修士学位論文
$\mu \to e\gamma$ 探索実験用液体 Xe カロリメータ試作器の製作

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
駒宮幸男研究室所属

76139
宮澤 俊之

1 月

概 要

標準理論を超える新しい物理として考えられる超対称性理論の枠組では、レプトンフレーバーの保存を破るような、μ^+ 粒子の稀崩壊である $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ の存在が示唆されている。それによると、$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ は、通常の μ^+ 粒子の崩壊である $\mu^+ \to e^+ + \overline{\nu_e} + \nu_\mu$ に対し分岐比にして $10^{-13} \sim 10^{-14}$ 程度で起こると考えられている。

現在、スイス国立 PSI 研究所が所有している、3×10^8(muons/sec) の大強度の μ^+ ビームを使用した新しい $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験が考えられており、γ 線のエネルギーと位置とを非常に高い精度で検出でき、バックグラウンドとの識別を可能とする検出器の候補として液体 Xe が検討されている。液体 Xe は密度が高く ($3 g/cm^3$)、放射線検出効率が高い媒体であり、シンチレーション発光の時間応答も速いので、有力な候補としてあがっている。

本研究では、液体 Xe を用いた γ 線カロリメータ試作器を製作し、この検出器が $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索の本実験でも使用可能であるか考察を加えていく。具体的な実験としては、液体 Xe の周囲を浜松フォトニクスと協同で開発した、低温下でも真空紫外光に感度を持つ光電子増倍管 (R6041Q) で取り囲むことで、γ 線によるシンチレーション光を観測した。実験では 320 ~ 1835 keV の γ 線線源を使用し、それを液体 Xe 中や、外部から照射することでシンチレーション光を直接測定した。これらのエネルギー領域でのエネルギー分解能・位置分解能を測定し、$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊によって生成される 52.8MeV の γ 線に対する分解能を算出したところ、エネルギー分解能にして 1%、位置分解能にして 3mm 以下の精度を有した非常に優秀な検出器であることが分かった。

目 次

第 1 章　序論 **3**

1.1　標準理論と保存則 3
1.2　レプトンフレーバの保存の破れ 4
1.3　超対称標準理論 4
1.4　超対称性の破れとレプトンフレーバーの保存の破れ 6

第 2 章　液体 Xe 検出器 **8**

2.1　$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ 探索実験 8
2.2　液体 Xe と NaI(Tℓ) の比較 9
2.3　γ 線の相互作用 13
2.3.1　光電吸収過程 14
2.3.2　コンプトン散乱過程 14
2.3.3　電子対生成 14
2.4　シンチレータとしての液体 Xe 15

第 3 章　実験 **17**

3.1　セットアップ 17
3.1.1　液体 Xe γ 線カロリメータ 17
3.1.2　Xe の液化 20
3.2　光電子増倍管 (浜松 R6041Q) 22
3.2.1　浜松 R6041Q の特徴 22
3.2.2　ブリーダ回路 26
3.2.3　低温下での PMT 動作 28
3.2.4　線源位置の設定 31
3.2.5　トリガーの設定 32
3.3　データ収集 34
3.3.1　データ収集用回路 34

第 4 章　実験の結果とそのまとめ **36**

4.1　データ解析 36
4.1.1　α 線イベントと γ 線イベントの識別 36
4.1.2　各 PMT 間のゲインと量子効率の補正 39
4.1.3　バックグラウンド 40
4.1.4　γ 線のエネルギー分解能 41
4.1.5　γ 線の位置分解能 51

第 5 章　まとめと今後の展望 **56**
5.1　検出器の性能 56
5.1.1　エネルギー分解能 56
5.1.2　位置分解能 58
5.2　まとめと将来の計画 60
5.2.1　液体キセノン γ 線カロリメータおよび PMT の改良 60
5.2.2　$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験にむけて 60

付 録 A SUMMODULE 回路図 **61**

第1章　序論

1.1　標準理論と保存則

素粒子物理の発展の中で保存則や対称性は大きな役割を果たしてきた。保存則とその破れのパターンを調べることにより、その時代の素粒子物理にとって未知であった相互作用についての貴重な情報を得ることが出来た。1970 年代以降の様々な理論的進展と実験的発見によって、現在の素粒子物理はクォーク、レプトンのゲージ理論として統一的に理解することが可能となった。この理論は素粒子標準理論と呼ばれているが、現在の素粒子物理の課題は、この標準理論を実験的に確立するとともに、より高いエネルギースケールで成立すると思われる標準理論を超える新しい物理について探ることであり、対称性や保存則の破れを調べることは、有効な方法の一つである。

まず標準理論について簡単にまとめると、標準理論には物質場として三世代分のスピン 1/2 のクォーク、レプトンが含まれている。クォークやレプトン間の相互作用はゲージ粒子と呼ばれるスピン 1 の粒子の吸収、放出によって引き起こされる。標準理論には $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ の三つのゲージ群に対応してそれぞれのゲージ粒子が導入されている。このうち $SU(3)$ 群はクォークを原子核中に閉じ込める強い相互作用に対応し、そのゲージ粒子はグルーオンと呼ばれる。$SU(2) \times U(1)$ 群は電磁相互作用と原子核の β 崩壊を引き起こす弱い相互作用に対応し、これらを合わせて電弱相互作用と呼ぶ。そのゲージ粒子は、弱い相互作用を媒介する質量が約 80GeV の $\mathrm{W}^{\pm}$ 粒子と約 91GeV の Z^0 粒子、電磁相互作用を媒介する質量 0 の光子である。これ以外に標準理論には自発的対称性の破れを引き起こし $\mathrm{W}^{\pm}$ や Z^0 粒子に質量を与えるための Higgs 場が含まれている。Higgs 場の詳細はまだ実験的には検証されていないが、標準理論の最も単純な形では Higgs 場の自由度のうち一つは中性スカラー粒子として現れることが知られており、この Higgs 粒子を発見することが標準理論の確立のために残された最も重要な実験的課題である。一方、クォークやレプトンの質量も Higgs 場との相互作用によって生じている。つまり、クォークやレプトンは Higgs 場を吸収、放出する湯川相互作用を行なっているが、電弱対称性の自発的破れが起こると、この相互作用を通じてクォーク、レプトンに質量が生じることになる。

標準理論ではどのような保存則が成り立っているか考えると、電荷、バリオン数、レプトン数があげられる。一方、バリオン数はそれぞれのクォークに $+1/3$、その反粒子に $-1/3$、レプトン数はそれぞれのレプトンに $+1$、その反粒子に -1 と定義される量である。標準理論の相互作用には、クォークをクォークに転換したり、レプトンをレプトンに転換する相互作用は含まれていても、クォークをレプトンに転換する相互作用は含まれていない。つまり、バリオン数やレプトン数は基本的相互作用の段階で保存されているため、標準理論ではバリオン数やレプトン数保存の破れは起こらない。例えば

$$\mathrm{K}^+ \to \mu^+ + \nu_\mu + \pi^0$$

のような崩壊においては、崩壊前のバリオン数、レプトン数は、それぞれ 0、0 であり崩壊後のそれらは、バリオン数はないので 0、レプトン数は μ で $+1$、ν_μ で -1 となるので合わせて 0 となる。これによりバリオン数、レプトン数は崩壊の前後で保存されている。

1.2 レプトンフレーバの保存の破れ

前節で述べたような保存則以外にも、標準理論では総レプトン数ばかりでなく世代別にレプトン数が保存される。これをレプトンフレーバーの保存と呼ぶ。つまり、e^- と ν_e に電子レプトン数を $+1$、μ^- と ν_μ にミューオンレプトン数を $+1$、τ^- と ν_τ にタウオンレプトン数を $+1$ とし、それぞれの反粒子にそれぞれのレプトン数を -1 と定義すると、素粒子反応の前後ではそれぞれのレプトン数が独立に保存される。例えば、ミューオンの主要な崩壊過程である

$$\mu^+ \to e^+ + \overline{\nu_\mu} + \nu_e$$

に関して、この崩壊の前後ではミューオンレプトン数は μ^+、$\overline{\nu_\mu}$ がそれぞれ -1 で保存され、また電子レプトン数は e^+ が -1、ν_e が $+1$ なのでゼロのまま変わらない。もしレプトンフレーバー保存の破れがあるとすると、例えば

$$\mu^+ \to e^+ + \gamma$$

という崩壊も許される。ミューオンレプトン数が -1 の状態が電子レプトン数 -1 に変わるために、この場合には総レプトン数は保存されるが世代別レプトン数は保存されない。

一方、クォークに関してはバリオン数は世代別には保存されない。実際、K^+ 中間子の崩壊では第二世代のストレンジクォークが第一世代のアップクォークに変換されている。これは K^+ 中のストレンジクォークがアップクォークに変わり、それにより K^+ が π^0 へと変わる。

このようなクォークとレプトンでのフレーバーの変化の違いは、標準理論ではニュートリノが質量を持たないことと関連している。前述のようにクォーク、レプトンはゲージ粒子とゲージ相互作用、Higgs 場と湯川相互作用をするが、このうちゲージ相互作用は世代を区別しない。例えば e, μ, τ と光子の相互作用は同じ結合定数で与えられ、クォークにおいても同様である。この性質はゲージ対称性によって保証されている。それに対し、湯川相互作用は同じ世代のクォーク間をつなぐばかりでなく、別の世代間をつなぐ相互作用もあり得る。ただし、適当なユニタリー変換をすることにより、湯川相互作用の一部は対角化することが出来る。この際、ゲージ相互作用はその相互作用の普遍性により変更されない。クォークは電荷 $+2/3$ と $-1/3$ のクォークに質量を与える二種類の湯川相互作用を持ち、このうち一方の湯川相互作用はユニタリー変換の自由度によって対角化することができるが、もう一方は同時には対角化できない。そのため、クォークの湯川相互作用にフレーバーの混合が残ってしまう。それに対して、レプトンの場合には適当なユニタリー変換により湯川相互作用の非対角部分をすべて除いてしまうことができる。これは、最も単純な標準理論ではニュートリノが質量ゼロであることを仮定しているので、湯川相互作用は一種類しかないからである。そのためレプトンに関する相互作用は必ず同じ世代間で変換が起き、レプトンフレーバーを変えるような相互作用は標準理論にはでてこない。

しかし、最近では標準理論を超える理論として超対称性を導入した超対称標準模型が考えられており、この模型ではレプトンフレーバーの破れが自然に導入される。

1.3 超対称標準理論

超対称性とは、スピン 0、1、2 の Bose 統計に従う粒子と、スピン 1/2、3/2 の Fermi 統計に従う粒子との間の対称性のことであり、1970 年代に場の理論の模型として導入された。この対称性が標準理論や大統一理論に存在する階層性の問題との関連から多くの人に議論されはじめたのは、1980 年代になってからである。

現在、標準理論は様々な角度から実験的に検証されており、100GeV 程度のエネルギースケールでは良く成り立っていることがわかっている。しかし標準理論には Planck スケールという 10^{19}GeV 程度の理論の限界のエネルギースケールが存在する。Planck スケールは、標準理論では考慮されていない重力相互作用がほかのゲージ相互作用と同程度の強さになると考えられるエネルギースケールであり、これを超えると標準理論は超弦理論のような重力を含む統一理論によって置き換えられるものと考えられている。また、Planck スケールより数桁下のエネルギースケールで、標準理論の三つのゲージ相互作用が一つの相互作用によって統一されるという大統一理論が成立している可能性もある。図 1.1 に超対称性を考慮にいれた理論における、相互作用の統一をあらわした図を示す。ここで α_1^{-1}、α_2^{-1}、α_3^{-1} はそれぞれ、電磁力、弱い力、強い力をあらわし、10^{16} GeV のエネルギースケールで、α_1^{-1},α_2^{-1}, α_3^{-1} の 3 つの力が統一されることが分かる。

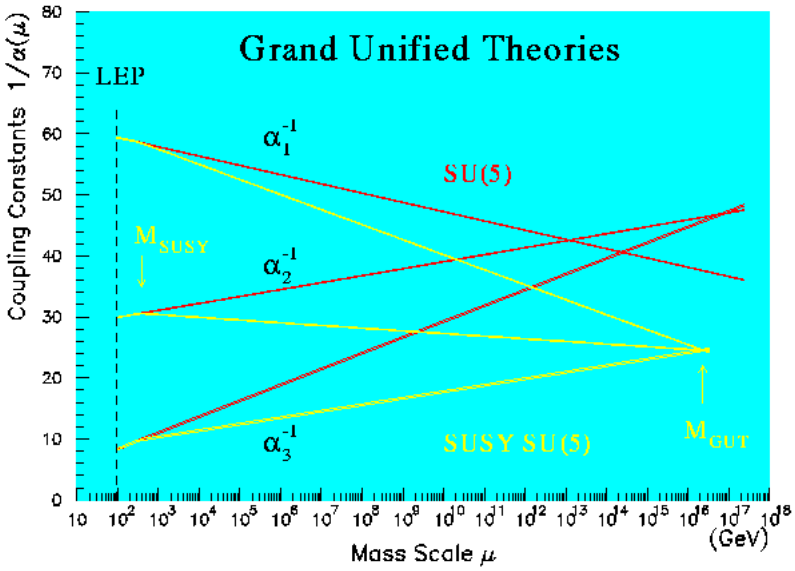


図 1.1: 超対称性を入れた理論での 10^{16}GeV 程度における相互作用の統一。

このように、もし重力との統一理論や大統一理論が正しいとすると、標準理論が Planck スケールの近くまで 14 桁以上のエネルギー領域にわたってそのまま変更を受けずに成立していると考えられる。ところがこのエネルギースケールの階層性は、現在の場の理論の知識では非常に不自然なパラメータの微調整の結果としてしか実現出来ないと考えられており、これを標準理論に存在する「階層性の問題」と呼んでいる。より基本的な理論が統一のエネルギースケールにあるとすると、標準理論に現れる粒子の質量はほとんど 0 となることを保証するような対称性を導入する必要があり、Higgs 粒子がより基本的な粒子の複合状態からなっているのではなく、Planck スケールまで基本粒子として振舞うと考えた場合、このような役割を果たすことができる対称性としては超対称性が唯一知られたものである。そのため 1980 年代初頭から標準理論や大統一理論を超対称化した模型が考えられてきた。

超対称性はボソンとフェルミオンの対称性なので、超対称性を持つように標準理論を拡張すると、全ての粒子に対しスピンが 1/2 異なる超対称性を導入しなければならない。スピン 0 の Higgs 粒子の超対称粒子はスピン 1/2 のヒッグシーノ、スピン 1 のゲージ粒子の超対称粒子はスピン 1/2

のゲージーノ、スピン 1/2 のクォーク、レプトンの超対称粒子はスピン 0 のスカラークォーク、スカラーレプトンである。また超対称理論では、対称性を保つためには超対称粒子に関する新たな相互作用も導入しなければならない。例えば通常のゲージ相互作用に対応して、ゲージーノを吸収、放出することでクォーク、レプトンがスカラークォーク、スカラーレプトンに転換されるような相互作用が存在し、Higgs 場の湯川相互作用に対応して、クォーク、レプトンがヒッグシーノを吸収、放出することでスカラークォーク、スカラーレプトンに転換されるような相互作用も存在する。このように超対称性を持つように拡張した標準理論を超対称標準理論と呼ぶ [1]。

1.4 超対称性の破れとレプトンフレーバーの保存の破れ

もし超対称標準理論、あるいは超対称性大統一理論が正しいとすれば、数 100GeV 程度の質量の一群の超対称粒子が発見されるはずである。一方、直接超対称粒子を発見できなくても、量子補正を通じて様々な過程に超対称粒子の効果が現れる可能性がある。特にレプトンフレーバー保存の破れは超対称標準理論では期待できる効果であり、近い将来 $\mu \to e+\gamma$ などの過程で観測される可能性がある。

レプトンフレーバー保存の破れは、超対称理論のもう一つの重要な側面である超対称性の破れの問題と関連している。超対称性が厳密に成り立っているとすると、粒子とその超対称粒子は等しい質量を持つことが導かれる。しかし現実にはクォーク、レプトンと質量が等しいスカラークォーク、スカラーレプトンは存在しないので、超対称性は 100GeV 程度のエネルギースケールでは破れていなくてはならない。つまり超対称性の破れの効果によってスカラークォーク、スカラーレプトンはクォーク、レプトンと異なった質量を持つことができるわけである。特にスカラーレプトンに関しては、この新たに導入された質量行列がレプトンフレーバー保存則を破ることになる。例えば、レプトンはゲージーノとスカラーレプトンとの相互作用を持つ。超対称性が厳密に保たれている場合、この相互作用は通常のゲージ相互作用同様に相互作用の普遍性を持ち、レプトンフレーバー保存が破れることはない。しかし、超対称性の破れの結果としてスカラーレプトンがレプトンと無関係な質量を持つと、レプトンと Higgs 粒子との湯川相互作用を対角化してもスカラーレプトンの質量行列は同時に対角化できるとは限らない。もしスカラーレプトンの質量の固有状態においてこの相互作用をみると、異なるフレーバーを持つレプトンとスカラーレプトンの間をつなぐ相互作用が生じるので、レプトンフレーバー保存は破れてしまう。その結果として、$\mu \to e+\gamma$ のような反応が引き起こされる [2]。図 1.2 に $\mu \to e+\gamma$ の主要な崩壊のダイアグラムを記す。

そのような模型の一つにニュートリノに小さな質量を考える超対称標準理論がある。スーパーカミオカンデによって明らかにされたように、太陽ニュートリノや大気ニュートリノの問題は、ニュートリノ振動によるものであり、振動を起こすため標準理論に右巻きニュートリノを付け加え、シーソー機構によってニュートリノに小さな質量を与える模型が考えられている。この場合、右巻きニュートリノの質量は $10^{10} \sim 10^{14}$GeV 程度であり、このエネルギースケールの相互作用は一般にレプトンフレーバーの保存を破ることができる。しかし、大統一理論の場合と同様に、超対称性のない模型では $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ の分岐比は観測にかかる程の大きさにはならない。一方、超対称標準理論では、ニュートリノ振動を引き起こす相互作用は、近い将来実験で確かめられるぐらいの大きさのレプトンフレーバー非保存の起源にもなっている可能性がある [3]。したがって、レプトンフレーバー保存の破れの探索は、大統一理論や右巻きニュートリノの相互作用などの標準理論を超える物理の検証につながると言える [4]。

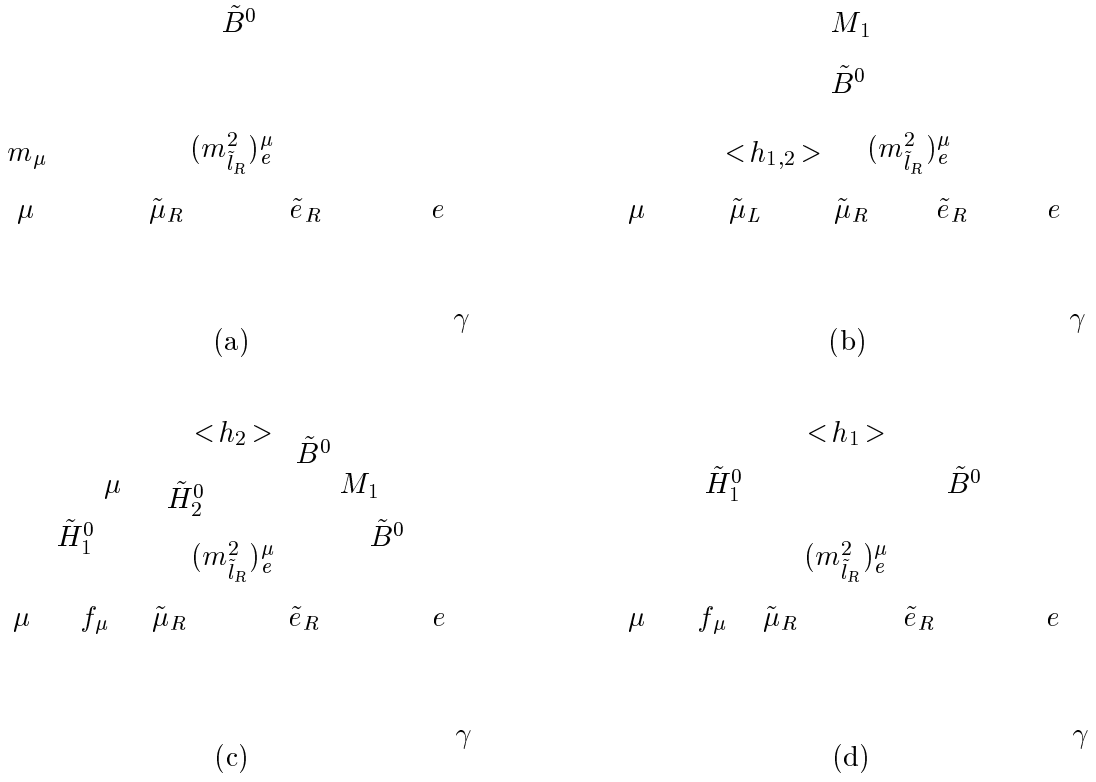


図 1.2: $\mu \rightarrow$e+γ 崩壊のダイアグラム。

第2章　液体Xe検出器

2.1　$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験

我々は前節で述べた $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊を探索する実験を、スイスの PSI の世界最大の強度を持つ μ^+ ビームを用いて行なうことが検討されている。現在までのところ MEGA 実験 [5] によって $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊の上限値が与えられており、通常の μ の崩壊である $\mu^+ \to e^+ + \overline{\nu_e} + \nu_\mu$ に対する分岐比にして 4.9×10^{-11} である。ターゲットに当て静止させた μ^+ が、$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ の過程によって二体に崩壊すると、e^+ と γ それぞれが μ^+ 粒子の質量の半分にあたる 52.8MeV のエネルギーを持って反対方向に飛んでゆくこととなる。そこでこの e^+ と γ のエネルギーと位置を精密に測定することができれば、主要なバックグラウンドとなる $\mu^+ \to e^+ + \overline{\nu_e} + \nu_\mu + \gamma$ を落すことが可能となり、$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊が起きた際には確実にバックグラウンドと識別することが可能となる。またこの際イベントのオーバーラップを減らすために速い時間応答を必要としている。

ここでイベントに対する感度 $S(\mu^+ \to e^+ + \gamma)$ が現在の $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊上限値を超えなければいけないのだが、いま感度を次式で与えられる。

$$S(\mu^+ \to e^+ + \gamma) = \frac{1}{N_\mu \cdot t \cdot (\Omega/4\pi)} \times \frac{1}{\epsilon_e \cdot \epsilon_\gamma \cdot \epsilon_{cut}} \tag{2.1}$$

各定数を N_μ^+ は μ^+ 粒子の停止頻度、t は測定時間、Ω は検出器の立体角、ϵ_e と ϵ_γ は電子、γ 線のそれぞれの検出効率、ϵ_{cut} はイベント選別の効率としたときに、以下の性能が達成されたとすると、期待される感度 S は

$N_\mu = 3 \times 10^8 s^{-1}$, t= 10^7s, $\Omega/4\pi = 0.1$, $\epsilon_e = 0.9$, $\epsilon_\gamma = 0.8$, $\epsilon_{cut} = 0.6$,

$$S = 0.8 \times 10^{-14}$$

となり、現在の実験で得られている上限値を 2~3 桁上回ることが可能となる。その反応の際に出てくる γ 線のエネルギー、位置を上の要求通りに測定する γ 線検出器を考案しているところであるが、検出器の大きさなどを入れたシュミレーションを行なうと、その結果 [6] として、52.8MeV の γ 線に対して以下の性能が必要であると言われている。

- エネルギー分解能 1%
- 位置分解能 $2 \sim 3mm$
- 速い時間応答 ~100nsec

2.2 液体 Xe と NaI(Tℓ) の比較

前節のように厳しい要求を満たす検出器として、YAP、BGO、NaI などのクリスタルを用いた γ 線カロリーメータが考えられている。しかし、NaI(Tℓ) は時間応答性が (数 100ns) と悪く、オーバーラップの影響が効いてくる。YAP の時間応答は速い (30ns,270ns) が大きなクリスタルを作ることが困難である。BGO も現在の技術ではクリスタルの大型化が難しく、また応答速度 (300ns) も遅い。これらの問題点に加えて、個々のクリスタルの均一性 (ユニフォーミティ) を上げることが現在の技術では困難であり、全体としてエネルギーを見た際に、十分な精度が得られないなどの問題があり、$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ 探索実験には適していないと考えられる。新たに上記の要求を備えた媒体として考えられるものに、液体 Xe がある。Xe は常温ではガスであり、これを約 160K 程度まで冷却すると、非常に密度が高く ($3g/cm^3$)、高い発光効率を有する液体となる。以下、液体 Xe と NaI(Tℓ) との比較を行なう。

発光効率については一般に W 値（光子一個をつくり出すのに要するエネルギー）によって代表される。液体 Xe については 23.7eV であり、NaI(Tℓ) については 17.2eV であり、発光効率が高いと言われている NaI(Tℓ) と同程度の発光量となる。表 2.1 に液体 Xe の諸特性をしるす [7]。

Atomic Number	54
Mass Number	131.29
Density	$3.00g/cm^3$
Boiling point	165K
Melting point	161K
Radiation length	27.7mm
Scintillation wave lemgth	175nm
Energy per scintillation photon	23.7eV
Decay time(recombination)	45ns
Decay time(Fast Components)	4.2ns
Decay time(Slow Components)	22ns
Scintillation absorption length	$>$ 1000mm
Attenuation length(through Rayleigh scattering)	300mm

表 2.1: 液体 Xe の諸特性。

次に、実際に ^{60}Co の γ 線源を用いて観測した液体 Xe のシンチレーション光による波形と NaI(Tℓ) による波形とを比較してみると以下の図 2.1 ようになる。これを見ると液体 Xe が NaI(Tℓ) に比べ非常に速い時間応答をすることが分かる。

また、$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ 探索実験のようにバックグラウンドとの識別を行なう検出器では、検出器自身に含まれている放射性同位体の性質もバックグラウンドに影響を与える。NaI(Tℓ) の放射性同位体については、表 2.3 のようであり、放射線強度の強い同位体が多くなっている。それに対して、液体 Xe は、表 2.2 のように、放射線同位元素の半減期が短いため放射線バックグラウンドが少なく、液体という性質を活かし、均質な検出器を大型化することも比較的容易であると言える。どちらも熱中性子の捕獲の反応断面積を用いて線強度を計算している。

これらは、液体 Xe を γ 線カロリメータの媒体として使用する際に非常に優れた点であるが、そ

核種	半減期	壊変形式	エネルギー (keV)	放射線強度
^{125m}Xe	57.0 sec	IT	140.8(γ)	0.85 Bq
			111.8(γ)	
^{125}Xe	16.9 hour	EC	243.4(γ)	5.1 Bq
			188.4(γ)	
^{127m}Xe	69.2 sec	IT	124.7(γ)	0.013 Bq
			172.4(γ)	
^{127}Xe	36.4 day	EC	375.0(γ)	0.10 Bq
			202.9(γ)	
^{129m}Xe	8.88 day	IT	39.58(γ)	0.03 Bq
			196.6(γ)	
^{131m}Xe	11.8 day	IT	163.9(γ)	0.6 Bq
^{133m}Xe	2.19 day	IT	233.2(γ)	0.43 Bq
^{133}Xe	5.24 day	β^-	346(β)	3.9 Bq
			81.0(γ)	
^{135m}Xe	15.3 min	IT	526.6(γ)	10.0 Bq
^{135}Xe	9.14 hour	β^-	910(β)	0.9 Bq
			249.8(γ)	
^{137}Xe	3.8 min	β^-	4170(β)	0.75 Bq
			3720(β)	
			455.5(γ)	

表 2.2: Xe の放射性同位体。

の一方で Xe の純化や冷却のシステム作成に手間がかかり、また γ 線が入射する面の強度を保ったまま、物質量を減らさなければ、γ 線の入射効率が極端に落ちてしまう問題があるなど、改善すべき点はあるがこれは技術的に解決可能であると考えられ、液体 Xe は $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ 探索実験には最適な検出器であると言える。実際の実験では図 2.2 のように、γ 線が液体 Xe 中で出すシンチレーション光を、周囲全面を覆った光電子増倍管 (以下 PMT と記す) で直接測定する方法で行なうことを検討している。PMT で直接測定をすることによって PMT の光電面に到達するシンチレーション光の収量を最大限に増やすことができ、エネルギー分解能、位置分解能の向上が期待される。そこで、我々は $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ 探索実験の準備実験として、32 本の PMT を用意し、それらを液体 Xe の中に完全に浸して、直接シンチレーション光を観測することで、液体 Xe からのシンチレーション光および低温下での PMT の性能評価を行なった。

核種	半減期	壊変形式	エネルギー (keV)	放射線強度
^{24}Na	15.0 hour	β^-	1390(β)	14.9 Bq
			1370(γ)	
			2750(γ)	
^{128}I	25.0 min	β^-(93%)	2120(β)	174.4 Bq
			1680(β)	
			1510(β)	
			442.9(γ)	
			526.6(γ)	
		EC (6.9%)	743.2(γ)	

表 2.3: NaI の放射性同位体。

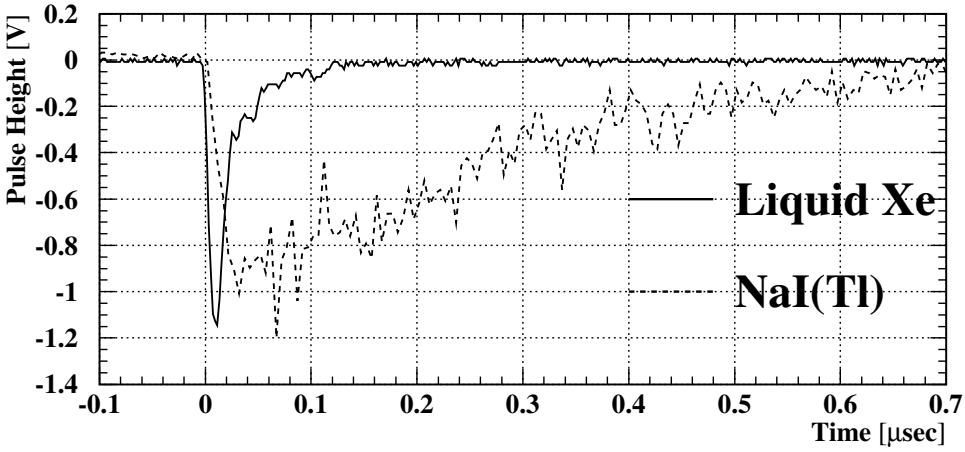


図 2.1: 液体 Xe と NaI(Tl) の γ 線に対する応答。

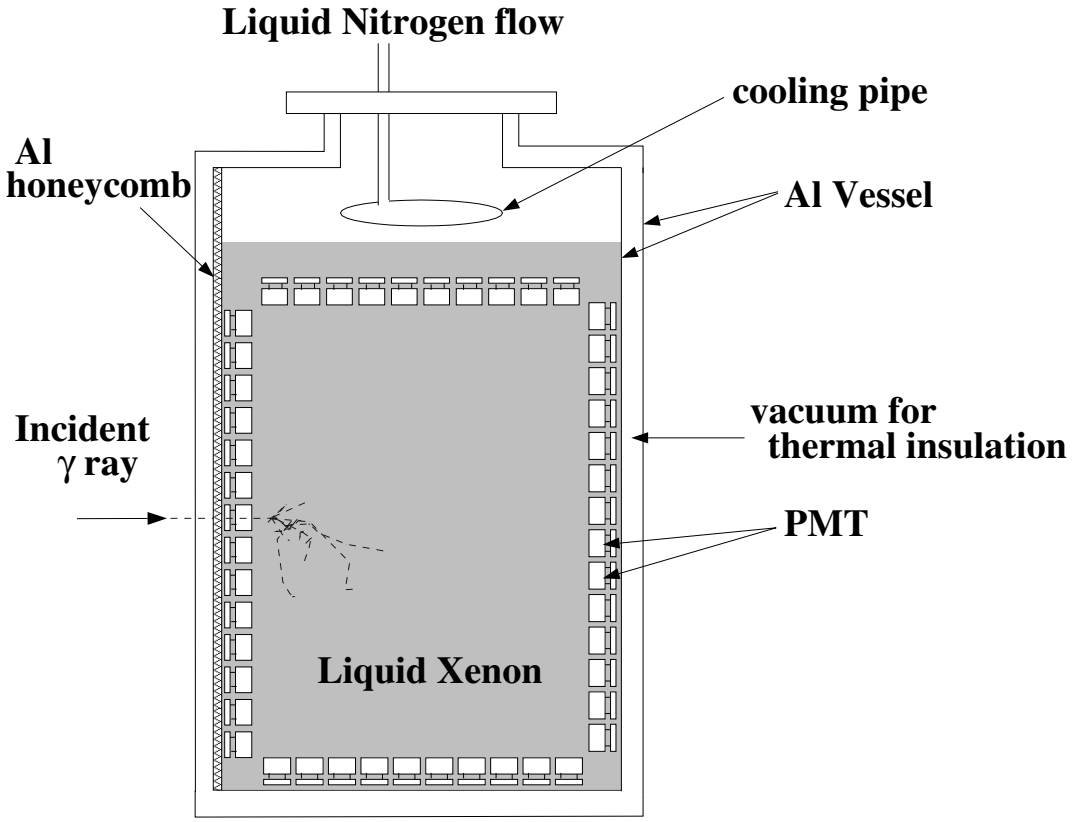


図 2.2: $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$探索実験用液体 Xe$\gamma$ 線カロリメータ。液体 Xe 容器の容積としては、約 $0.7m^3$、立体角としては、$\frac{\Omega}{4\pi}$ =0.1 を想定している。

2.3 γ線の相互作用

γ線は、電荷を持たないために物質中を通過する際に直接電離や励起を起こさない。したがって、γ線は、物質と相互作用した際に生じる2次粒子を検出することによってのみ検出できる。

低エネルギーγ線の測定に於いて、測定上3つの過程が支配的になる。それは、光電吸収、コンプトン散乱、および電子対生成である。これらの過程では、すべてのγ線はエネルギーの一部または全部を電子に与える。その時γ線は、完全に消滅したり、大きな角度で散乱されたりする。これらの過程を経て生成された高速電子は、他の荷電粒子と同様、物質との電離衝突や原子の励起、制動放射を繰り返しエネルギーを失ってゆく。したがって、これらの2次電子により生成された電離電子などが観測にかかるようになる。図2.3にγ線エネルギーと全質量減弱係数の関係を示す [8]。以下では、前述した3つのγ線相互作用過程について述べる。

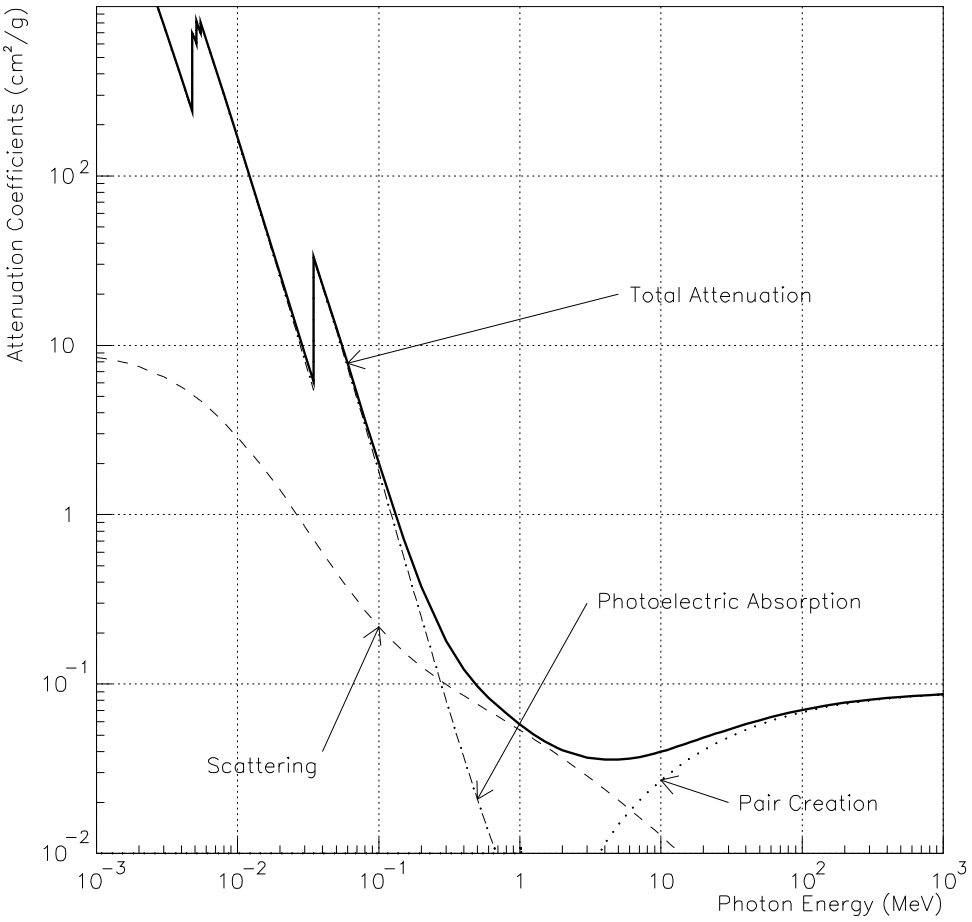


図 2.3: 液体 Xe に対する、γ線エネルギーと全質量減弱係数。~0.3MeV までは光電吸収が、0.3MeV~6MeV はコンプトン散乱が、6MeV 以上では電子対生成が支配的である。

2.3.1　光電吸収過程

光電吸収過程では、光子は、吸収物質原子と相互作用して、その全エネルギーを原子中に束縛されている電子に与える。光子のエネルギーが殻準位エネルギーに等しければ、吸収される確率は大きくなる。このような電子は、光電子と呼ばれ、次のようなエネルギーを持つ。

$$E_0 \quad = \quad h\nu \ - \ E_b$$

ここで、E_b は、束縛エネルギーである。また、光電子を放出した原子は、物質中の自由電子の捕獲や他の殻の電子の再配列により、ただちに束縛殻の空孔を埋める。この時に 1 個、あるいはそれ以上の特性 X 線を放出する。これらの X 線は最初に生成された場所のすぐ近くであまり強く結合していない殻と光電吸収をして再吸収されてしまう。しかしながら、わずかであるが大きな飛程をもつものもある。また、この特性 X 線の代わりにオージェ電子を放出する場合もいくらかの割合で存在する。

光電吸収過程は、γ 線のエネルギーが低くなるにつれて相互作用確率が大きくなる。原子あたりの光電吸収確率を解析的に解くことはできないが、粗い近似式として次の式がある。

$$\tau \quad \cong \quad (\text{定数}) \ \times \ \frac{Z^n}{E_\gamma^{2.5}}$$

ここで、τ は単位長さあたりの光電効果の発生確率であり、E_γ は γ 線エネルギーであり、Z は原子番号である。

指数 n は γ 線のエネルギーと共に変化し、およそ、4.5 でほとんど近似が成り立つ。

2.3.2　コンプトン散乱過程

γ 線のエネルギーが電子の静止質量エネルギーよりも大きくなってくると γ 線は、原子中の電子と衝突してエネルギーを失うようになる。原子中の電子は、光子から見れば自由電子とみなせるので、光子は粒子として静止している自由電子と衝突し、エネルギーの一部を電子に与える。この過程がコンプトン散乱過程である。コンプトン散乱光子はあらゆる角度で散乱されるので、反跳電子には連続したエネルギーが与えられる。つまり、検出器中でのコンプトン散乱の効果は連続分布を与える。

2.3.3　電子対生成

γ 線のエネルギーが電子の静止質量の 2 倍、すなわち 1.02MeV を越えると、光子は原子核の電磁界と相互作用し消滅して電子と陽電子の対を創る。陽電子は、物質をわずかな距離を進みすぐさま消滅する。この時に 2 次生成物として 2 個の消滅光子を創る。検出器の応答に於いて電子対生成を含む場合は、より複雑になる。消滅光子が検出器外へ逃れることにより起こるシングルエスケープピーク、ダブルエスケープピークなど顕著に現れ出し、高エネルギーでは、光電ピークの反応断面積よりも大きくなることもある。

2.4 シンチレータとしての液体 Xe

本実験では γ 線により液体 Xe が出すシンチレーション光を検出していくことになるのだが、荷電粒子により液体 Xe 中に発生する蛍光は直接蛍光である。
励起光は以下の過程に従い、

$$\mathrm{Xe} + \mathrm{Xe}^* \rightarrow \mathrm{Xe}_2^* \rightarrow 2\mathrm{Xe} + \mathrm{h}\nu$$

再結合光は以下の過程により放出される。

$$\begin{aligned} \mathrm{Xe}^+ + \mathrm{Xe} &\rightarrow \mathrm{Xe}_2^+ \\ \mathrm{Xe}_2^+ + \mathrm{e} &\rightarrow \mathrm{Xe}^{**} + \mathrm{Xe} \\ \mathrm{Xe}^{**} &\rightarrow \mathrm{Xe}^* \\ \mathrm{Xe} + \mathrm{Xe}^* &\rightarrow \mathrm{Xe}_2^* \rightarrow 2\mathrm{Xe} + \mathrm{h}\nu \end{aligned} \tag{2.2}$$

上記のいずれにおいても、最終的には励起分子 (Xe_2^*) からの発光であり、これらのいずれの過程からの発光でも、中心波長 175nm , 半値幅 10nm 程度の紫外光が発生する。液体 Xe の発光は再結合の時間を含めても、減衰時間が数 10ns と比較的速いものである。液体 Xe に対して、光子 1 個をつくり出すのに要するエネルギー $\mathrm{W_{ph}}$ は、1MeV の電子の場合約 23.7eV、α 粒子の場合は約 19.6eV である。いずれの場合も電離に対する W 値（一つの電子、イオンを作るのに要するエネルギー）である 15.6eV よりも大きい。これは電子の場合は再結合を逃れた、エスケープ電子が原因と考えられている。

また発光波長については図 2.4 のような真空紫外光を発光している。しかし、真空紫外光は一般的に光電子増倍管で使われている入射ウィンドウで大きく減衰してしまうため、可視光領域にしか感度がない。そこで、我々は石英（クォーツ）をウィンドウに使用し、液体 Xe 波長領域での紫外線透過率を落さない光電子増倍管を使うこととした。光電子増倍管の詳細は次章にしめす。

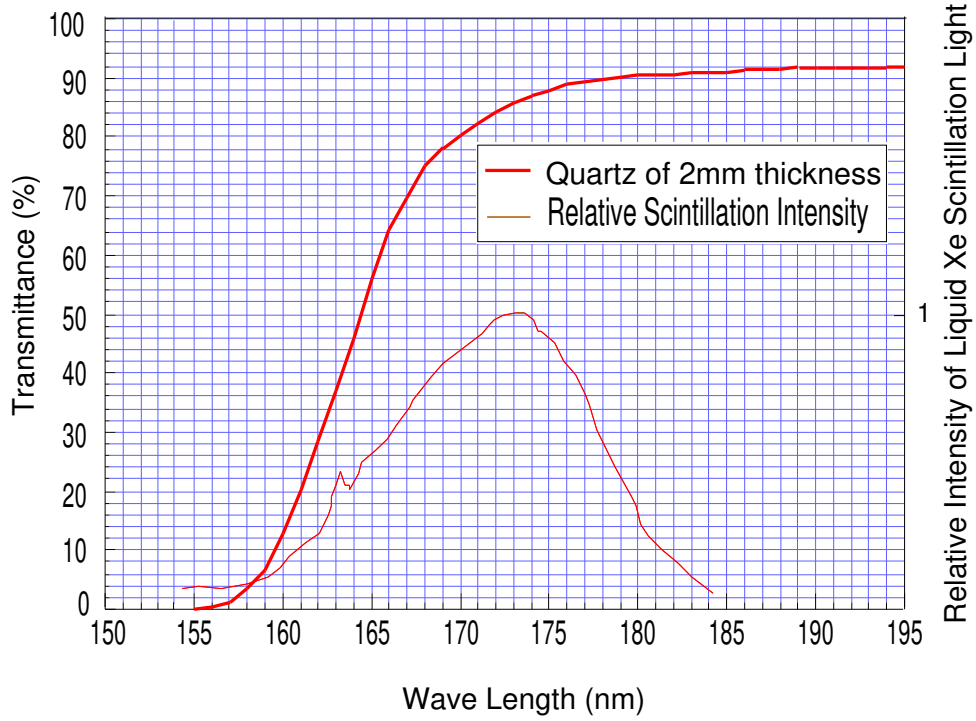


図 2.4: 液体 Xe のシンチレーション光のスペクトラムと石英（クォーツ）の透過率曲線。

第3章　実験

3.1　セットアップ

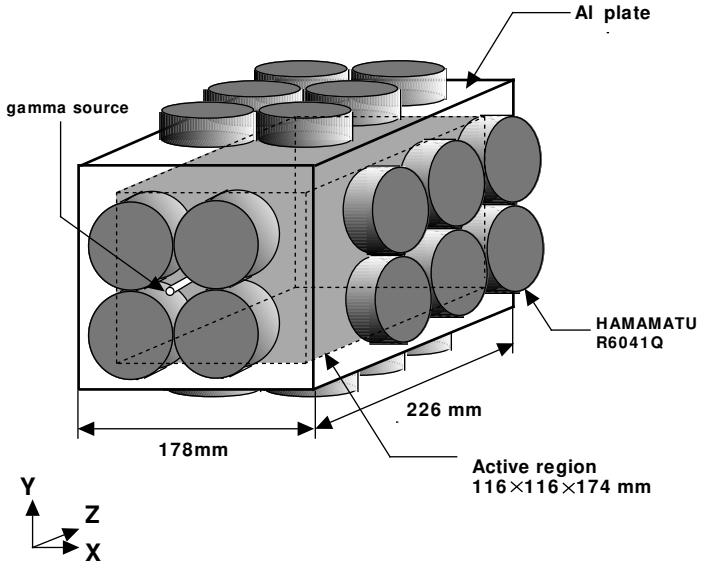
3.1.1　液体 Xe γ 線カロリメータ

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ 探索実験において液体 Xe γ 線カロリメータが非常に有力な候補であることを前章で述べたが、そこで我々は小型の液体 Xe カロリメータの試作して、その性能の評価を行なった。

いま、液体 Xe の γ 線によるシンチレーション光を効率良く検出する光子検出装置として、光電子増倍管 (以下 PMT と略す。) を使用することに決定し、可能な限り大きな立体角で覆うような検出器を製作した。

液体 Xe カロリメータの外観図、展開図をそれぞれ図 3.1、3.2 に示す。図 3.1 はカロリメータの外観と線源位置をあらわしている。図 3.2 はカロリメータの展開図であり、丸の中の数字は各面に取り付けられている PMT の番号を示している。PMT は検出器の内側に光電面を向けて設置されており、検出器内部の液体 Xe でのシンチレーション光を直接測定する。図中の Ring1~3,Plate4,5 の中では、線源を A,C に設置したときに、線源から見た立体角が等しくなる。データ収集の際のトリガー信号としては、各 Ring(Plate) 内の PMT の信号について和を取ったものを使用した。

このカロリメータを真空容器の中に図 3.4 のように設置し、十分に真空引きを行なった後に、Xe ガスを導入し、液体窒素を用いて低温に冷やすことで液化していく。カロリメータの有感領域は 116mm×116mm×174mm であり、この領域を窓枠や波長変換材などを介さず、32 本の光電子増倍管 (以下 PMT と記す) で取り囲み、直接シンチレーション光の観測を行なった。前章で述べたように液体 Xe は約 -110°C であり、シンチレーション光の波長は 175nm の紫外光であり、この状況下でも動作可能な PMT の候補として浜松 R6041Q がある。本実験ではこの R6041Q を用いて、320~1836 keV の γ 線源によるシンチレーション光を測定した。



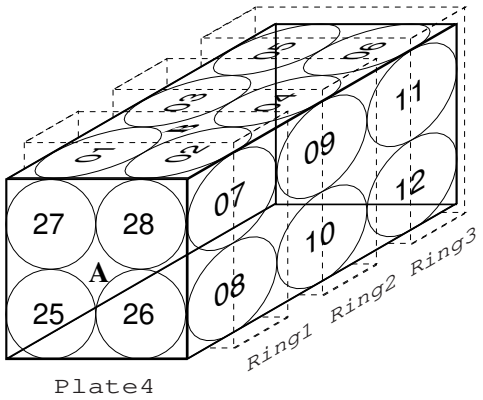


図 3.1: カロリメータの外観と、液体 Xe γ線カロリメータの線源位置。上図は外観を表す。検出器の有感領域は 116mm×116mm×174mm であり、この領域を 32 本の PMT で取り囲んで、シンチレーション光を直接測定する。また下図は外観の摸式図であり、A,B が線源設置位置を表し、丸の中の数字は PMT の番号を表す。

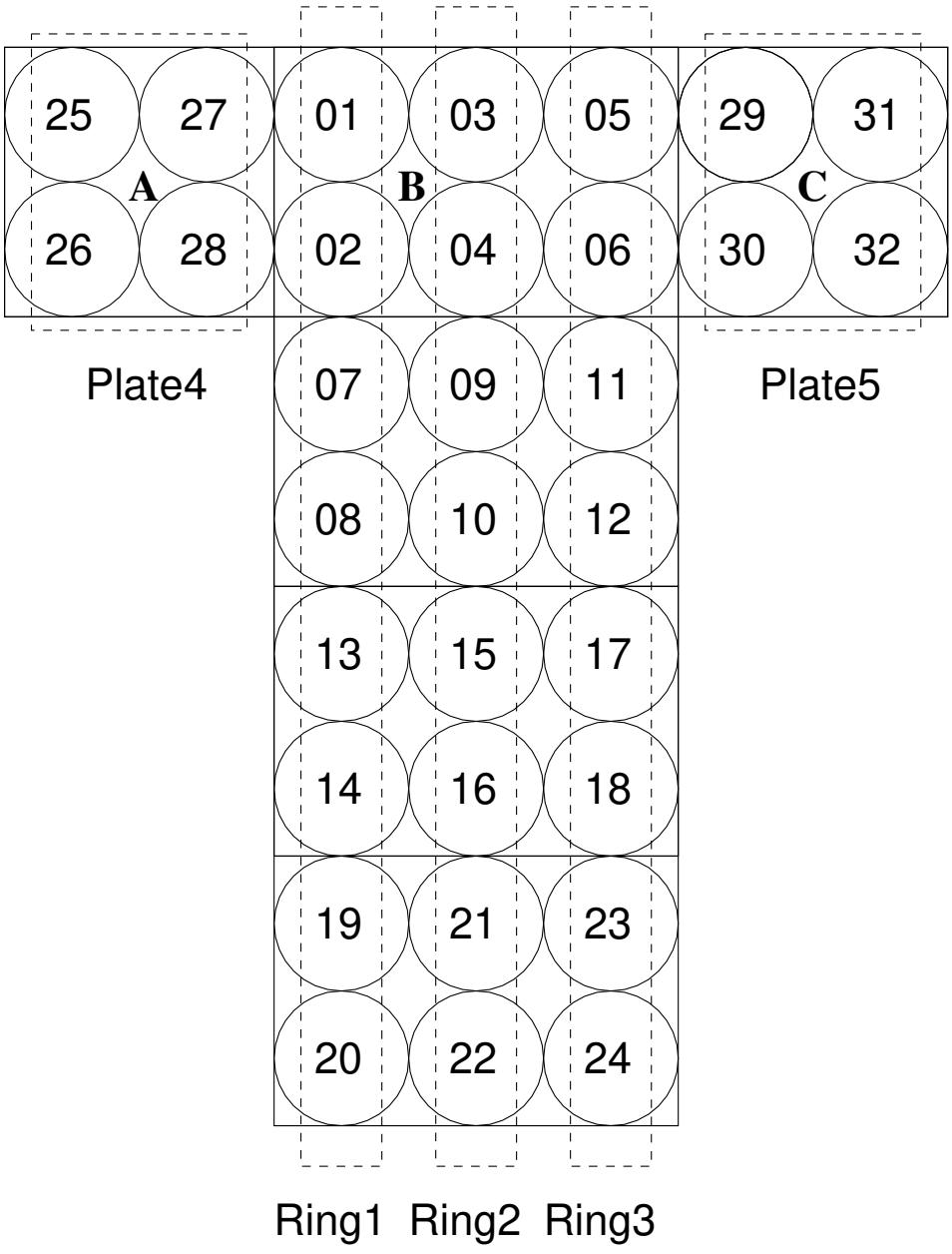


図 3.2: カロリメータの展開図。ここで A,B,C は線源を設置した位置であり、丸とその中心の数字は PMT の番号を表している。また Ring1∼3 および Plate4,5 はトリガー生成用の信号をつくる際に和をとった PMT を表す。この Ring1∼3 および Plate4,5 内の PMT は A,C の線源位置から見ると同じ立体角を有している。

3.1.2 Xe の液化

図 3.3 に実験に使用したガス循環ラインを示す。約 40 ∼ 50l の液体 Xe が Xe 貯蔵タンク内に保管されており、Xe のライン中の移動は主に温度差を用いておこなわれ、Xe を移動したい個所を低温に冷やすことで移動させる。

純化については、主に内部に吸着材 (Ti,V) を配したゲッターと呼ばれる装置で Xe 中の不純物を取り除いている。本実験では Xe 原子核の出すシンチレーション光を PMT を用いて測定するため、不純物による電子の吸着などの影響はなく、実際には電離電荷がピークをつくる程度に純度が高まっていれば、問題なく測定が出来る。

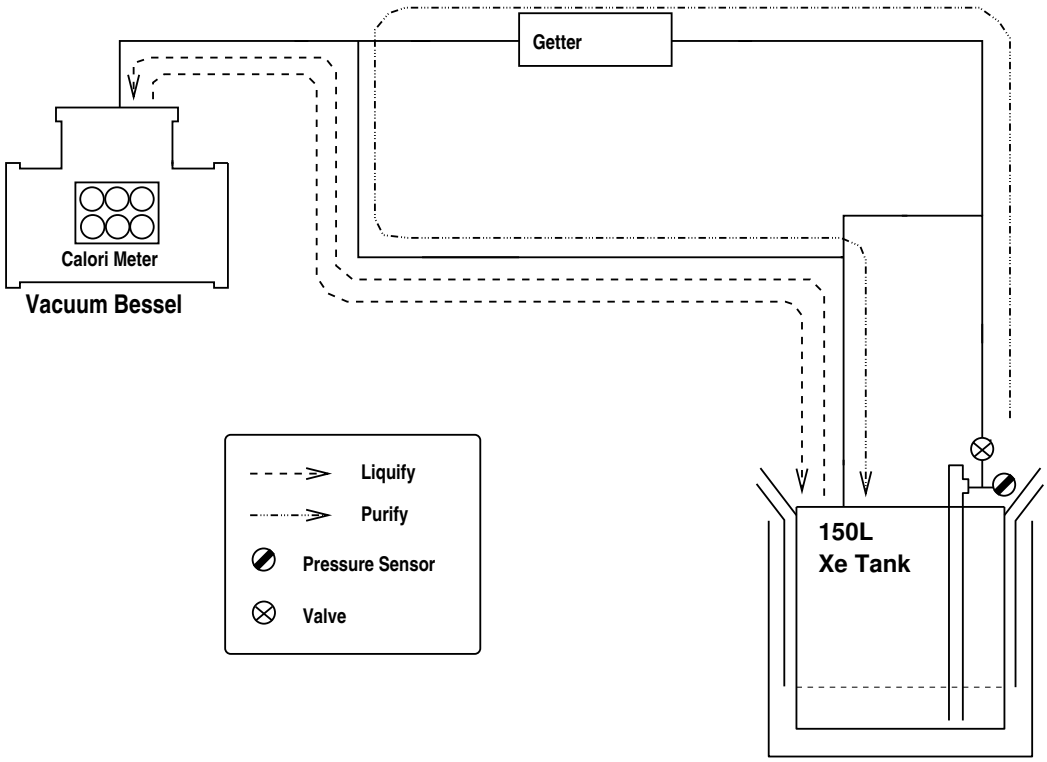


図 3.3: 真空ラインの概略図。Xe は通常は Xe タンク内に保管されており、ゲッターを何度か通すことによって純化を行なっている。真空引きは TMP (ターボ分子ポンプ) を用いて行ない、実験はベッセル内の Xe を冷却することで Xe ガスを移動させ、そこで液化を進める。実験終了後の Xe の回収に関しては Xe 貯蔵タンクを冷却して行なう。

実験に際しては、カロリメータの入っているベッセルを 10^{-5} ∼ 10^{-6}Torr 程度の真空度まで TMP(ターボ分子ポンプ) で真空引きし、その後、Xe 貯蔵タンクからベッセル中に Xe ガスを導入し液化を開始する。それと同時に外側真空も真空引きを行ない、7×10^{-6}Torr 程度を保ち、断熱層としている。Xe の液化は、図 3.4 に示されている銅パイプに液体窒素を流すことで冷却する。銅パイプは ϕ10mm の銅管で半径が約 100mm 程度の円形に 3 巻きしたもので熱交換はここで行なわれる。液体窒素を 40 時間程度流し続けることで Xe は冷却され、ベッセルは液体 Xe で満たされる。この液化の際に最大で 1.2 ∼ 1.4atm の圧力がかかる可能性があり、PMT はその圧力に耐え得るものでなければならない。本実験で使用した R6041Q は PMT 本体側面に SUS の補強材を取り付けてあるので、3atm までは充分に動作することが分かっており、真空容器内に入れて使用

したものについては支障なく動作した。液化終了後はカロリメータの入っているベッセル内部の圧力が 1.3atm を超えないように液体窒素の流量を電磁弁で制御し、(約 20 分おきに) 液体窒素を流し、Xe を液体の状態を維持し実験を行なった。液化終了後、10 時間程度経つと液層が安定し、また PMT 自身も温度変化が少ない状態になり、安定な出力を得られるようになる。

データ収集には 2~3 日をかけ、様々な線源のデータを取った後に、Xe 回収作業へとうつる。この際、Xe 貯蔵タンクを冷却し Xe の回収を行なう。これにより、Xe を無駄にすることなく何度も繰り返し使用することができる。

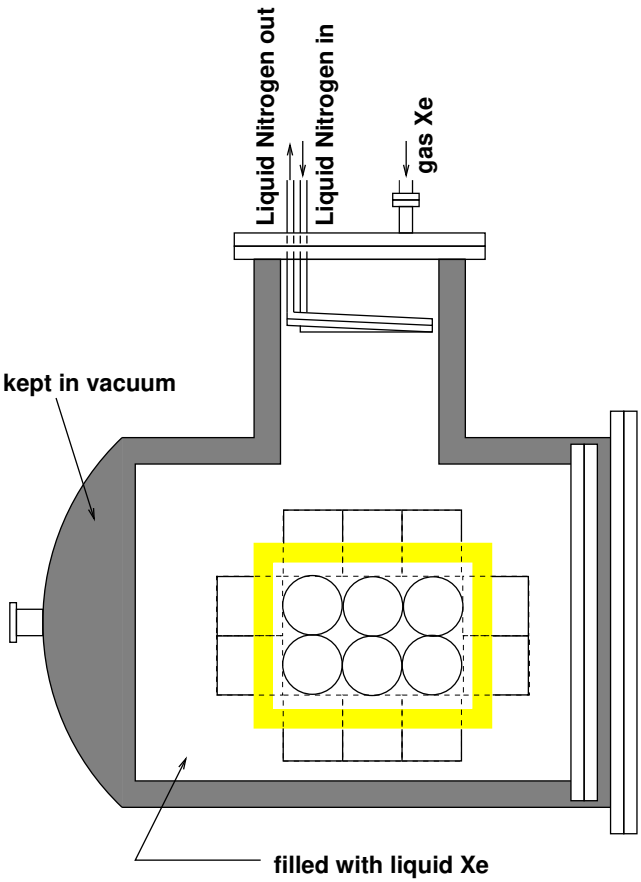


図 3.4: 真空容器の断面図を示す。Xe ガスを上側から導入し、液体窒素を上フランジについている銅パイプの中を流して冷却する。そこで冷やされた Xe は液化し真空容器の下方からたまっていく。

3.2 光電子増倍管 (浜松 R6041Q)

前章で述べたように、液体 Xe のシンチレーション光の特徴は発光量が多く、時間応答が速いというものであった。しかしその一方で、液体の状態を保つために–110°C 程度の低温下で実験をする必要があり、またシンチレーション光は 175nm の真空紫外光であり、この波長領域に良い感度を持つ光子検出器が必要である。そこでそれらの要求を満たす検出器として、浜松フォトニクス製の光電子増倍管 R6041 をもとに R6041Q を開発した。R6041Q は、R6041 の窓材を真空紫外光に対しても透過率が高いクォーツに変えたものであり、浜松フォトニクスが製作し、東京大学と早稲田大学が協同で液体 Xe 中での動作確認および性能評価を行なった。その際、PMT(R6041Q) を真空容器の中に入れて、液体の Xe 周囲を取り囲むことで、直接シンチレーション光を観測した。

3.2.1 浜松 R6041Q の特徴

今回の Xe カロリメータに使用した光電子増倍管は、浜松フォトニクス製 R6041Q であり、以下のような特徴を有している。

- メタルチャンネル型ダイノードにより、増倍率（ゲイン）の確保および縦方向の長さと物質量の低減の両立を実現している。
- 早い時間応答性 (Transit Time (FWHM) 0.3 nsec) を有している。
- 光電面材料 Rb-Cs-Sb を使用し低温での光電面の面抵抗を抑えることで、量子効率の低下を防いでいる。
- 石英ウィンドウにより、有感波長領域を真空紫外光へと伸ばし、Xe のシンチレーション光 (波長 175nm) に対しても充分な感度を得る。
- 液体 Xe 温度 (−110°C)、3atm での動作が可能である。
- 表面不純物の発生が少ない。

ここでメタルチャンネル型ダイノードとは、従来のダイノードに比べてダイノード間の間隔が短いために、速い時間応答と高い増幅率を実現したダイノードである。またダイノードの構造から、位置検出にも使用することができ、ダイノード間のクロストークが少ない。図 3.5 にメタルチャンネル型ダイノードの構造を、図 3.6 に一般的な PMT のダイノード構造を示す。

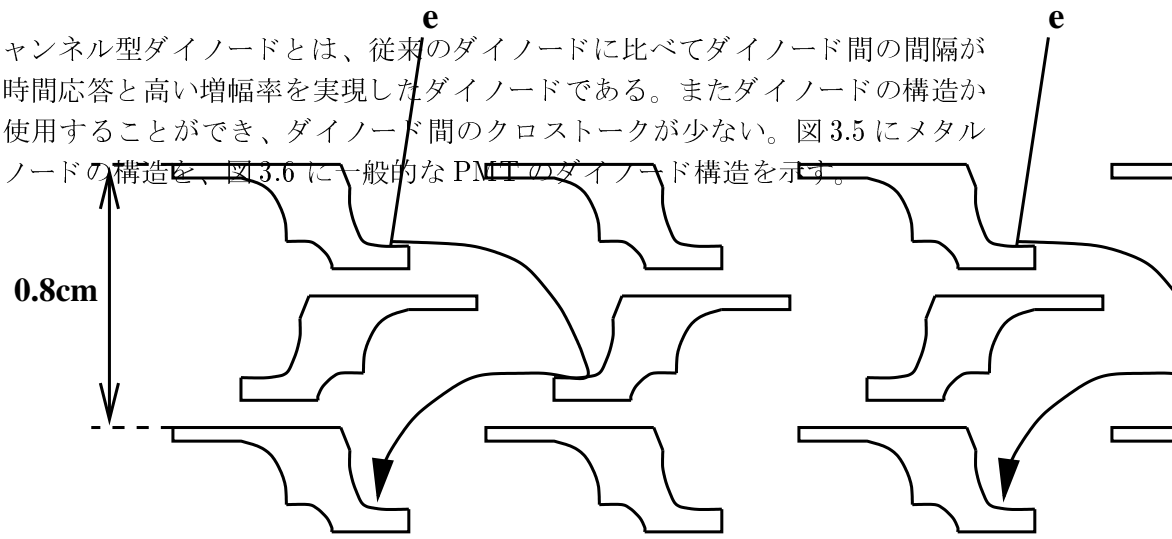


図 3.5: メタルチャンネル型ダイノードの構造。ダイノードに入射した光電子はそのままの位置で増幅を繰り返していく。

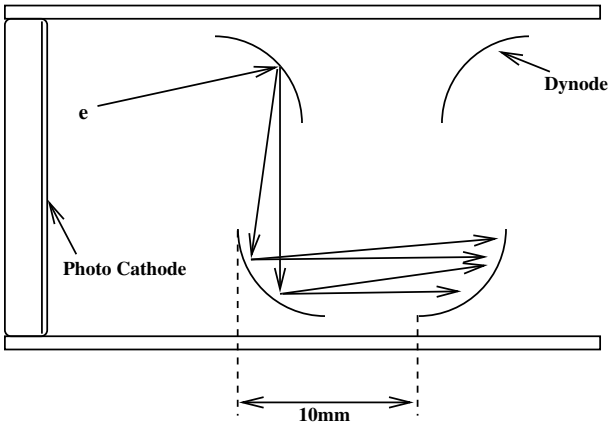


図 3.6: 一般的な PMT のダイノードの構造。ダイノードに入射した光電子は位置に関係なく、増幅される。

耐圧については、Xe ガスを液化する際や液化中には真空系の内部は 1.2atm 程度であるが、万一圧力が高まることがあったときのために、R6041Q 本体の周りに SUS304 でできた 0.5mm 厚の帯を巻いて圧力に対する補強し、3atm での動作を可能にした。

ここで光電子増倍管 (R6041Q) の側面図を図 3.7 に記す。

波長特性については、石英ウィンドウを採用することによって、大幅に改善がなされた。図 3.8 に光電子増倍管 (R6041Q) の量子効率と入射光波長の関係を示す [10]。これはウィンドウとしてコバールガラスと石英を使用した際の特性を表したものであるが、コバールガラスは 300nm を超えたあたりから急激に量子効率が低下しているが、石英は液体 Xe 波長での量子効率を維持している。なお厚さ 2mm の石英ウィンドウを通過する液体 Xe のシンチレーション光は約 70% であり、常温で 200nm の光源に対して、量子効率は約 10% である。R6041Q の諸特性を表 3.1 に示す。

PMT Type	R6041Q
Dynode Type	Metal-Channel
Number of Dynode	12 stages
PMT size	$57mm\phi$
Photo-Cathode material	Rb-Cs-Sb
Photo-Cathode size	$46mm\phi$
Quntum Efficiency at room temperature	$10\% \sim 15\%$
Typical High Voltage	$1000V$
Current amplification	9×10^6

表 3.1: PMT (Hamamatu R6041Q) の諸特性

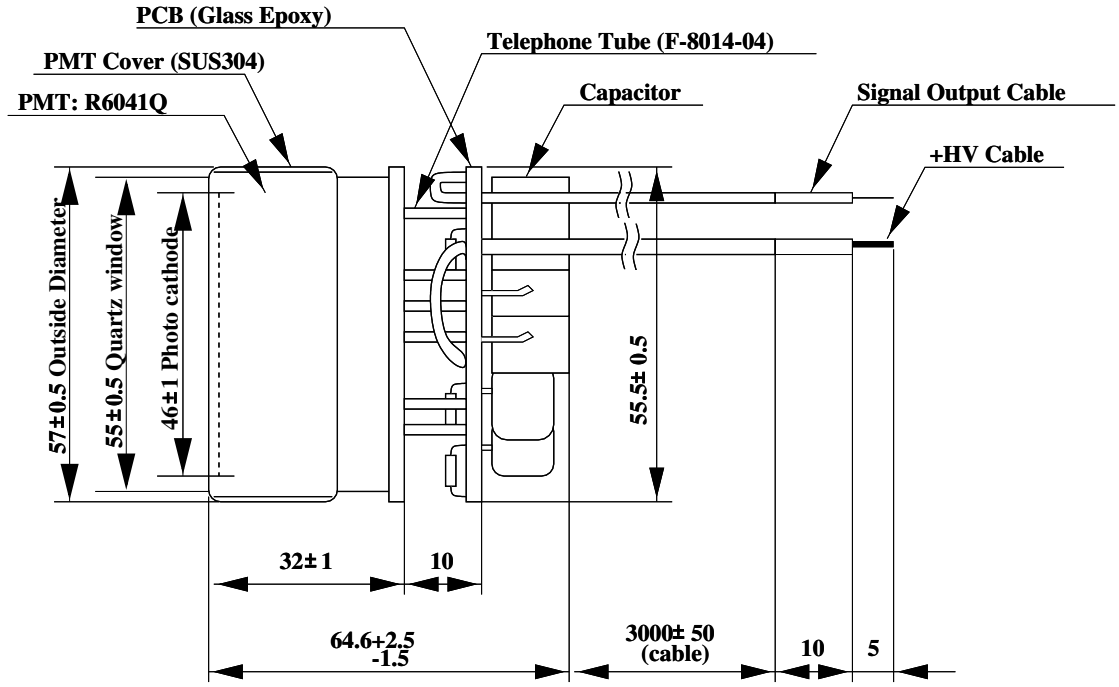


図 3.7: 光電子増倍管 (R6041Q) の側面図光電子増倍管の本体側面には 0.5mm 厚の SUS304 製の帯を巻き、3atm の圧力にも耐え得る強度を実現している。

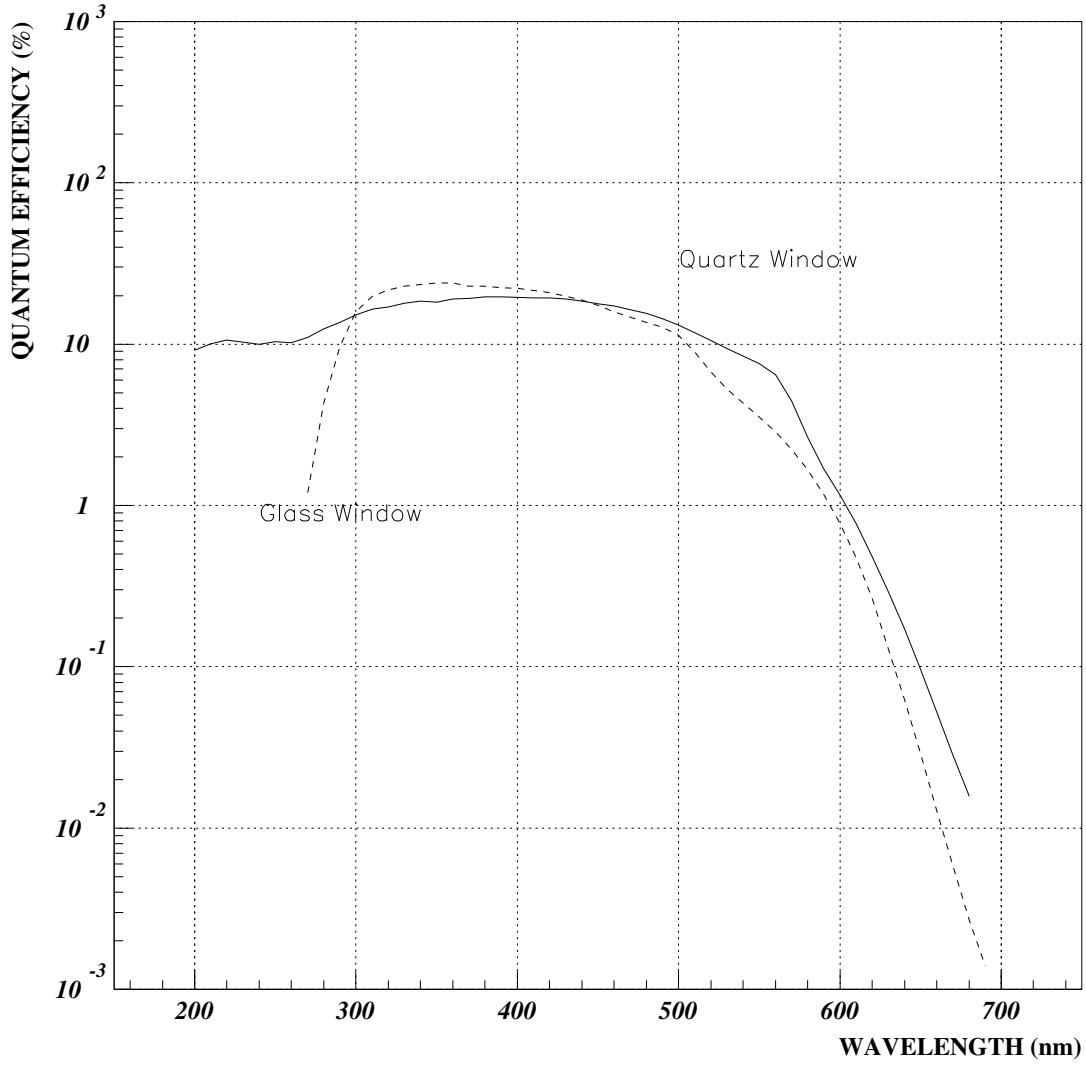


図 3.8: 光電子増倍管の量子効率の波長依存性。実線が石英ウィンドウに、点線がコバールガラスに光電材料を蒸着させたときの PMT の量子効率の波長依存性である。

3.2.2 ブリーダ回路

本実験で使用した PMT のブリーダ回路パーツに対しても、低温下での安定した動作を要求しており、それを実現するものとして、日本ヒドラジン製の抵抗、双信電機株式会社製のマイカコンデンサ、日通工製のディップドマイカコンデンサを使用した。これらはいずれも使用温度領域を超えての低温下で動作させることになるので、実装以前に単体での動作確認を行なった。その結果、Xe 温度でも安定に動作することが確認され、実際の実験においても正常に動作した。なお、PMT のブリーダ部分の回路図は、図 3.9 のようであり、発熱量を抑えるために抵抗値の高いブリーダ抵抗 (全体で 79.5MΩ) を使用している。1kV を印加した際の発熱量は 12.5mW である。

会社名	日本ヒドラジン工業
種別	超精密級高電圧用抵抗
型番	RH1/8HVD
抵抗値	10k∼100MΩ
定格電力	$\frac{1}{8}$(W)D.C.
最大許容差	±1(%)
温度係数	100(ppm/°C)
使用温度	–55∼150°C
会社名	日通工
種別	ディップドマイカコンデンサ
型番	DM20C103J5
容量	0.01μF
最高使用電圧	D.C.500(V)
使用温度	–55∼125°C
会社名	双信電機
種別	モールドマイカコンデンサ
型番	CM42XC392M25
容量	0.0039μF
最高使用電圧	D.C.2500(V)
使用温度	–55∼125°C

表 3.2: ブリーダ回路パーツの諸特性。使用温度は −55∼125°C とあるが、液体窒素中でも定数（抵抗値、容量など）の変化は少なく、−200°C においても動作可能である。

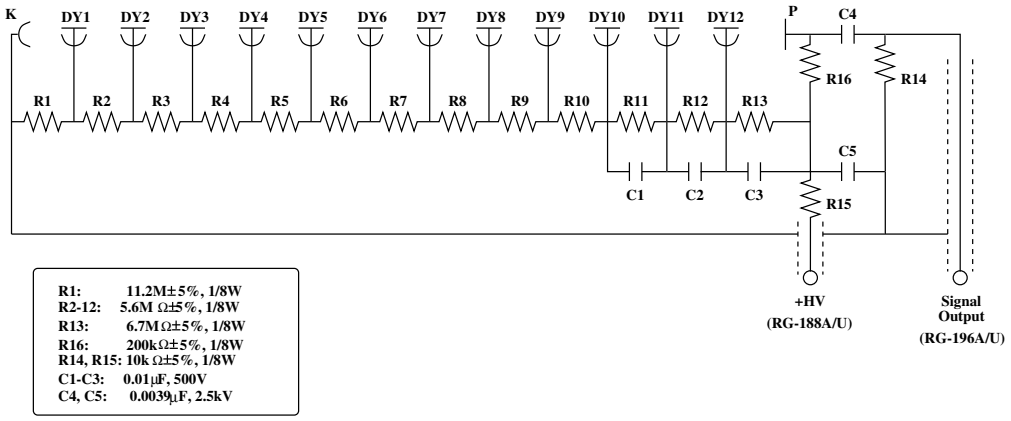


図 3.9: 光電子増倍管 (R6041Q) の回路図。R6041Q の本体側面は構造上の問題で第一ダイノードと導通している。光電面に電圧をかけて周囲との電位差が出来てしまうと、初段のダイノードに入る電子数の統計を減らしてしまうので、+H.V. をかけて動作させる方式を取った。

3.2.3 低温下での PMT 動作

実験中に調べられた液体 Xe 温度下での R6041Q の諸特性について述べる。一般に PMT は常温で動作させることが多く、50°C を超える高温や −100°C を下回るような低温で動作させることはない。しかし R6041Q は低温でも量子効率の落ち込みが少ない光電材料 Rb-Cs-Sb を用いていることや、低温でも特性が変化しない回路素子を実装したこともあり、正常な動作が低温下においても期待された。PMT の動作を確認するために、ある PMT を常温と低温で動作させ、そこに青色 LED ($\lambda_{\rm peak}$=450nm) の光を石英製の光 Fiber を用いて真空容器の中に導入して PMT を照らし、その光量を算出することで諸特性の違いを観測した。また PMT のゲインを定期的にモニターするときにも LED(及び光 Fiber) を使用し、時間変化を確認している。ここで使用した光 Fiber は純粋石英 Fiber であり、詳細は表 3.3 のようである。この Fiber は曲げ半径にもよるが、低温では伝送効率が約 50% 程度に落ち込んでしまうが、コア、クラッドの機械的な構造が温度差により壊れることが少ないという理由で実験に使用することとした。表 3.3 に実験に使用した光 Fiber の諸特性を示す。

屈折率分布	コア材料	コア径	クラッド径	外形	開口数	伝送損失 ($\lambda_{\rm LED}$=450)
ステップ	純粋石英	600(μm)	750(μm)	1.4(mm)	0.2	4.0×10^2(dB/km)

表 3.3: 純粋石英光 fiber の特性。

図 3.11 に PMT(R6041Q) の常温・低温特性をあらわす。この上図では、常温と低温での PMT のゲイン曲線をあらわしており、低温下では常温のほぼ 2 倍のゲインとなっていることが分かる。この理由として考えられることは、PMT が冷却されることで収縮がおこり、ダイノードの間隔が短くなる (1% 以下の収縮) ことにより、各段のダイノードでの増幅の度合が増加することである。ダイノードの収縮による電場から得るエネルギーは変化しないが、ダイノードの幾何学的な位置関係が電子の増幅に効いており、結果として PMT 全体のゲインが上がること支配的であると考えられている。その他にもブリーダ抵抗の抵抗値が低温下で変動すること、また光電面の面抵抗が低温下で大きくなることで、光電面と初段のダイノード間の電位差が大きくなり、初段から二段目までの電子数が増加し、結果的にゲインが大きくなることなどの効果があり、これら合わさった効果としてゲインが 2 倍になったと考えられるが、定量的な理解をするには至っていない。また下図に PMT にかける電圧を 900V に固定したときに観測される ADC 平均値と ADC 値の分布から見積もられる光電子数との関係を示す。このとき ADC の分布はガウス分布に従うものとし、ピークの幅が $1/\sqrt{\rm N_{p.e.}}$ に比例すると考えて光電子数 $\rm N_{p.e.}$ を計算した。これにより、PMT が低温下でも正常に動作していることが確認できる。

ここで、光量およびゲインの算出方法について記す。まず LED の ADC 分布をガウシアンでフィッティングを行ない、その際のピーク値を $\rm ADC_{peak}$、幅を σ とし、$\rm N_{p.e.}$ を PMT に入った光電子数、G を PMT の増倍率 (ゲイン) とすると、各々の関係は次式で表される。

$$\rm N_{p.e.} = (\frac{ADC_{peak}}{\sigma})^2$$

$$\rm G = \frac{ADC_{peak}\times 0.25pC}{N_{p.e.}\times 1.6\times 10^{-19}C}$$

ここで 0.25pC とは実験で使用した LeCroy 製 ADC(2249W) の 1 チャンネルに対応する電荷量である。これをもとに増倍率を計算した。しかし、LED の光によるゲインの見積もりは LED 自身の光量の時間的な変動によって、PMT のゲインが 5% 程度ふらついているように観測されてしまう。そこで、検出器中に設置した α 線源の光量を測定することによって、PMT の動作の時間変化を確認すると、α 線の光量のピーク値と時間の関係は図 3.10 のようであった。PMT 自身のふらつきは液化終了後、約 250 分までの液体 Xe の温度が安定になっていない状況を除けば、0.5% 以内にとどまっており、PMT(R6041Q) は低温下でも十分に安定した動作を続けていることが確認された。

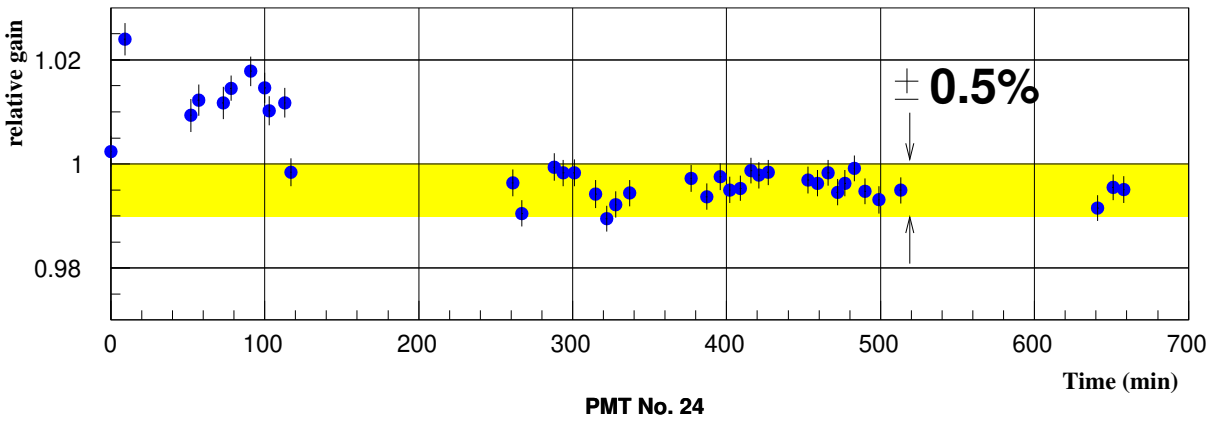


図 3.10: α 線イベントの光量の時間変化図。液層が安定した後 (250 分以降) は、安定な動作を続ける。

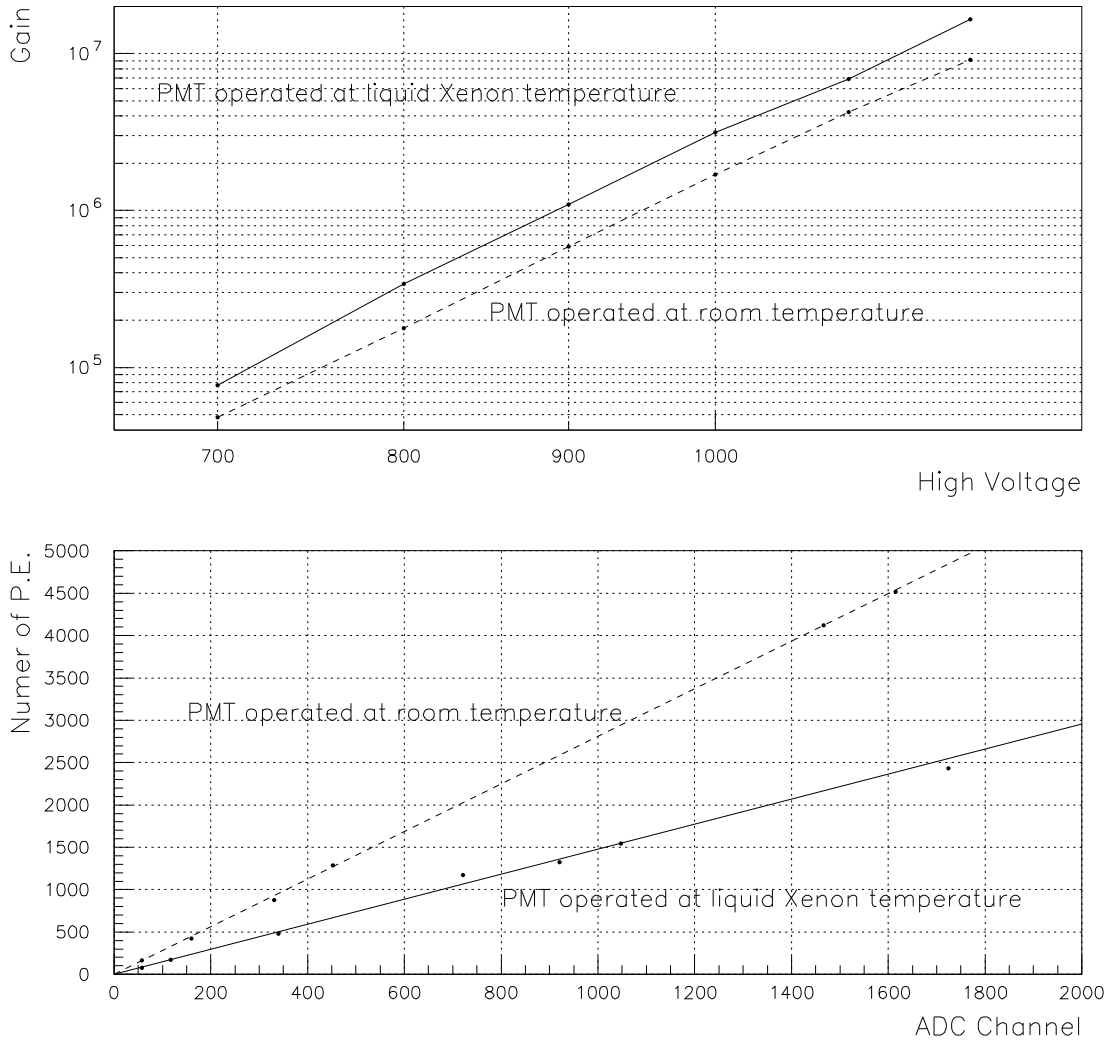


図 3.11: PMT の常温・低温特性。ここで言う低温とは液体 Xe の温度のことであり、約 −100°C のことである。またこの図では点線が常温のことであり、実線が低温下での特性をあらわしている。上図は、青色 LED を光源に用いた時の PMT のゲイン曲線であり、低温下では常温のほぼ 2 倍のゲインとなっている。また下図は、PMT への印加電圧が 900V のときの PMT から観測される平均 ADC 値と光電子数をあらわしたものである。これより常温・低温ともに ADC によって観測される値と実際の光電子数との関係はゲインの差はあるものの、両者ともに比例関係にあり、正常な動作をしていることが確認された。

3.2.4 線源位置の設定

本実験に用いた線源はγ線源としては、Cr(320keV)、Cs(662keV)、Mn(835keV)、Co(1172,1333keV)、Y(898,1836keV) の 5 種類であり、α 線源に ^{241}Am(5486keV) を使用した。表 3.4 に使用した γ 線源及び α 線源の詳細なデータを示す。

γ 線源	エネルギー (keV)	線強度 (kBq)	半減期	一崩変あたりの強度 (%)
^{51}Cr	320	10	27.69 日	9.86
^{137}Cs	662	10.0	30.2 年	85.2
^{54}Mn	835	23.6	0.855 年	99.98
^{60}Co	1173,1333	300	5.217 年	99.89,99.98
^{88}Y	898,1835	300	106.61 日	94.3,99.24
^{40}K	1460	Back Ground	1.26×10^{9} 年	
α 線源	エネルギー (keV)	線強度 (kBq)	半減期	一崩変あたりの強度 (%)
^{241}Am	5486,5442	1.0	433 年	85.2,12.8

表 3.4: 実験に使用した γ, α 線線源のエネルギー、強度と半減期。

線源の配置については、図 3.2 のように、Cs,Mn は Plate5 の 4 つの PMT の隙間の中心 (B) に設置し、Cr はカロリメータの上面の PMT1,2,3,4 間の隙間の中心 (B) であり、Co,Y はカロリメータ外部 (真空容器の外) から打ち込んだ。このとき一度の実験で、カロリメータ内部に設置する線源は一つとしている。詳細は表 3.5 に示した。

また α 線源については 1 個所に設置したときは PMT25,26,27,28 の隙間の中心 (A) に、2 個所に設置したときは PMT29.30,31,32 の隙間の中心 (C) も使用した。詳細は表 3.5 に示した。

実験番号	α 線源	位置	γ 線源	位置
1	^{241}Am	A	^{137}Cs	C
2	^{241}Am	A	^{54}Mn	C
3	なし	-	^{60}Co	外部
4	^{241}Am 2 個所	A,C	^{51}Cr	B
5	^{241}Am 2 個所	A,C	^{88}Y と ^{51}Cr	外部と B
6	^{241}Am 2 個所	A,C	^{60}Co と ^{51}Cr	外部と B

表 3.5: α,γ 線源のカロリメータ内部での配置図。Cr,Cs,Mn はエネルギーが低いので検出器内部に設置し、Co,Y については真空系の外側フランジ (SUS 5mm 厚が 2 枚分) のすぐ外から打ち込み、透過してくる γ 線について測定した。

3.2.5 トリガーの設定

今回の実験では図 3.2 で示された Ring1,2,3(各 PMT8 本), Plate4,5(各 PMT4 本) についている PMT は z 軸に対して回転対称であり、ちょうど α 線源からの幾何学的な位置が等しく、同じ立体角を有している。Ring1,2,3,Plate4,5 の内にある各 PMT 信号の電荷の一部を取りだし、それらの和を取ってトリガーに使用した。

データ収集の際にトリガーは Ring1,2,3 を主に使用するのだが、α 線は液体キセノン中では飛程が短く、液体キセノン中では数 μm 程度しか移動することが出来ないので、α 線源の位置付近でのイベントの大部分は α 線によるものだと考えらる。これより、α 線源の位置に近い Ring1(ふたつ α 線源をつけた時は Ring3 も使用) の信号を α 線イベントのトリガー生成用の信号とし、γ 線源からのイベントは Ring2 を信号をトリガー生成用の信号とした。しかし、ここで γ 線イベントのデータ収集を行なう際に使用する Ring2 は γ 線によるイベント以外にも α 線によるイベントでもトリガーを生成してしまうので、実際には γ 線イベントと α 線イベントが混在したデータになってしまう。

そこで α 線によるイベントを極力排除し γ 線イベントに対する効率をあげるために Ring1,3 の信号を α イベントの Veto を生成するための信号とし、Ring1,3 でトリガーを生成したイベントは排除した。これにより得られた総光電子数の分布を図 3.14 にしるす。ここでは右側に α 線によるピークが、左側に γ 線によるピークが確認できる。

また、それぞれの γ 線源について最終的なトリガーレベルは γ 線の信号を切らないように設定する。図 3.12 の (a) はトリガーレベルを最低にして測定したときの全光電子数の分布であり、右のピークが γ 線によるものである。(b)∼(f) はそれぞれ、Ring1∼3,Plate4,5 の光電子数と全光電子数の分布である。図中の Threshold Level を超えたイベントのみをデータ収集した。このようにして決定したトリガーレベルを各線源についてまとめたものが表 3.6 である。

γ 線源	Ring1(p.e.)	Ring2(p.e.)	Ring3(p.e.)	Plate4(p.e.)	Plate5(p.e.)
^{137}Cs	30	50	55	25	25
^{54}Mn	50	70	300	30	60
^{60}Co	40	150	40	40	200
^{51}Cr	850(α Veto)	100	850(α Veto)	-	-
^{88}Y	850(α Veto)	145	850(α Veto)	-	-
^{60}Cr	850(α Veto)	145	850(α Veto)	-	-

表 3.6: それぞれの Ring,Plate についてのトリガー Level を示す。Cr,Co,Y については、トリガー段階で γ 線イベントと α 線イベントを識別した。

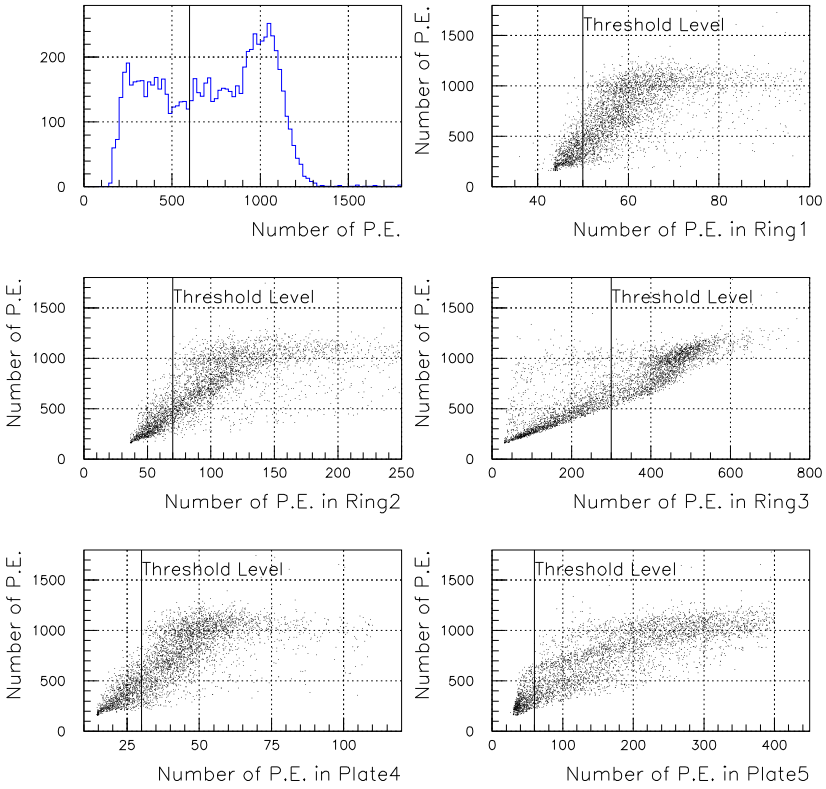


図 3.12: ^{54}Mn の γ 線についての全光電子数と Ring1,2,3,Plate4,5 との関係図。(a) は全光電子数の分布を表し、(b) から (f) まではそれぞれの Ring(Plate) での光電子数と全光電子数を表したものである。それぞれの図について γ 線からの信号を切らないように、Threshold Level を決定した。図中の Threshold Level を超えたイベントの論理積を取りトリガーを生成する。

Source	Energy(keV)	Toal Attenuation(cm^2/g)	Range(mm)
^{51}Cr	320	1.67×10^{-1}	19.96
^{137}Cs	662	7.67×10^{-2}	43.46
^{54}Mn	835	6.51×10^{-2}	51.20
^{60}Co	1172	5.24×10^{-2}	63.61
^{60}Co	1333	4.88×10^{-2}	68.31
^{88}Y	898	6.20×10^{-2}	53.76
^{88}Y	1836	4.21×10^{-2}	79.18

表 3.7: 液体 Xe(ρ_{Xe}=3.0 g/cm^3) 中での γ 線の飛程。これは γ 線の全質量吸収係数から算出した平均自由行程である。

3.3 データ収集

3.3.1 データ収集用回路

データ収集は、図 3.13 の回路を用いて行なった。トリガー方式はセルフトリガーで行ない、電荷積分型 ADC を用いて各 PMT からの信号のデータ収集を行なった。この際、トリガー生成に Apeendix1 で示されるような、SUM Module を製作、使用した。この SUM Module は、入力された信号成分の一部を Module 内部にある高抵抗で分けることで取り出し、8 チャンネル分の和を取ることができる。出力としては入力信号および和の信号とが得られる。実験では 3 個の SUM Module を用いて、図 3.2 で示す Ring1~3 内の 8 個,Plate4,5 内の 4 個の PMT からの信号をひとつの SUM Module を用いて和を取り、トリガー生成用の信号を作った。この回路を用いて収集されたデータをもとに全光電子数の分布を求めると、図 3.14 のようになった。

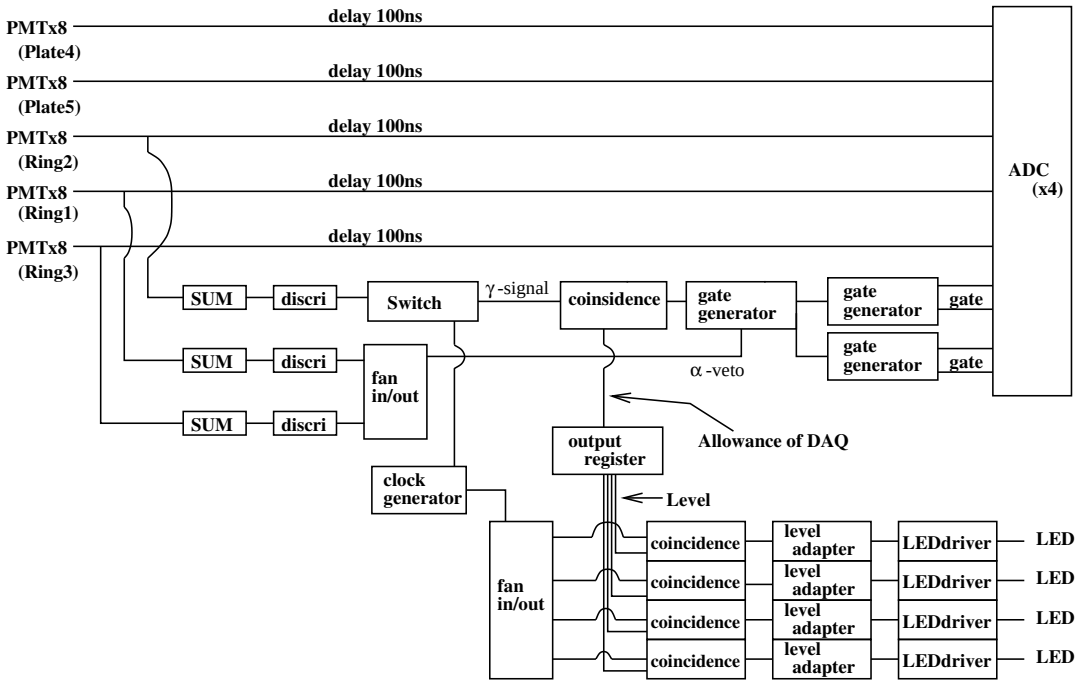


図 3.13: γ線カロリメータ用測定回路を示す。PMT×8(Ring1~3 など) から来た信号の一部を SUM Module を用いて取りだし、それらの和を増幅してトリガー用信号とする。これを電荷積分型 ADC を用いてディジタル化する。

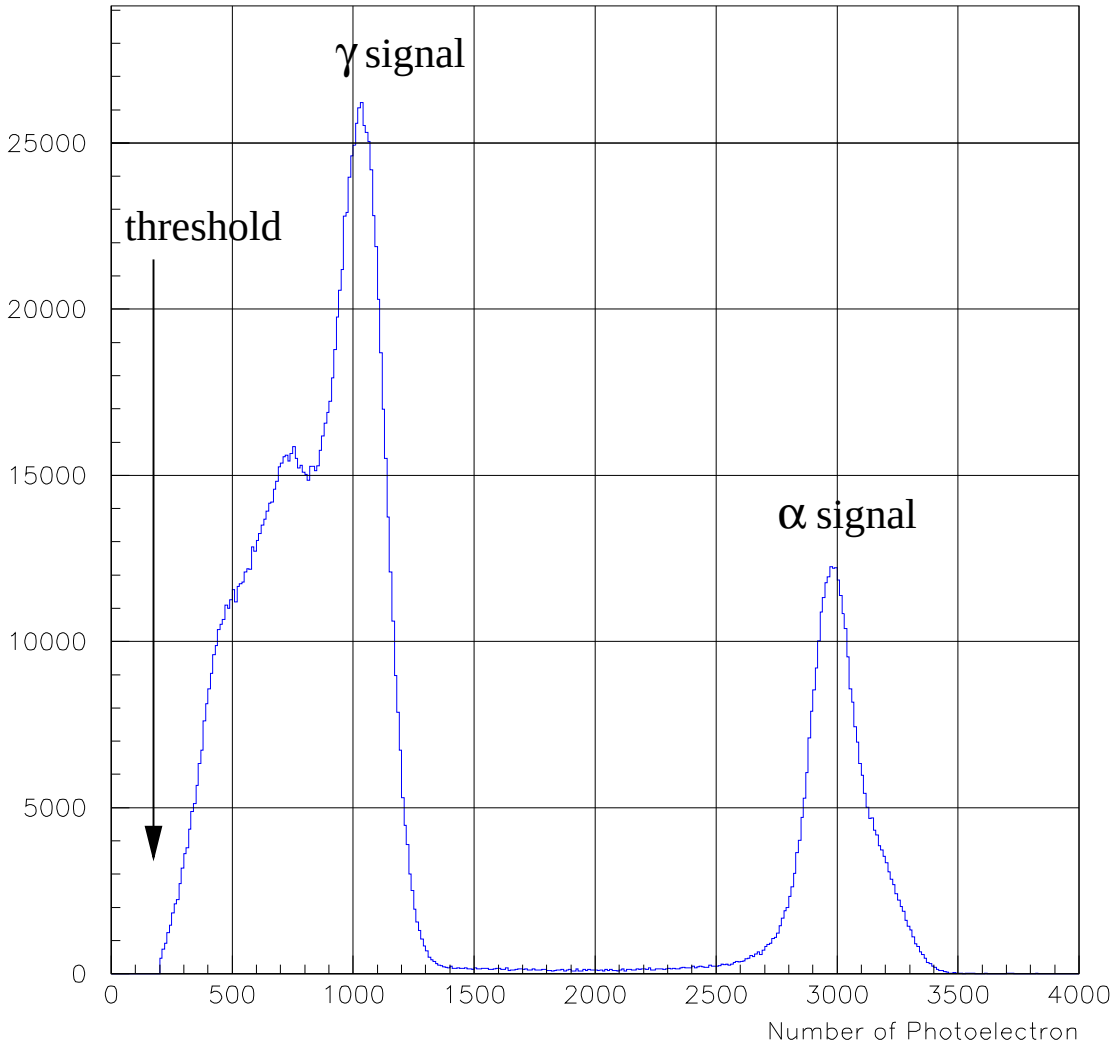


図 3.14: 全 PMT で測定された光電子数の和。これは ^{54}Mn の γ 線と ^{241}Am の α 線イベントを Ring1~3,plate4,5 を用いて測定したものである。右側のピークが α 線によるイベントであり、左側が γ 線によるピークである。

第4章　実験の結果とそのまとめ

4.1　データ解析

4.1.1　α 線イベントと γ 線イベントの識別

α 線イベントを取り出すカットを決定するために、α 線と γ 線のイベントが混在しているデータに対して位置やRing(Plate)と全光電子数の関係などを調べた。

図 4.1 の (a) は α 線と γ 線の両者でトリガーがかかったデータの光電子数であり、右に α 線のピーク、左に γ 線のピークが見える。全イベント中で α 線は全光電子数にして 3000 付近にピークを持っている。(b)〜(d) は各 PMT の光電子数と位置からもとめた重心であり、α 線は x,y 方向に対しては中央付近に、z 方向に対しては z=–30 付近であることが確認できる。また図 4.2 の (a) は x,y 方向の重心位置を示したもので、中央部のイベントの密度が高い場所は α 線のイベントである。(b) は全光電子数と Ring1 での光電子数との分布である。これより Ring1 の光電子数が 500 以上であるイベントはほぼ全て α 線によるイベントと見なすことができる。α イベントを選別するために以下のようなカットを定義した。

- -2mm<x<4mm, 0mm<y<7mm, –35mm<z<–24mm
- Ring1 の光電子数 500 以上

このカットを適用した後の α 線、γ 線の光電子数の分布はそれぞれ図 4.2 の (c)、(d) のようになる。

(c) はイベント選別により α 線イベントのみを取り出した全光電子数分布であり、(d) は α 線イベントを除いた、γ 線とバックグラウンドによるイベントの分布である。

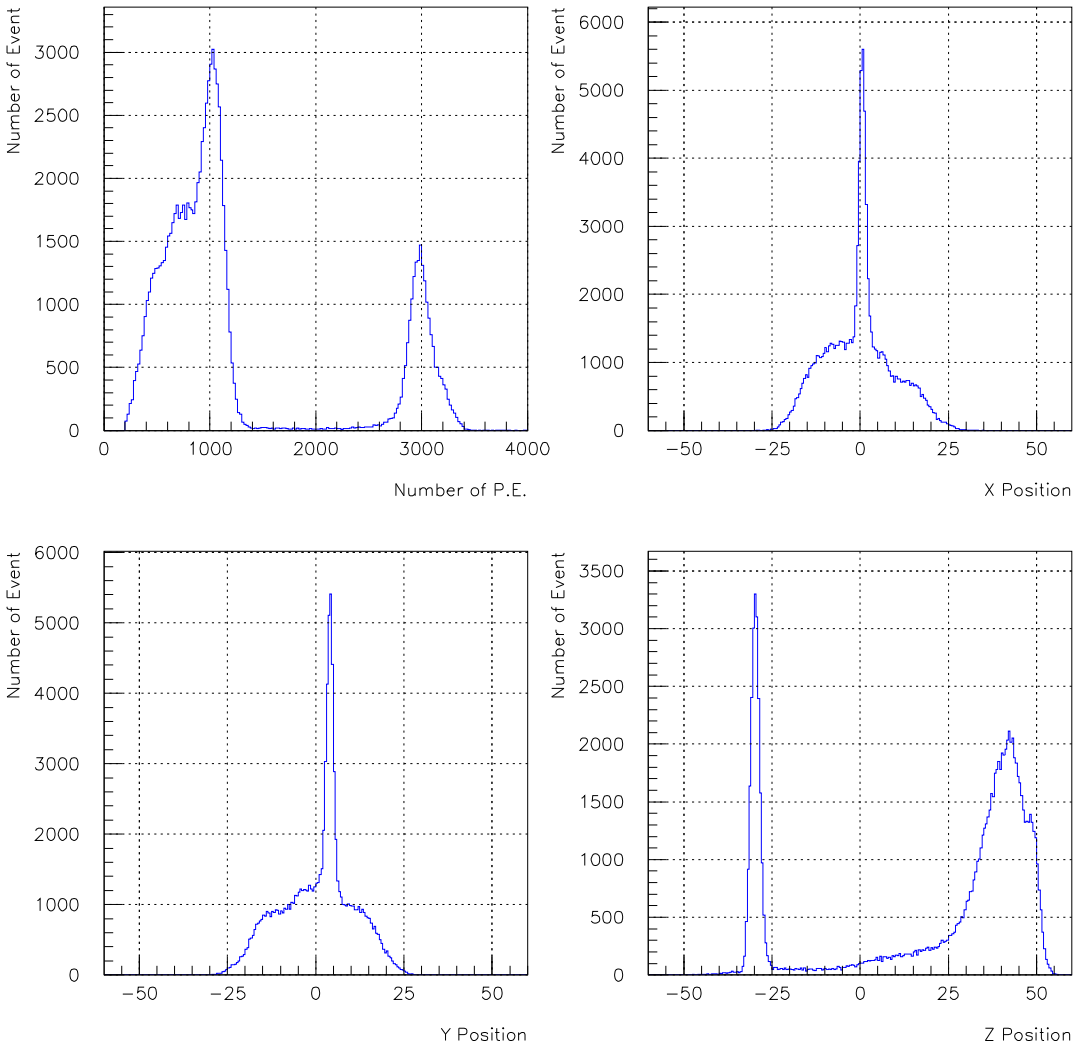


図 4.1: ^{241}Am の α 線と ^{54}Mn の γ 線イベントの識別図 1。(a) は全 PMT での光電子数の和を取ったときのスペクトラム、(b)、(c)、(d) は全 PMT からの光電子数の重心位置を計算したもので、右上からそれぞれ x,y,z 方向についての重心である。

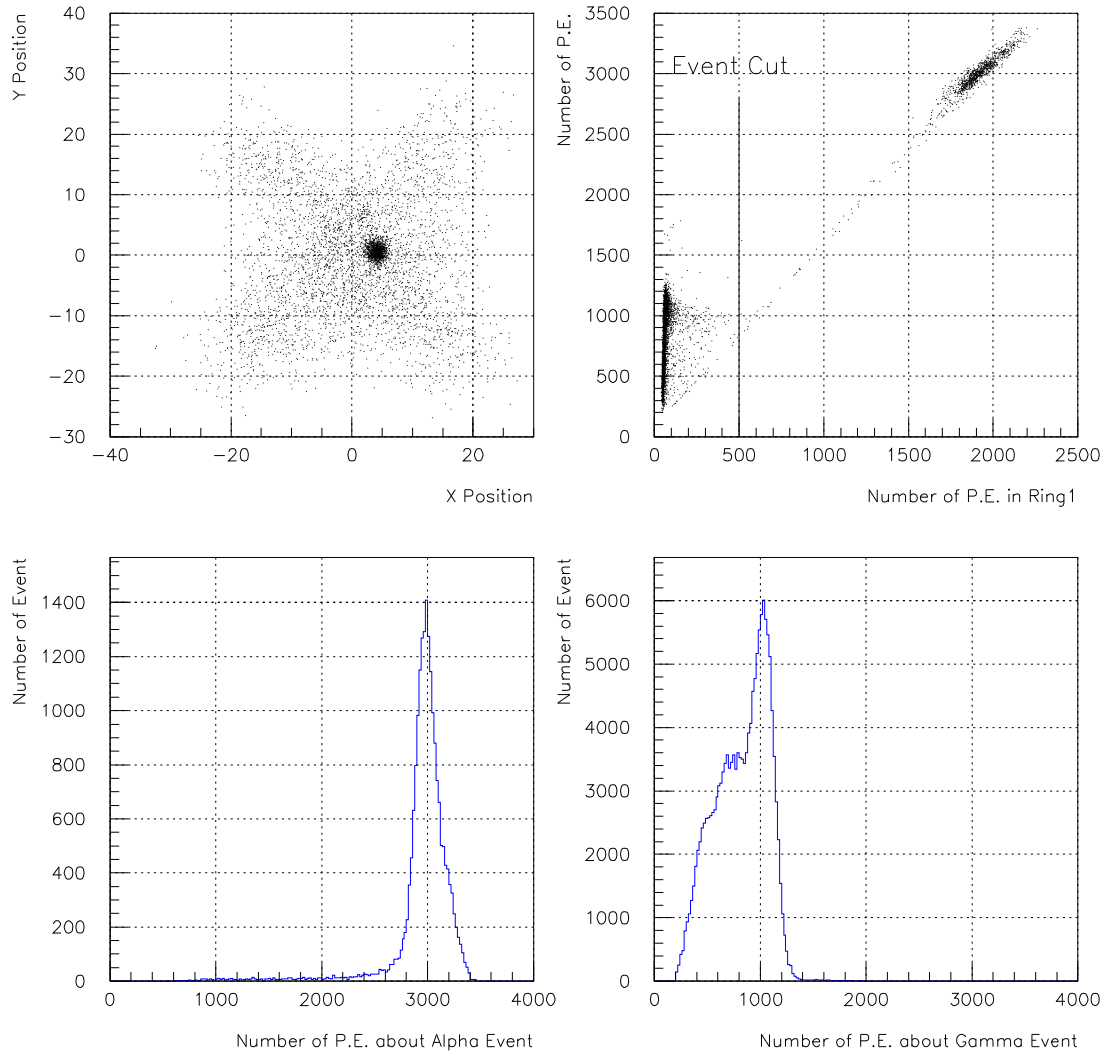


図 4.2: ^{241}Am の α 線と ^{54}Mn の γ 線イベントの識別図 2。(a) は x,y 方向について重心位置を示したものであり、中心付近の点の密度の高い個所は α 線によるイベントによるものと理解される。(b) は全 PMT の光電子数の和と Ring1 の関係を表したものであり、(b) 図中の右上部から斜めに α 線イベントが観測される。(c) は重心位置と Ring1 の光電子数をもとにしたカットをかけ、α 線イベントを選択したときの全光電子数である。(d) は α 線イベントを取り除いたときの全光電子数である。

4.1.2　各 PMT 間のゲインと量子効率の補正

PMT は光ファイバーにより導入された LED の光をもとにして、ゲインが約 10^7 となるように印加電圧を決定した。その後は LED によるモニターを定期的に続けゲインの確認を行なった。最終的な各 PMT 間の補正は α 線が液体 Xe 中で出すシンチレーション光の光量を用いた。この補正は α 線源から見た幾何学的な配置が等しい PMT についてピークチャンネルを比較し、それらが等しくなるように補正を行なう。いまここで言う線源からみた幾何学的な位置が同じ PMT とは、図 3.2 での Ring1,2,3,Plate4,5 についている PMT のことであり、例えば Ring1 内の PMT1,2,7,8,13,14,19,20 は線源に対して同じ位置だと考え、

そこで、各 PMT の α 線イベントのピーク値の比をそれぞれの Ring(Plate) ごとに算出する。実際には、α 線の飛程は十分に短く ($\sim \mu$m)、すべての α 線イベントは同じ場所でシンチレーション光を出しているので、同一 Ring(Plate) 内の PMT には同じ量の光が入射しているはずである。その結果から各 PMT 間の測定された光電子数のずれを補正した。図 4.3 は後述する位置のカットをかけて、検出器の中心付近でシンチレーション光を出したと考えられるイベントの全光量の分布であり、α 線ピークによる補正を行なう前後の γ 線ピーク (Mn 835 keV) の比較を行なっている。補正前から補正後へは分解能が 6.36% から 6.26% へと確かに補正後の方が良い分解能を与えている。今後 PMT の光電子数については、この補正 (以下、「α による PMT 補正」と記す) を行なうものとする。

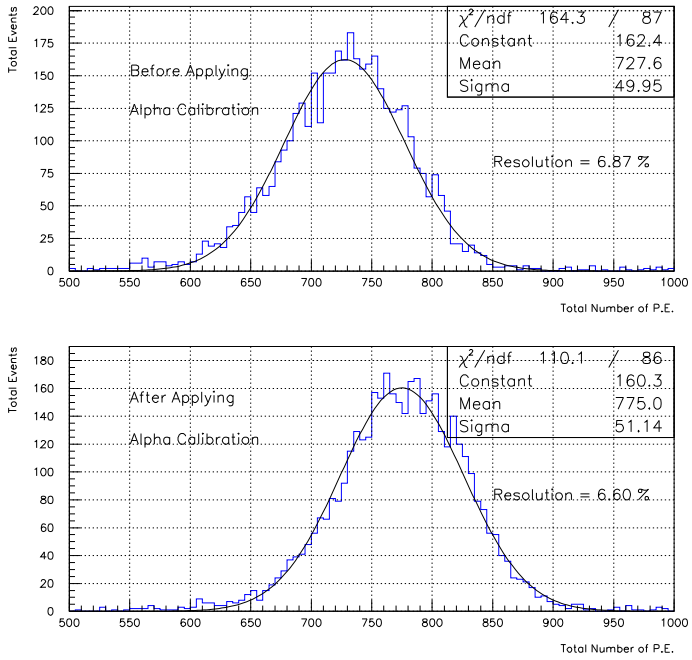


図 4.3: α 線ピークによる補正を行なう前後の ^{54}Mn からの γ 線ピークに後述する位置のカットをかけたものである。上が α のピークによる補正前、下が補正後であり、補正を行なうと分解能が 6.36% から 6.26% へと向上する。

4.1.3 バックグラウンド

液体 Xe カロリーメータのバックグラウンドについて考える。全ての線源をカロリメータ内部から取り除いてデータを取ったものが図 4.4 の上図である。下図は後述する位置のカットをかけたときの、全光電子数分布である。これを見ると P.E.=1500 程度のところにピークが確認出来る。これは周囲のコンクリートなどに含まれる ^{40}K からの 1.46MeV の γ 線であり、自然バックグラウンドの主要な原因のひとつとなっている。これらのバックグラウンドは、今回測定を行なう γ 線と同程度のエネルギーを有しており、イベントの選別を行なっても、実験に使用した γ 線源のイベントと区別がつかないために排除することが出来ない。また。この時の全バックグラウンドのトリガーレートは 120(Hz) 程度であり、^{51}Cr を中に入れた際のトリガーレートは 3900(Hz) 程度であるので、バックグラウンドの影響は無視できるほどだが、真空容器の外から打ち込んだ ^{60}Co,^{88}Y についてもトリガーレートを求めると、それぞれ 220,170(Hz) であり、バックグラウンドは無視できない。これより、真空容器の外から γ 線を打ち込んだ実験についてはバックグラウンドを除いていく必要がある。

図 4.4: バックグラウンドの測定。上図は全バックグラウンド、下図はバックグラウンドに対しての後述する位置のカットをかけたものである。自然バックグラウンドの主要な原因である ^{40}K イベントなどが見えている。

4.1.4 γ 線のエネルギー分解能

実験データについてのエネルギー分解能

各 PMT において観測された光電子数の総和から γ 線のエネルギー分解能を考える。全光電子数は主に PMT を見込む立体角の総和で決まってくるが、PMT に近い場所で γ 線がエネルギーを落したイベントは PMT 自身の大きさが効いてくるので、全光電子数から見積もった重心位置は実際にエネルギーを落した場所からずれて観測される。これは PMT 近傍でエネルギーを落した γ 線イベントでは PMT の光電子面を見込む立体角が大きく見えてしまうが、PMT と PMT の隙間の近くでエネルギーを落したイベントは立体角が小さくなってしまうことなどに起因している。これにより、光電子数の統計が効いてくるエネルギー分解能についても、位置依存性を持つ。その他に全光電子数はクォーツ面での反射やカロリメータの表面のアルミ面での反射なども効いてくるが、この効果は立体角の影響よりも小さくなっている。この位置依存性を排除するように、各 PMT を見込む立体角が均等であり近似的に、光量から算出した重心位置とシンチレーション発光位置が等しい中心部分のイベントについて考えていく。これにより、全ての PMT にほぼ均等にシンチレーション光が入射する γ 線イベントのみを取り出してエネルギー分解能を算出することが出来る。

ここでは検出器の中央部分の円筒形 (x-y30mmϕ, –10mm<z<10mm) の領域を考え、(今後この条件を「位置カット」と呼ぶ) この領域内に光量の重心がくる γ 線イベントのみを取り出す。ここで、あるイベントの重心位置 x,y,z は、i(i=1∼32) 番目の PMT の位置 x_i,y_i,z_i とそこに入射した光電子数 N_i を用いて

$$
\begin{aligned}
\mathrm{N} &= \sum_{i=1}^{32} \mathrm{N_i} \\
\mathrm{x} &= \frac{1}{\mathrm{N}} \sum_{i=1}^{32} \mathrm{x_i} \cdot \mathrm{N_i} \\
\mathrm{y} &= \frac{1}{\mathrm{N}} \sum_{i=1}^{32} \mathrm{y_i} \cdot \mathrm{N_i} \\
\mathrm{z} &= \frac{1}{\mathrm{N}} \sum_{i=1}^{32} \mathrm{z_i} \cdot \mathrm{N_i}
\end{aligned}
$$

と計算するものとする。^{137}Cs 662keV について、位置のカットを行なっていないときの全光電子数の分布は上図であり、位置カットを行なったときの分布は図 4.5 の下図である。この上図と下図と比較してみると、重心位置が中心部分のイベントを選ぶと確かにピークの右側のイベントと左のイベントがカットされている。

ここで、ピークの左側に残っているイベントについては、位置のカットにより γ 線が検出器中心部でエネルギーを落したイベントのみをとりだしたが、実際には検出器の有感領域内部で、持っていたエネルギーの一部のみをコンプトン効果によって落したイベントであると考えられている。この時、検出器内部でエネルギーを落しきらなかった γ 線は、残りのエネルギーを持ったまま、検出器外部へ飛び去っていったと考えられる。

これより、ピークの右側こそが検出器が本来持っている性能を反映していると考えられ、ピークの右側をフィッティングすることにより、この検出器本来の分解能を求めることが出来る。図 4.6 は ^{137}Cs(662keV) について、α 線による補正と位置のカットをかけたときの全光電子数分布に対して、フィッティングの関数をガウシアンとしたものであり、図 4.7 は ^{137}Cs(662keV) について、

α 線による補正と位置のカットをかけたときの全光電子数分布に対して、左右非対称なガウシアンでピークの左右をフィッティングしたものである。ここで、左右非対称なガウシアンとは、mean の左右で σ を変えたガウシアンである。この二通りのフィッティングを用いて、ピークの右側の幅を求め分解能を評価していく。

図 4.5: ^{137}Cs の全光電子数分布である。上は PMT を α 線の光量による補正を行なったものであり、下が補正の後に位置によるカットをかけた時の分布である。

図 4.6: PMT の補正の後に、位置によるカットをかけたときの ^{137}Cs の全光電子数の分布を、フィッティングの関数をガウシアンとし、領域をピークの左側の一部を使ってフィッティングしたものである。

図 4.7: PMT の補正の後に、位置によるカットをかけたときの ^{137}Cs の全光電子数の分布を左右非対称なガウシアンを用いてピークの左右をフィッティングしたものである。

以上のカットおよびフィットを他のγ線源によるイベントについても行なっていく。まず検出器内部に線源を設置したCr、Mnについて同様のことを行なった結果が図4.8である。

次に^{60}Coの1.173keVと1.333keVについてエネルギー分解能を考えていくのだが、検出器の分解能以上にふたつのエネルギーが近いので、完全に二つのピークと観測することは難しい。図4.9の(a)、(b)にα線によるPMT補正後に位置カットをかけた際の^{60}Coの全光電子数の分布を示す。

さらに、^{60}Coについては真空容器の外側から打ち込んだことで、真空容器のSUS(5mmが二枚)や検出器周囲の液体Xeでエネルギーを落すことがあり、高いエネルギーのγを真空容器の外側から打ち込んでも途中でエネルギーを落してしまうイベントもあり、結果的に低いエネルギーのピークにも影響を与えてしまう。それゆえ、^{60}Coのピークを1.173と1.333MeVに分けることはさらに困難になり、エネルギーが高い1.333MeVのγ線に対して、Csなどと同じように左右非対称ガウシアンフィットを行なっても完全には正確な分解能は求められない。

また^{88}Yについても、^{60}Coと同様に真空容器の外側から打ち込んでいるので、エネルギーが高いピークの右側の裾を考えても完全に正確な分解能は得られない。図4.9の(c)、(d)はα線によるPMT補正を行なった後に位置のカットをかけた際の^{88}Yの全光電子分布を示す。

ここで、各γ線源に対する、エネルギー分解能を表にまとめると、表4.1のようになる。

γ線源	エネルギー	分解能 (ガウシアン)	分解能 (非対称ガウス)
^{51}Cr	320 keV	9.86±0.67(%)	9.39±0.32(%)
^{137}Cs	662 keV	7.27±0.31(%)	7.29±0.27(%)
^{54}Mn	835 keV	6.51±0.37(%)	6.37±0.34(%)

表 4.1: 実験データによる、γ線源のエネルギーとその分解能。ガウシアンはピークの左を少し含んでフィットしたものであり、非対称ガウスとはピークの左右でσの異なるガウシアンでフィットした時のエネルギー分解能である。

図 4.8: PMT の補正の後に、位置によるカットをかけたときの ^{51}Cr、^{54}Mn の全光電子数の分布である。Cr、Mn ともに二通りのフィッティングを行ない、(a) は Cr をガウシアン、(b) は Cr を左右非対称ガウシアン、(c) は Mn をガウシアン、(d)Mn は左右非対称ガウシアンを使ったものである。

図 4.9: PMT の補正の後に、位置によるカットをかけたときの ^{60}Co と ^{88}Y の全光電子数の分布である。(a) は ^{60}Co の全光電子数分布であり、1.173 と 1.333MeV のピークは分かれて観測されず、一つのピークに見える。(b) は ^{60}Co について左右非対称ガウシアンでフィットした結果である。また (c) は ^{88}Y の全光電子数分布であり、(d) は ^{88}Y について左右非対称ガウシアンでフィッティングした結果である。

Monte Carlo Simulation

実際の実験と同じ幾何学的配置にγ線を配置し、それにより見込まれる各PMTでの光電子数をシュミレーションにより調べる。シュミレーションにはEGS4(Electron γ Shower ver.4)を用いて、γ線が液体Xe中で落したエネルギーをもとに、各PMTで測定される光電子数を計算した。そこから液体XeのW値(23.7eV)を用いて、生成した光子数をポアソン分布に従って計算し、実験装置でのPMTの配置をもとに、各PMTにどれだけの光子が入射したかを計算する。PMTの量子効率は6.1%とした。

γ線イベントについての全PMTの出力との比較をシュミレーションの結果とデータの間で行なう。シュミレーションの結果について、図4.10に^{54}Cs(662keV)のγ線に対しての、実験データおよびシュミレーション結果による全PMTの光電子数分布を示した。(a)が実験結果であり、(b)がシュミレーション結果である。

図4.10: ^{54}Cs(662keV)のγ線に対しての、実験データおよびシュミレーション結果による全PMTの光電子数分布。(a)が実験結果であり、(b)がシュミレーション結果である。

全光電子数の分布からエネルギー分解能を考え、そのときに実行するカットと、その妥当性を考えていく。γ 線が液体 Xe 中で相互作用を起こした場所と PMT の光電子数とその配置から求められる重心位置とを比較すると、図 4.11 のようになる。左上 (x 方向) と右上 (y 方向) より、x,y 方向に対しては、絶対値にして 15mm 以下の領域で良いリニアリティが保たれている。これと線源位置に関して x,y 軸は対称であることから、x,y 方向についてのカットは 30mmϕ の円筒型で良いといえる。また左下は、z 方向に対する重心位置と相互作用位置との比較であり、右下はそれに x,y 方向について 30mmϕ のカットをかけたときのものである。これらを見ると、どちらも z_{sim}(実験結果で扱った z と z_{sim} とは、z=z_{sim} − 87(mm) の関係である) の相互作用位置が 40mm 以下のイベントは広がっており、重心位置に対する関数性を保っていない。これより、重心に対する関数性を保っている中心付近のイベントのみを取り出すカットとして、87mm<z_{sim} <107mm(−10mm<z<10mm にあたる) が妥当である。

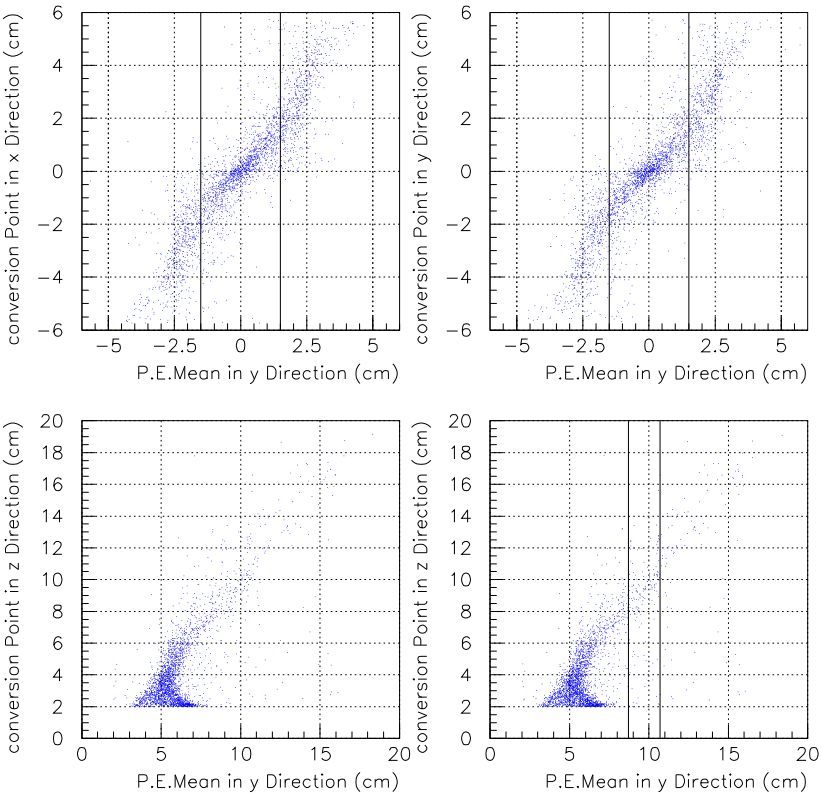


図 4.11: シュミレーションによる、γ 線が液体 Xe 中で相互作用を起こした場所と重心位置との関係。左上は x 方向、右上は y 方向、左下は z 方向についてそれぞれの相互作用を起こした位置と重心位置との関係である。また右下は x-y について半径 15mm の円筒形内に重心位置がきたイベントに対する、z 方向の相互作用位置と重心位置の関係である。

次にシュミレーションに対して全光電子数分布とその分解能について考えていく。まず、実験結果に対して、エネルギー分解能を求めた時と同様に位置のカットを行なったものについて、実験とシュミレーションが同様の結果が得られるかを確認する。この時、算出した分解能を表 4.2 にまとめて示す。また各 γ 線源についての全光電子数分布を図 4.12 に示す。

γ 線源	エネルギー	エネルギー分解能
^{137}Cs	662 keV	7.29±0.27(%)
^{54}Mn	835 keV	6.37±0.34(%)
^{88}Y	1835 keV	4.54±0.44(%)

表 4.2: シュミレーション結果についての γ 線源のエネルギーとその分解能。

図 4.12: シュミレーションの結果より得られた、γ 線源 Cs.Mn,Y に対するエネルギー分解能。(a) が Cs、(b) が Mn、(c) が Y(0.898MeV)、(d) が Y(1.836MeV) である。

4.1.5 γ線の位置分解能

実験データについての位置分解能

γ線が検出器内でエネルギーを落した場所とPMTに入った光量の重心位置との差が少ない検出器中心の半径3mmの円筒領域について位置分解能を出す。位置分解能については、検出器を平面(x=0)または平面(y=0)で二つに分けて、z方向について片方ずつ光量の重心を計算し、それらの差をとることで算出した。いま、検出器を二つに分けて求めたときの、それぞれの光電子数をN_1とN_2、z方向の重心位置をz_1とz_2とおくと、次のように表される。

$$\begin{aligned} N_1 &= \sum_{i=1}^{16} n_i \\ N_2 &= \sum_{i=17}^{32} n_i \\ z_1 &= \frac{1}{N_1}\sum_{i=1}^{16} z_i \cdot n_i \\ z_2 &= \frac{1}{N_2}\sum_{i=17}^{32} z_i \cdot n_i \end{aligned}$$

ここで、z方向の差を$z_{\Delta z}$=z_1−z_2とすると、$z_{\Delta z}$の変化量$dz^2_{\Delta z}$は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} dz_{\Delta z} &= dz_1 - dz_2 \\ dz^2_{\Delta z} &= (dz_1 - dz_2)^2 \\ dz^2_{\Delta z} &= dz_1^2 + dz_2^2 - 2dz_1 dz_2 \end{aligned}$$

ここで、シンチレーション光は等方的に出るものと仮定すると、z_1とz_2とはそれぞれ独立と考えられるので、

$$dz_1 dz_2 = 0$$

と言える。これより、$z_{\Delta z}$の分散σ_0は次式で与えられる。

$$\sigma^2_{\Delta z} = \sigma^2_{z1} + \sigma^2_{z2}$$

ただし、σ^2_{z1}とσ^2_{z2}はz_1、z_2それぞれの分散とする。
さらにここで、検出器の対称性より、$\sigma_{z1} = \sigma_{z2}$と考えると、

$$\sigma_{\Delta z} = \sqrt{2}\sigma_{z1}$$

となり、差 z の分散は $\sqrt{2}$ 倍であることが分かる。よって検出器を二つに分けたことにより、観測される分解能は統計的に実際の $\frac{1}{\sqrt{2}}$ となっているはずである。しかし、検出器の持つ本来の位置分解能を表す σ は、光電子数の統計の効果も効いてくるので、位置の分解能は最も悪い場合を考えても、z_1 と z_2 の差の分解能の $\frac{1}{\sqrt{2}}$ となる。しかし、もしここで全 PMT を使えば、位置分解能は $\frac{1}{\sqrt{2}}$ よりもさらに良くなるはずである。この効果が PMT の本数の統計だけで決まるならば、$\sqrt{\frac{32}{16}} = \sqrt{2}$ 倍は、さらに良くなるはずである。しかし、本実験では γ 線が入射してくる面における PMT で検出する光量が多いので、二つに分けた領域での光電子数は異なる可能性が高く、位置の分解能は $\frac{1}{\sqrt{2}}$ と評価した方が妥当である。これをもとにそれぞれの線源について位置の分解能をまとめたものが表 4.3 である。またそれぞれの線源についての位置分解能を図 4.13 に示す。

γ 線源	エネルギー	位置分解能
^{51}Cr	320 keV	7.34±0.150 mm
^{137}Cs	662 keV	3.75±0.024 mm
^{54}Mn	835 keV	3.67±0.032 mm
^{88}Y	1835 keV	2.90±0.039 mm

表 4.3: 実験データについての γ 線源のエネルギーと位置分解能依存性。

図 4.13: 実験データの、γ 線源 Cr(0.320MeV),Cs(0.662MeV),Mn(0.835MeV) Y(1.836MeV) に対する位置分解能。(a) が Cr,(b) が Cs,(c) が Mn,(d) が Y である。

Monte Carlo Simulation

またシュミレーションについても位置分解能を算出する。実験のデータについて位置分解能を決めた時と同様に、中心部の半径3mmの円筒部分を考えて、ふたつの領域での位置の差を使って位置分解能を各線源に対して算出すると表4.4となる。また、そのときのΔzは図4.14に示した。

γ線源	エネルギー	位置分解能
^{137}Cs	662 keV	4.54±0.035 mm
^{54}Mn	835 keV	4.02±0.027 mm
^{88}Y	898 keV	3.42±0.047 mm
^{88}Y	1835 keV	2.61±0.022 mm

表 4.4: シュミレーション結果についてのγ線源のエネルギーと位置分解能依存性。

図 4.14: シュミレーション結果の、γ 線源 Cs(0.662MeV),Mn(0.835MeV), Y(0.898, 1.836MeV) に対する位置分解能。(a) が Cs,(b) が Mn,(c) が Y(0.898MeV), (d) が Y(1.836MeV) である。

第5章　まとめと今後の展望

5.1　検出器の性能

5.1.1　エネルギー分解能

液体 Xe γ 線カロリメータの性能について、まずエネルギー分解能を考える。分解能を表にまとめると、表 5.1 のようになる。また図 5.1 にエネルギー分解能のエネルギー依存性を示す。実験データに対して、左右非対称なガウシアンでフィッティングを行なったものが白丸であり、ガウシアンを使ったものが黒丸であり、それぞれエネルギー分解能をあらわしている。白三角がシュミレーションから算出したエネルギー分解能である。

$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊により生成される 52.8MeV の γ 線に対するエネルギー分解能 1% を達成可能であるか考える。光電子数の統計により分解能が $1/\sqrt{E_\gamma}$ (ただし、E は γ_γ 線のエネルギーとする) に比例することを利用すると、52.8MeV で分解能 1% となるときのエネルギー分解能は図 5.1 の実線のような曲線であらわされる。つまり、この曲線より下の領域では、$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験に要するエネルギー分解能を有していると考えられる。実験値をみると、低いエネルギーの γ 線源 (Cr,Cs,Mn) については要求を満たしていることが確認できる。しかし、高いエネルギーの Co と Y については、実験の際に γ 線を真空容器の外から打ち込んだために、γ 線が検出器内部に到達する以前に、真空容器 (SUS) やカロリメータの外側の周辺部の液体 Xe などでエネルギーを一部落してしまう。その結果として検出器内部に入ってくる γ 線は本来のエネルギーよりも低くなっているものもあり、その効果で実験から算出したエネルギー分解能は、実際に検出器が有しているエネルギー分解能よりも悪く観測されてしまう。

実際に γ 線の減弱係数から、真空容器の厚み (SUS 1cm) 及び検出器までに通過する液体 Xe の距離 (Xe 7cm) での γ 線の減衰を考えると、エネルギーを落さずに検出器内部に到達する γ 線は全体の約 20% 程度であり、残りのイベントはエネルギーを失ってから検出器内部に入ってくる可能性がある。これにより、γ 線の全光電子数の分布は幅広くなってしまう。

このことから、検出器の外側の物質量を可能な限り減らすこと、または線源自身を検出器の有感領域のすぐ外側に取り付けることで、本来、この検出器が有している分解能を確認することが可能になる。また、今回の程度の小さい (有感領域 116mm×116mm×174mm) 液体 Xe 検出器では、^{88}Y(1.836MeV) のようにエネルギーが MeV 程度の γ 線は、検出器内部に完全にエネルギーを落さずに外へと逃げていってしまうこともあり、結果的に検出器本来の分解能を観測することは出来ない。これらを踏まえて、$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験で液体 Xe カロリメータを使用する場合は、γ 線入射方向の物質量の低減と検出器自身の大型化が必要であり、これらの条件を満たせば必ず液体 Xe カロリメータは必要とされる性能を実現することが可能である。

γ線源	エネルギー (keV)	エネルギー分解能 (実測値)	エネルギー分解能 (シュミレーション)
^{51}Cr	320	9.86±0.67(%)	–
^{137}Cs	662	7.27±0.31(%)	7.29±0.27(%)
^{54}Mn	835	6.51±0.37(%)	6.37±0.34(%)
^{88}Y	1835	5.85±0.45(%)	4.54±0.43(%)

表 5.1: γ線源のエネルギーとその分解能。

図 5.1: 液体 Xe γ線カロリメータにおけるエネルギー分解能のエネルギー依存性。黒丸が実測値からガウシアンを使って求めた分解能を表し、白丸が左右非対称ガウシアンで求めた分解能であり、白三角がシュミレーションの結果から得られた分解能を表す。白丸は位置のカットのみをかけた際にピークの右側をフィットした時の分解能を表す

5.1.2 位置分解能

液体 Xeγ 線カロリメータの位置分解能を表 5.2 に示す。実験データから、1.836MeV の γ 線の位置分解能は 2.90mm と求められた。図 5.2 にエネルギーに対する位置分解能の依存性を、実験値およびシュミレーションの結果について示した。これよりエネルギーが高い γ 線に対しては、光電子数が増えることにより、光電子数のふらつきが減るので、さらに位置の分解能が上がると考えられる。また、光電子が増えることで各 PMT でのふらつきも減少し、全体の分解能としては向上することが期待できる。これより $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 過程によって放出される 52.8MeV γ 線に対しては、位置の分解能にして数 mm という性能を実現することは可能である。

γ 線源	エネルギー (keV)	位置分解能 (実測値)	位置分解能 (シュミレーション)
^{51}Cr	320	7.34±0.150mm	–
^{137}Cs	662	3.75±0.024mm	4.54±0.035mm
^{54}Mn	835	3.67±0.032mm	4.02±0.027mm
^{88}Y	1836	2.90±0.039mm	2.61±0.022mm

表 5.2: γ 線源のエネルギーと位置分解能。

図 5.2: 液体 Xe γ 線カロリメータにおける位置分解能のエネルギー依存性。黒丸が実測値から求めた分解能を表し、白三角がシュミレーションの結果から得られた分解能を表す。

5.2 まとめと将来の計画

5.2.1 液体キセノン γ 線カロリメータおよび PMT の改良

$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験では、約 $0.7\mathrm{m}^3$ の容積の液体 Xe 容器を使用する予定であり、そこには数百から千本の PMT を取り付けることが検討されている。

PMT については、ダイノード段数を減らすことや、回路パーツの小型化をすすめることによって γ 線の進行方向の物質量を減らしていく予定である。さらに本実験では、PMT 本体と回路パーツの実装されている基盤との隙間に液体 Xe が入り込まないように、真空部品のシールに使うシリコンで隙間を埋めることで、物質量の低減をおし進めていくことも検討されており、実際に真空引きにも耐えることが分かっている。これにより、入射した γ 線が検出器内の液体 Xe の有感領域に入ってくるまでに、エネルギーを落してしまう確率を下げることが可能になる。

PMT のブリーダ回路パーツ部分の大きさについても、再検討を行なっており、現在使用している回路パーツ小さくしていく予定である。その候補として現段階では、チップ型抵抗および積層セラミックチップコンデンサ、マイカチップコンデンサなどがあがっている。チップ型抵抗とマイカチップコンデンサについては、低温での性能変化も少なく実装可能と言え、また積層セラミックチップコンデンサについては、液体窒素温度で容量が約半分となってしまうが、こちらも容量に余裕を持ったものを使うことで補うことも可能である。

5.2.2 $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験にむけて

密度が高く、発光効率の良い放射線検出媒体である液体 Xe はシンチレータとして非常に優れた性能を有しており、エネルギー、位置の分解能において高い精度を有している。本実験の結果より、$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊で生成される 52.8MeV の γ 線に対する液体 Xe カロリメータの性能は、エネルギー分解能にして 1%、位置分解能にして 3mm 以下を達成することが確認された。今後は液体 Xe カロリメータにより $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験、ひいては新しい物理への道が開かれることであろう。

付 録A　SUMMODULE回路図

図 A.1 にデータ収集の際に使用した SUM Module の回路図を示す。この Module は 8 チャンネルの入力がり、そこに入った PMT の出力信号の一部を取りだして和を取り、トリガー生成用信号を作るものである。

入力信号を 1kΩ の抵抗で電圧を読みだして 8 チャンネルの和を取り、C を切るためにオペアンプ OPA658P で 1 倍に増幅する。その後、増幅した信号を一つの出力信号とする。またもう一つの出力として、増幅後の信号に任意の Threshold で波高弁別を行ない、それを NIM Level の Logic 信号として出力する。

グランドを強化するために、3 つの独立なグランドに分け、初段のオペアンプに入ってきたノイズを 2 段目のオペアンプで打ち消している。

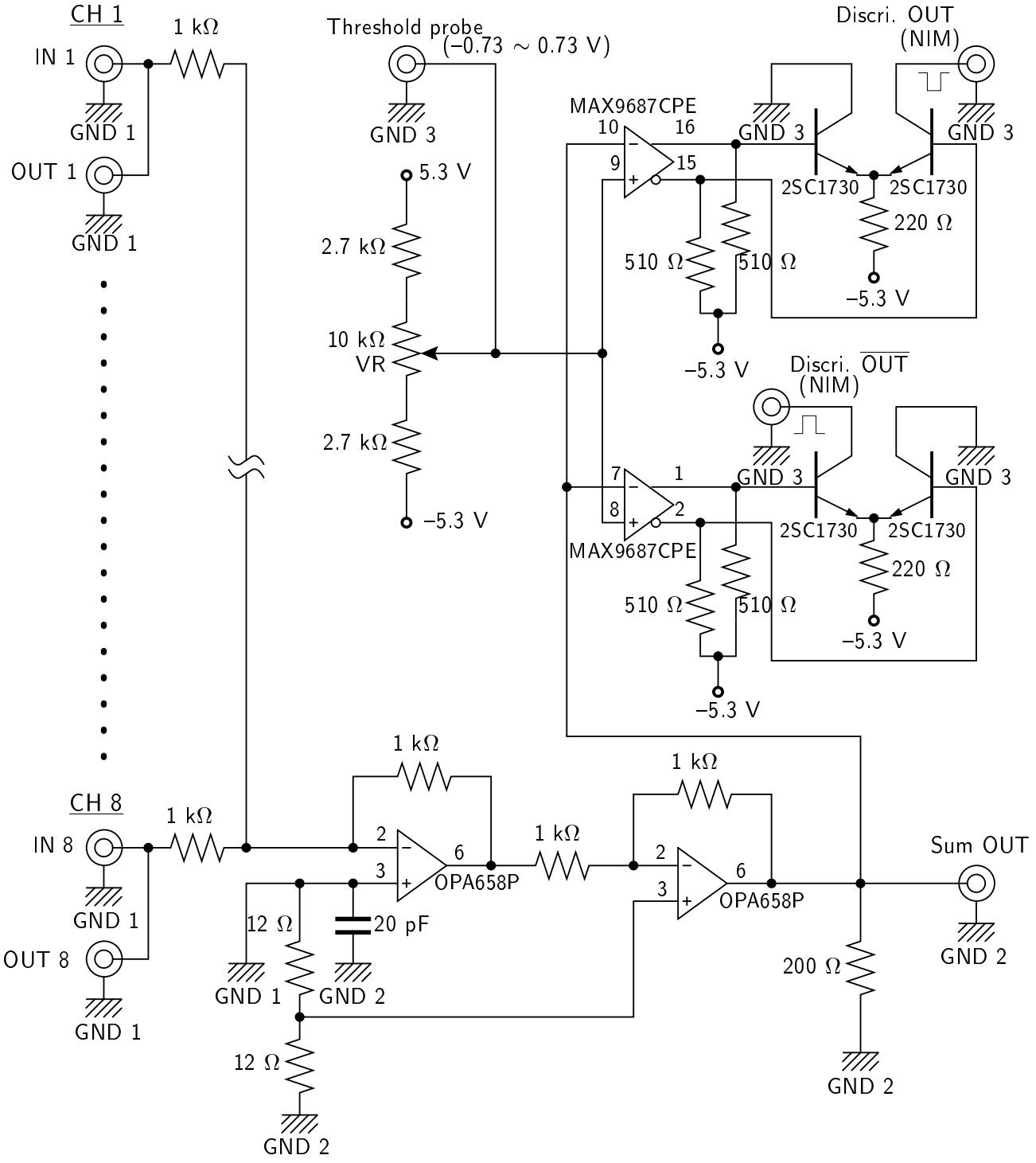


図 A.1: SUM module の回路図。

参考文献

[1] Joseph.D.Lykken,Fermilab-Pub-96/445-T

[2] 岡田安弘, 久野純治:日本物理学会誌 53(1998)327

[3] J.Hisano,D.Nomura,KEK-TH-602,UT-828,hep-ph/9810479

[4] 南方久和:日本物理学会誌 53(1998)743

[5] R.D.Bolton *etal* The American Physical Society 56(1986)23

[6] Letter of Intent for an experiment at PSI April,1998

[7] T.Doke,K.Masuda,Nucl.Instr.and.Method A 420(1999)62-80

[8] Photon Cross Sections Data Base,http://physics.nist.gov/PhysRefData/.

[9] 鈴木聡:日本物理学会誌 53(1998)181

[10] K.Terasawa,Technical Report No.98-12 June,1998

謝辞

本研究において、適切なご指導と指針を提示頂いた素粒子物理学国際研究センター所属、指導教官駒宮幸男教授に、そして、指導教官でないにも関わらず、数々の心暖まる御助言いただいた、折戸周治教授、森俊則助教授、早稲田大学における研究活動に並々ならぬご支援をして下さった、道家忠義名誉教授及び道家・菊池研究室の方々に深く感謝し、ここにお礼申し上げます。
また、物理の世界について何も知らなかった私に、$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$実験の立ち上げの忙しい時期にも関わらず、研究活動について一から指導して下さった田中秀治氏や、血のにじむような実験を共にして頂き、さらに解析の初歩からご指導頂いた三原智氏には大変お世話になりました。深く感謝いたします。
最後に、実験を始めとして、様々な協力をして頂いた八島純氏、小曽根健嗣・手嶋剛・矢萩幸一氏、どうも有り難うございました。