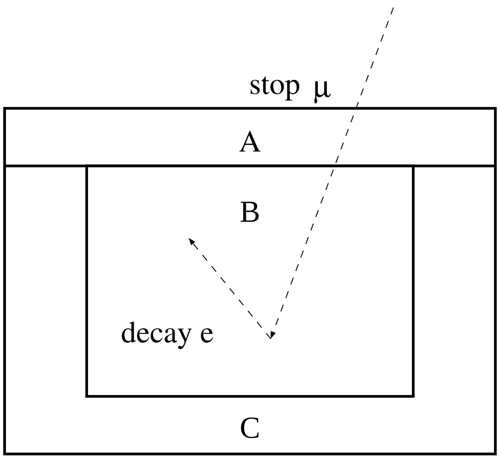
Muon Capture Rate の測定

三輪光嗣　　森田健　　岩井雅彦　　深谷英則

（2000 年度 P2）



概 要

electron、muon、nucleon 間の弱い相互作用には強い類似性があり weak coupling の普遍性として知られている。標準理論によって lepton、quark の弱い相互作用は説明されるが、nucleon が基本粒子ではなく quark の束縛状態であることを考えるとこの事実は依然驚くべきことである。このレポートは cosmic muon のシンチレータ中の C^{12} による capture rate を測定することで普遍性の検証を行ったものである。用いた理論値は $7.86 * 10^3[s^{-1}]$(referance[2]) である。我々の得た値は $(5.7 \pm 2.4) \times 10^3$ であった。

1 Introduction

今回我々は弱い相互作用の coupling constant の普遍性の検証として μ 粒子の炭素原子による capture rate を測定した。この章では弱い相互作用、および μ capture についてまとめた。capture rate の詳しい計算に関しては、referance[2] を参照されたい。

1.1 V ー A 型相互作用

Fermi は電磁相互作用からの類推で、ベクトルーベクトル型のベータ崩壊の理論を立てた。この理論の下では電磁相互作用と同様、パリティ保存が成立することになる。ところが 1956 年 Lee と Yang は弱い相互作用においてはパリティが保存しないと主張した。その後パリティ非保存は Wu の Co^{60} を用いた実験で確かめられ、 パリティ保存を破る理論として、V-A カレントカレント型相互作用が実験的に確かめられた。この相互作用は例えば muon の崩壊においては 次のように表される。

$$M(\mu^- \to e^- \overline{\nu}_e \nu_\mu) = \frac{G}{\sqrt{2}} [\overline{u}_{\nu_\mu} \gamma^\mu (1-\gamma^5) u_\mu][\overline{u}_e \gamma_\mu (1-\gamma^5) u_{\nu_e}] \qquad (1.1)$$

1.2 結合定数の普遍性

electron、muon、nucleon、の間の反応は基本的には先ほどの V-A 型の弱い相互作用で支配されている。これらの反応に対して coupling constant G が普遍であることは弱い相互作用の普遍性として知られている。今回の実験ではこれらのうち、muon と nucleon の間の相互作用である μ capture の rate を測定し、普遍性から期待される理論値と比較した。

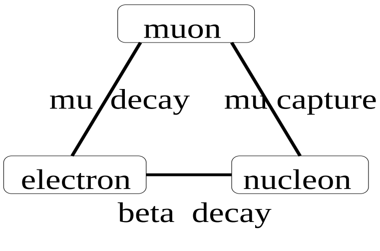


図 1: 弱い相互作用による反応

1.3　行列要素の計算

では実際にμ captureの行列要素を見てみよう。ただし細かい計算はreferance[2]にまわし、ここでは普遍性と、行列要素、rateの関係を見、普遍性から期待されるC$^{12}+\mu^{-}\rightarrow$B$^{12}+\nu_{\mu}$のrateの値を与える。

β decay 、μ decayの行列要素は次の形で与えられる。

$$\begin{aligned} M.E. \quad = \quad & \frac{1}{\sqrt{2}}[(\overline{u}_{\nu}(1-\gamma_5)i\gamma_{\lambda}\gamma_5 u_l)[A(\overline{u}_n i\gamma_{\lambda}\gamma_5 u_p)-B(\overline{u}_n(p_{\lambda}-n_{\lambda})\gamma_5 u_p)] \\ & +(\overline{u}_{\nu}(1-\gamma_5)\gamma_{\lambda}u_l)[C(\overline{u}_n\gamma_{\lambda}u_p)-iD(\overline{u}_{\mu}\sigma_{\lambda\rho}(p_{\rho}-n_{\rho})u_p)]] \quad (1.2) \end{aligned}$$

ここでp_{λ}、n_{λ}、はそれぞれproton、neutronの運動量、A、B、C、Dは$(p_{\lambda}-n_{\lambda})^2$の関数である。muon-nucleonとelectron-nucleonのcoupling constantの普遍性からくる要請は、

$$A^{(\mu)}((p_{\lambda}-n_{\lambda})^2)=A^{(\beta)}((p_{\lambda}-n_{\lambda})^2) \quad (1.3)$$

$$B^{(\mu)}((p_{\lambda}-n_{\lambda})^2)=B^{(\beta)}((p_{\lambda}-n_{\lambda})^2) \quad (1.4)$$

$$C^{(\mu)}((p_{\lambda}-n_{\lambda})^2)=C^{(\beta)}((p_{\lambda}-n_{\lambda})^2) \quad (1.5)$$

$$D^{(\mu)}((p_{\lambda}-n_{\lambda})^2)=D^{(\beta)}((p_{\lambda}-n_{\lambda})^2) \quad (1.6)$$

ここで(μ)、(β)はそれぞれμ decay、β decayの結合定数である。
μ capture β decayのV coupling constant,A coupling constantはそれぞれ

$$g_V{}^{(\mu)}\equiv C^{(\mu)}(0.9{m_{\mu}}^2) \qquad g_A{}^{(\mu)}\equiv A^{(\mu)}(0.9{m_{\mu}}^2) \quad (1.7)$$

$$g_V{}^{(\beta)}\equiv C^{(\beta)}(0) \qquad g_A{}^{(\beta)}\equiv A^{(\beta)}(0) \quad (1.8)$$

dispersion relation theoryより

$$\frac{g_A{}^{(\mu)}}{g_A{}^{(\beta)}}\simeq 0.999 \quad (1.9)$$

$$\frac{g_V{}^{(\mu)}}{g_V{}^{(\beta)}}\simeq 0.972 \quad (1.10)$$

この要請の下で2つの反応、C$^{12}+\mu^{-}\rightarrow$B$^{12}+\nu_{\mu}$とB$^{12}\rightarrow$C$^{12}+e^{-}+\overline{\nu}_e$のrate、$w^{(\mu)}$、$w^{(B)}$の比を計算すると、

$$\frac{w^{(\mu)}}{w^{(B)}}=2.37 \quad (1.11)$$

また

$$w^{(B)} = 33.78[\mathrm{sec}^{-1}] \tag{1.12}$$

より

$$w^{(\mu)} = 8.00 \times 10^3[\mathrm{sec}^{-1}] \tag{1.13}$$

となる。これが求めるべき rate の理論値である。一方実験では μ capture の event 数 N_B、μ stop の event 数 N_{μ^-} を測定し、次の式で $w^{(\mu)}$ を得る。

$$w^{(\mu)} = \frac{N_B}{N_{\mu^-}} \frac{1}{\tau^-} \tag{1.14}$$

ただしここで $\tau^- = 2.01 \pm 0.02[\mu\mathrm{sec}]$ は炭素中での μ^- の mean life である。従って実験では N_B と N_{μ^-} を測定することになる。

1.4 シンチレーター中での muon の反応

実験で rate を測定した反応はつぎのものである。

$$\mathrm{C}^{12} + \mu^- \rightarrow \mathrm{B}^{12} + \nu_\mu \tag{1.15}$$

μ^- の線源としては宇宙線を、ターゲットとなる炭素原子核としては液体シンチレータを用いた。シンチレータ中で、$\mu^\pm$ は原子核との電磁相互作用によって徐々にエネルギーを失う。このあとの振る舞いは μ^+ と μ^- で異なる。μ^+ は mean life$\sim 2.2\mu$sec で崩壊する。一方 μ^- はすべて一旦炭素の原子核に捕獲され、その基底状態の軌道をまわる。μ^- がシンチレータに入ってからここまでの時間は極めて短い。軌道をまわっている μ^- はやがて、一部のものは崩壊し、一部のものは原子核と反応する。この後者が今回の実験で観測すべき反応である。

具体的にはシンチレータ中で $\mu^\pm$ は次のような反応をする。

$$\begin{aligned}
\mu^\pm &\longrightarrow e^\pm + \nu + \overline{\nu} && && (1.16)\\
\mu^- + \mathrm{C}^{12} &\longrightarrow \mathrm{B}^{12} + \nu && && (1.17)\\
&\longrightarrow \mathrm{B}^{12*} + \nu && \mathrm{B}^{12*} \longrightarrow B^{12} + \gamma && (1.18)\\
&\longrightarrow \mathrm{B}^{11} + n + \nu && && (1.19)\\
&\longrightarrow \mathrm{B}^{10} + 2n + \nu && \text{etc.} && (1.20)
\end{aligned}$$

ただしここで言う μ^- は全て C^{12} の基底軌道をまわっている。生成された B^{12} は life time 29.6 [msec] でつぎのように β decay する。

$$\mathrm{B}^{12} \longrightarrow \mathrm{C}^{12} + e^- + \overline{\nu}_e \tag{1.21}$$

ここで、B^{12*} とは励起状態への遷移を表わしている。

本来見たい反応、式 (1.18) はシンチレータをほとんど光らせないため見えない。ところが生成された B^{12} は式 (1.21) のように β decay する。この反応で放出される e^- はエネルギーの上限が ~13.4MeV であり (図 17)、検出できる。そこで実験では式 (1.21) をみることになる。比較すべき理論値は基底状態の B^{12} と C^{12} の間の遷移に対するものであるから、観測すべき反応は式 (1.18) のみである。ここで、その他の反応、式 (1.19)~(1.20) が実験に与える影響と対応をまとめておく。

1.4.1 励起状態への遷移の影響と対応

式 (1.19) の前半の反応は ~2.2[μsec] でおこる。また、B^{12*} による γ 線の放出は直ちにおこるため、式 (1.19) 自体も ~2.2[μsec] である。この time scale は μ decay の noise となりうるものである。一方放出される γ 線のエネルギースペクトラムは $0.95 \sim 3.38$MeV にわたっている。μ decay の検出の精度をあげるためにはこれを threshold で切ってしまいたくはない。また式 (1.19) でできた B^{12} は式 (1.21) で e^- をだすが、この反応は B^{12} の noise になる。この励起状態への遷移は実際は μ decay event の $\frac{1}{2000}$ 基底状態への遷移の $\frac{1}{10}$ である。従って前者の影響は無視し、後者は Los Alamos の実験に従って、10% の補正を行った。

1.4.2 neutron の放出の影響と対応

まず B^{11}、B10、はいずれも安定である。neutron はシンチレータ中で原子核と強い相互作用をしながらエネルギーを失い熱中性子化し、やがて水素の原子核に捕獲されて、2.2MeV の γ 線を出す。この反応は mean life~ 240 [μsec] を持つため、μ decay event や B^{12} β decay event とは識別できる。また、2.2MeV は B^{12} β decay event の解析では用いていないエネルギー領域であるから、この反応は無視した。

2　実験の装置と原理

2.1　実験の概要

- 装置について
  実験装置は主に次の3つのパートからなる。

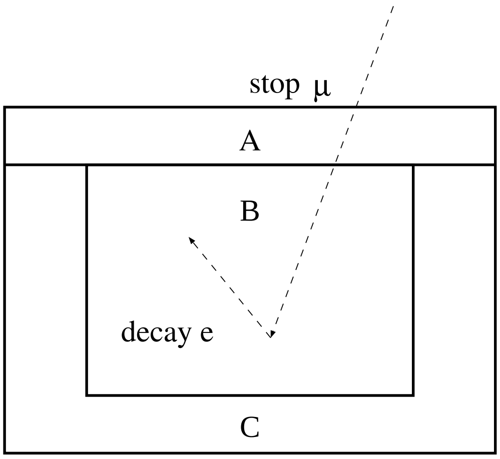


図 2: 実験装置略図

A 上部
　固体シンチレータ, 入射トリガー兼 VETO

B 内部
　液体シンチレータ、検出器

C 外部
　固体シンチレータ、VETO

これらの3つからの信号で $AB\bar{C}$（A と B が光って C が光らない）を muon stop(muon capture) の信号とし、$\bar{A}B\bar{C}$(B が光って A と C は光らない) を B^{12} の崩壊信号とする。ABC や AB や BC は muon の通過としてあつかう。

- データの取り方
  この実験の目的は muon の寿命と崩壊数、そして muon の absorption によってできた B^{12} の寿命と崩壊数を計測することである。そのためにそれぞれを区別し、muon stop から崩壊までの時間分布を調べなければならない。そこで muon stop の信号 $AB\bar{C}$ を trigger にして 20μ sec と 100msec の gate をひらき、前者に来た信号を muon 崩壊、後者に来

た信号を B^{12} の崩壊信号とし、それぞれ gate が開いてから信号が来るまでの時間分布を調べる。

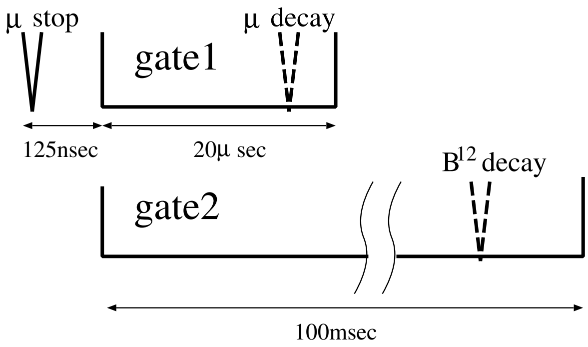


図 3: 寿命の測定法

2.2　実験装置

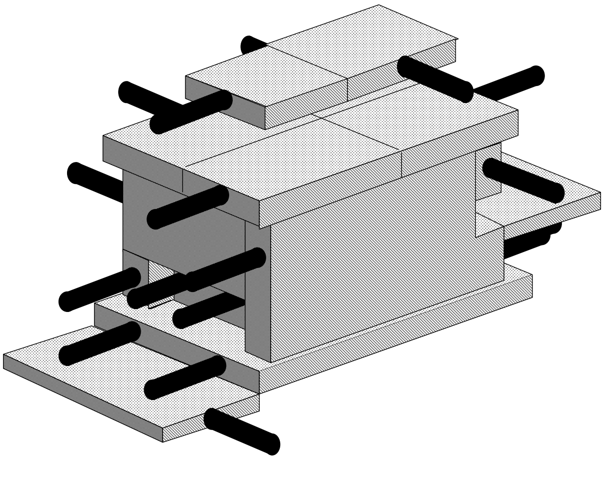


図 4: 実験装置

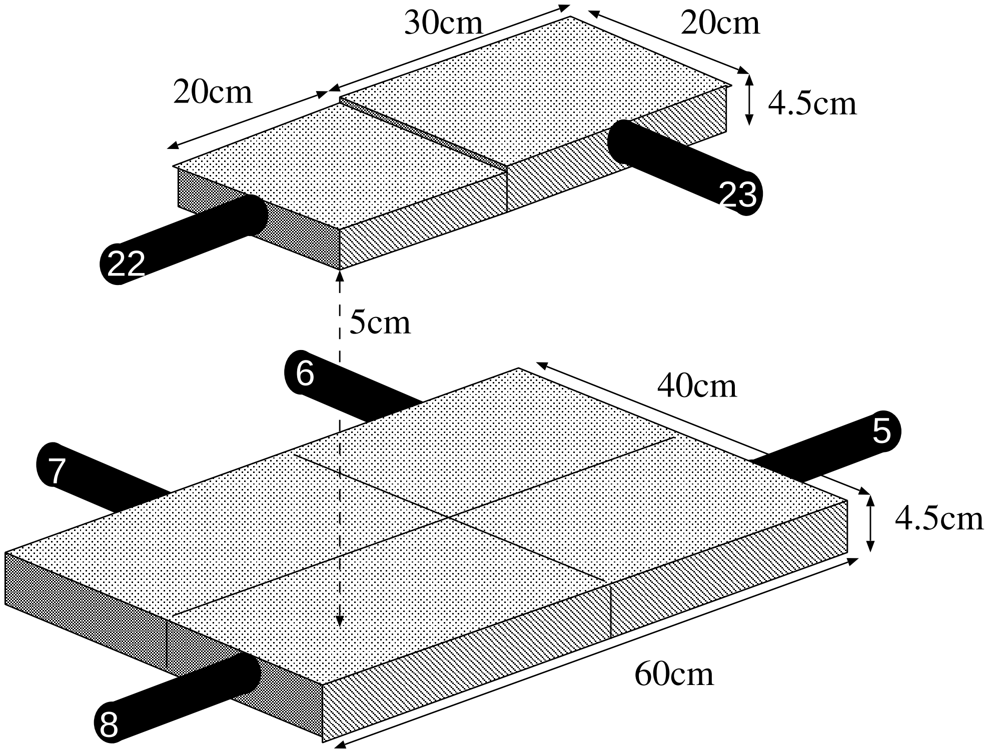


図 5: 装置上部

1. 上部
   muon の入射の trigger および B^{12} の崩壊の VETO としてつかう。20cm ×30cm×5cm の 固体プラスチックシンチレータ (クラレ製 SC38) を 4 枚並べたもの (5,6,7,8) の上方 5cm のところに 20cm×20cm×3.5cm のシンチレータと 20cm×30cm×4.5cm のシンチレータ (22,23) を置く。間にはアルミの板をはさむ。上の 2 枚は入射方向を制限するためのものでこれにより muon 崩壊の読み落としを減らすことができる。各シンチレータはつながっていない。アルミ板は崩壊後の電子が muon stop の trigger になるのを防ぐためのものである。それぞれのシンチレータに 2inchPMT(浜松ホトニクス社製 H1161 および E4354-1) をつけ,threshold を 1MeV 未満にあわせる。アルミ箔を巻き、黒い紙で遮光する。なお PMT の番号は図 10 における番号と一致している。

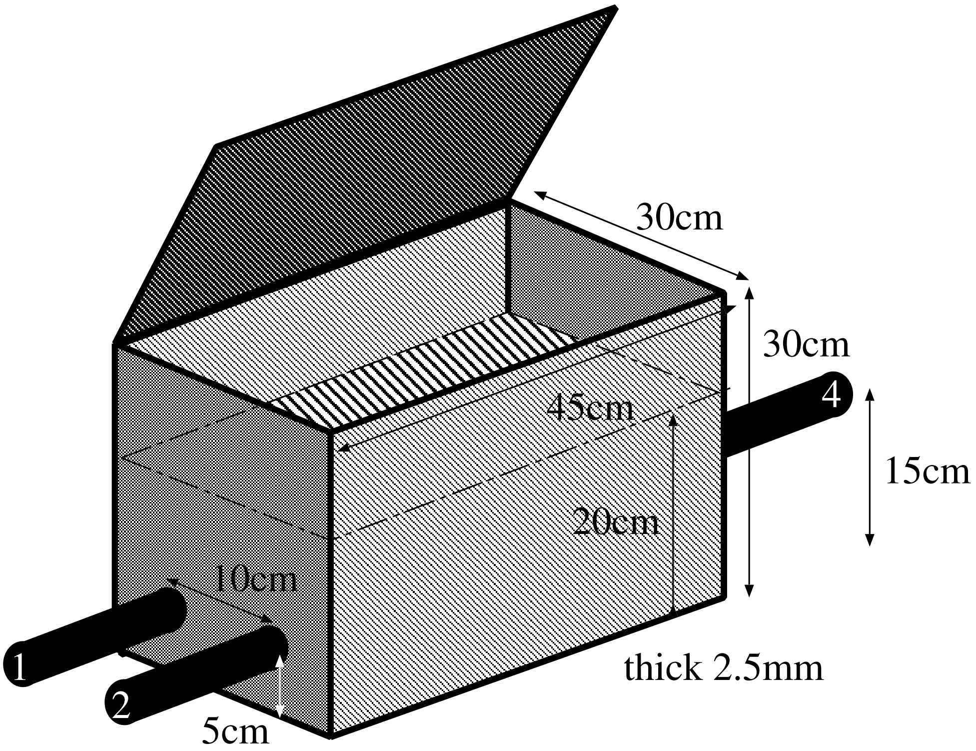


図 6: detecter

2. detecter
   サイズ 45cm× 30cm×30cm、厚み 2.5mm のガラス水槽の中に液体シンチレータ (Bicron BC517L) を 20cm の高さまで入れる。図 4 のように 4 本の PMT(H1161) を 2 本ずつ向かい合うようにそれぞれ高さ 5cm および 15cm のところに取りつける (1,2,3,4)。threshold は 3MeV。接着剤は STYCAST 1266 を用いた。水槽の内側は反射剤 (BICRON BC-622) を塗る。ふたもガラスである。黒い紙とテープで遮光する。

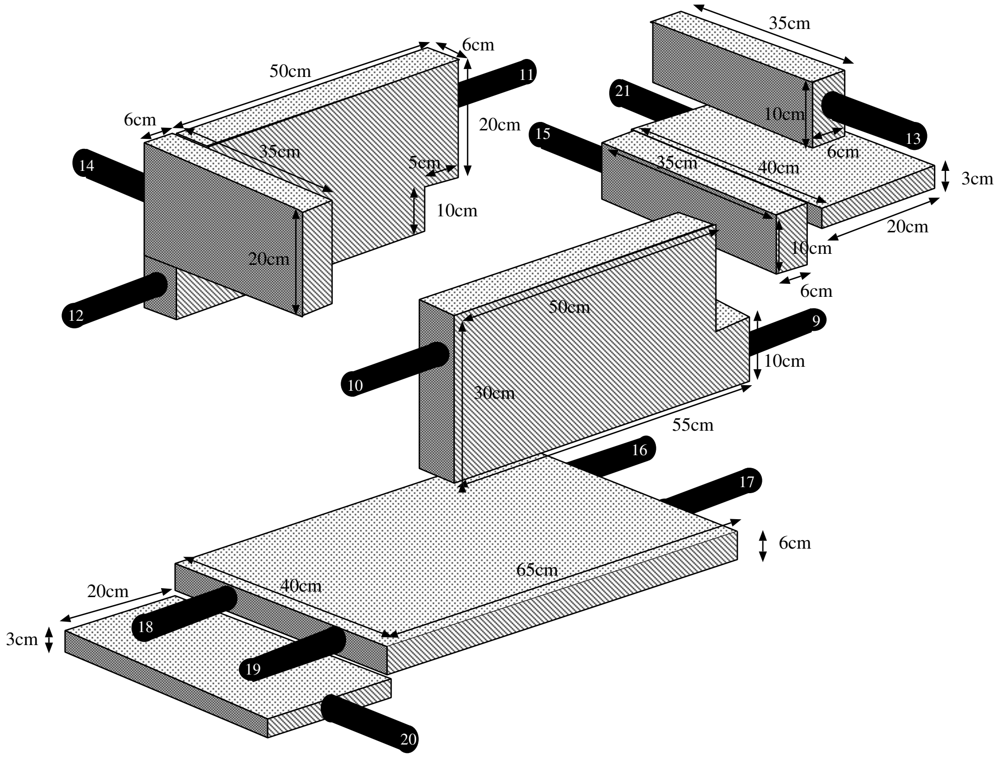


図 7: 外部 VETO

3. 外部 VETO
   detecter をかすった通過する muon は全て 6cm 以上走る (12MeV エネルギーを落とすはず。) ように設計した。detecter の PMT のための穴が 2 面、それぞれ 10cm×30cm 必要なためその穴の下には 20cm×40cm ×3cm のシンチレータ (20,21) を置いた。それぞれのシンチレータ(9~19) は厚さ 3cm のものを 2 枚重ねてつくり、間にアルミ箔をはさんで 2 層構造になっている。(こちらの方がアルミ箔をはさまず接着するものよりも光量が 30%ほども良い。) 各シンチレータの木口より PMT(H1161) をつけ、アルミ箔と黒い紙で遮光した。

2.3 実験方法

実験はRUN1(muon崩壊寿命の測定)とRUN2(B^{12}崩壊寿命の測定)の2つを行う。gate generatorの不足のためこれらを同時に行うことはできなかった。

1. RUN1(muon崩壊寿命の測定)
    - 回路図は図9のとおり。
    - discriminatorのwidthはdetecterからの信号は25nsec。
      他は100nsec。
    - muon崩壊のcoincidenceはとらない。この20μsecにnoiseがくる可能性は0.064%以下。
    - muon崩壊の電子のenergyは大きいものなのでほとんどdetecterの外まで飛び出すためvetoはとらない。
    - 時間の計り方
      崩壊までの時間はgate1に来た信号をtriggerにgate2を開き、これを40MHzのpulserのgateにしてこのpulseの数をCAMACのscaler1で計測する。gate2のwidthは10μsecとし、gate1の$\overline{\text{out}}$でstopさせる。muonの崩壊信号はADCでエネルギーも読む。データは1つ前の信号のエネルギーとscalerの読みを並べて取るようにする。scalerの読みを400からひいて40で割ったものが崩壊までの時間（μsec）となる。
2. RUN2 (B^{12}崩壊寿命の測定)
    - discriminatorのthresholdやwidthはRUN1と同じ。
    - 回路図は図10のとおり。
    - muon崩壊の信号でgate2を閉じる。
    - gate2が開いている間はmuon stopは計測しない。（gate2をmuon入射のVETOに入れる。）
    - gate2とcoincidenceをとるB^{12}の崩壊信号の条件は次のとおり。
        (a) muon stop信号後20μsec以降に来る。（gate1をvetoにする。）
        ここでmuon崩壊がおこる可能性は4.54×10^{-3}%以下。
        (b) detecterの4つのPMTからの信号のcoincidence (thresholdは3MeV)。
        (c) VETOに信号が来ない。
        (d) 2つ以上の信号が来ない。（2つ目の信号をscaler2で計測。あとでresetする。）
        (e) muon崩壊がおこっていない。(gate1に信号が来てない。）

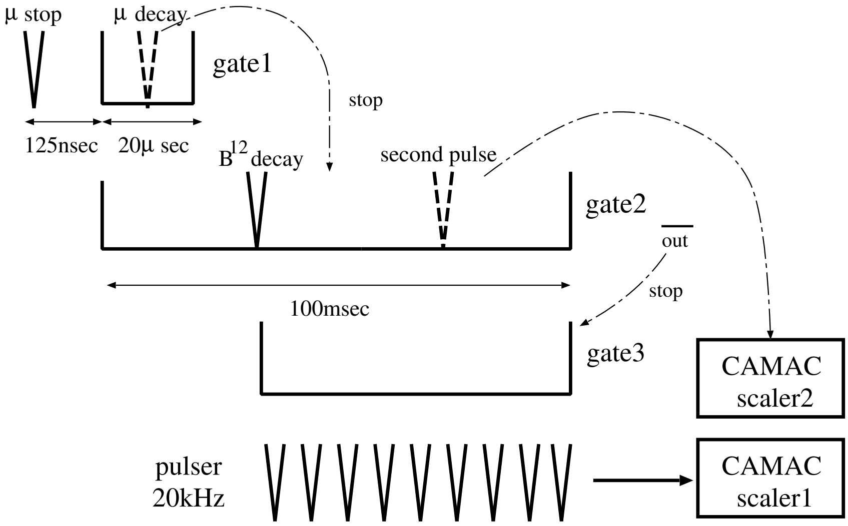


図 8: 時間の計り方

- 時間の計り方
  muon stop の信号後、gate1 に信号が来なかった場合のみ、gate2 に来た信号を trigger に gate3 を開き、これを 20kHz の pulser の gate にしてこの pulse の数を CAMAC の scaler1 で計測する。gate3 の width は 100msec とし、gate2 の $\overline{\mathrm{out}}$ で stop させる。また、gate3 と detecter からの信号の coincidence をとることで gate2 に来た 2 つ目以降の信号を識別することができ、これを CAMAC の scaler2 で計測する。これにより 1 回の muon stop で 2 つ以上の信号が来たデータをあとで排除することができる。B^{12} の崩壊信号は ADC でエネルギーも読む。データは 1 つ前の信号のエネルギーと scaler の読みを並べて取るようにする。scaler の読みを 2000 からひいて 20 で割ったものが崩壊までの時間 (msec) となる。なお scaler は ± 1.5msec ほどの誤差がある。

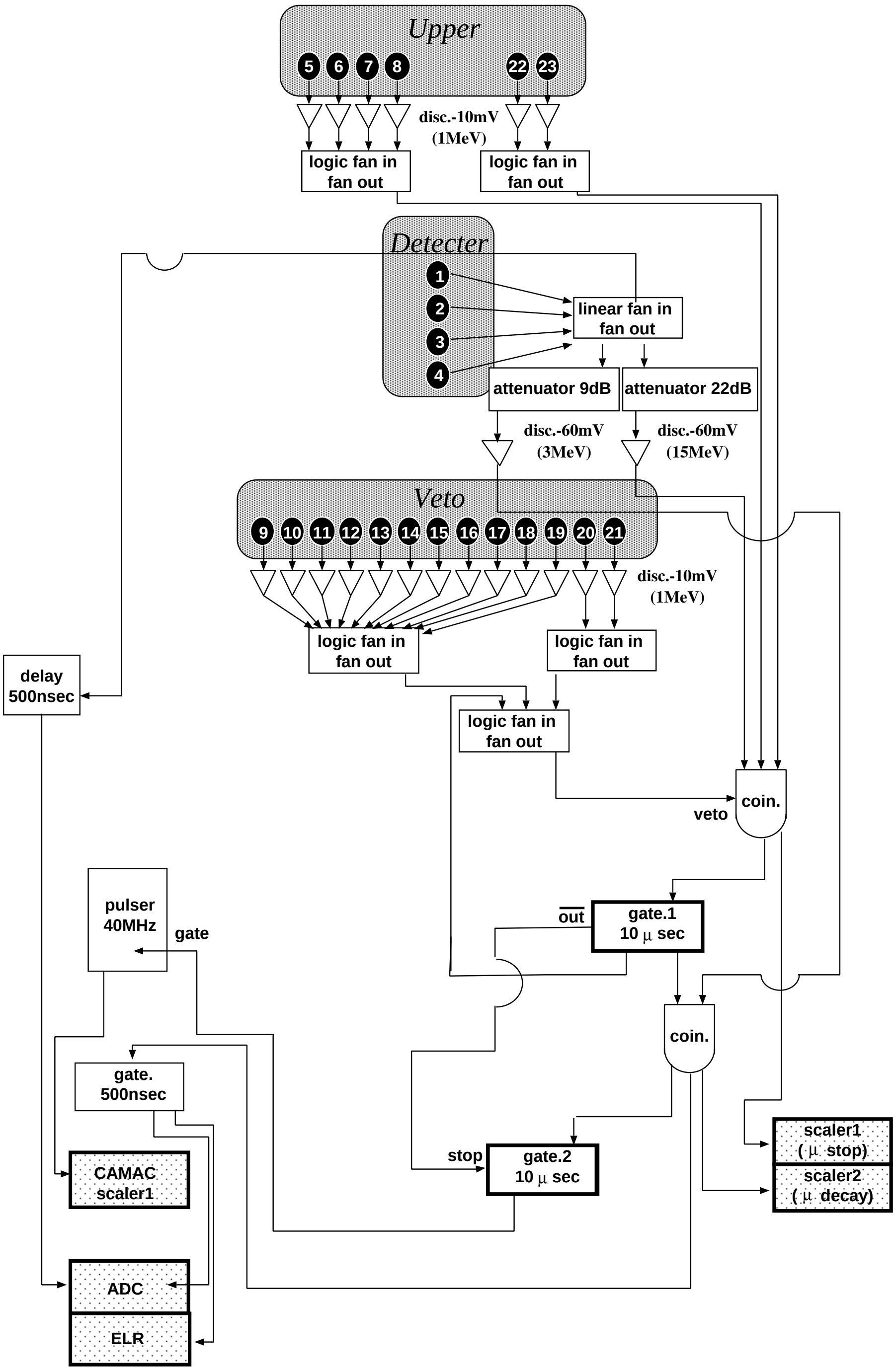


図 9: muon 崩壊寿命の測定

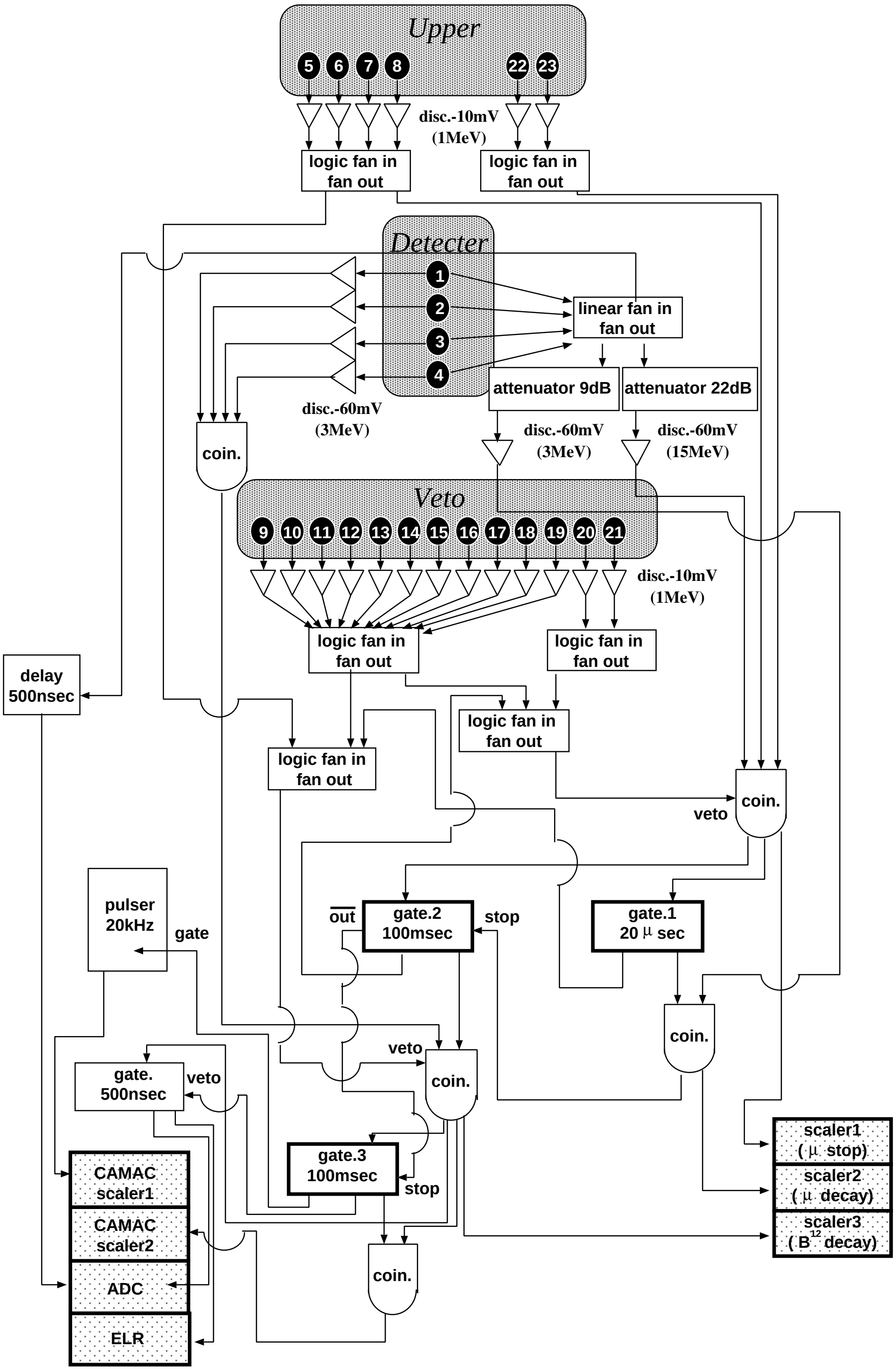


図 10: B^{12} 崩壊寿命の測定

2.4 energy thresholdについて

- VETOのthreshold
  線源Co^{60}を用いてADCでこの1.3MeVのγ線のpeakが見えるようにHVを調整した。これはmuonの通過距離に換算すると0.5cmにあたり、detecterをかすったmuonは6cm以上VETOを走るように設計してあるのでmuonの通過に関してはほぼ100%のefficiencyを持っている。

- detecterのenergy caliblation
  この実験は23本ものPMTを使うため、discriminatorに限りがあり、できるだけ節約しなければならない。また、detecterは大きいものなので各PMTの光量はPMTに近いところと遠いところでは20%ほども差が出てしまう。これらの理由から4つのPMTからの信号をlinear fan in fan outで1つにまとめ、それをattenuatorでいろんなthresholdに調整するという方法をとることにした。そして次の方法でcaliblationをおこなった。

  1. 線源Co^{60}を用いてADCでこの1.3MeVのγ線のpeakを確認し、peakとpedestalの間が50chになるように4つのPMTのそれぞれのHVを調整する。さらに通過するmuonのpeakとpedestalの間が1600chであることを確認する。
  2. 4つの信号をlinear fan in fan outで一つにまとめ、1.3MeVのγ線および通過するmuonのpeakが割れたりしてないかチェックする。
  3. この合成したspectrumを用いてdiscriminatorのthresholdを3MeV弱にあわせる。
  4. 各PMT別のspectrumをみてthresholdが正しいか確認する。

- これによりdetecterの光量は入射位置に依らず、(図11参照。通過muonのspectrumをPMT4から近いところと遠いところの2ヶ所でとり、PMT4だけの場合と4つの信号をlinear fan in fan outで足したものとを比較している。)さらに通過muonのpeakの40MeVにおけるenergy分解能が26%ほどよくなったことがわかった。(図12参照)

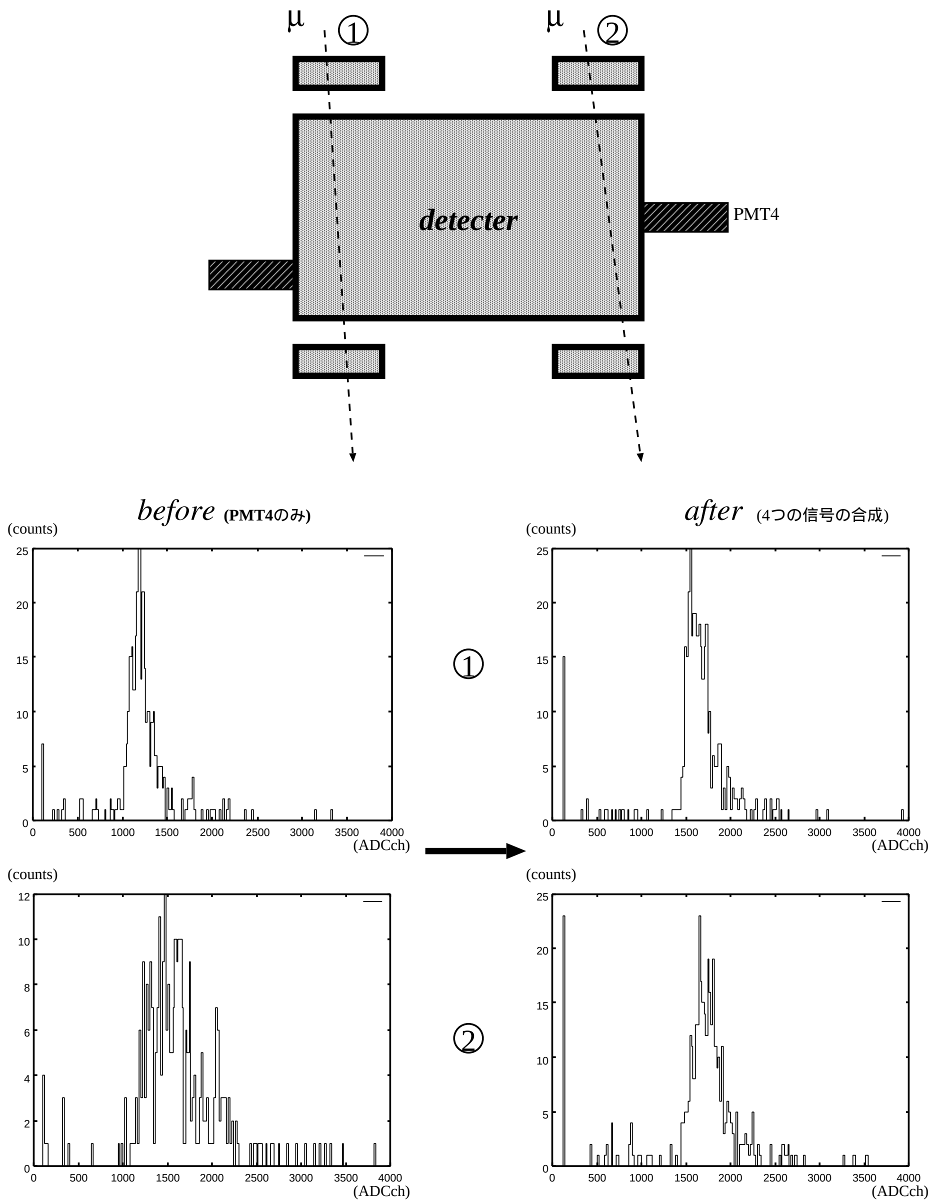
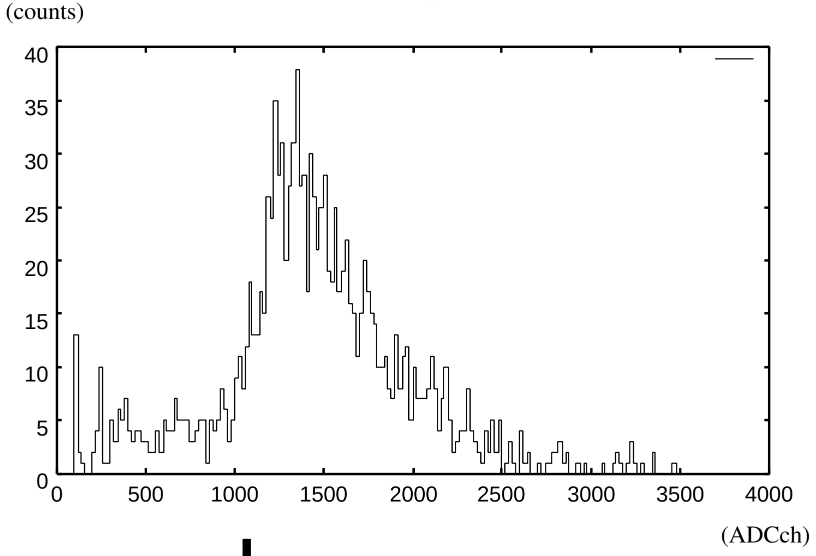


図 11: 通過 muon の入射位置による spectrum の違い

before (PMT4のみ)



after (4つの信号の合成)

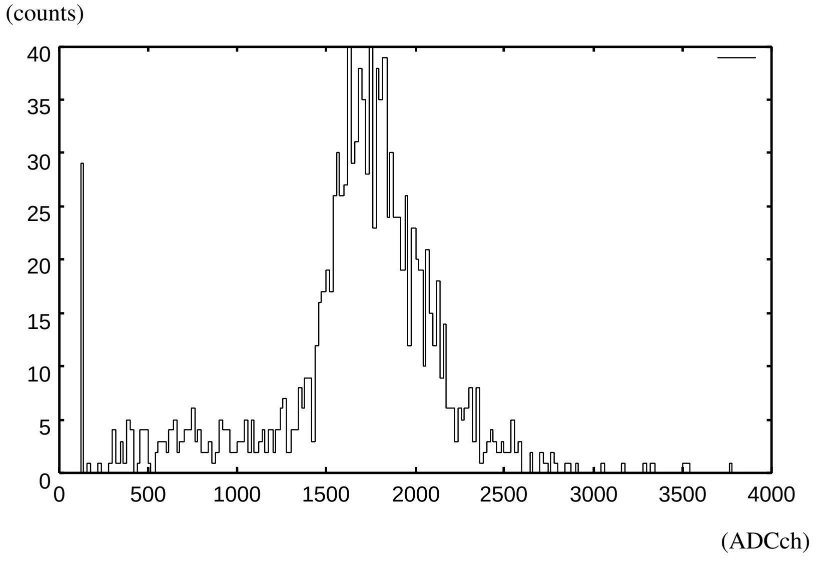


図 12: 全通過 muon の spectrum

- detecter の threshold
  以上の方法で attenuator で容易に threshold 調整が可能になり、次のように threshold を設定した。
  - 崩壊する muon の energy spectrum を測ったところ、通過する muon よりも高い energy peak をもつことがわかり、muon の入射の threshold を高く設定することで muon stop に対する muon 崩壊の割合を上げることができた。この理由は muon が stop する直前にたくさんの energy を落とすことと、muon が液体シンチレータの浅い部分で stop したために崩壊した後の電子をよみこぼしてしまうような可能性が減るためだろう。実験では最終的に muon の入射の threshold を 15MeV に設定した。
  - muon 崩壊の threshold は 3MeV とする。それ以下では約 500nsec 後に出ている after pulse を拾ってしまうからである。

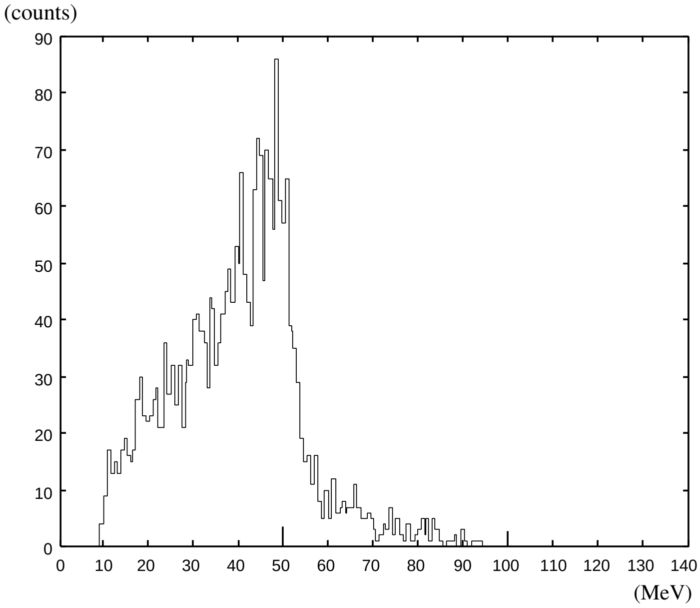


図 13: 崩壊した muon の入射 energy spectrum

2.5 Noise について

この実験の RUN2 では 100msec という長い間 detecter からの信号を読むため、当然ながらたくさんの noise を拾ってしまう。一方 B^{12} の崩壊は 1 時間に数個という少なさである。そこでかなりの noise 対策が必要となった。

- 荷電粒子対策
  まず muon や電子などを読みこぼさないように veto の強化を考えた。前に示したように veto の threshold を 1MeV 以下になるようにした。これで荷電粒子に対する veto の efficiency は 90 %以上である。残りの 10 %は detecter の PMT のための穴から入射する可能性を考えている。そしてここから入射して stop する muon の count rate は 0.013Hz 以下である。しかし detecter からの信号（$\bar{A}B\bar{C}$）は 1.1Hz までしか下がらなかった。この時の全部の veto 信号の count rate は 14kHz である。これらが detecter からの信号（$\bar{A}B\bar{C}$）を accidental に殺してしまう可能性は 1%未満である。しかしこれ以上 veto の threshold を下げても detecter からの信号（$\bar{A}B\bar{C}$）の count rate を 1Hz 以下に下げることはできなかった。これらにより、noise の大部分は中性粒子によるものであると考えられる。

- γ 線対策
  鉛で γ 線を防ぐことを考えた。しかし鉛の量が限られていた。小さいプラスチックシンチレータ（10cm×15cm×5cm）を使ってその周りに厚さ 5cm の鉛を置き、鉛を置かない部分をいろいろ試すことによりいろんな方向からの noise を調べた結果、下方向からの noise が 10%ほど多かったため 10cm×15cm×5cm の鉛を 9 個 detecter の真下に置くことにした。あとは同じ大きさの鉄がいくつかと厚さ 3mm 程度の鉛でできるだけ装置を覆うようにしたが noise はほとんど減らせなかった。なお、detecter の信号（$\bar{A}B\bar{C}$）の energy spectrum を示したのが 図 14 であり低いエネルギーほど noise が多いことを示している。

- muon stop の efficiency の向上
  実験の RUN2 ではデータを取る条件として、muon 崩壊が起こっていないことを要求している。理論では stop した muon の 90 %は崩壊するはずであり muon stop 数に対する muon 崩壊数の割合はほぼ muon stop の efficiency と言ってもよい。muon stop の efficiency が向上すれば無駄な gate を開くのを防ぐことができ、結果として信号に対する noise の割合を減らすことができる。そこで前に述べたように高い threshold(15MeV) で muon 入射を制限することにより、muon stop 数に対する muon 崩壊数を 72 %まで上げることができた。このときの muon 崩壊の count rate は 3.5×10^{-2}Hz であり、noise 対 B^{12} の崩壊信号の比はほぼ 10:1 に

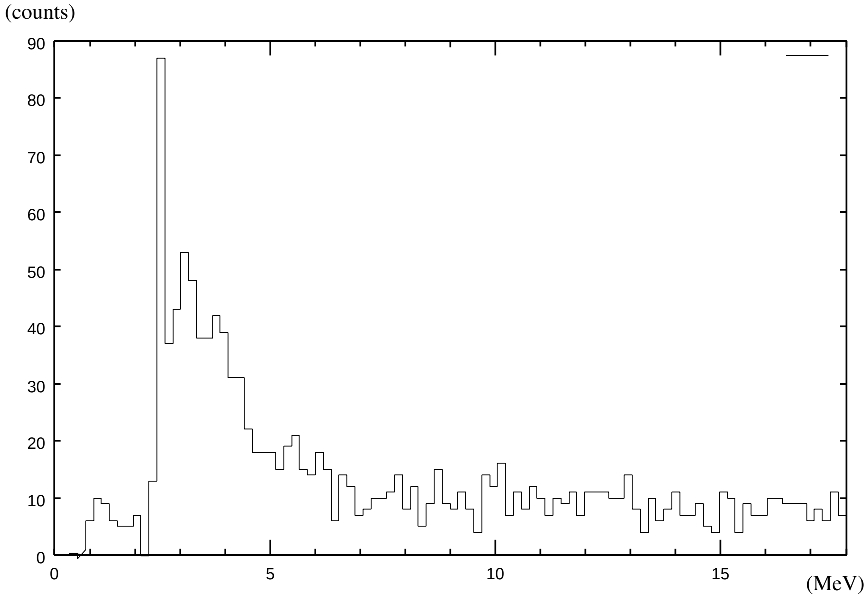


図 14: 信号$\bar{A}B\bar{C}$ の energy spectrum

なり B^{12} の崩壊信号の count rate は 1.3×10^{-4} 程度になるはずである。これで 2 週間ほどで寿命を計測できると見積もった。

2.6 the efficiencies of counting

液体プラスティックシンチレーターと固体プラスティックシンチレーターによる muon-decay electron(positron)、B^{12} β-decay electron の崩壊数測定の efficiency を計算した。

2.6.1 energy calibration and resolution

Co^{60} の崩壊による 1.3 MeV γ 線を用いて、calibration と resolution を決定した。

calibration は 1 MeV が ADC の 50±10 ch に相当し、実験の測定の threshold となる数 MeV 程度まで線形であるとする。resolution は 1.1 MeV で 30±10% とする。

2.6.2 the thresholds and the efficiencies

測定源となる宇宙線中の muon は、鉛直方向に関して $cos^2\theta$ の角度分布をもち、図.15 に示されるエネルギー分布で測定装置に入射するとする。また、muon の charge ratio μ^+/μ^- は 1.22 とし、角度分布、エネルギー分布、charge ratio はそれぞれ独立とする。

muon decay により生じた electron(positron) は、図.16(referance[3]) に示されるエネルギー分布をもち、入射角度に対して θ 方向に $1 - Acos\theta$ の割合で放出されるとする。定数 A は、μ^+ に対して 1/3、μ^- に対しては 1/20。

B^{12} の β decay による electron は、図.17(referance[5]) のエネルギー分布で等方的に離散するとする。

Detecter は、内容積 $44.0 \times 28.0 \times 20.0(depth)$ cm の液体シンチレーターで、muon の入射は Veto 用プラスティックシンチレーターと Detecter の液面から 21 cm 上方にある 52.0×20.0 cm 固体プラスティックシンチレーターによって制限されている。

muon の入射の測定において、Detecter のエネルギー閾値は 15.0±4.0 MeV、Veto のエネルギー閾値は 1.0±0.3 MeV。muon-decay electron(positron) に対する Detecter のエネルギー閾値は 2.9±0.8 MeV で、Veto による anticoincidence はとっていない。β-decay electron に対しては、Veto のエネルギー閾値を 1.0±0.3 MeV に設定し、Detecter に 4.6±1.2 MeV 以上のエネルギーを落とした date だけを採用した。

以上の条件を考慮すると、得られる muon-decay electron(positron) と B^{12}-decay electron の energy spectrum は、それぞれ 図.18、図.19 のようになる。

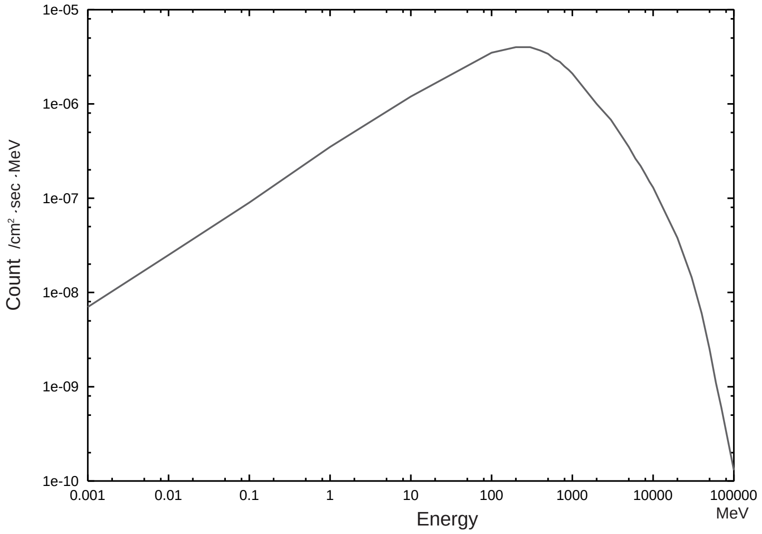


図 15: energy distribution of cosmic muons

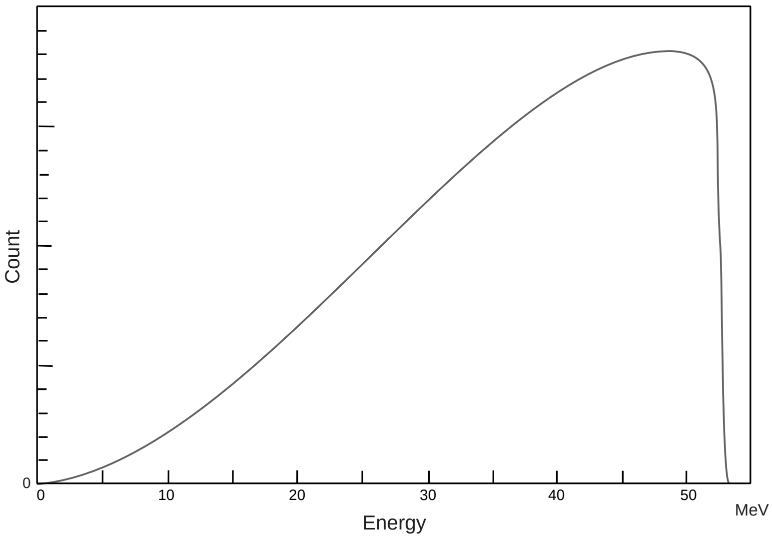


図 16: energy distribution of muon-decay electrons(positrons)

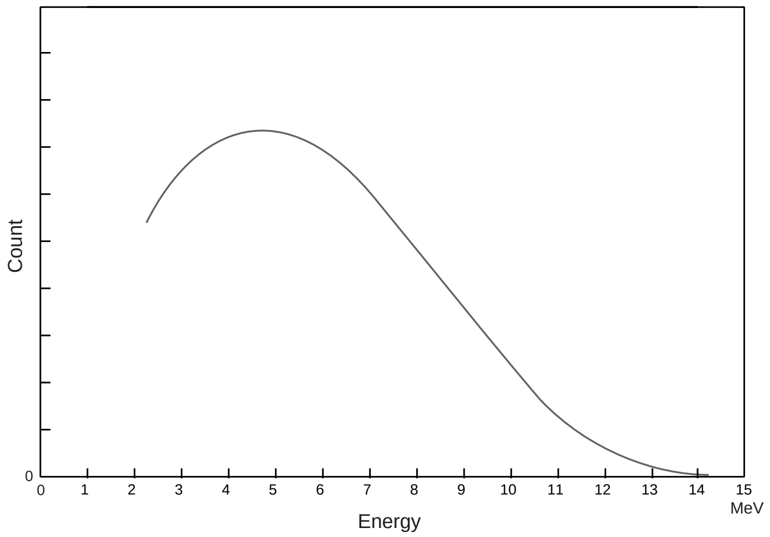


図 17: energy distribution of B^{12}-decay electrons

縦のラインはエネルギー閾値とその calibration による誤差を示してあり、色のついている部分をカウントしたと考えると、
muon-decay に対する efficiency は 0.955±0.02、
B^{12} β-decay に対する efficiency は 0.486±0.14。

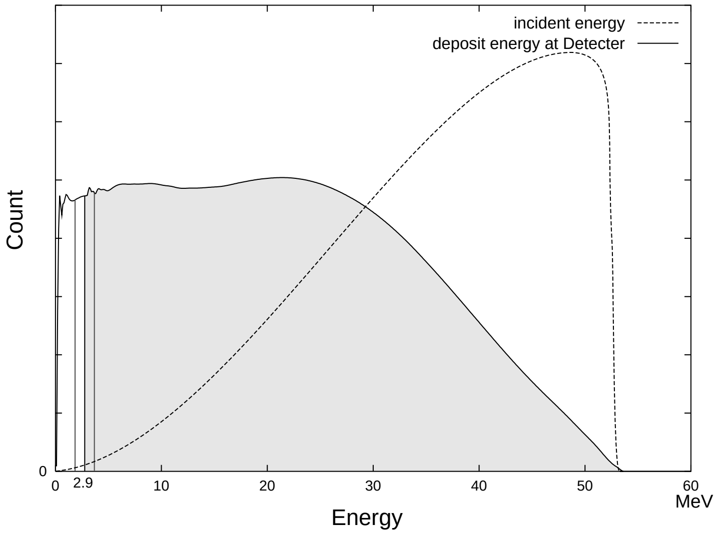


図 18: muon-decay electrons(positrons) spectrum

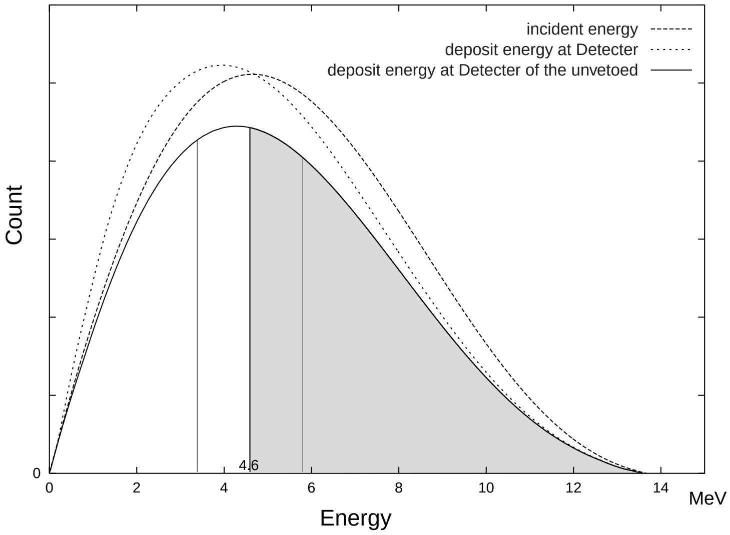


図 19: B^{12}-decay electrons spectrum

3　解析

3.1　μ decay

今回の実験では，μ decay と B^{12} の β decay を同時にカウントしたが，装置の都合上，B^{12} の β decay の energy spectrum と decay curve のみを測定した。カウントした μ decay の decay curve と energy spectrum を調べるために，後日，同じ装置で，μ decay のみを測定し，そのデータから本実験での振る舞いを推測した。
図 20 ，図 21 がそのデータである．図 20 を指数関数で fitting すると

$$
\begin{aligned}
y &= ae^{-t/\tau} + b \\
a &= 222.10 \pm 7.9966 \\
b &= -0.56762 \pm 0.94797 \\
\tau &= 2.2031 \pm 0.094371(\mu\ sec)
\end{aligned}
$$

となり τ が理論値 2.19 であり，また b の値が十分小さく，エラーバーが 0 またぐことから，この測定では noise がほぼ無いと仮定できる。
図 21 の spectrum は図 18 と似ており，これからも，この測定が μ decay だけであったことを示唆する。しかし，今回は 1700ch 付近が 40MeV であり，edge は理論予想より小さい energy に現れている。これらの結果から，本実験での μ decay も同じ振舞いをしているとして解析する．即ち，μ decay としてカウントされたものは全て実際の μ decay とする。

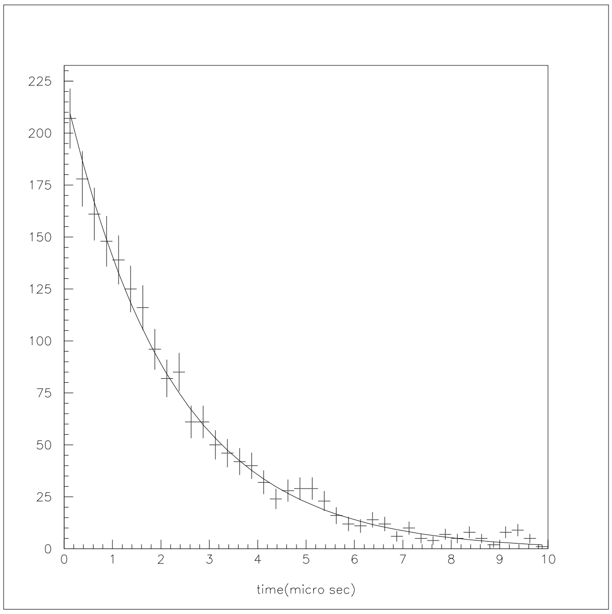


図 20: μ life

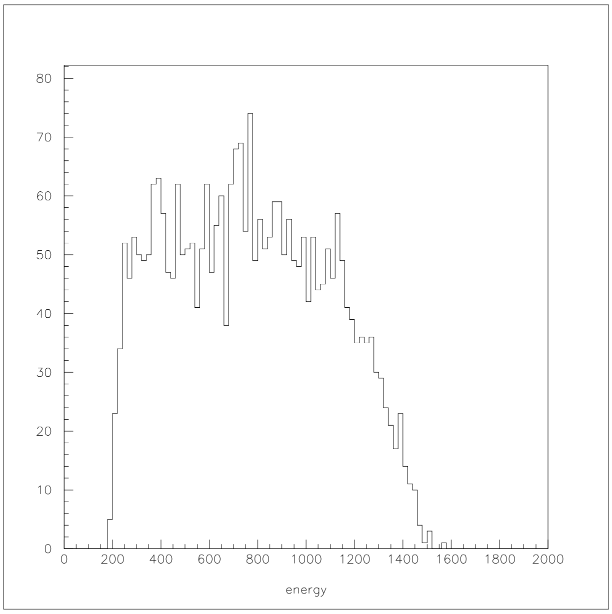


図 21: μ decay energy spectrum

3.2　B^{12} decay

図 22, 図 23 が，B^{12} decay の decay curse と energy spectrum のグラフであり，図 24, 図 25, 図 22 が別実験で測定した Back ground の時間依存性と energy spectrum である。詳しくは後で述べるが Back ground には時間依存性がほとんど無い。そして，energy spectrum は B^{12} とほぼおなじである。これらからわかるように B^{12} decay の測定はほとんどが noise である。また，0.01 sec より早い領域と 0.09 sec より遅い領域は測定の端点付近のため，誤差が多いので，今後の解析では使用しない。

B^{12} の decay curve では 0.034 sec から 0.050 sec にかけて小さなピークがあり，これを有為なシグナルとすると $\sigma = 2.7$ もある。エネルギーでこのピークだけを見ても、特徴がなく cut 出来ない。これを，統計誤差とするにはあまりに大きいため，我々は 2 通りの解釈をした。即ち，このピークを統計誤差として認め，そのまま解析する解釈と，この範囲のデータをシステムエラーとして捨てる解釈である。

図 17 から，B^{12} decay は 14MeV 以上では検出されない。これを ch になおすと約 800 ch 以上で event は検出されないだろう。実際，図 26 にあるように 800 ch 時間依存性はほとんどなく，これを直線で fitting すると

$$\begin{aligned} y &= A + Bt \\ A &= 33.414 \pm 4.5186 \\ B &= 57.283 \pm 83.337 (sec^{-1}) \end{aligned} \tag{3.1}$$

となり，B のエラーバーが 0 をまたぎ，値も小さいのでほぼ，フラットと見れる。このことから 950 ch 以上の領域では decay は起きていないと考えられる。

今回の実験の energy の threshold は 250 ch でこの付近も使用しない．これらを考慮し，解析は

$$\begin{aligned} 0.01(sec) < \mathrm{time} < 0.09(sec) \\ 350ch < \mathrm{energy} < 950(ch) \end{aligned}$$

の領域で行なう。この領域での Back ground の時間依存性を直線 fitting で調べると

$$\begin{aligned} y &= A + Bt \\ A &= 52.212 \pm 5.4143 \\ B &= -6.6319 \pm 98.104 \end{aligned}$$

となる。これにより，Back ground がほとんど時間に依存しないことが改めて言える。

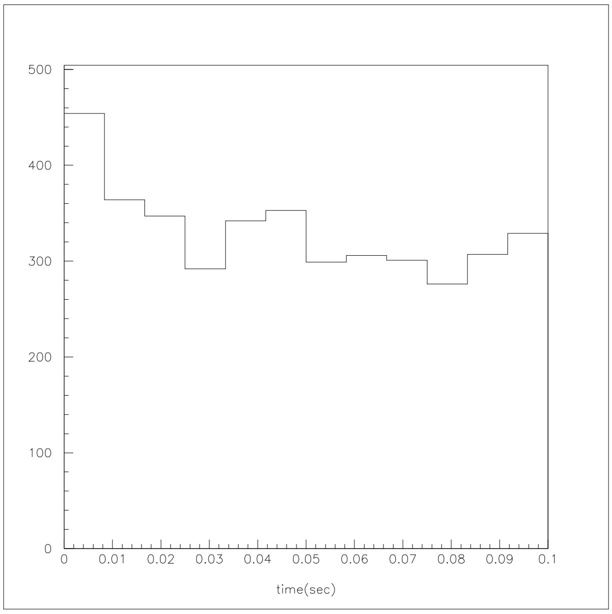


図 22: B^{12}life

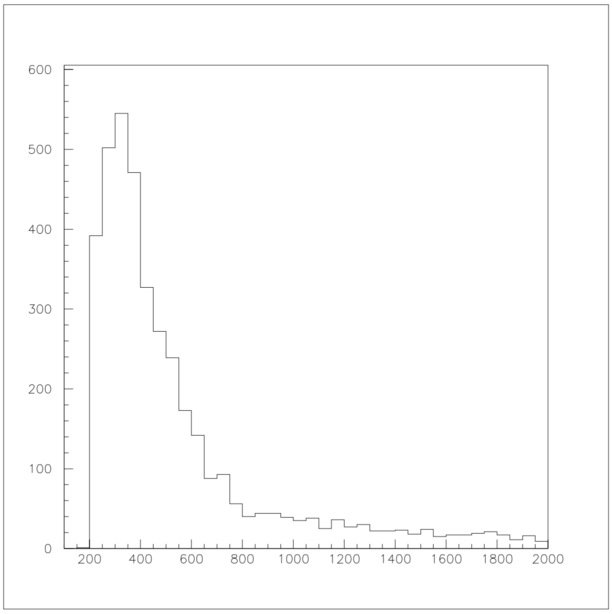


図 23: B^{12} decay energy spectrum

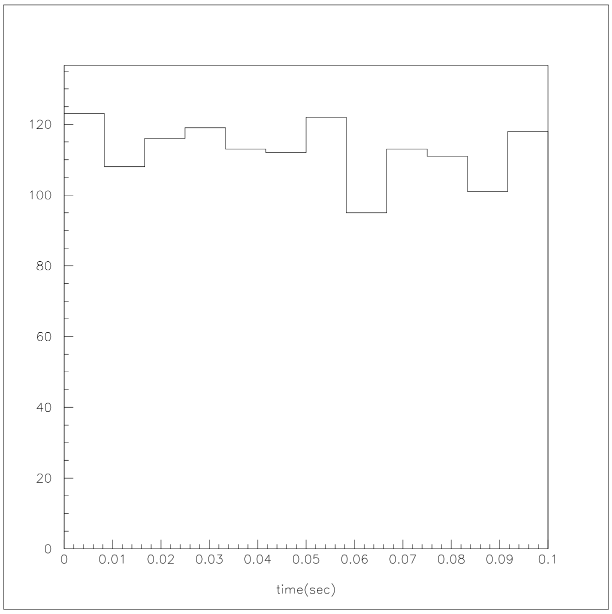


図 24: noise time dependency

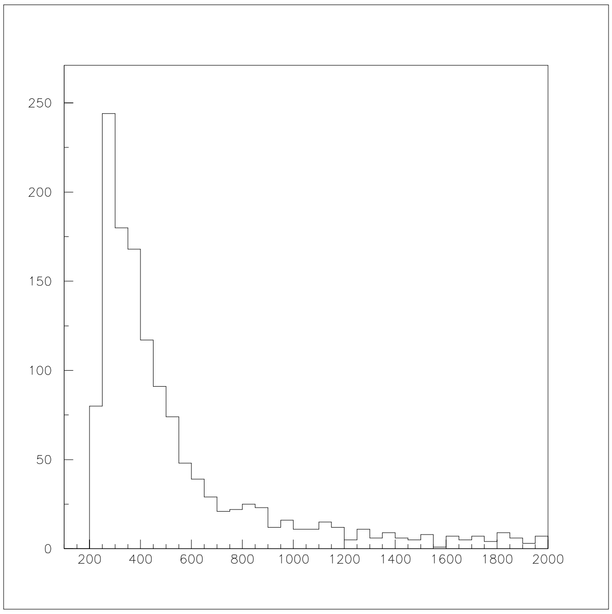


図 25: Back ground energy spectrum

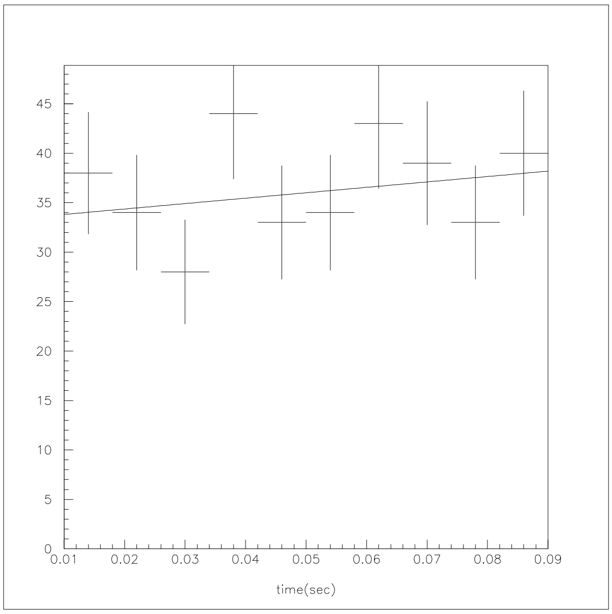


図 26: time dependency at energy ¿ 950 ch region

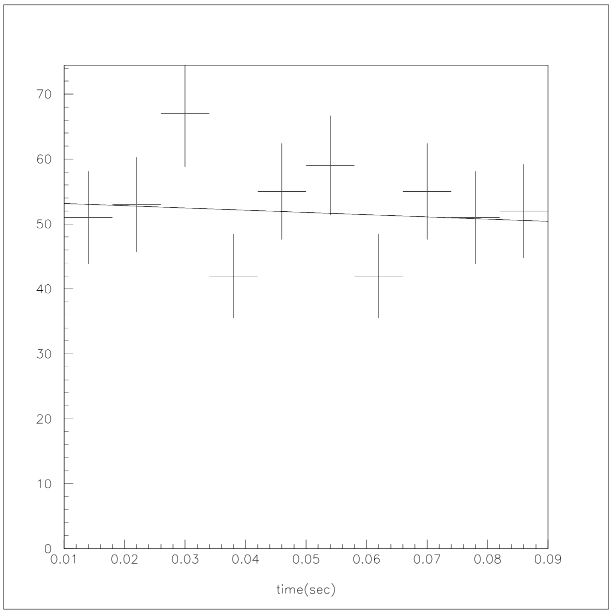


図 27: noise time dependency by line fitting

3.2.1 analysis without cuting

ここでは，例のピークを統計誤差と強引に仮定して解析した。まず，decay curve を指数関数で fitting すると

$$\begin{aligned} y &= ae^{-t/\tau} + b \\ a &= 135.44 \pm 58.089 \\ b &= 48.459 \pm 55.626 \\ \tau &= 0.21526 \pm 0.11644 \end{aligned}$$

となる。τ の理論値が 0.0292 sec なので，これはかなり理論から離れている。

しかし，今回の実験での目的は B^{12} の counting rate を知ることなので τ を既知として fitting しても構わない。もちろん，τ が理論と一致すれば，B^{12} decay の確認になるので，残念である。

そうして fit すると

$$\begin{aligned} y &= ae^{-t/\tau} + b \\ a &= 62.205 \pm 22.528 \\ b &= 141.35 \pm 6.5015 \end{aligned}$$

となる。

さらに，この event が β decay であったことの確認として energy spectrum が図 17 の分布になるか調べる。図 30 は B^{12} の β decay spectrum であるが，大部分は Back ground である。このことは，図 31 の Back ground spectrum からもわかる。

よって，図 30 から，Back ground の energy を除く必要がある。図 30 の spectrum から図 31 の spectrum を差し引けばいいのだが図 30 の Back ground の数と図 31 の Back ground の数は等しくない。そこで，お互いの Back ground の数を求め，それらの数が等しくなるように図 31 の spectrum を定数倍して差し引けば良い。(図 32)

式 3.1 から，図 30 の Back ground の数は $141.35 \times 10 = 1413.5$ 個となり，図 27 の constant fit から，図 31 の Back ground の数は 518.80 個となる。

図 31 で，直接 Background の数を数えなかったのは，図 30 と同じ手法で数を比較したかったためである。

その結果，1413.5/518.8=2.72 より図 31 の spectrum を 2.72 倍して差し引くことにより図 33 が得られる。

得られた spectrum は，図 17 と同じ形とは言い切れないが，edge から緩やかに傾斜しているなど，特徴を残している．そして，950 ch 以上の領域で event がほぼ 0 になっていることも，我々の正当性の助けとなる。

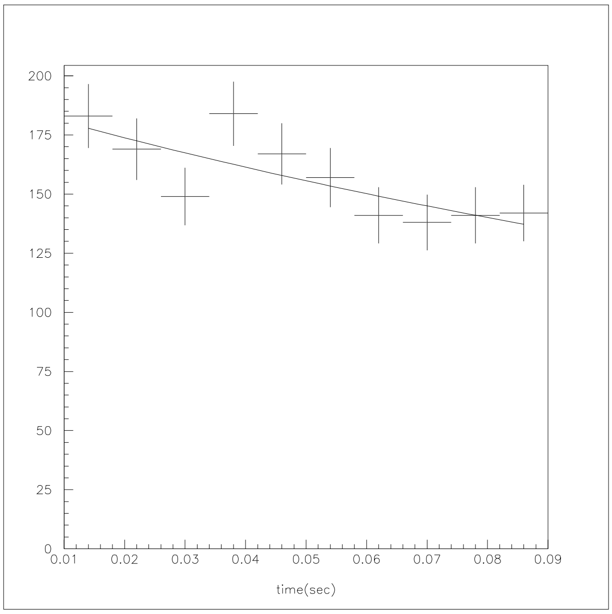


図 28: decay fitting

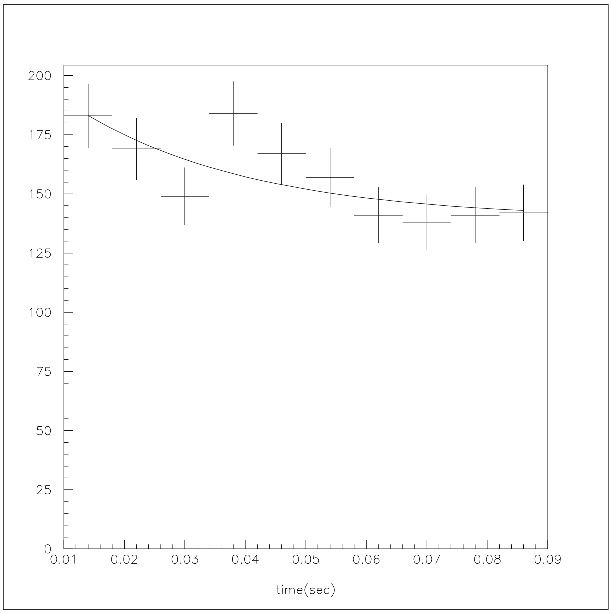


図 29: decay fitting by given τ

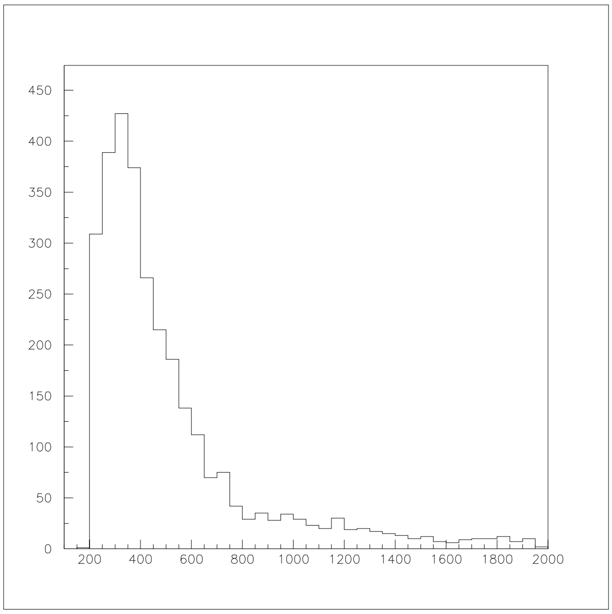


図 30: B^{12} decay energy spectrum

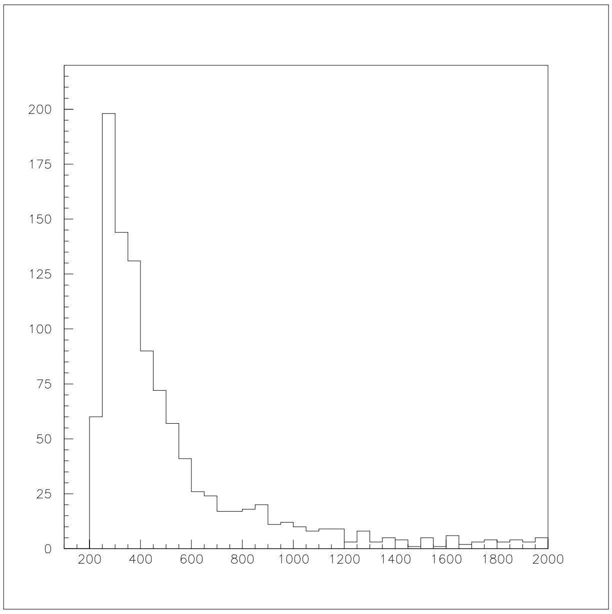


図 31: Back ground energy spectrum

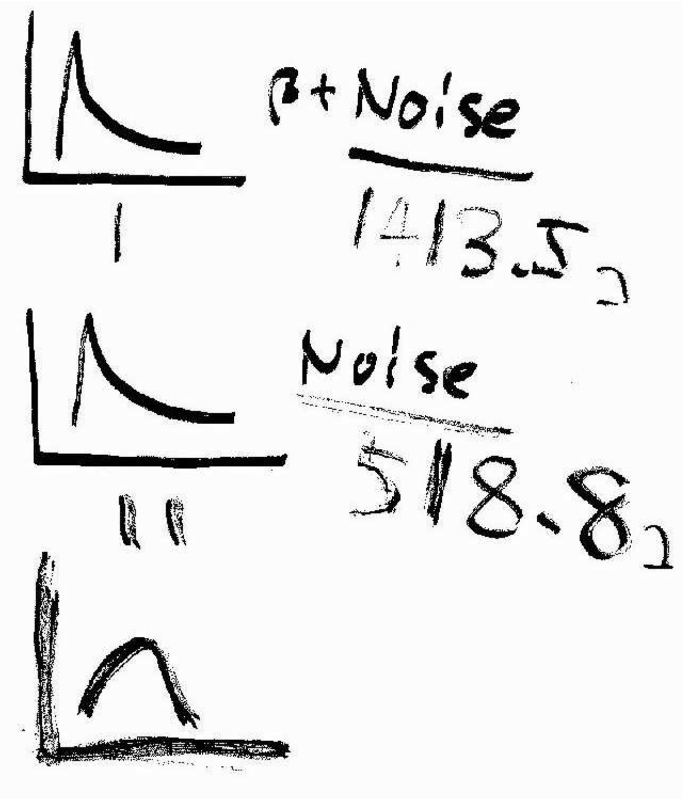


図 32: 計算

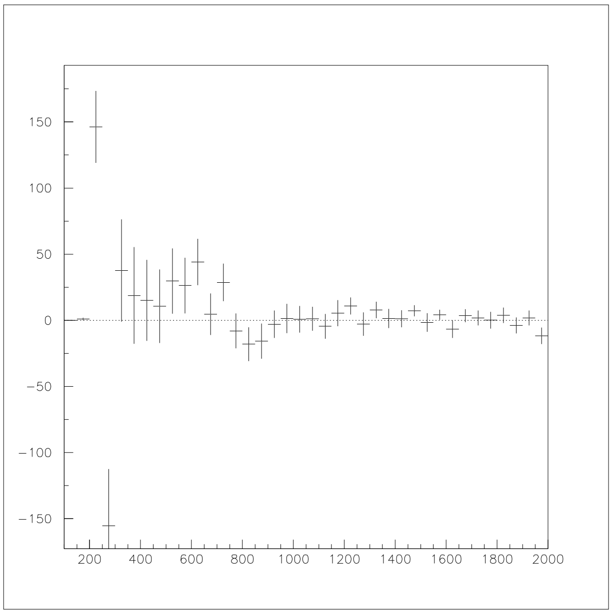


図 33: total B^{12} decay energy spectrum

3.2.2 analysis with cuting

まず，例のピークの σ を評価する。0.034 (sec) から 0.050 (sec) を除いて，τ を与えて指数関数で fitting すると，(図 34)

$$\begin{aligned} y &= ae^{-t/\tau} + b \\ a &= 61.759 \pm 22.596 \\ b &= 136.86 \pm 6.7225 \end{aligned} \tag{3.2}$$

となる。これから，予想される 0.034 (sec) から 0.050 (sec) の間に起こる event 数を N_b，実際の event 数を N, それらの差を N_s とすると N_s がエラーの signal 数となる。これらを求めると (図 35)

$$N = 357 \pm 18.9$$
$$N_b = \int_{0.034}^{0.050} (ae^{-t/\tau} + b)dt = 303.6 \pm 5.63$$
$$N_s = N - N_b = 53.38 \pm 19.7$$

となり

$$\frac{N_s}{\sigma_{N_s}} = \frac{53.38}{19.7} = 2.71$$

で，統計誤差としては大きいことがわかる。

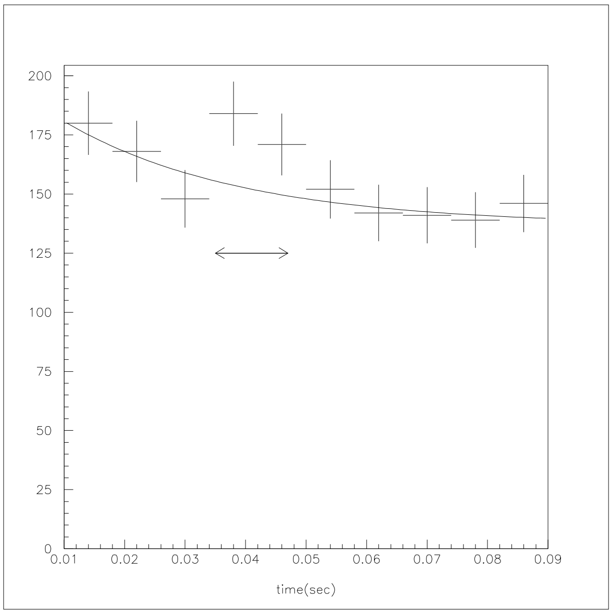


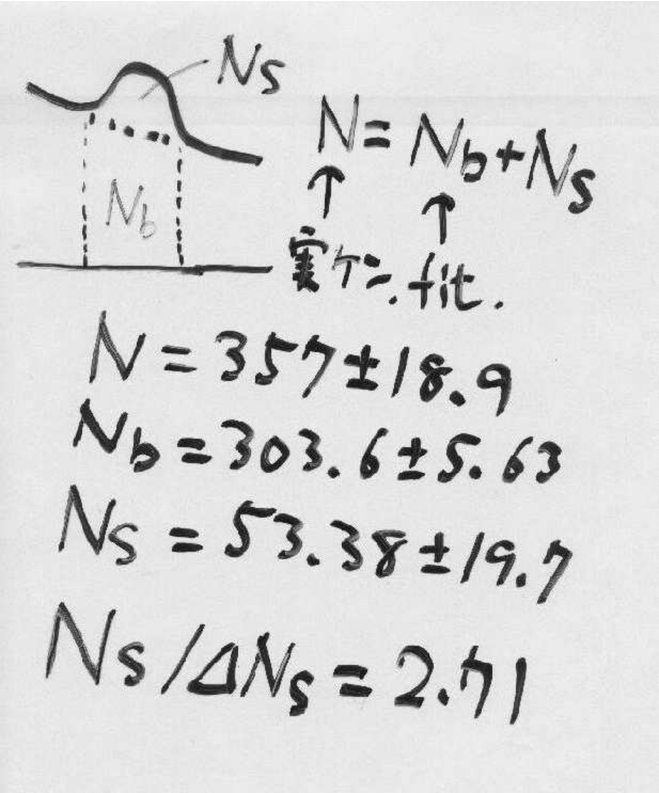
図 34: decay fitting

よって，この領域を除いて，τ を与えずに fitting すると (図 36)

$$\begin{aligned} y &= ae^{-t/\tau} + b \\ a &= 113.41 \pm 240.49 \\ b &= 142.69 \pm 8.5556 \\ \tau &= 0.012895 \pm 0.022362(sec) \end{aligned}$$

となり，統計誤差は大きいが，τ のオーダーが正しく，エラーバーの範囲内に理論値がある。だが，最終的な解析には式 3.2 の値を使う。

前と同じように energy spectrum を求める．図 37 ，図 38 がそれぞれ，β decay ，Back ground の 0.034 から 0.050(sec) の領域を除いた energy spectrum である。それらから，Back ground を除いた energy spectrum を求めると図 39 となる．前節の解析と同じような結果になった。これは，0.034 (sec) から 0.050(sec) の領域の energy spectrum が，他の領域のとほぼ同じことから来ている。



$$N = N_b + N_s$$

$\uparrow$ 実ケン. $\uparrow$ fit.

$$N = 357 \pm 18.9$$

$$N_b = 303.6 \pm 5.63$$

$$N_s = 53.38 \pm 19.7$$

$$N_s / \Delta N_s = 2.71$$

図 35: 計算

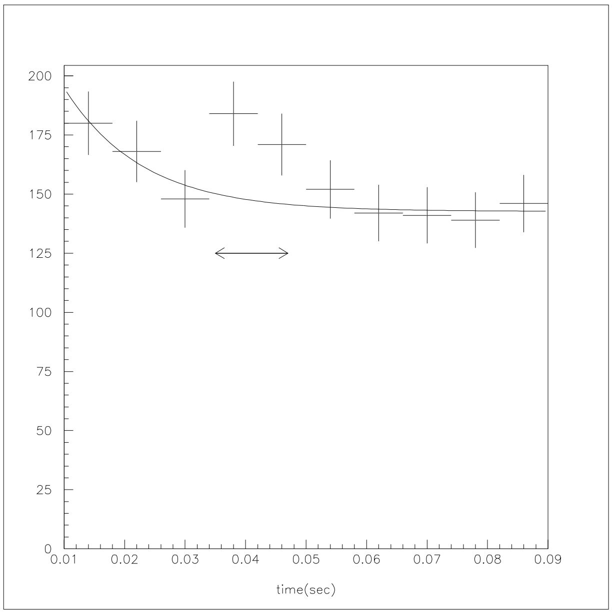


図 36: decay fitting by given τ

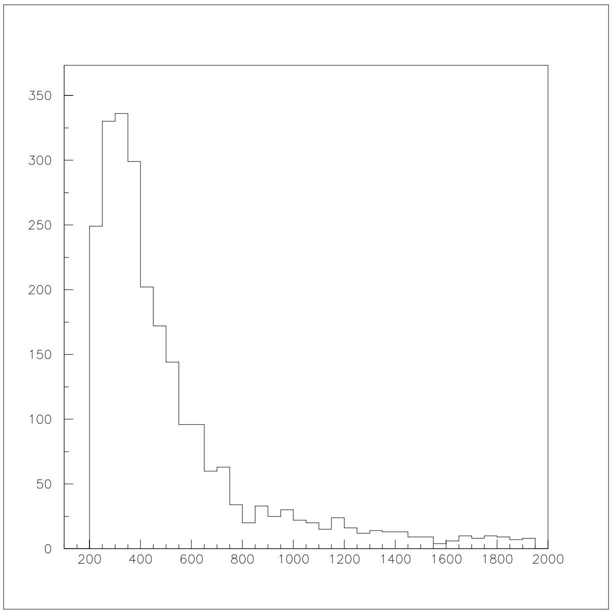


図 37: B^{12} decay energy spectrum

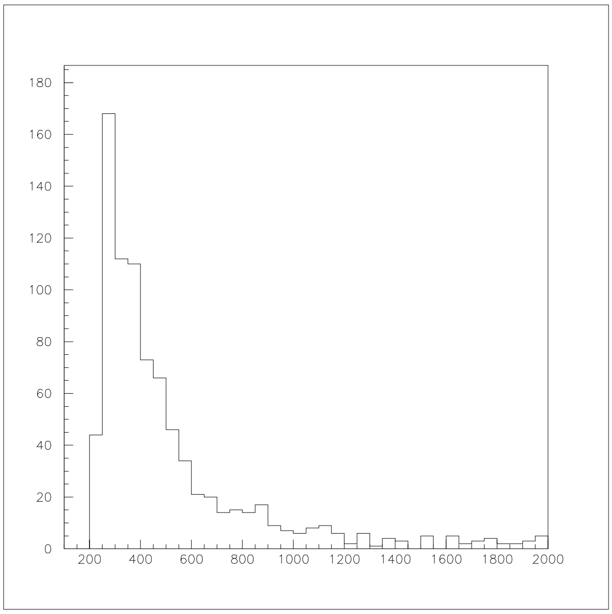


図 38: Back ground energy spectrum

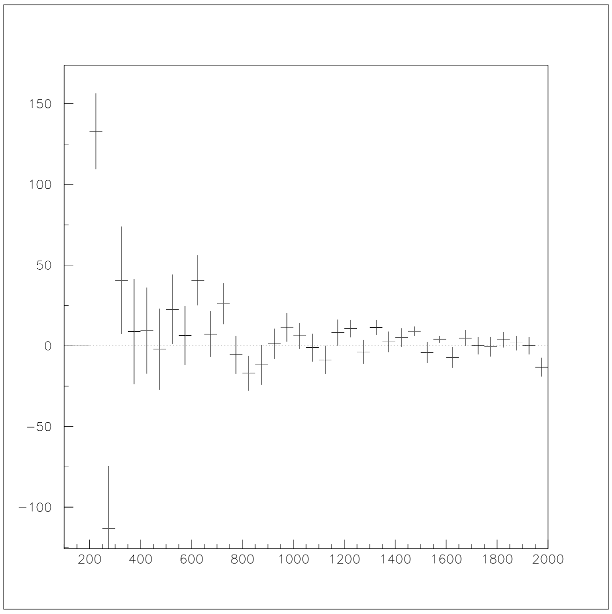


図 39: total B^{12} decay energy spectrum

3.3 Results

今回の実験から得たデータから正確な event 数を出す。

3.3.1 number of μ^- stop event

μ^- stop の event 数は次の式与えられる。

$$N_{\mu^-} = \frac{n_{\mu^-} N_0 \text{ efficiency}}{n_{\mu^+} + (1-\phi) n_{\mu^-}} (1-f) \tag{3.3}$$

ここで

N_0 : 観測されたμ *decay* の *event* 数

f : C^{12}以外の原子核に捕獲されたμ^-に対する補正

$n_{\mu^\pm}$: 降ってくる$\mu^\pm$の数

ϕ : *stop* したμ^-のうち崩壊せずに原子核と反応する割合

ここで $r = \frac{n_{\mu^-}}{n_{\mu^+}}$ とすると、

$$N_{\mu^-} = \frac{N_0(1-f)\text{efficiency}}{1+r-\phi} \tag{3.4}$$

それぞれの因子の値は

$$\begin{aligned} N_0 &= 67312 \pm 259.4[\text{個}] \\ \text{efficiency} &= 0.955 \pm 0.02 \\ f &= 0.03 \pm 0.01 \\ r &= 1.22 \pm 0.02 \\ \phi &= 0.09 \pm 0.02 \end{aligned}$$

ただし f、r、ϕ、は文献値 (referance[1]) を用いた。これ等の値をいれると、

$$N_{\mu^-} = 29274.4 \pm 776.1[\text{個}] \tag{3.5}$$

3.3.2 number of μ^- capture

μ^- capture の event 数 N_B は次の式で与えられる。

$$N_B = N_{B0} \times \text{efficiency} \times 0.90 \tag{3.6}$$

ただしここで、

N_{B0} : 観測された B^{12} *decay event* 数
0.90 : 励起状態に対する補正

ここで測定結果は

$$\begin{aligned} N_{B0} &= 180.3 \pm 66.0(with\ cut) \\ &= 181.6 \pm 65.8(no\ cut) \\ \text{efficiency} &= 0.486 \pm 0.14 \end{aligned}$$

これ等の値をいれると

$$\begin{aligned} N_B &= 333.9 \pm 140.0(with\ cut) \\ &= 335.4 \pm 140.0(no\ cut) \end{aligned}$$

3.4 rate of μ^- capture

以上の結果を式 ( ) に入れてやると、μ^- capture rate は

$$\begin{aligned} w^{(\mu)} &= 5.7 \pm 2.4 \times 10^{-3}(with\ cut) \\ &= 5.7 \pm 2.4 \times 10^{-3}(no\ cut) \end{aligned}$$

3.4.1 Results

今回の実験の結果を次の表にまとめる。

β decay	value	error
N(experiment)	67312	259
efficency	0.955	0.02
f(C 以外 captured)	0.03	0.01
r	1.22	0.02
ϕ	0.09	0.02
a(y 切片)	64282.96	1369
N(total)	29274.4	776

$\mathrm{B}^{12}\beta$ decay (no cut)	value	error
N(experiment)	180.34	65.98
励起状態	0.1	
efficiency	0.486	0.14
N(total)	333.96	139.91

$B^{12}\beta$ decay (with cut)	value	error
N(experiment)	181.64	65.78
励起状態	0.1	
efficiency	0.486	0.14
N(total)	336.37	140.09

muon capture rate	value	error
Λ (with cut)	5.7×10^3	2.4×10^3
Λ (no cut)	5.7×10^3	2.4×10^3

最終的な μ^- capture rate は理論値 7.2×10^3 をエラーバーに含み，他の実験データと比較してもエラーの大きさなど満足できる結果である。

謝辞

笹尾登先生、一年間強の熱意あふれるご指導ありがとうございました。また、実験の成功には欠かせなかった大量の PMT 及び固体シンチレータを確保して頂いたことにとても感謝しています。
野村正先生には僕たちが起こしてしまった数々の致命的なトラブルを全て解決して頂きました。野村先生なくしてこの実験の成功はありえなかったでしょう。ありがとうございました。
畑浩之先生には理論ゼミを通して β 崩壊現象を含め、素粒子の現象の様々な内容について教わりました。ありがとうございました。
また、先生方がご不在のおりには高エネルギー研究室の院生のみなさまに相談にのって頂き、ほんとにお世話になりました。
そして飯田健介君、違う班でありながらいつも頼ってしまいました。ごめんなさい。そしてほんとににありがとう。また、2 班のほかのメンバー、藤田麻沙子さん、隅田土嗣君、杉山真也君にも感謝しています。1 年間ありがとう。これからもよろしく。
最後にプラスチックシンチレータなんぞを快く切ってくださった水道管工事のおじさん、ありがとうございました。

参考文献

[1] H.V.Argo,F.B.Harrison,H.W.kruse,A.D.McGuire, Phys.Rev.114,626(1959)

[2] A.Fujii,H.Primakoff, NUOVO CIMENT.12.1239.(1959)

[3] M.Morita Beta decay and muon capture(1973)

[4] M.Bardon,P.Norton,J.People,A.Sachs,J.Lee-Franzini, Phys.Rev.letter.14,449(1965)

[5] P.W.Peterson N.W.Glass Phys.Rev.130,292(1963)