私が考えた方法はシミュレーションに大きく依存した方法であり、もっと良い方法について研究していく必要がある。

そして、宇宙線の経路を再構成する方法だが、現段階では、まだまだ改善の余地がある。

今回考えた方法では、宇宙線の通った経路がどのようなであれ、とりあえず吸収長を見積もれる方法だが、実際にデータを取るときには、トリガーについても考えなければならないため、どのような経路を通ったときに精度良く吸収長を見積もれるのかなど、トリガーの取り方と合わせて考えていかなければならない。

## 参考文献

- [1] T.Mori et al., Research Proposal to PSI(1999)
- [2] R.R. Crittenden, et al., Phys. Rev. 121 (1961) 1823-1832
- [3] W. Bertl, et al., Nucl. Phys. B 260 (1985) 1-31
- [4] S.M. Bilenkey et al., Phys. Lett. B 67 (1977) 309-312
- [5] T.P. Cheng, L.F. Li, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1908-1911
- [6] A. Van der Schaaf et al., Nucl. Phys. A 340 (1980) 249
- [7] J.D. Bowman et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 556
- [8] R.D. Bolton et al., Phys. Rev. D 38(1988) 2077
- [9] M.L.Brooks, et al., Phys. Rev. Lett. 83(1999) 1521-1524
- [10] MEG technical note TN015, June 2002.  
(available at <http://meg.psi.ch/docs/index.html>)
- [11] S. Ritt, Nucl. Instr. and Meth. A 420 (1999) 264
- [12] T. Haruyama, et al., KEK preprint 2005-64
- [13] L.M. Barkov et al., Nucl. Instr. and Meth. A 379 (1996) 482
- [14] V.N. Solovov, V. Chepel et al., Nucl. Instr. and Meth. A 516 (2004) 462
- [15] G.M. Seidel et al., Nucl. Instr. and Meth A 489 (2002) 189
- [16] Particle Data Book
- [17] J. Jortner et al., J. Chem. Phys. 42(1965) 4250
- [18] N. Schwenter, E.-E. Koch and J. Jortner, "Electronic Excitations in Condensed Rare Gases", Springer-Verlag, Berlin 1985
- [19] T. Doke, Portugal Phys. 12 (1981) 9
- [20] A. Braem et al., Nucl. Instr. and Meth. A 320 (1992) 228
- [21] V.Y.Chepel et al., Nucl. Instr. and Meth. A 349 (1994) 500
- [22] N. Ishida et al., Nucl. Instr. and Meth. A 384 (1997) 380

- [23] G.M. Seidel et al., Nucl. Instr. and Meth A 489 (2002) 189
- [24] MONO TORR PS15 Series, SAES Pure Gas, Inc. 4175 Santa Fe Road San Luis Obispo, California, 93401 USA
- [25] Oxisorb, Messer Griesheim GmbH, Dusseldorf, Germany
- [26] K.Ozone, et al., Nucl. Instru. and Meth. A545(2005) 753-764
- [27] S. Mihara, et al., Cryogenics 44 (2004) 223-228
- [28] Satoshi Mihara, et al., 低温工学 (J. Cryo. Soc. Jpn.) Vol.40 No.12 (2005) 571-577
- [29] Y. Hisamatsu, et al., JPS 2004 autumn meeting  
(available at <http://meg.web.psi.ch/docs/index.html>)
- [30] T. Iwamoto, et al., JPS 2004 autumn meeting  
(available at <http://meg.web.psi.ch/docs/index.html>)
- [31] Data sheet of NEC Zener diode  
(available at <http://www.necel.com/nesdis/image/D11444EJ5V0DS00.pdf>)
- [32] Measured by Y. Hisamatsu
- [33] A. Yamaguchi, et al., JPS 2004 autumn meeting  
(available at <http://meg.web.psi.ch/docs/index.html>)
- [34] Tanihara, C. SPIE, 3765, 645, 1999.
- [35] 西口創、修士論文 (2001)
- [36] 澤田龍、修士論文 (2002)
- [37] 三橋利也、修士論文 (2003)
- [38] 久松康子、修士論文 (2005)
- [39] 小曾根健嗣、博士論文 (2005)
- [40] Giovanni Signorelli, Ph.D. Thesis

# 目次

2.1	標準理論での $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラムの例 . . . . .	4
2.2	SUSY を仮定したときの $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラムの例 . . .	5
2.3	$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊 (左) とプロンプトバックグラウンド (中)、アクシデンタルバックグラウンド (右) . . . . .	6
3.1	PSI の実験ホール . . . . .	9
3.2	リングサイクロトロン . . . . .	10
3.3	COBRA マグネットに入射するまでの MEG ビームラインの概念図 . . . . .	10
3.4	MEG 実験の検出器の概略図 . . . . .	11
3.5	MEG 実験の検出器の断面図 . . . . .	12
3.6	COBRA マグネット . . . . .	13
3.7	flat-wise の巻き方と edge-wise の巻き方 . . . . .	14
3.8	勾配磁場により、 $e^+$ が素早く掃き出される様子。左図が、通常の一様磁場。右図が COBRA マグネット . . . . .	16
3.9	勾配磁場により、 $e^+$ の回転半径が放出角によらず、一定になる様子。左図が、通常の一様磁場。右図が COBRA マグネット . . . . .	16
3.10	超伝導ケーブルの断面図 . . . . .	16
3.11	16 セクターのドリフトチェンバー。図では 6 セクター描かれている。 . . . .	17
3.12	ドリフトチェンバーのセル構造の断面図 . . . . .	18
3.13	ドリフトチェンバーの 1 セクターを横から見た概念図 . . . . .	18
3.14	バーニアパッドの構造 . . . . .	18
3.15	タイミングカウンターの概念図 . . . . .	19
3.16	液体 Xe 検出器の断面図 . . . . .	20
3.17	液体 Xe の相図 . . . . .	23
3.18	プロトタイプ検出器の断面図 . . . . .	24
3.19	プロトタイプ検出器での光電子増倍管の配置 . . . . .	24
3.20	Xe の励起光のスペクトルと 1ppm 含まれていたときの水と酸素の吸収係数 . . . . .	25
3.21	Xe の気相での循環純化システム . . . . .	26
3.22	純化によって光量が増えていった様子 . . . . .	26
3.23	Xe の液相での循環純化システム . . . . .	27
3.24	メタルチャンネルダイノードの構造と光電子の増幅過程 . . . . .	29
3.25	液体 Xe 検出器の光電子増倍管 . . . . .	30
3.26	液体 Xe 検出器のための光電子増倍管の電圧分割回路 . . . . .	30
4.1	入射光のないときの電流の様子 . . . . .	31
4.2	高レート of 光の入射時の電流の様子 . . . . .	31

4.3	トランジスタを使った アクティブ型デバイダ回路	32
4.4	ツェナーダイオード を使用した電圧分割回路	32
4.5	複数高圧電源方式 (ブースタ方式)	32
4.6	高レート光に対応する為にツェナーダイオードを組み込んだ電圧分割回路の案	33
4.7	VI 特性測定時の回路	34
4.8	RD68S の室温での VI 特性	34
4.9	RD68S の液体窒素温度での VI 特性	34
4.10	スタイクキャストで固めた基板とツェナーダイオード	35
4.11	冷却方法の概念図	35
4.12	ICF 配管の冷却セット	36
4.13	ICF 配管の冷却セットの概念図	36
4.14	ノイズ測定時の回路	36
4.15	液体 Xe の温度でのノイズ	36
4.16	ツェナーダイオードのノイズについて調べたときの回路	37
4.17	~165K、R=2M $\Omega$ 、5 $\mu$ A の時のノイズ	38
4.18	~165K、R=2M $\Omega$ 、10 $\mu$ A の時のノイズ	38
4.19	~165K、R=2M $\Omega$ 、20 $\mu$ A の時のノイズ	38
4.20	~165K、R=1M $\Omega$ 、20 $\mu$ A の時のノイズ	39
4.21	~165K、R=2M $\Omega$ 、20 $\mu$ A の時のノイズ	39
4.22	~165K、R=1M $\Omega$ 、C=0.1 $\mu$ A、20 $\mu$ A の時のノイズ	39
4.23	常温、R=100k $\Omega$ 、20 $\mu$ A の時のノイズ	40
4.24	常温、R=610k $\Omega$ 、20 $\mu$ A の時のノイズ	40
4.25	常温、R=2M $\Omega$ 、20 $\mu$ A の時のノイズ	40
4.26	常温、R=2M $\Omega$ 、C=0.1 $\mu$ F、20 $\mu$ A の時のノイズ	40
4.27	常温、R=1M $\Omega$ 、5 $\mu$ A の時のノイズ	41
4.28	常温、R=1M $\Omega$ 、10 $\mu$ A の時のノイズ	41
4.29	常温、R=1M $\Omega$ 、50 $\mu$ A の時のノイズ	41
4.30	常温、R=1M $\Omega$ 、100 $\mu$ A の時のノイズ	41
4.31	ツェナーダイオードのノイズの個体差	42
4.32	横軸にノイズの波高 [V] をとったヒストグラム	43
4.33	図 4.6 の電圧分割回路をつけた光電子増倍管の出力に観測されたノイズ [32]	45
4.34	ツェナーダイオードを組み込んだ光電子増倍管とツェナーダイオードを組み 込んでいない光電子増倍管の pedestal [32]	46
4.35	通常の RC ローパスフィルター	47
4.36	電圧分割回路に組み込める形のローパスフィルター	47
4.37	ツェナーダイオードとローパスフィルターの入った電圧分割回路	47
4.38	ツェナーダイオードのみを組み込んだ光電子増倍管とツェナーダイオードと ローパスフィルターを組み込んだ光電子増倍管の pedestal [32]	48

4.39 ツェナーダイオードとローパスフィルターを組み込んだ光電子増倍管とツェ ナーダイオードを組み込んでいない光電子増倍管のレート特性 [32] . . . . .	49
5.1 $\alpha$ 線での吸収長測定のプロット . . . . .	52
5.2 吸収長が 200cm と 400cm のときの平均的な距離の関係 . . . . .	53
5.3 吸収長が 100cm と 400cm のときの平均的な距離の関係 . . . . .	53
5.4 宇宙線のシミュレーションで吸収長を求めるためのプロット . . . . .	54
5.5 吸収長 200cm のシミュレーションのデータをフィットして得られた傾きの分布	54
5.6 吸収長 200cm のシミュレーションのデータを使って見積もった吸収長の分布	54
5.7 吸収長 400cm のシミュレーションのデータをフィットして得られた傾きの分布	54
5.8 吸収長 400cm のシミュレーションのデータを使って見積もった吸収長の分布	54
5.9 吸収長 100cm のシミュレーションのデータを使って見積もった吸収長の分布	55
5.10 フィッティングで出した入射点と実際の入射点とのずれ . . . . .	55
5.11 図 5.10 の片方の軸への投影 . . . . .	56
5.12 図 5.10 のもう片方の軸への投影 . . . . .	56
5.13 フィッティングで出した射出点と実際の射出点とのずれ . . . . .	56
5.14 図 5.13 の片方の軸への投影 . . . . .	56
5.15 図 5.13 のもう片方の軸への投影 . . . . .	56
5.16 吸収長 200cm で $\sigma = 1\text{cm}$ で入射点と射出点を振ったシミュレーションから 出した吸収長 . . . . .	57
5.17 吸収長 200cm で $\sigma = 3\text{cm}$ で入射点と射出点を振ったシミュレーションから 出した吸収長 . . . . .	57
5.18 実験データに対して壁での反射を入れないシミュレーションを使ったプロット	57

# 表 目 次

2.1	$\mu$ 粒子の崩壊モードとその分岐比 . . . . .	3
2.2	レプトン数とそれぞれのレプトンの関係 . . . . .	4
2.3	過去の $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験と分岐比の実験上限値 . . . . .	6
3.1	$\pi E5$ ビームチャンネルの主な仕様 . . . . .	8
3.2	COBRA 電磁石の主な仕様 . . . . .	14
3.3	超伝導ケーブルの仕様 . . . . .	15
3.4	液体 Xe の諸特性 . . . . .	22
3.5	液体 Xe 検出器の光電子増倍管の特性 . . . . .	29
4.1	RD68S と RD82S の仕様 ( $T_A = 25 \pm 2^\circ\text{C}$ ) . . . . .	34

## 謝辞

まず始めに、MEG 実験に参加する機会を与えてくださった私の指導教官である森俊則教授にお礼を申し上げたいと思います。森俊則教授には、適切なお指導、数々のご助言をいただきました。感謝いたします。

光電子増倍管の開発のための実験では、三原智氏にご指導いただきました。小曾根健嗣氏、難波俊雄氏には、低温で実験するための技術を学び、両氏や南條創氏、井上慶純氏からは、様々な助言をいただきました。ツェナーダイードを使用する方法に関し、実際に光電子増倍管を使った実験は久松康子氏によるものです。氏の方なくしては、ツェナーダイードを使用する方法は成功しなかったでしょう。

宇宙線を用いた吸収長の測定に関する研究では、山田秀衛氏にモンテカルロシミュレーションについて丁寧にご指導いただきました。また、澤田龍氏、西口創氏からは、様々なご助言をいただきました。

岩本敏幸氏には研究生活の中で貴重な意見や鋭い指摘をしていただきました。研究生活をともにした内山雄祐氏、西村康宏氏、森田裕一氏には様々な協力をしていただきました。大谷航氏には暖かくご指導いただき、適切なお助言をいただきました。三原智氏には本稿を書くにあたって様々なご助言をいただきました。

研究するにあたって私を支えていただいた皆様に感謝いたします。

最後に、これまで私を支えてくれ、大学院で勉強をする機会を与えてくださった家族に感謝いたします。