

2017年度 卒業論文

μ 粒子の寿命及び放出電子の
エネルギースペクトラム測定

奈良女子大学 理学部
数物科学科物理学コース 高エネルギー物理学研究室

石黒稚可子 藪内晶友美

2018年3月20日

目次

概要	5
第 1 章 宇宙線	6
1.1 宇宙線とは	6
1.2 μ 粒子とは	7
第 2 章 μ 粒子の崩壊と寿命	8
2.1 μ^+ の崩壊	8
2.2 μ^- の崩壊	9
2.3 真空中の μ 粒子の寿命	12
第 3 章 放出された電子のエネルギー Spektrum	13
3.1 静止系で放出された e^+ のエネルギー Spektrum	14
3.2 制動放射	16
3.3 物質中で放出された e^- のエネルギー Spektrum	17
第 4 章 測定の原理	19
4.1 放射性粒子の寿命測定の原理	19
4.2 電離損失	22
4.3 シンチレーションカウンター	24
4.4 シンチレーター内でのエネルギー損失	25
第 5 章 測定方法とセットアップ	26
5.1 計測全体の流れ	26
5.2 シンチレーションカウンター	27
5.3 NIM	31
5.4 CAMAC	31
5.5 エレクトロニクスのセットアップ	34
第 6 章 μ 粒子の寿命測定	37
6.1 原理	37
6.2 解析	38

6.3	結果	44
6.4	考察	45
6.5	ストラクチャーについての検討	50
第 7 章	μ 粒子から放出された電子のエネルギー Spektrum 測定	53
7.1	解析	53
7.2	結果	58
7.3	シミュレーションによる検討	59
第 8 章	まとめ	69
	謝辞	70
	参考文献	71

概要

μ 粒子は、地球上に最も多く飛来する身近な宇宙線である。 μ 粒子の崩壊はボソン W を介する弱い相互作用により崩壊する典型的な例であり、また、 μ 粒子の平均寿命はフェルミ定数を決定する重要な測定値である。本実験では、宇宙より飛来する μ 粒子が物質中でどのような振る舞いをするのか、また、正と負の異なる電荷を持つ μ^+ と μ^- がどのような違いを見せるのかを研究し、これにより高エネルギー物理学における実験技術の基礎を学ぶ。

本実験に使用したのは、大型プラスチックシンチレーター ($58 \times 26 \times 25[cm]$)1 個、トリガーとベトーに使用したプラスチックシンチレーター 10 個、ADC2 台と TDC1 台である。これらを用いて、入射 μ 粒子と電子のエネルギー、また μ 粒子の寿命を測定した。約 1 ヶ月間で採集した μ 粒子入射イベント 37,400,000 件のうち、シンチレーター内で静止、崩壊し電子を放出したイベントは約 1% の 309,390 件であった。採集したデータを解析し算出した μ 粒子の平均寿命は真空中での寿命と変わらず、また、解析に用いる Fit 範囲によって異なる値が出る結果となった。そこで μ^+ と μ^- をそれぞれ独立の粒子と考え再計算し、 μ^- のシンチレーター内での寿命 $\tau_{\mu^-} = 1.7 \pm 0.3[\mu s]$ を得た。この結果は誤差の範囲内で先行実験の値と一致している。Fit 関数のパラメーターを減らし精度の向上を図ること、またバックグラウンドの原因を解明するのが今後の課題である。

μ 粒子崩壊時に放出される電子のエネルギー Spektrum について、A-V 相互作用を考慮した μ^+ の理論値と本実験の結果を比較したところ、エネルギー分布の概形に大きな違いが見られた。Geant4 を用いてシミュレーションし本実験を再現した結果、この違いは、本実験のイベント選定条件やシンチレーター内の物質と電子の相互作用によるものと分かった。シミュレーションでも説明が出来ない部分については、 μ^- が物質中で起こす相互作用によるものと考えられる。シミュレーション精度を上げること、また、実験で用いた ADC のエネルギー較正の方法を改善することが今後の課題である。

第1章

宇宙線

1.1 宇宙線とは

宇宙線とは、宇宙から絶えず降り注ぐ高エネルギーの放射線である。宇宙線は地球に到達して大気中の窒素原子や酸素原子と核反応を起こす。大気圏に入射する前の宇宙線を「一次宇宙線」、大気と反応して生じた宇宙線を「二次宇宙線」という。また、二次宇宙線がさらに新たな粒子を生成し、このように大気中で粒子がシャワーのように生成される現象を空気シャワー現象とよぶ。二次宇宙線の主な成分は μ 粒子、ニュートリノ、電子、 γ 線、中性子であるが、地表に到達するのは μ 粒子とニュートリノがほとんどである。

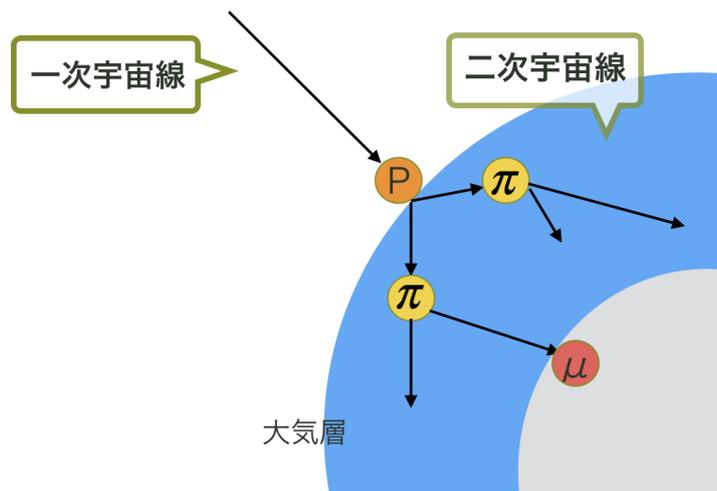


図 1.1: 宇宙線の模式図

1.2 μ 粒子とは

1.2.1 π 中間子

π 中間子は、二次宇宙線の一種である。高速の陽子が大気中の原子核と衝突する事で生成される。電荷をもたない π^0 ($139.57 MeV/c^2$)、荷電粒子である π^- , π^+ ($134.97 MeV/c^2$) が存在し、 π^0 は $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ のように、 π^- , π^+ は以下のように崩壊する。

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

1.2.2 μ 粒子

π 中間子から崩壊した μ 粒子は質量 $103.7 MeV/c^2$ 、電荷 ± 1 、スピンは $1/2$ である。 μ 粒子はほぼ 100 % の確率で以下のように崩壊する。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

宇宙線中の μ^+ と μ^- のフラックス比は $\frac{\mu^+}{\mu^-} \sim 1.25(5 - 500 GeV/c)$ である。本実験ではこの μ 粒子について測定を行っていく。

第2章

μ 粒子の崩壊と寿命

Particle Data Book に掲載されている真空中の μ 粒子の平均寿命は、 $\tau_{PDB} = 2.19703 \pm 0.000021 [\mu s]$ である。一方、物質中では負電荷を持った μ^- が原子核と相互作用を起こし寿命が変わる。以下では μ 粒子の崩壊について記述する。

2.1 μ^+ の崩壊

μ^+ は以下のように崩壊する。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

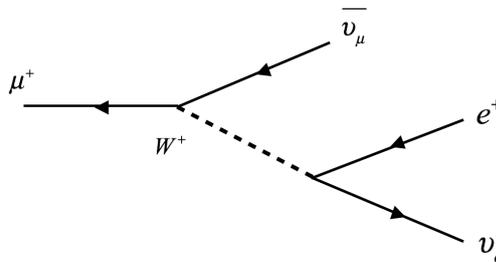


図 2.1: μ^+ 崩壊のファインマン図

μ^+ は物質中で相互作用を起こさないので、真空中と同様に静止、崩壊する。

2.2 μ^- の崩壊

真空中の μ^- は以下のように崩壊する。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

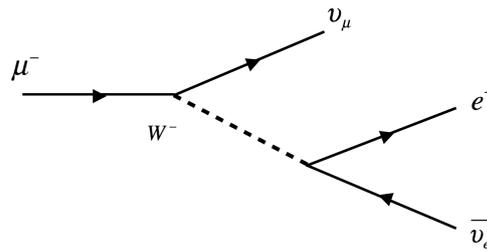


図 2.2: μ^- 粒子崩壊のファインマン図

真空中の μ^- の振る舞いや平均寿命は μ^+ と等しいが、物質中の μ^- の寿命は μ^+ の寿命とは異なる。 μ^- が物質中の原子核と以下の相互作用を起こすためである。

2.2.1 ミューオン原子

ミューオン原子とは異種原子の一種で、原子中の e^- が μ^- に置き換わったものである。物質中に入射した μ^- はこのミューオン原子を形成する。 μ^- は電子よりも質量が大きいため、電子よりも内側の独自の軌道を周回する。

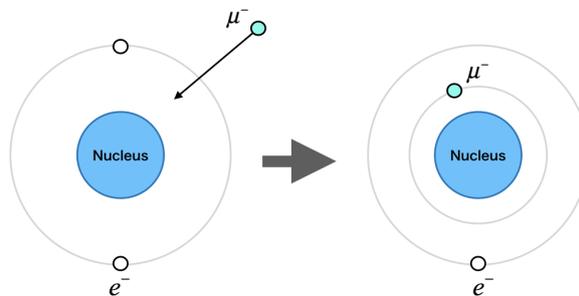


図 2.3: ミューオン原子の模式図

原子核に束縛された μ^- は、以下のどちらかの過程をたどる。

1. 束縛軌道上での崩壊 (Decay In Orbit(DIO))

真空中と同様の過程で崩壊する。平均寿命も真空中と変わらない。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

2. 原子核捕縛

弱い相互作用により、 μ^- が原子核中の陽子と結びつき中性子に変化、ニュートリノを放出する。以下の式で表される。

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1)^*$$

原子核のレベルでは、

$$\mu^- + "p" \rightarrow "n" + \nu_\mu$$

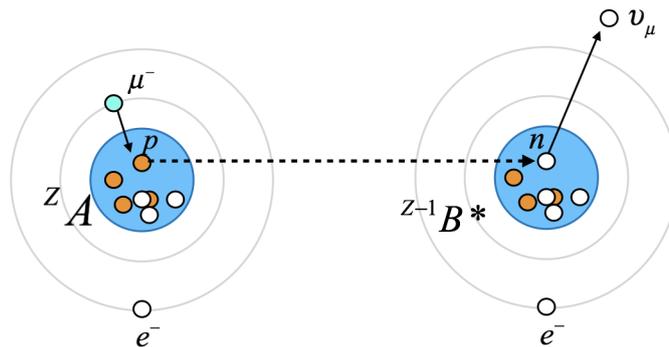


図 2.4: μ 粒子の原子核捕獲

この原子核捕獲が起こる割合 (Capture rate) は原子番号 Z に比例して大きくなるため、金属などの物質中に入射した μ^- は原子核捕獲を起こしやすい。

物質中の μ^- は、この 2 通りの崩壊過程のどちらかをたどる。従って、物質中の μ^- の寿命はこれらの過程の結果として決定される。

2.2.2 物質中の μ^- の寿命

原子に束縛された軌道上での μ^- の崩壊と、 μ^- の原子核捕獲の確率は以下のように表される。

$$P_{\mu^-total} = P_{capture} + P_{decay} \quad (2.1)$$

Capture rate を Λ_{cap} とすると、上の式はこのように書き換えられる。

$$\begin{aligned} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^-}}\right) &= \Lambda_{cap}t \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^+}}\right) \\ &= \exp\left(-\left(\Lambda_{cap} + \frac{1}{\tau_{\mu^+}}\right)t\right) \end{aligned} \quad (2.2)$$

すなわち、

$$\frac{1}{\tau_{\mu^-}} = \Lambda_{cap} + \frac{1}{\tau_{\mu^+}} \quad (2.3)$$

ここで、 τ_{μ^-} は物質中の全ての μ^- の平均寿命を表しており、 τ_{μ^+} は真空中の μ 粒子の平均寿命と同値である。式 (2.3) から分かるように、Capture rate が大きいほど μ^- の寿命は短くなる。

TABLE III. Compendium of total muon capture results for light nuclei. (Z_{eff} is taken from Ref. 77. When underlined it is an estimate.)

Z (Z_{eff})	Element	Mean life (ns)	Total capture rate (s^{-1})	Huff factor	Refs.
Positive muon					
1 (1.0)	$^1\text{H}^b$	2197.03 \pm 0.04			4,5
	$^1\text{H}^b$	2194.903 \pm 0.066	420 \pm 20	1.00	34
6 (5.72)	C	2194.53 \pm 0.11	420 \pm 60	1.00	35
		470 \pm 29			36
		2020 \pm 20	44 \pm 10 $\times 10^3$	1.00	40
			36 \pm 4 $\times 10^3$		53
		2043 \pm 3	37.3 \pm 1.1 $\times 10^3$		41
		2041 \pm 5	36.1 \pm 1.0 $\times 10^3$		42
		2040 \pm 30	37 \pm 7 $\times 10^3$		43
		2025 \pm 4	39.7 \pm 1.3 $\times 10^3$		1
		2035 \pm 8	36.5 \pm 2.0 $\times 10^3$		27
		2060 \pm 30	30.3 \pm 7 $\times 10^3$		44
		2030.0 \pm 1.6	37.6 \pm 0.4 $\times 10^3$		7
		2040 \pm 10	35.2 \pm 2.0 $\times 10^3$		73
		2029 \pm 3	37.7 \pm 0.7 $\times 10^3$		29
	2026.3 \pm 1.5	38.8 \pm 0.5 $\times 10^3$		a	
^{13}C	2045 \pm 2	33.8 \pm 0.4 $\times 10^3$		29	
	2029.1 \pm 3.0	37.6 \pm 0.7 $\times 10^3$		a	

図 2.5: Compendium of total muon capture results for light nuclei.[1]

本実験で用いるプラスチックシンチレーターはポリスチレン ($[C_6H_5CHCH_2]_n$) 製で、H よりも C の電荷が 6 倍大きく、 μ^- に関係してくると考えられることから、シンチレーターで観測できる μ^- の寿命は $2,020 \pm 20[n.s]$ に近い値をとると考えられる。

2.3 真空中の μ 粒子の寿命

μ 粒子の寿命の逆数 τ_μ^{-1} は、

$$\tau_\mu^{-1} = \frac{G_F^2 m^5}{192\pi^3} F(x) \left(1 + \frac{3}{5} \frac{m_\mu^2}{M_W^2}\right) \left[1 + H_1(x) \frac{\hat{\alpha}(m_\mu)}{\pi} + H_2(x) \frac{\hat{\alpha}^2(m_\mu)}{\pi^2}\right] \quad (2.4)$$

と表せる。ここで、

$$\begin{aligned} x &= \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \\ F(x) &= 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \ln(x) = 0.999813 \\ H_1(x) &= \frac{25}{8} - \frac{\pi^2}{2} - (9 + 4\pi + 12 \ln(x))x + 16\pi^2 x^{\frac{3}{2}} + o(x^2) = -1.8079 \\ H_2(x) &= \frac{156815}{5184} - \frac{518}{81} \pi^2 - \frac{895}{36} \zeta(3) + \frac{67}{720} \pi^4 + \frac{53}{6} \pi^2 \ln 2 - \frac{5}{4} \pi^2 \sqrt{x} + o(x) = 6.7 \\ \hat{\alpha}(m_\mu)^{-1} &= \alpha^{-1} - \frac{2}{3\pi} \ln\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right) + \frac{1}{6\pi} = 135.9 \end{aligned}$$

である。また、 m_e は電子の質量、 m_μ は μ 粒子の質量、 M_W はボソンの質量である。既知の値を代入すると、

$$G_F = 1.16637 \times 10^{-5} (\text{GeV}^{-2}) \quad (2.5)$$

である。 G_F はフェルミ結合定数である。 μ 粒子の寿命はフェルミ定数の決定に用いられている。

第3章

放出された電子のエネルギースペクトラム

μ 粒子の崩壊によって放出される電子のエネルギースペクトラムについて述べる。 μ 粒子崩壊のファインマン図と崩壊式を以下に示す。

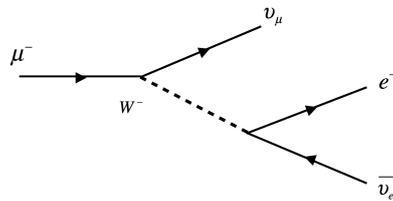


図 3.1: μ^- 崩壊のファインマン図

$$\mu^- (P_1) \rightarrow e^- (P_2) + \bar{\nu}_e (P_3) + \nu_\mu (P_4)$$

P_1, P_2, P_3, P_4 はそれぞれ μ 粒子、電子、ミューニュートリノ、反電子ニュートリノの 4 元運動量である。

3.1 静止系で放出された e^+ のエネルギースペクトム

μ 粒子の静止系における、 μ 粒子崩壊時に生成される陽電子のエネルギー分布は図 3.2 のようになる。図 3.2 から、電子は大きなエネルギーを持って生成される割合が高いことがわかる。また、ここでは電子の質量を無視している。

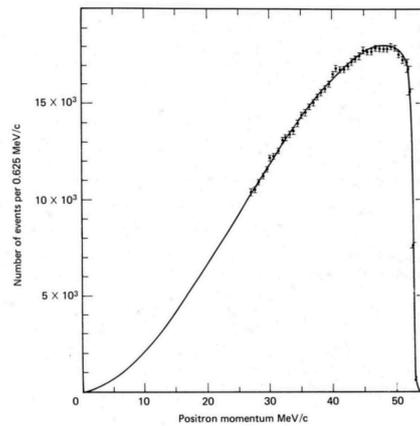


図 3.2: μ 粒子崩壊時の電子のエネルギー分布

電子のエネルギーが最小になるのは、 μ 粒子の静止系で電子が静止した状態で生成される時である。一方、放出される電子のエネルギーが最大になるのは、同時に生成されるミューニュートリノと反電子ニュートリノの運動量がともに電子の運動量に対して 180° の方向を向き、電子に最大の反跳を与える時である。(図 3.3)

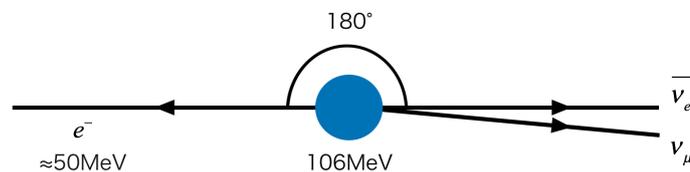


図 3.3: 電子のエネルギーが最大になるときの各粒子の運動量ベクトル

μ 粒子崩壊時に生成される電子のエネルギー分布の理論式は以下のようにして求められる。 μ 粒子の崩壊振幅を M とすると、式 (3.1) になる。

$$M = \frac{g_w^2}{8(M_w c)^2} [u(3) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(1)] [u(4) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u(2)] \quad (3.1)$$

ここで g_w は結合定数、 $\gamma^\mu \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ 、 $u(i)(i=1,2,3,4)$ はスピノール (ディラック方程式の解である)。

よって

$$\langle [M^2] \rangle = 2 \left(\frac{g_w}{M_w c} \right)^4 (P_1 \cdot P_2) (P_3 \cdot P_4) \quad (3.2)$$

式 (4.2) と同様に、 P_1, P_2, P_3, P_4 は、それぞれ μ 粒子、電子、ニュートリノ、反電子ニュートリノの 4 元運動量である。 μ 粒子の静止系では $P_1 = (m_\mu c, \vec{0})$ となり、 P_1 と P_2 の内積 $P_1 \cdot P_2$ は

$$P_1 \cdot P_2 = M_\mu^2 E_2 \quad (3.3)$$

となる。また、エネルギー-運動量保存則より

$$(P_3 + P_4)^2 = M_\mu^2 c^2 - 2P_1 \cdot P_2 \quad (3.4)$$

よって、

$$P_3 \cdot P_4 = \frac{(m_\mu^2 - m_e^2)^2 c^2}{2} \frac{E_2}{\mu} \quad (3.5)$$

となる。式 (??) に式 (3.10),(4.10) を代入すると、振幅 M は

$$M = \left(\frac{g_w}{M_w c} \right)^2 m_\mu^2 E_2 (m_\mu c^2 - 2E_2) \quad (3.6)$$

となる。式 (3.6) より、崩壊幅は次のように与えられる。

$$d\Gamma = \left(\frac{g_w}{4\pi M_w c} \right) \frac{m_\mu c}{h} \left(\frac{m_\mu c^2}{2} - \frac{2}{3} E_4 \right) d^3 p_4 \quad (3.7)$$

また、

$$d^3 p_4 = 4\pi \left(\frac{E_4}{c} \right)^2 \frac{dE_4}{c} \quad (3.8)$$

なので、式 (3.7) に式 (3.8) を代入すると、

$$\frac{d\Gamma}{dE} = \left(\frac{g_w}{M_w c} \right)^4 \frac{m_\mu^2 E^2}{2h (4\pi)^3} \left(1 - \frac{4E}{3m_\mu c^3} \right) \quad (3.9)$$

を得られる。式 (3.9) は、 μ 粒子崩壊時の陽電子のエネルギー分布を表す。

実際に観測される電子のエネルギー分布は、様々な要因を受けて式 (3.9) で表される概形とは異なったものになる。その要因の 1 つが、実際に崩壊する場合 W ボゾンがファイマン図で表されている場所以外にも現れる事を考慮した高次の輻射補正で、もう 1 つが以下で説明する制動放射である。

3.2 制動放射

荷電粒子が電場の中で力を受けて加速度運動をすることにより電磁波を放出する現象を制動放射という。他の荷電粒子と衝突し、原子の励起やイオン化を起こさない弾性衝突であっても、電子は質量が小さいため物質中の原子核が作る電場による力を受けて加速度運動をする。このときに、電磁波 (光子) を放出する。この現象が制動放射である。この加速度の大きさは、物質中の荷電粒子の電荷 Z に比例し、入射電子の質量に反比例する。また、加速度運動によって放出される電磁波のエネルギーは加速度の二乗に比例する。よって、放出されるエネルギーは $(Z/m_e)^2$ に比例する。従って、最も制動放射に影響を与えるのは、物質内で大きな電荷を持つ原子核である。制動放射によるエネルギー損失は入射粒子のエネルギーに比例するので、このエネルギー損失は粒子が十分高速のとき有効となる。単位長さあたりに制動放射で放出される電子のエネルギーは次式で与えられる。

$$\frac{dE}{dx} = \frac{NEZ^2r_e^2}{137} \left(4\ln \frac{183}{z^{\frac{1}{3}}} + \frac{2}{9} \right) \quad (3.10)$$

ここで、 N は物質の単位体積あたりの原子数 ($N = \frac{N_0\rho}{A}$)、 E は入射電子のエネルギー、 r_e は電子の古典半径 ($r_e = \frac{e_0^2}{m_e c^2} = 2.81 \times 10^{-13}(\text{cm})$)、 e_0 は電気素量、 A は物質の原子量、 $N_0 = 6.0210224 \times 10^{23}$ 、 ρ は物質の密度を表す。また、制動放射でエネルギーを失うことによってエネルギーが初期エネルギーの $\frac{1}{e}$ になるまで物質中を走る長さを放射長という。放射長 x_0 は式 (3.10) より

$$-\frac{dE}{E} = \frac{dx}{x_0} \quad (3.11)$$

と求めることができる。放射長は、電子が制動放射で γ 線を 1 回放出する際に走る距離である。プラスチックシンチレーターにおける放射長は、41.31(cm) である。この値は本実験で電子のエネルギースペクトラムを測定する際、電子が測定用プラスチックシンチレーター内を走るとどれだけのエネルギーを制動放射によって失うかを評価するとき使用する。

3.3 物質中で放出された e^- のエネルギースペクトラム

前章で述べたように μ^- 粒子が物質中に入射すると原子核に束縛され束縛軌道上で崩壊する。その場合に放出される電子のエネルギースペクトラムは以下に示す影響により、陽電子が静止系で崩壊する場合と異なる。

1. 有限のエネルギーを持つ束縛軌道上の μ^- 粒子

原子に束縛されている μ^- 粒子は束縛軌道上で運動しており不確定性原理から有限のエネルギーを持つ。

2. 反跳効果

束縛軌道上で μ^- 粒子が崩壊すると、電子を放出する際に原子核に反跳効果がかかる。原子番号が小さいほど反跳効果は大きくなり、以下の図のように崩壊した場合に電子は最大で μ^- 粒子の質量分のエネルギーを得る。

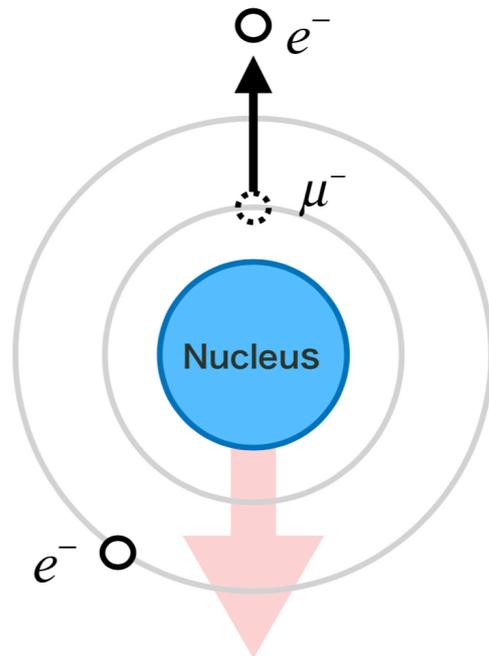


図 3.4: 電子のエネルギーが最大になるときの束縛軌道上での μ^- 粒子の崩壊

運動量ベクトルで表すと

$$0 = \vec{P}_e + P_{\bar{\nu}_e \nu_\mu} + \vec{P}_N \quad (3.12)$$

$P_{\bar{\nu}_e \nu_\mu}^{\vec{}}$ は小さく無視すると

$$\vec{P}_e = -\vec{P}_N \quad (3.13)$$

μ^- 粒子の持つエネルギーは

$$E_\mu^- + M_N = E_e + E_{\bar{\nu}_e \nu_\mu} + M_N + \frac{P_N^2}{2M_N} \quad (3.14)$$

$$E_\mu^- = E_e + E_{\bar{\nu}_e \nu_\mu} + \frac{P_N^2}{2M_N} \quad (3.15)$$

図のように電子のエネルギーが最大になる時

$$E_e = E_\mu^- - \frac{P_N^2}{2M_N} \quad (3.16)$$

ここで、 $E_\mu^- = M_\mu^- - E_b$ (E_b は結合エネルギー) なので

$$\begin{aligned} E_e &= M_\mu^- - E_b - \frac{P_N^2}{2M_N} \\ &= M_\mu^- - E_b - \frac{P_e^2}{2M_N} \\ &= M_\mu^- - E_b - \frac{E_e^2}{2M_N} \end{aligned} \quad (3.17)$$

ここで、第1項と比較すると第2,3項は値が小さく無視できるので電子は最大で μ^- 粒子の質量分のエネルギーを得る。

$$E_e = M_\mu^- \quad (3.18)$$

従って実際の測定で得られる電子のエネルギースペクトラムの最大のエネルギーは計算値より大きくなることが予想できる。

第 4 章

測定の実理

放射線測定には様々な方法があるが、本実験ではシンチレーターに放射線が入射した際に起こる電離損失と発光現象を利用して測定を行なった。この時用いるシンチレーション光は微弱であるため光電子増倍管で増幅し、ADC でアナログ信号をデジタル信号に変換した。

本実験では、 μ 粒子の寿命測定と μ 粒子崩壊後放出された電子のエネルギー分布を測定した。以下ではそれぞれの測定の実理について解説する。

4.1 放射性粒子の寿命測定の実理

μ 粒子崩壊の時間的振る舞いは放射性崩壊の指数関数法則に従う。本実験ではこの法則を用いて μ 粒子の寿命を測定する。

1 個の粒子が単位時間あたりに崩壊する確率を λ とし (これを崩壊定数と言う)、今、ある時間 t に存在する $N(t)$ 個の粒子が独立した粒子の集合とすると、微小時間 dt の間に崩壊する粒子の個数 dN は次式で表される。

$$dN = -\lambda N(t)dt \quad (4.1)$$

式 (4.1) を積分する。

$$\begin{aligned} \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} &= -\lambda \int_{t_0}^t dt \\ [\ln N]_{N_0}^N &= -\lambda [t]_{t_0}^t \\ \frac{N}{N_0} &= e^{-\lambda(t-t_0)} \end{aligned} \quad (4.2)$$

$t=0$ の時、式 (4.2) は

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.3)$$

となる。 $N(t)$ は時刻 t で崩壊せずに残っている粒子の数、 N_0 は初期時刻 t_0 での粒子の個数である。ここで、時刻 $t \rightarrow t+dt$ の間の微小時間 dt で崩壊する粒子の個数は式 (4.1) で表されるので、 N_0 個全ての粒子の生存時間を足し上げると次式となる。

$$\begin{aligned}
 L &= \int_0^{\infty} tN(t)\lambda dt \\
 &= \int_0^{\infty} tN_0e^{-\lambda t}\lambda dt \\
 &= \left[-\frac{\lambda}{1}N_0e^{-\lambda t} \right]_0^{\infty} \\
 &= \frac{N_0}{\lambda}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

よって、 μ 粒子の平均生存時間 L/N_0 、すなわち粒子の平均寿命 τ は

$$\begin{aligned}
 \tau &= \frac{L}{N_0} = \frac{1}{\lambda} \\
 \lambda &= \frac{N_0}{\lambda}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

これを式 (4.3) に代入すると、

$$N(t) = N_0e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{4.6}$$

が得られる。式 (4.6) を図に示す。

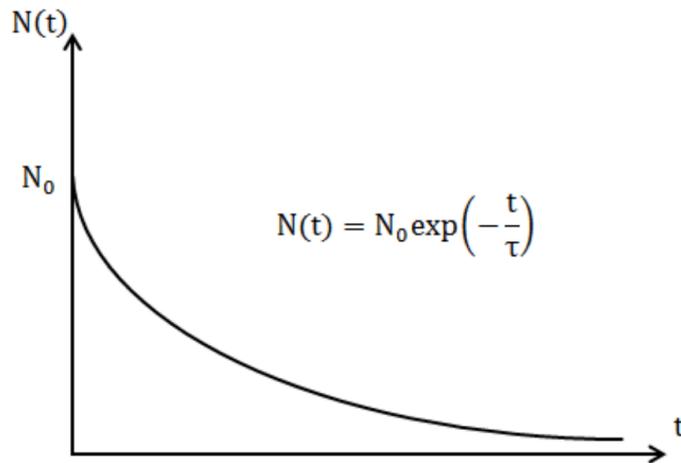


図 4.1: 放射性崩壊の図

また、式 (4.6) を t で微分すると、単位時間あたりの崩壊数を表す式が得られる。

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N_0}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{4.7}$$

dN/dt は $t \rightarrow t+dt$ の間に N 個の粒子が $N+dN$ 個に現象したことを表すので、 dN は負である。 $t \rightarrow t+dt$ の間に崩壊した粒子の個数を $dN_{\text{崩壊}}$ とすると、 $dN_{\text{崩壊}} = -dN$ なので式 (4.7) は

$$\frac{dN_{\text{崩壊}}}{dt} = \frac{N_0}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (4.8)$$

となる。 μ 粒子がシンチレーター内に入射し内部で静止、その後崩壊してから電子を放出するまでの時間を TDC(Time-to-Digital Converter) で測定することで得られる TDC 分布は式 (4.8) に従う。実験で得た TDC 分布を実験式

$$f(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (4.9)$$

で Fit することにより平均寿命 τ が算出できる (A は定数)。図 4.2 は式 (4.8) 及び TDC 分布の概形である。

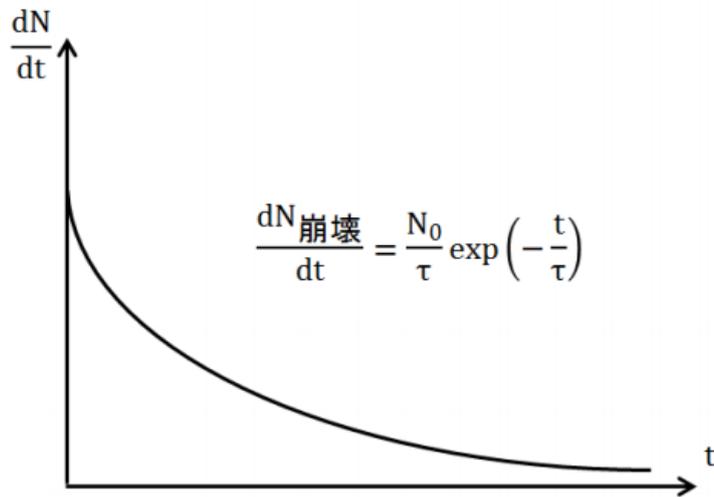


図 4.2: TDC 分布の概形図

4.2 電離損失

荷電粒子が物質中を通過すると、その物質を構成する原子と荷電粒子との相互作用により、原子が電子と陽イオンに分離される。これを電離というが、電離せずに原子や分子がエネルギーの高い状態になることもある。これを励起といい、その状態を励起状態と呼ぶ。荷電粒子が物質中を通過するときに、物質中の電子と衝突し、電離や励起を繰り返しながらエネルギーの一部を失う。これを電離損失といい、電離損失によって荷電粒子が失うエネルギーは Bethe-Broch の式で表される。

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 \nu^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] (\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}) \quad (4.10)$$

ここで、

- r_e : 電子古典半径
- N_a : アボガドロ数
- I : 電離ポテンシャル
- Z : 物質の原子番号
- A : 物質の原子量
- μ : 入射粒子の速度
- $\beta = \frac{\nu}{c}$
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
- m_e : 電子の質量
- W_{max} : 入射粒子が1回の衝突で物質に与えることのできる最大エネルギー
- ρ : 物質の密度
- δ : 密度補正
- C : 殻補正

である。

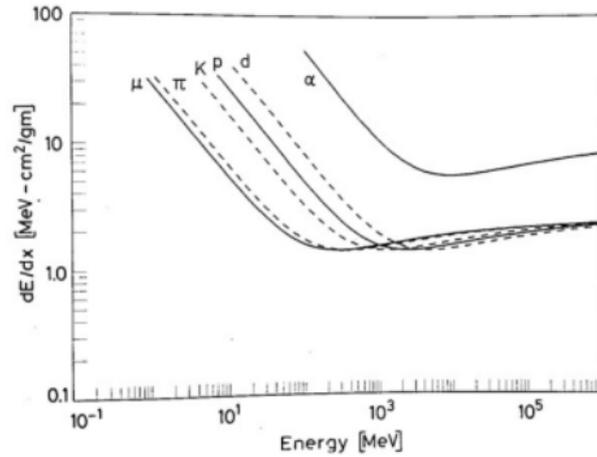


図 4.3: 電離損失

電離損失 $\frac{dE}{dx}$ ($\beta = \frac{v}{c}$) は物質に入射した荷電粒子の質量には依存しないが、速度 $v = \beta c$ には依存する。 β が小さいとき、すなわち入射荷電粒子のエネルギーが小さいとき Bethe-Bloch の式は

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2} \quad (4.11)$$

となる。入射荷電粒子のエネルギーが大きくなると電離損失は $\frac{1}{\beta^2}$ に従い減少し、最小値に達する。この領域での電離及び最小値のことを Minimum Ionization と呼ぶ。(宇宙線の場合は十分エネルギーが大きいので、電離損失はほとんど Minimum Ionization 領域で起きている。) 入射荷電粒子のエネルギーが大きくなると $\beta^2 \simeq 1$ となり、 \log の中の項が効くので、電離損失は $\log \gamma$ でエネルギーが増加すると上昇する。

$$\frac{dE}{dx} \propto \log \left[\frac{1}{1 - \beta^2} \right] \gamma = \frac{1}{1 - \beta^2} = \frac{E}{m} \quad (4.12)$$

荷電粒子がシンチレーター内に入射したとき、シンチレーター内の電子の分子を電離及び励起するために荷電粒子が失ったエネルギーを光として放出する。これをシンチレーションという。今回の実験では、放出されたシンチレーション光を用いて入射荷電粒子の電離損失によるエネルギー損失を測定する。

4.3 シンチレーションカウンター

シンチレーションカウンターは、シンチレーターと光電子増倍管を組み合わせた放射線検出器の一種である。以下でシンチレーターと光電子増倍管について述べる。図 4.4 はシンチレーションカウンターの模式図である。

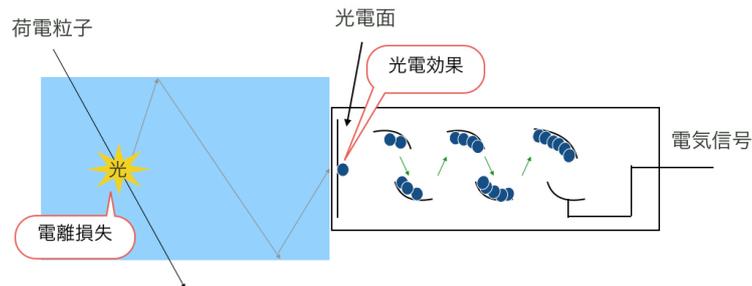


図 4.4: シンチレーションカウンターの模式図

4.3.1 シンチレーター

シンチレーターとは、荷電粒子が通過する際にその粒子が電離損失によって失うエネルギーを光エネルギーに変換し、シンチレーション光を放出する物質である。シンチレーターには多く分けて有機シンチレーターと無機シンチレーターがあり、有機シンチレーターは無機シンチレーターよりも光の減衰が約 100 倍早いので時間分解能が早いですが、シンチレーション光が弱いため、高いエネルギー分解能が得られない。本実験では有機シンチレーターのプラスチックシンチレーターを用いる。

4.3.2 光電子増倍管

光電子増倍管とは、光電効果を利用して光エネルギーを電気エネルギーに変換し、電子の数を増倍させるものである。シンチレーターから放出された光が光電面に入射して光電効果により電子が飛び出し、強い電場で電子が加速されてダイノードに衝突する。ダイノードに衝突した電子はダイノード内の電子を飛び出させ、それが繰り返されることで電子の数を増幅する。増幅された電子は陽極に集まり、電流として外部に読み出される。

4.4 シンチレーター内でのエネルギー損失

プラスチックシンチレーターのエネルギー損失は

$$E(\text{MeV}) = \frac{dE}{dx} (\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}) \times \rho(\text{g}/\text{cm}) \times t(\text{cm}) \quad (4.13)$$

で求められる。ここで $\frac{dE}{dx} j_{min}$ は minimum ionization の粒子に対する厚さ $1(\text{g}/\text{cm})$ あたりのエネルギー損失、 ρ は物質の密度、 t は物質の厚さである。今回使用したのはポリスチレン $[\text{C}_6\text{H}_5\text{CHCH}_2]_n$ 製の有機シンチレーターであるから、値はそれぞれ $\frac{dE}{dx} j_{min} = 1.936 (\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g})$ 、 $\rho = 1.06 (\text{g}/\text{cm})$ とする。これより、プラスチックシンチレーター 1cm あたりのエネルギー損失は

$$E = 1.936 \times 1.06 \times 1 = 2.05 (\text{MeV}) \quad (4.14)$$

のように求められる。本実験で用いるメインシンチレーターの厚さは 26cm なので、メインシンチレーターを垂直に貫通した際のエネルギー損失 ΔE は

$$\Delta E = 2.05 \times 26 = 53.3 (\text{MeV}) \quad (4.15)$$

となる。この値は、ADC のエネルギー較正を行う際に使用する。

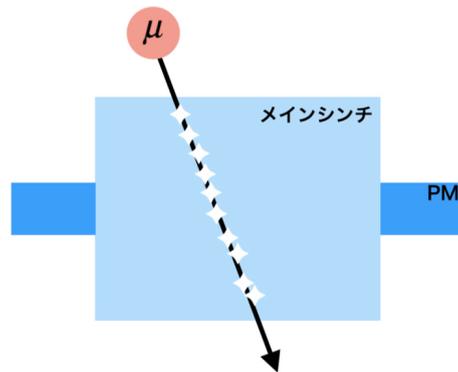


図 4.5: μ 粒子がシンチレーターを通過する様子

第5章

測定方法とセットアップ

5.1 計測全体の流れ

今回の実験の放射線計測に用いるセットアップの概略図を下に示す。

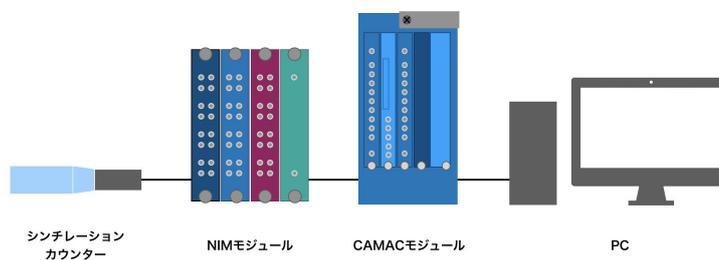


図 5.1: セットアップの概略図

まず、荷電粒子 (今回は μ 粒子) が入射すると、シンチレーションカウンターはシンチレーター光を発する。シンチレーション光は光電子増倍管の光電面で電子を発生させ、その電子を光電子増倍管内部のダイノードで増幅させる。それをアナログ信号として出力する。出力された波形は NIM モジュールを経て波形形成され、CAMAC モジュール内でデジタル信号化される。それを PC を用いて解析する。

測定に用いるセットアップの全体図を以下に示す。

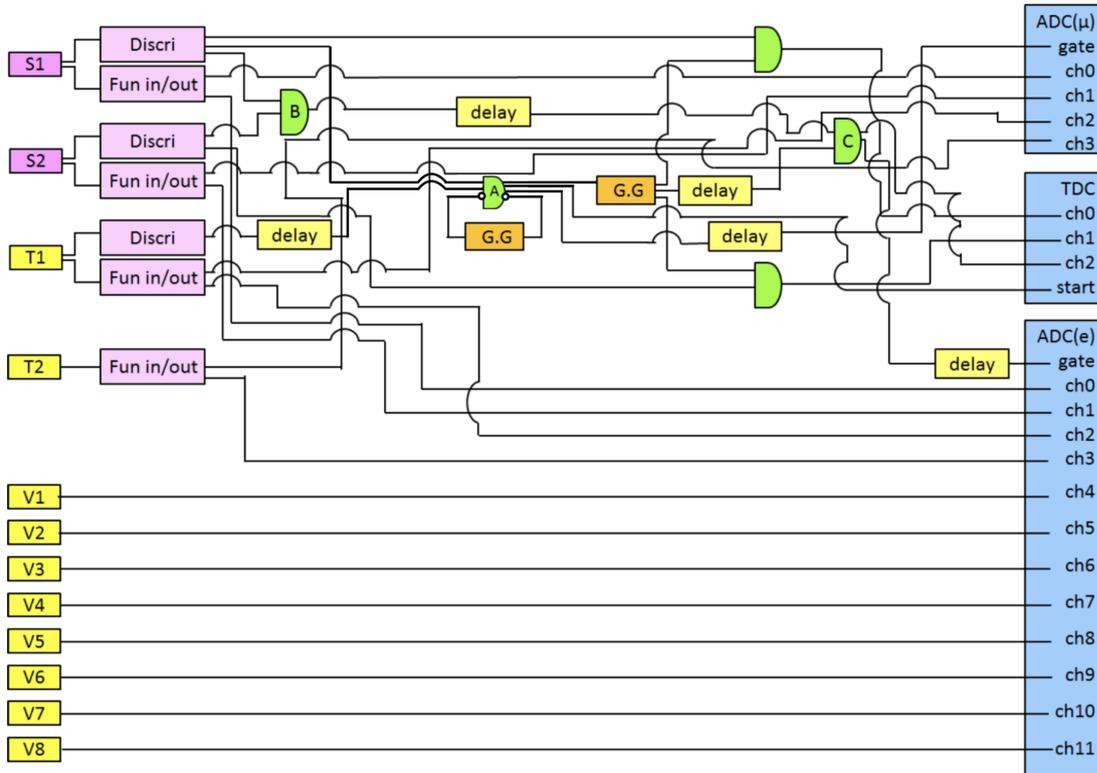


図 5.2: エレクトロニクスの全体図

各装置の説明を以下で行う。

5.2 シンチレーションカウンター

5.2.1 シンチレーションカウンターの配置

本実験では、中央に位置するメインシンチレーターと、それを囲むように配置した 10 個のシンチレーションカウンター (T1,T2,V1~V8) を用いた。メインシンチレーターには、直接 2 つの光電子増倍管 (S1,S2) を取り付けている。下に各シンチレーションカウンターの仕様と配置を示す。

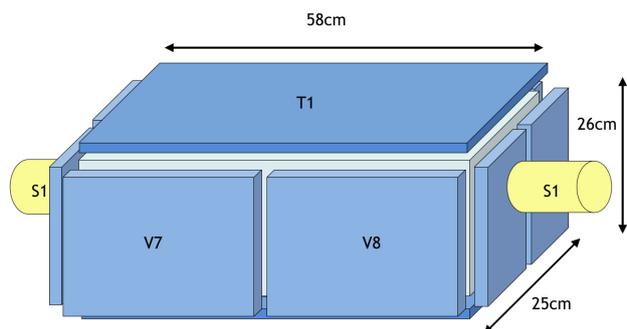


図 5.3: セットアップの全体図

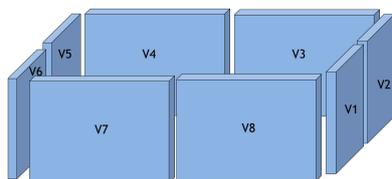


図 5.4

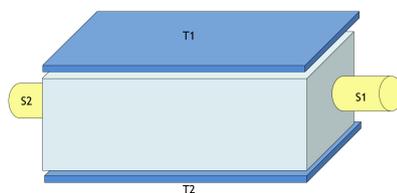


図 5.5

表 5.1: シンチレーターサイズのサイズ

	名称	横幅 (mm)	縦幅 (mm)	奥行き (mm)	個数 (個)
プラスチック シンチレーター	(S1,S2)	580	260	250	2
	T1,T2	582	10	250	2
	V1,V2,V5,V6	131	250	10	4
	V3,V4,V7,V8	280	261	10	4
ライトガイド					10
光電子増倍管					12

表 5.2: シンチレーターの仕様

カウンター	PMT 型番	HV(V)	閾値 (mV)	ペDESTAL (ADC(μ))	ペDESTAL (ADC(e))
S1	H161	2050	160	109	58
S2	H161	2050	300	98	63
T1	H161	2250	100	89	56
T2	H195	1770	100	85	60
V1	H161	1970			67
V2	H7195UV	1660			63
V3	H161	1870			57
V4	H161	2440			63
V5	H161	2400			65
V6	H161	2030			64
V7	H7195	2210			66
V8	H161	2025			80

上の表 5.2 は本実験で用いた各シンチレーターの光電子増倍管の型番、それぞれにかけた電圧 (HV)、Discriminator でカットした閾値 (Threshold)、各シンチレーターのペDESTAL を表に示したものである。

5.2.2 トリガーカウンター

宇宙線はあらゆる方向から絶え間なく降り注ぐ。本実験で測定する μ 粒子も同様に、あらゆる方向からシンチレーターに入射している。今回の寿命測定で用いるのは、メインシンチレーター上部から入射した μ 粒子のデータである。

一方向から入射した粒子のみを選定するため、幾つかのカウンターが同時に反応したイベントを採用する。このように、幾つかのカウンターを用いて信号が来たと判断する事をトリガーという。また、トリガーに用いるカウンターの事をトリガーカウンターと呼ぶ。本実験ではメインシンチレーター上部に設置した T1 とメインシンチレーターの光電子増倍管 S1 をトリガーカウンターとして使用する。つまり、T1 と S1 のコインシデンスをとり、信号が ON の時には μ 粒子が上部からメインシンチレーター内に入射したと判断する事とする。

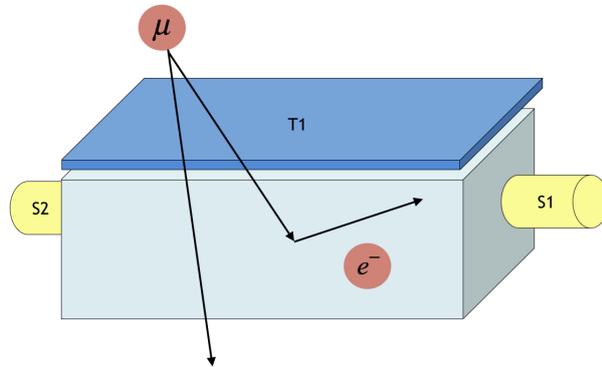


図 5.6: トリガーカウンター概略図

5.2.3 ベトーカーカウンター

μ 粒子が静止し崩壊、放出された電子はメインシンチレーター内にエネルギーを落としながら通過していく。この時、一部の電子は高いエネルギーを持つため、メインシンチレーター内で止まらずに外部へと飛び出していく。後述の電子のエネルギースペクトラム測定では、 μ 粒子がメインシンチレーター内で崩壊し電子を放出した後、その電子がメインシンチレーター内に留まったイベントのみを収集したい (7.1.1 を参照)。電子がメインシンチレーター外に飛び出したイベントを除くため、ベトーカーカウンターを設定する。メインシンチレーターの周囲に配置した T1, T2, V1~V8 の計 10 個のカウンターをベトーカーカウンターとする。 μ 粒子入射後にどれか 1 つでも信号を発すれば電子が外部に飛び出したと判断し、そのイベントは除く事とする。また、メインシンチレーター下部に設置した T2 は、メインシンチレーターを上から下に貫通したイベントの選定にも使用した。

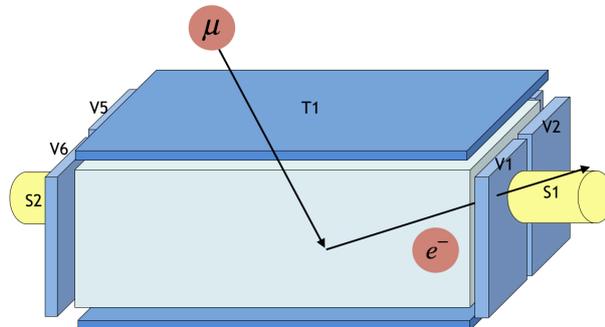


図 5.7: ベトーカーカウンター概略図

5.3 NIM

5.3.1 NIM 規格

NIM(Nuclear Instrument Modules) とは、米国原子力委員会 (AEC)(米国エネルギー省の前身) において 1960 年代に制定された「放射線測定モジュール標準規格 TID-20893」に準拠したエレクトロニクス規格である。この規格を適用したモジュールであれば、国内外、またはメーカーを問わず物理的及び電氣的に完全な互換性を有する。

5.3.2 NIM モジュール

Delay

信号が入力されると、任意の時間遅らせてロジック信号に変換して出力する。

本実験では

G.G(Gate and delay Generator)

信号が入力されるとロジック信号を出力する。

出力パルスの時間幅、Delay time は任意で設定できる。

Discriminator

ある閾値を超える大きさの信号が入力された時、ロジック信号を出力する。

これにより閾値以下のノイズを除去する。

Coincidence

複数の信号の AND をとる。パルス幅は任意で設定できる。

Fun-in, Fun-out

入力信号についてのアナログ和をとる。

その結果のアナログ信号を、最大 4 つまで複製して出力する事ができる。

5.4 CAMAC

5.4.1 CAMAC 規格

CAMAC(Computer Aided Measurement And Control) とは、ハーウェル原子力研究所を中心にして使用実績のあった規格等が拡張発展され、ヨーロッパ統一規格として誕生したエレクトロニクス規格である。計算機器周辺でのデジタル化された情報の処理を各機能毎にモジュール化して行うことができる。実験装置等からの情報はモジュールの中で処理されると、クレートと呼ばれるプラグインを収納する箱の裏側の配線と結線される。これらの作業は全てクレートの右端に挿入される CC(Crete Contoroller) が制御する。この CC は PC からの指示により動作する。

PC から CC への命令には以下のコマンドを指定する。

アドレス

C,N,A,F の 4 つの数字で指定する。

C CC の番号。本実験では CC は一台なので C=1。

N スロット番号。クレートの左端から順に数える。

A サブアドレス。モジュール内の信号チャンネル。

F 動作 (Function)。動作を指示する。

ファンクション (Function)

今回主に使用したファンクションを記載する。

F(0)~F(2) Read Data

F(8) Test LAM

F(9) Clear LAM

F(24) Disable LAM

F(26) Enable LAM

ここで、LAM とは Look At Me の略であり、モジュールからデータが読み出し可能になった事を PC 側に知らせる信号のことである。

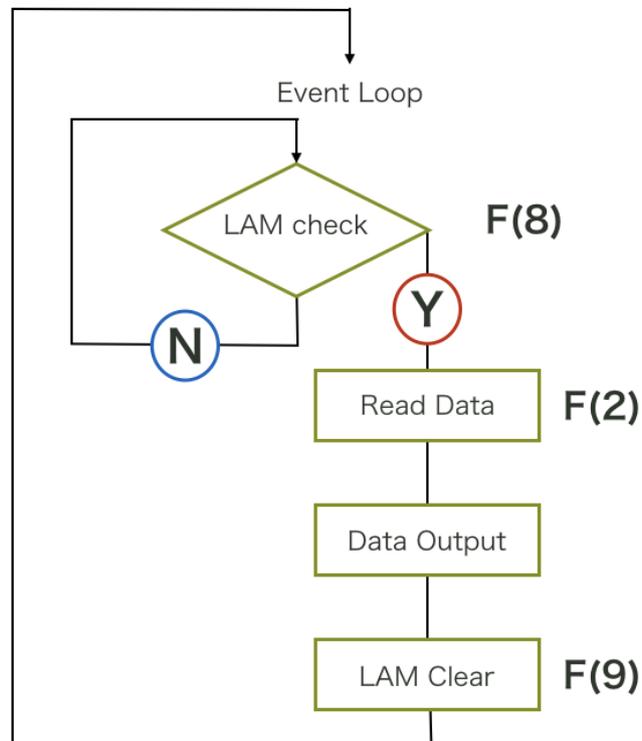


図 5.8: LAM をチェックする行程

5.4.2 CAMAC モジュール

CC(Crate Controller)

ADC や TDC 等のモジュールの動作制御、データ収集を PC で行うためのモジュール。

ADC(Analog to Digital Converter)

アナログ電気信号をデジタル電気信号に変換するモジュールで、V モード (ピークホール型 ADC) と Q モード (電荷積分型 ADC) がある。V モードは Gate が開いている間に入ってきた信号の最大値を数値化するもの、Q モードは入ってきた信号を時間積分して数値化するものである。本実験では Q モードで使用する。

Q モードで測定される電荷量は、信号の電流を i 、電荷量 Q とすると

$$Q = \int_{dt} i dt$$

で表される。図 5.9 の青い部分に相当する。

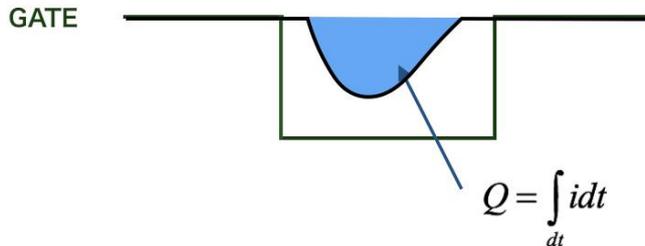


図 5.9: Gate 信号と入力パルス

本実験では ADC を 2 台使用する。以降 μ 粒子のエネルギー測定に用いる物を ADC(μ)、 e^- のエネルギー測定に用いる物を ADC(e) と呼称する。

TDC(Time to Digital Converter)

入力された 2 つのパルスの時間差を測定するモジュール。Start 信号が入力されてから Stop 信号が入力されるまで一定の間隔でカウントを刻み、そのカウント数で時間間隔を

表す。本実験で使用した TDC は REPIC 社製 R_{pc}-060 型 (25psec/count select) で、最大 4000 カウントまで測定可能である。

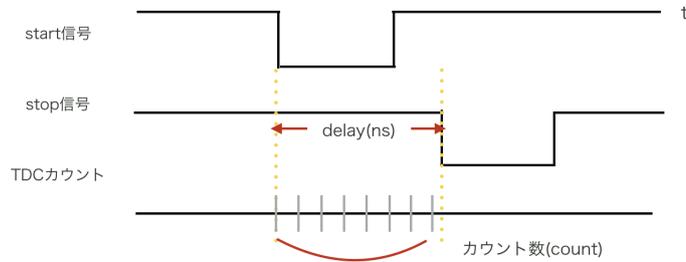


図 5.10: TDC のカウント数

5.5 エレクトロニクスセットアップ

5.5.1 μ 粒子が入射した時の ADC 測定 ($ADC(\mu)$)

μ 粒子がメインシンチレーター内に入射した時の信号を ADC で測定する為に、ADC の Gate に入力するアナログ信号を作成する。以下の回路図のように NIM モジュールを配置した。

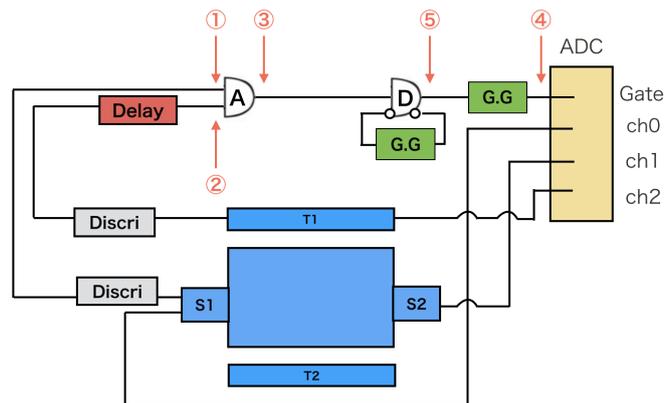


図 5.11: モジュールの配置

コインシデンス D は Veto カウンターの役割を果たしており、この Veto カウンターが開いている約 10ms の間は次の μ 粒子が入射した信号を受け付けない。これは、ADC のデータ収集中に次の信号が発生しない為の対策である。各モジュールを通した場合のパルスの概略図を図 5.12 に示す。

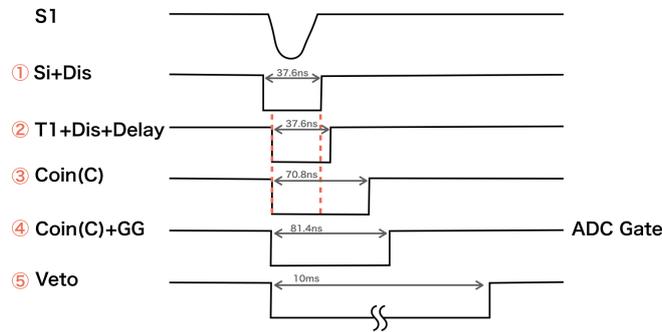


図 5.12: 信号の概略図

5.5.2 μ 粒子が静止、崩壊した時の ADC 測定 (ADC(e))

μ 粒子がメインシンチレーター内で静止、崩壊した時の信号を ADC で測定する為に、ADC の Gate に入力するアナログ信号を作成する。以下の回路図のように NIM モジュールを配置した。

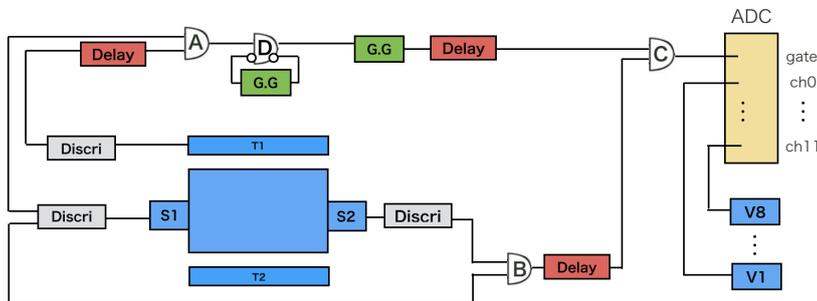


図 5.13: モジュールの配置

5.5.3 μ 粒子の寿命の TDC 測定

μ 粒子の寿命を測定する為に、TDC の Start には μ 粒子がメインシンチレーター内に入射した時の信号を、Stop には μ 粒子が静止崩壊して e^- を放出した時の信号を入力したい。Start には上で述べた ADC(μ) の Gate と同じ信号を、Stop には ADC(e) の Gate と同じ信号を入力すればよい。以下に回路図とパルスの概略図を示す。

第 6 章

μ 粒子の寿命測定

本章では、 μ 粒子の寿命測定の結果について報告する。本年度の研究では、約 1 ヶ月かけて μ 粒子がメインシンチレーター内に入射した 37,400,000 イベントのデータを採取した。これらのデータを解析することで μ 粒子の寿命を求める。

6.1 原理

はじめに、解析の原理について説明する。放射性崩壊については第 4.1 節を参照のこと。

TDC で測定した、 μ 粒子入射時の信号と電子放出時の信号の時間差の分布は、以下の放射性崩壊の指数関数分布に従う。

$$\frac{dN_{\text{崩壊}}}{dt} = \frac{N_0}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (4.8)$$

ここで、実験で得た TDC 分布に以下の実験式を Fit する。

$$y(t) = p_0 \exp\left(-\frac{t}{p_1}\right) \quad (6.1)$$

式 (4.8) と式 (6.2) を比較すると、 τ と p_1 が比例関係にあることがわかる。従って、Fit して p_1 を求めることで平均寿命 τ を算出できる。いま、式 (4.8) は μ^+ と μ^- を合わせて 1 粒子としてみなす式となっており、算出される平均寿命 τ は μ^+ と μ^- のそれぞれの寿命を考慮した値をとるはずである。フラックス比 $\frac{\mu^+}{\mu^-} \sim 1.25$ として計算すると、シンチレーター内で崩壊する μ 粒子の平均寿命 τ_μ は

$$\tau_\mu = 2.12 \pm 0.01[\mu s]$$

となることが期待される。

6.2 解析

6.2.1 μ 粒子の信号の識別

シンチレーターに μ 粒子が入射した際、 μ 粒子がシンチレーターを通過した時と、シンチレーター内で静止した後崩壊する時では、観測信号に以下のような違いが生じる。

- μ 粒子がシンチレーターを通過する場合

観測信号には図 6.2 に示すように、1つのパルスが見られる。

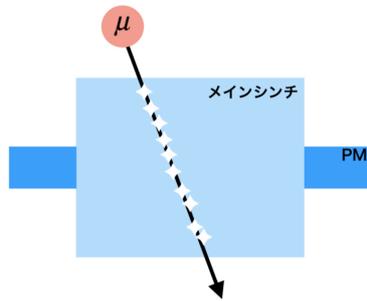


図 6.1: シンチレーター内の様子

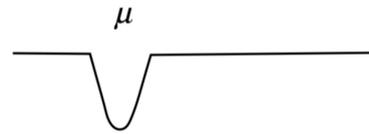


図 6.2: 入射 μ 粒子の信号

- μ 粒子がシンチレーター内で静止した後崩壊する場合

μ 粒子が崩壊すると e^- が放出されるので、観測信号は図 6.4 に示されるように、入射 μ 粒子によるものと崩壊電子によるものとの2つのパルスが見える。

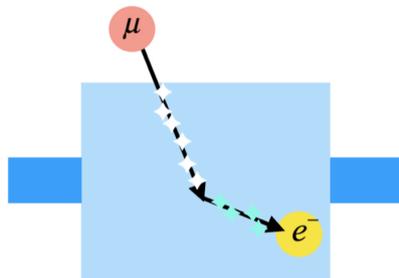


図 6.3: シンチレーター内の様子

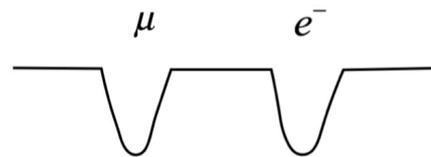


図 6.4: 入射 μ 粒子と e^- の信号

6.2.2 イベントの選定

μ 粒子の寿命測定に用いるデータは、「 μ 粒子がメインシンチレーター内で崩壊したイベント」である。1ヶ月で収集した 37,400,000 イベントのうち、定めた条件を満たすイベントを以下で選定する。

選定条件

1. μ 粒子がメインシンチレーター内に入射
T1,S1 のコインシデンスが ON になり、データが取得できている。
2. μ 粒子がメインシンチレーター内で崩壊
メインシンチレーター内で電子が放出されている。つまり ADC(e) で取得した S1 の値 (es1) が、カウンターが鳴っているとみなす値を上回っているイベントである。es1 のヒストグラムを図 6.5 に示す。縦軸は対数表示である。

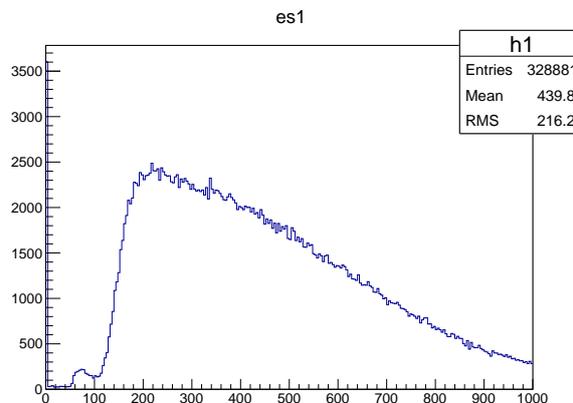


図 6.5: es1 の分布

上の es1 分布から、 $es1 > 120$ の時メインシンチレーター内で μ 粒子が崩壊したとみなす。

3. TDC がタイムアウトしていない
TDC がタイムアウトした時、戻り値は 4000 以上の値を示す。従って具体的な選定条件は TDC カウント数 < 4000 である。

以上 3 つの選定条件に合致したものは全部で 309,390 イベントである。選定したイベントの TDC 分布は以下のようになった。

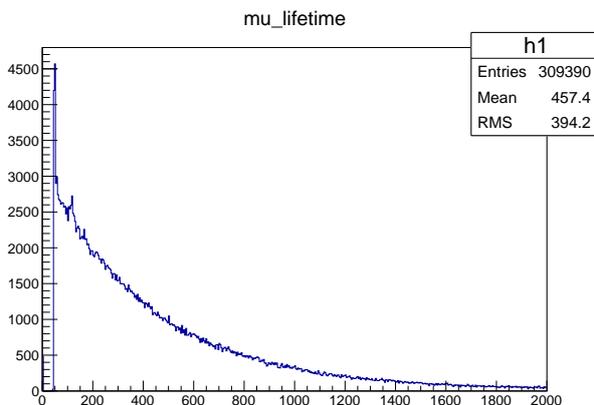


図 6.6: TDC2 の分布

6.2.3 TDC 分布の Fit

TDC 分布を以下の式で Fit する。

$$y(t) = p_0 \exp\left(-\frac{t}{p_1}\right) \quad (6.2)$$

Fit 範囲はそれぞれカウント数 60-2000, 150-2000 の範囲で、図 6.8 はチャンネル数 100-160 に存在するストラクチャーを除いて Fit したものである。このストラクチャーについては、6.5 節で詳しく触れる。

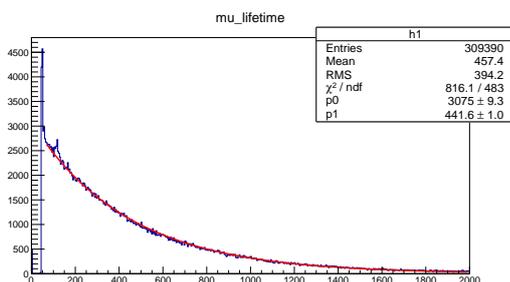


図 6.7: Fit 範囲 60-2000

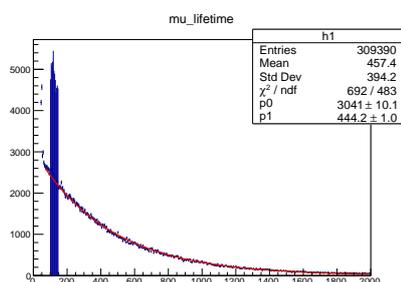


図 6.8: Fit 範囲 60-100,150-2000

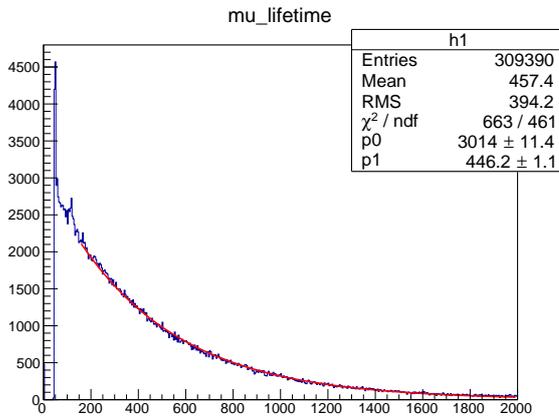


図 6.9: Fit 範囲 150-2000

Fit して得られた係数 p_1 の値はそれぞれ以下のようになった。

表 6.1

Fit 範囲	p_1
60-2000	441.6 \pm 1.0
60-100,150-2000	444.2 \pm 1.0
150-2000	446.2 \pm 1.1

6.2.4 TDC の時間較正

前章で得られた TDC 分布は、TDC のカウント数で与えられている。最終的に得たいのは μ 粒子の寿命であり、それに対応する時定数 P_1 を秒に換算する必要がある。よって、TDC カウント数と秒の対応を調査する。

パルスジェネレーターで発生させたパルスを ADC の start と stop に入力することにより ADC の時間較正を行う。

TDC の時間較正に用いるロジックを以下の図に示す。

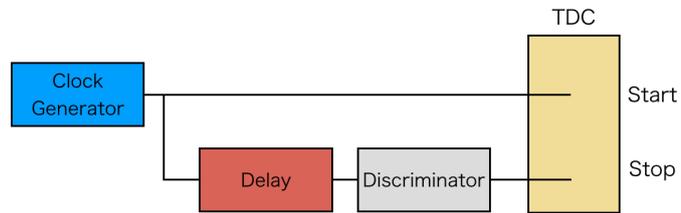


図 6.10: TDC 時間較正のセットアップ

この回路で stop に入力する 100Hz のパルスの Delay time を変化させ、それに応じた TDC カウント数を見ることで TDC1 カウントあたりの時間を算出することができる。Delay time の系統誤差は 5ns としている。

実際に測定した delay time と TDC カウント数の関係を表 6.2 に示す。このカウント数は 1000 イベントのデータの平均値である。この結果を縦軸が Delay time、横軸を TDC カウント数としてグラフにしたものが図 6.11 である。

表 6.2

delay[ns]	500±5	1000±5	1500±5	2000±5	2500±5
TDC[count]	95.3±0.6	197.9±0.5	299.1±0.5	399.2±0.7	498.4±0.5
	3000±5	3500±5	4000±5	4500±5	5000±5
	601.3±0.5	699.3±0.5	799.4±0.6	901.8±0.5	1001±0.6

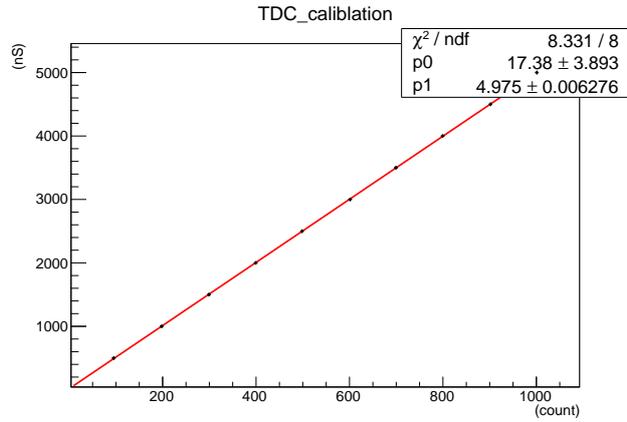


図 6.11: TDC 時間較正

図 6.11 から delay 時間と TDC カウント数は比例関係にあることがわかる。線形近似 $y = ax + b$ (x, y は変数、 a, b は定数) のパラメータ a, b は、それぞれ図 6.11 の統計ボックス内に表示された p_1, p_0 に対応する。よって a, b は

$$a = 4.975 \pm 0.006$$

$$b = 17.5 \pm 3.95$$

となった。傾き a は TDC1 カウントあたりの時間 α に相当する。これにより、

$$\alpha = 4.975 \pm 0.006 \text{ [ns/count]} \quad (6.3)$$

と求められる。

6.3 結果

μ 粒子の寿命を表す TDC カウント数 p_1 、TDC1 カウントあたりの時間 α を用いて μ 粒子の寿命 τ は次のように求められる。

$$\tau = p_1 [ns] \times \alpha [ns/count] \quad (6.4)$$

また、平均寿命 τ の誤差 $\delta\tau$ は間接誤差の誤差伝搬を考慮して以下の式を用いる。

$$\frac{\delta\tau}{\tau} = \sqrt{\left(\frac{\delta\alpha}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\delta p_1}{p_1}\right)^2}$$

ここで、 δp_1 は p_1 の誤差、 $\delta\alpha$ は α の誤差である。

測定で求められた p_1, α と式 (6.4) より、本実験で得られた結果から導出される μ 粒子の寿命 τ は以下のようになった。

表 6.3

Fit 範囲	p_1	$\tau[\mu s]$
60-2000	441.6 ± 1.0	2.197 ± 0.006
60-100,150-2000	444.2 ± 1.0	2.209 ± 0.006
150-2000	446.2 ± 1.1	2.219 ± 0.006

本実験で得られた μ 粒子の寿命を用いてフェルミ定数を計算した。
式 (2.4) に τ_μ と既知の値を代入して、

$$f \quad (6.5)$$

となった。

6.4 考察

実験により得られた、 μ 粒子崩壊時の TDC 分布について考察する。

6.4.1 μ 粒子の寿命解析

本実験で得られた μ 粒子の平均寿命は表 (6.3) の通りである。これは、期待される値 $\tau_\mu = 2.12 \pm 0.01[\mu s]$ と誤差の範囲内で一致しない。そこでまず、Fit 関数が適切か、上手く Fit 出来ているかを確認するために以下の解析を行った。

下のヒストグラムは、TDC 分布を式 (6.2) で Fit したものと、 $\sigma = (\text{ヒストグラムの値} - \text{Fit 関数の値}) / \sqrt{(\text{ヒストグラムの値})}$ を算出しプロットしたものである。

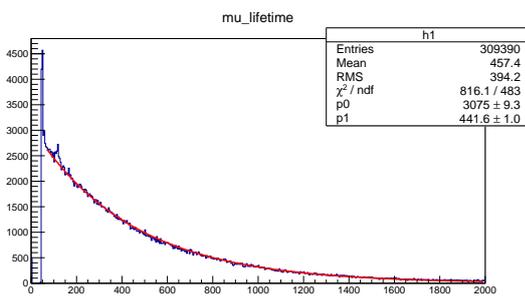


図 6.12: Fit 範囲 60-2000

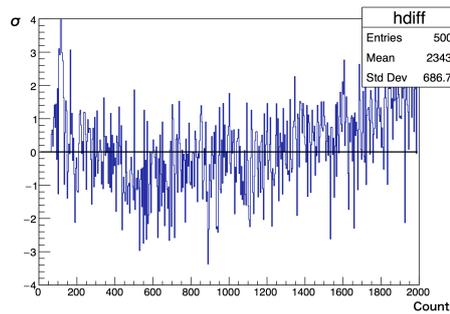


図 6.13: 60-2000, σ

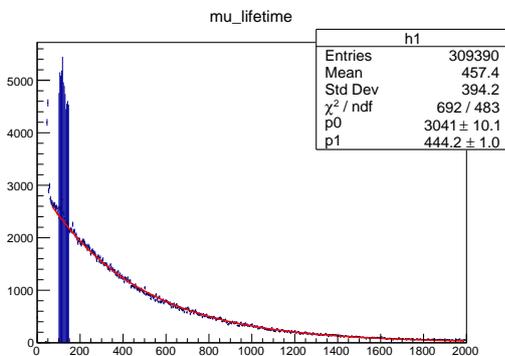


図 6.14: Fit 範囲 60-100,150-2000

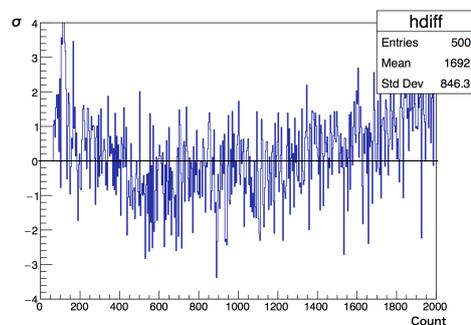


図 6.15: 60-100,150-2000, σ

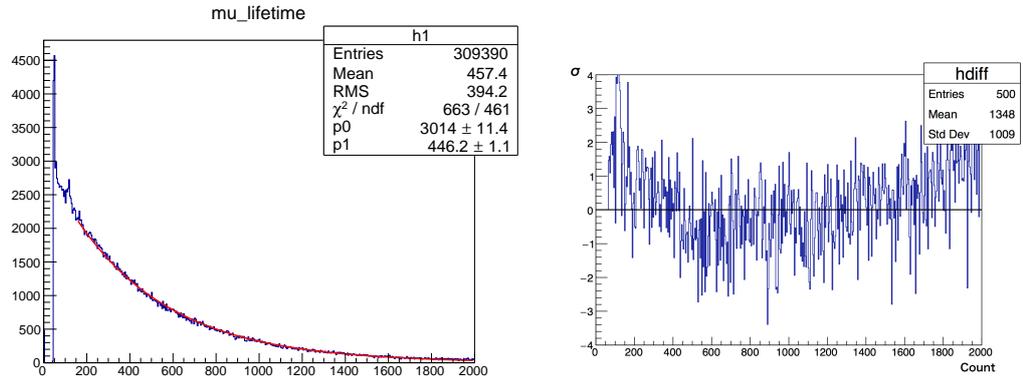
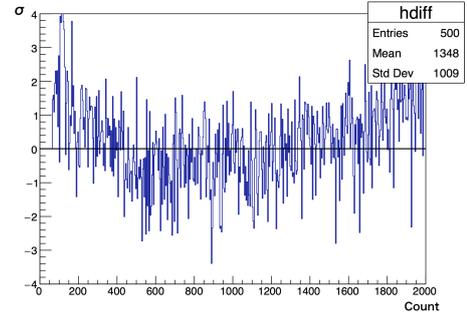
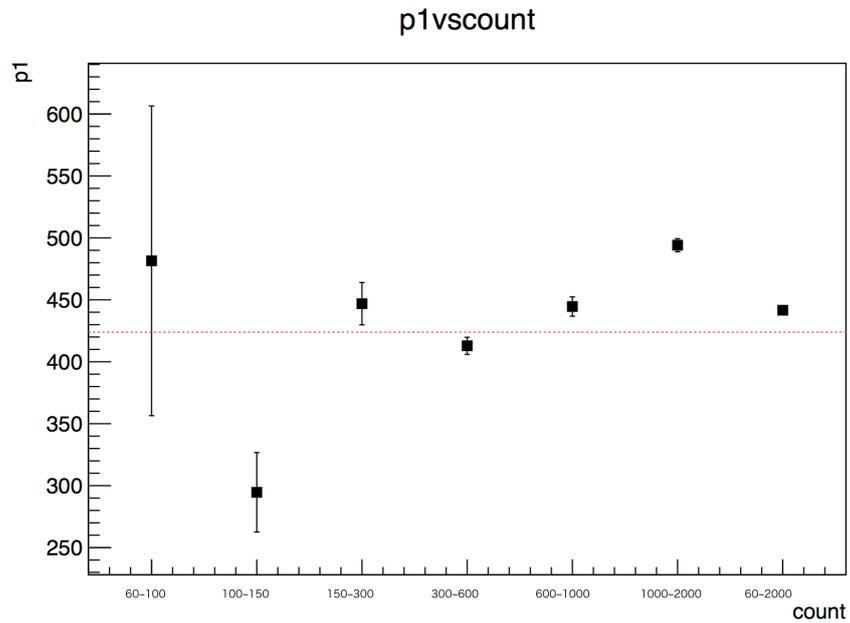


図 6.16: Fit 範囲 150-2000

図 6.17: 150-2000, σ

TDC 分布を式 (6.2) で Fit した結果からも分かるように、Fit 範囲によって得られる p_1 の値、即ち寿命 τ の値が異なる。また、 σ のグラフから式 (6.2) での Fit はあまり上手くいっていない事が伺える。そこで、まずは Fit 範囲を変化させながらそれぞれ値を算出してプロットし、Fit 範囲による値の変化を調査した。下に結果を示す。

図 6.18: Fit 範囲と p_1

赤の点線は、シンチレータ内で崩壊した μ 粒子の寿命の期待値 τ_μ から算出した p_1 の値 424 を表している。
上の図から、

1. Fit 結果は期待されるよりも概ね大きな値をとる
2. 入射から 500ns までの間に崩壊した μ 粒子に対する Fit 結果のエラーが大きい
3. ストラクチャー部分は式 (6.2) では上手く Fit 出来ない
4. Fit する範囲によって得られた p_1 の値に違いが見られる

これらが確認出来た。以上の結果から式 (6.2) は TDC 分布の Fit に適さないと判断し、Fit 関数を変更して考察を進めることとした。これまで用いた Fit 式 (6.2) は一粒子の指数関数的法則を示す、つまり μ^+ と μ^- を合わせて一粒子として表現する式である。より精度の高い Fit を行うために、 μ^+ と μ^- をそれぞれ独立な粒子として扱う以下の式を採用する。

$$\frac{dN_{\text{崩壊}}}{dt} = \frac{N_0^+}{\tau_{\mu^+}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^+}}\right) + \frac{N_0^-}{\tau_{\mu^-}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^-}}\right) \quad (6.6)$$

それぞれ、 N_0^+ と N_0^- は μ^+, μ^- の初期値、 τ_{μ^+} と τ_{μ^-} は μ^+, μ^- の平均寿命を表す。

$\frac{N_0^+}{\tau_{\mu^+}}$ 、 $\frac{N_0^-}{\tau_{\mu^-}}$ 、 τ_{μ^-} をそれぞれパラメーター p_0, p_1, p_2 とし、 τ_{μ^+} には PDB に記載された真空中の μ 粒子の平均寿命を定数として代入した。以下の式を Fit 関数とする。

$$y(t) = p_0 \exp\left(-\frac{t}{441.6}\right) + p_1 \exp\left(-\frac{t}{p_2}\right) \quad (6.7)$$

ストラクチャー部分 (カウント数 100~160) は Fit 範囲から除く。

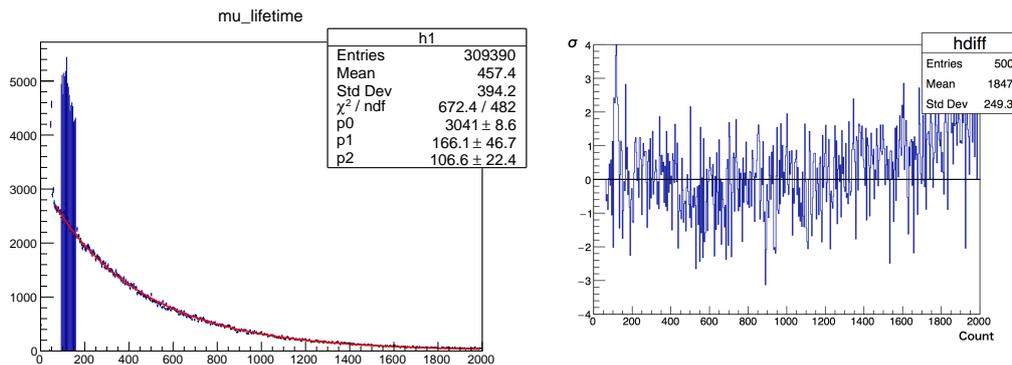


図 6.20: 60-100,160-2000, σ

図 6.19: Fit 範囲 60-100,160-2000

カウント数が大きい領域での Fit が上手くいかないことから、Fit 関数を変更する。フラットなバックグラウンドの項を式 (6.6) に追加する。

$$\frac{dN_{\text{崩壊}}}{dt} = \frac{N_0^+}{\tau_{\mu^+}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^+}}\right) + \frac{N_0^-}{\tau_{\mu^-}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^-}}\right) + C \quad (6.8)$$

C は定数である。Fit 関数は、パラメーター p3 を追加し以下のようになる。

$$y(t) = p_0 \exp\left(-\frac{t}{441.6}\right) + p_1 \exp\left(-\frac{t}{p_2}\right) + p_3 \quad (6.9)$$

式 (6.9) で Fit した結果は以下のようになった。

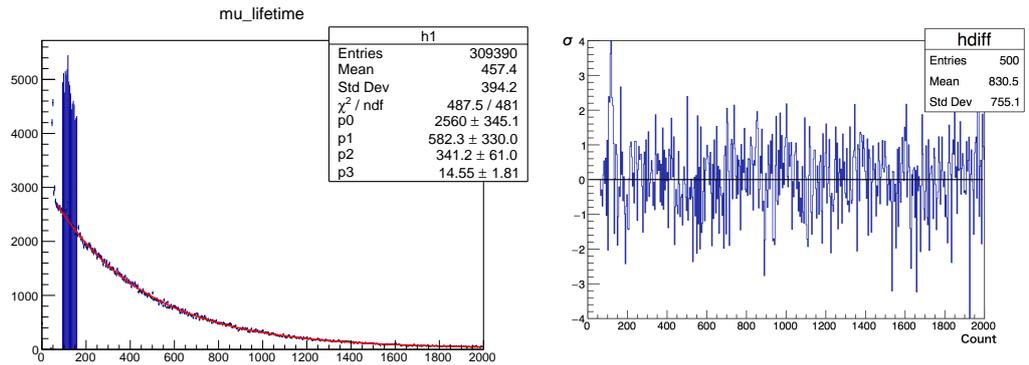


図 6.22: 60-100,160-2000, σ

図 6.21: Fit 範囲 60-100,160-2000

σ のグラフを見ると、殆どの範囲で Fit した値が 2σ に収まっていることが確認できる。 μ^+ , μ^- それぞれを表す項をグラフ上に描写したのが下の図である。(1)+(2)+C が赤線の Fit 関数になっていることが確認できる。

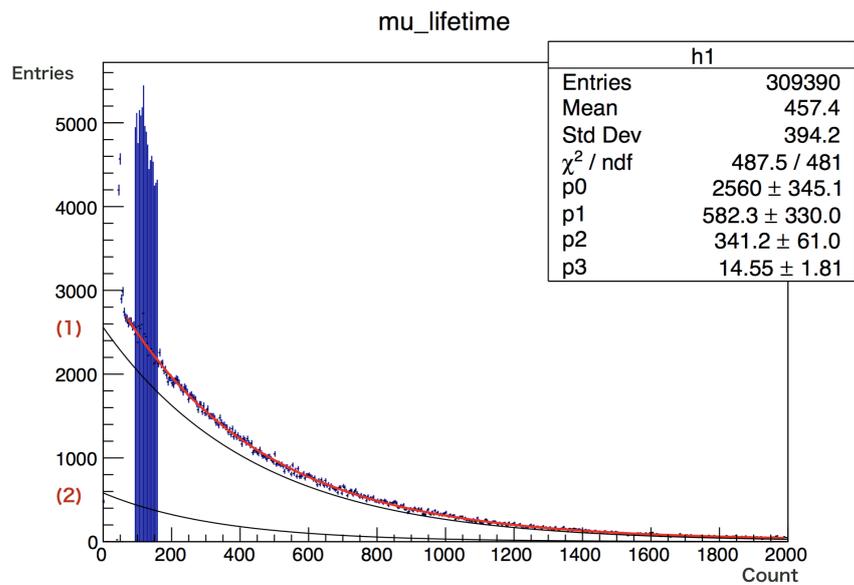


図 6.23: Fit 範囲と p1

表 6.4: 係数と平均寿命

	p	$\tau[\mu s]$
(1) 式 μ^+	441.61 ± 0.03	2.20 ± 0.04
(2) 式 μ^-	341.2 ± 61.0	1.7 ± 0.3

表 6.4 は、式 (6.9) による Fit で得られた係数と、カウント数を秒に直した平均寿命である。バックグラウンドは $C = 14.55 \pm 1.81$ となった。

ここで、 μ^+ 粒子に対する平均寿命は PDB の掲載値であり、 μ^- 粒子に対して得られた平均寿命は $1.7 \pm 0.3[\mu s]$ となった。この結果は、先行実験 [1] での炭素中の μ^- の平均寿命 $2.020 \pm 0.020[\mu s]$ と誤差の範囲内で一致した。相対誤差は 16% である。

本来、グラフ上に描写された (1) と (2) の比率はそのまま μ^+ と μ^- のフラックス比を表すが、初期の粒子数 N_0 を含む係数 p_0 と p_1 のエラーが大きいため、信頼性に欠ける結果となっている。

いま、Fit 関数 (6.9) にはパラメーターが 4 つ含まれる。パラメーターの多さが係数のエラーの大きさの原因と考えられる。例えば、宇宙線内の μ^+ と μ^- のフラックス比をより正確に算出したければ、式 (6.8) の τ_{μ^+} と τ_{μ^-} を両方定数として代入し、 N_0^+ , N_0^- をパラメーターとして

$$y(t) = \frac{p_0}{\tau_{\mu^+}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^+}}\right) + \frac{p_1}{\tau_{\mu^-}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^-}}\right)$$

このような Fit 関数を用いればパラメーターを減らすことが可能である。

Fit 関数 (6.8) の C で表されたバックグラウンドが本当に存在するのかの確認、Fit 関数そのものの改善は今後の課題である。

6.5 ストラクチャーについての検討

図 6.6 のチャンネル数 100(500ns) 付近に見られるストラクチャーについて検討する。

6.5.1 ロジックベトーによるバックグラウンドの検証

5章で図 5.15 に示した通り、TDC の Stop 信号には放出された e^- に対応するパルスが入力されている。この e^- のパルスが直前の μ 粒子入射時のパルスとペアであるかどうかを判断するために、本実験では論理的なベトーカウンターとして Coincidence(A)(以下(A)とする)を用いた。

(A) のパルスを Delay と G.G に通して約 230ns 遅らせた信号をベトーカウンターとし、このカウンターが開いている間に入ってきた (B) のパルスを放出された e^- の信号として扱っている。

この論理的なベトーカウンターが TDC 分布の 500ns 付近のストラクチャーの原因かどうか確認するため、このベトーカウンターのパルスの Start 時間を早め、TDC 分布をより 0 付近から描写できるようにした。

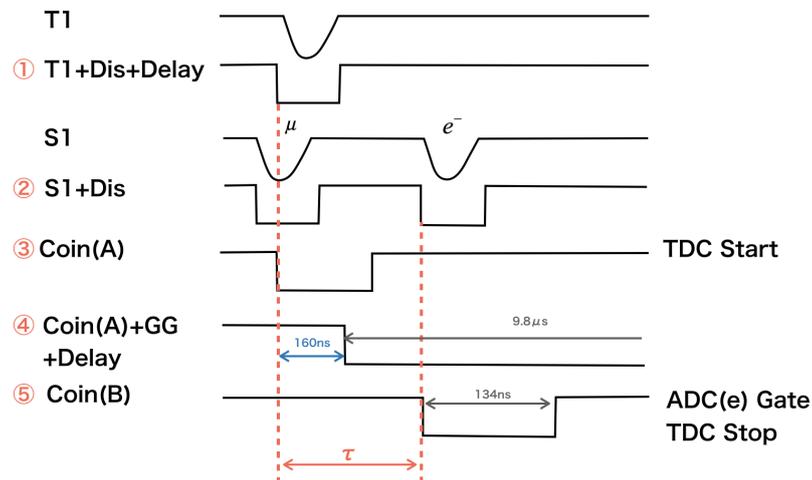


図 6.24: logic veto の概略図

(A) にかける Delay の設定時間を減らし、ベトーの開始を μ 粒子入射から 162ns 後に早めた。この事により、遅延の差約 70ns(TDC カウント 12) だけ TDC の測定開始が早くなる。

セットアップを変更して1週間寿命を測定した TDC 分布は以下のようになった。全エントリー数 7,000,000 のうち、メインシンチレーター内で崩壊した μ 粒子を選定した結果、イベント数は約 8% の 58,181 件になった。

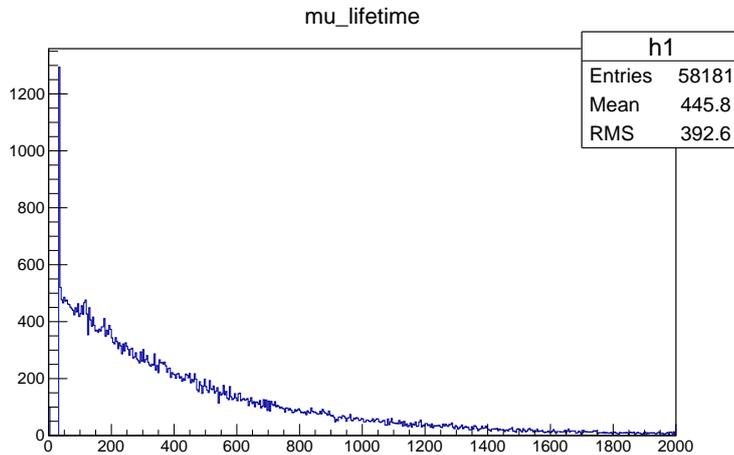


図 6.25: veto 変更後の TDC 分布

チャンネル数 100 付近にストラクチャーが見られる。

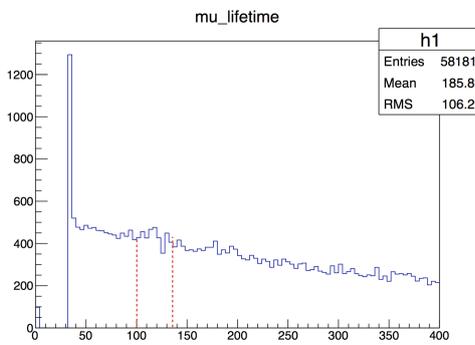


図 6.26: veto 変更後 拡大

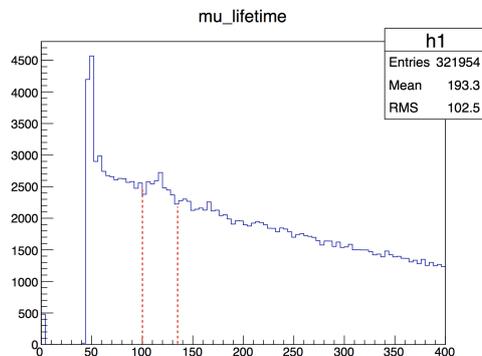


図 6.27: 変更前 拡大

上の図は、ストラクチャー付近を拡大したものである。TDC の Start 時間が約 12 カウントぶん左に移動していることが確認できる。設定を変更する前と後ではストラクチャーの位置は変わらなかった。よって、論理的なベトカウンターはストラクチャーの原因ではないと判断できる。

6.5.2 TDC によるバックグラウンドの検討

次に、TDC の電気的なノイズによるバックグラウンドについて検討する。TDC の Start が開いた後、ある一定時間経過後にノイズが入ることは無いかを調査した。

セットアップは時間構成 (6.2.4) に用いたものと同様で、Stop に入力するパルスにかけた Delay time は 100ns, 200ns の 2 通りで、それぞれ 6,000,000 イベントずつデータを採集した。描写したヒストグラムを以下に示す。

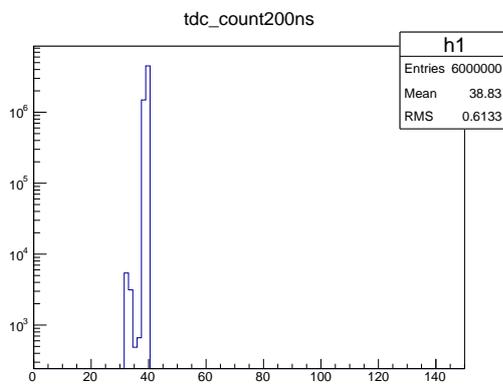


図 6.28: delay time 200ns

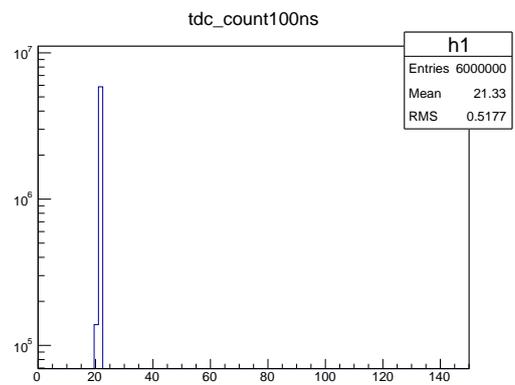


図 6.29: delay time 100ns

上の 2 つの結果から、左からそれぞれ約 193ns、約 106ns の所にピークが立っており、ストラクチャーが確認された 500ns 付近に分布するイベントは存在しない。このことから、ストラクチャーの原因は TDC ではないと判断できる。

以上より、TDC 分布の 500(ns) あたりに現れるストラクチャーの原因は解明出来なかった。TDC のノイズ、回路の電気的なノイズが期待出来ないため、複数種の粒子の時間分布の重ね合わせ、又は光電子増倍管のアフターパルスである疑念が残る。ストラクチャーの原因の解明は今後の課題である。

第7章

μ 粒子から放出された電子のエネルギースペクトラム測定

本章では、 μ 粒子の崩壊により生成される電子のエネルギースペクトラムの測定結果について報告する。この測定結果には寿命測定では得ることのできない崩壊に関するより詳しい情報が含まれている。実際の測定は物質中の μ 粒子の崩壊で放出された電子のエネルギースペクトラムであり、計算値である陽電子のものと比較することで実際の崩壊の過程を調査する。

7.1 解析

7.1.1 イベントの選出

測定で得られたデータのうち今回使用するののは、放出された電子がメインシンチレーターに留まり、全てのエネルギーをメインシンチレーター内に落としたイベントのみである。それらのイベントを選出するための条件と方法を以下に示す。

条件

1. μ 粒子がメインシンチレーター内に入射
2. μ 粒子がメインシンチレーター内で静止、崩壊し、電子が放出された
3. 放出された電子がメインシンチレーター内に留まった

これらの条件を満たすイベントを選出し、ヒストグラムに反映する。

イベントの選出方法

1. μ 粒子がメインシンチレーター内に入射
 2. μ 粒子がメインシンチレーター内で静止、崩壊し、電子が放出された
- 6.2.2 で示した条件を用いた。

3. 放出された電子がメインシンチレーター内に留まった

T1,T2,V1~V8 の 10 個のカウンターをベトーカーと設定し、このベトーカーが 1 つも反応していないイベントを採用する。以下に T1,T2,V1~V8 の ADC 分布を示す。

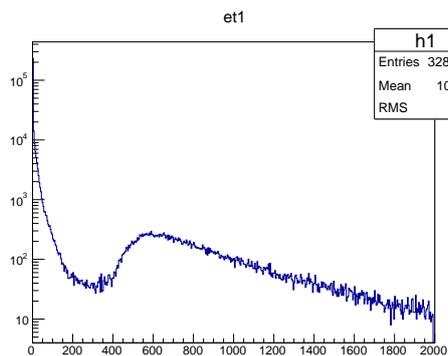


図 7.1

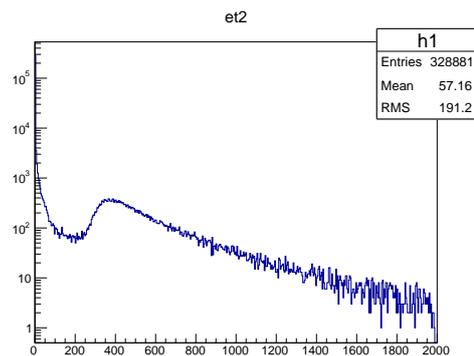


図 7.2

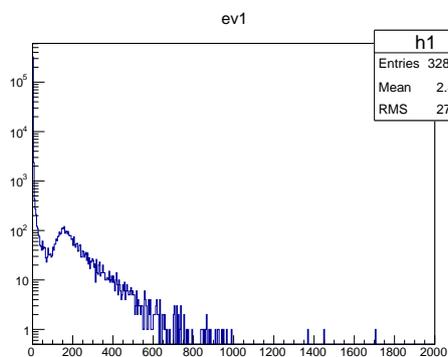


図 7.3

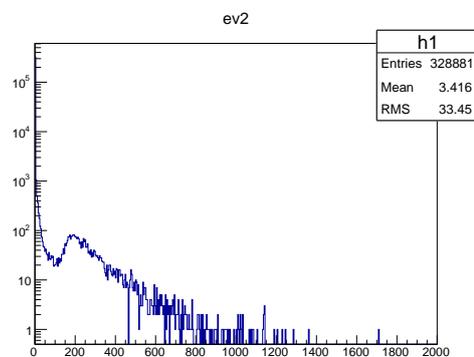


図 7.4

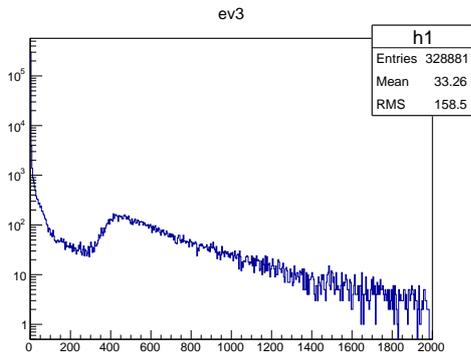


図 7.5

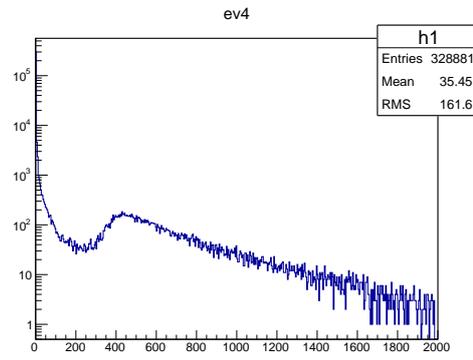


図 7.6

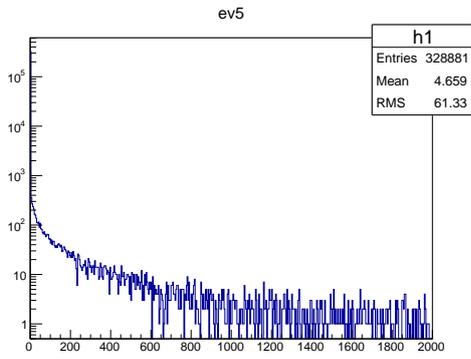


図 7.7

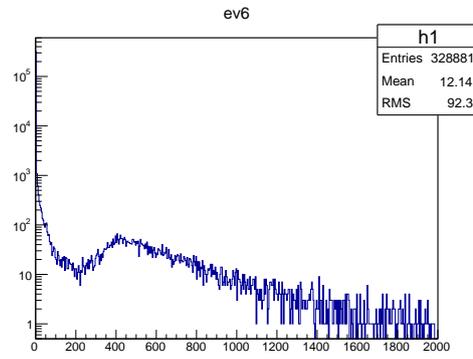


図 7.8

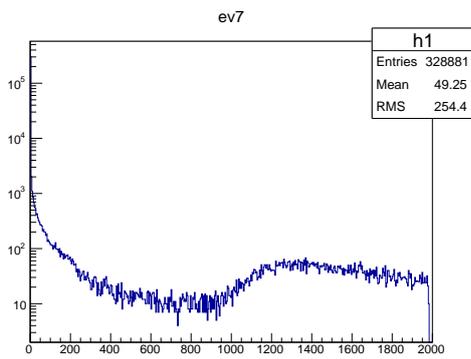


図 7.9

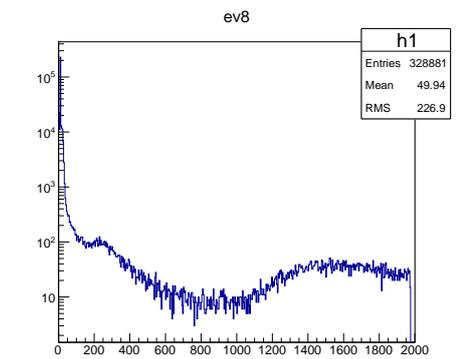


図 7.10

これらの分布から、ベトーカウンターが反応したとみなす閾値を決定した。

表 7.1: ベトーカーの閾値 (チャンネル数)

T1	T2	V1	V2	V3	V4	V5	V6	V7	V8
300	170	60	100	260	220	100	200	220	120

以上より、カウンターチャンネル数が表 7.1 の値を下回る事を条件 3 とした。

7.1.2 ADC のエネルギー較正

イベントの選定により、放出された後メインシンチレーター内に留まった電子のエネルギースペクトラムが得られた。現段階ではエネルギーが ADC のチャンネル数で表されているため、これを eV に変換したい。 μ 粒子のエネルギー損失を用いて ADC(e) のエネルギー較正を行う。

エネルギー較正に用いるのは、 μ 粒子がメインシンチレーターを上下に貫通したイベントのデータである。このイベントが満たす条件と選出方法を以下に示す。また、ADC の個体差による値の変動を防ぐため、ADC(e) を用いて μ 粒子のエネルギーを測定した。

まず ADC(μ) で μ 粒子が貫通した場合のイベントのエネルギースペクトラムを確認する。

条件

1. μ 粒子がメインシンチレーター内に入射
2. μ 粒子がメインシンチレーター内で崩壊しない
3. μ 粒子が T2 のカウンターを通過

これらの条件を満たすイベントをもって μ 粒子がメインシンチレーターを上下に貫通したとみなす。

イベントの選出方法

1. μ 粒子がメインシンチレーター内に入射した
6.2.2 で示した条件を用いた。
2. μ 粒子がメインシンチレーター内で崩壊しない
メインシンチレーター内で電子が放出されないイベントを選定すればよい。ADC(μ) の S1 の分布からカウンターが反応しているとみなす閾値を決定する。分布は図 7.11 のようになった。
3. μ 粒子が T2 のカウンターを通過
ADC(μ) の T2 の分布から、 μ 粒子がおおよそ垂直に T2 を貫いたイベントを選定したい。よって、T2 の分布のピーク付近を採用し閾値を決定する。分布は図 7.13 のようになった。

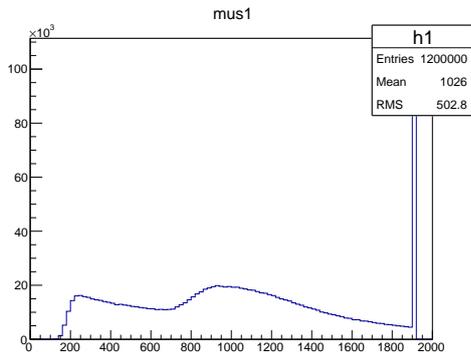


図 7.11: mus1 の分布

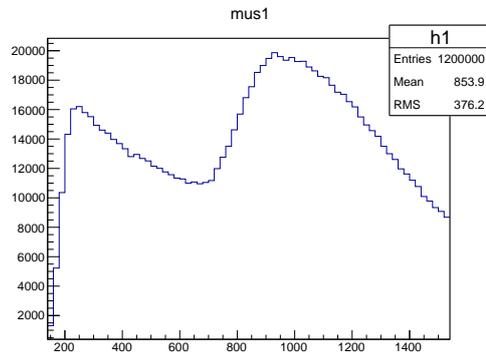


図 7.12: mus1 の分布 拡大

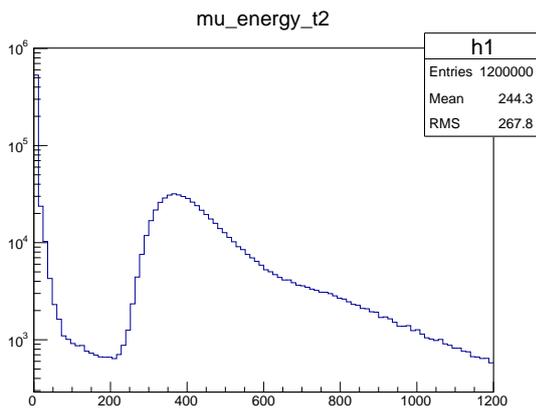


図 7.13: mut2 の分布

以上から、条件 2 を満たす閾値はチャンネル数 $200 < S1 < 1200$ 、
条件 3 を満たす閾値は $350 < T2 < 400$ とした。

上記の条件 1~3 を満たした、メインシンチレータを上下に貫通した μ 粒子のエネルギー分布を図 7.14 に示す。これと同じ条件で選定したイベントを ADC(e) で測定したものが図 7.15 である。

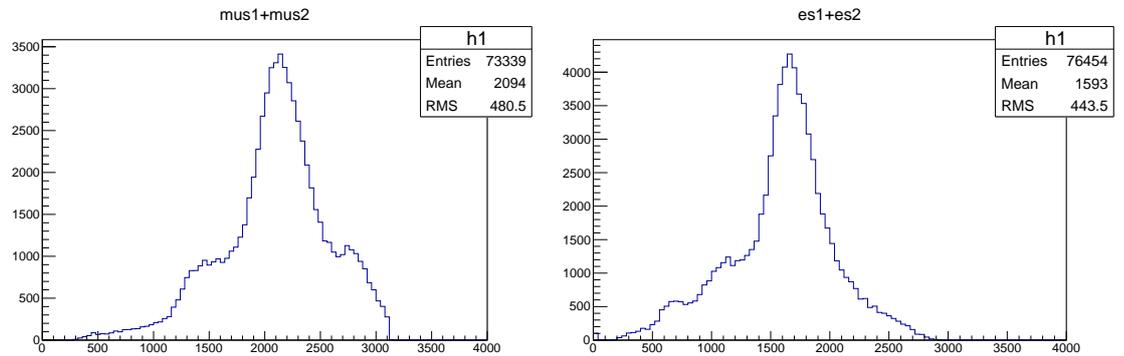


図 7.14: 貫通した μ 粒子のエネルギー分布 (ADC(μ)) 図 7.15: 貫通した μ 粒子のエネルギー分布 (ADC(e))

図 7.15 から、 μ 粒子が貫通した場合のエネルギー損失のピークは ADC のチャンネル数約 1700 に存在する事がわかった。

式 (4.15) より、 μ 粒子が実験で使用したプラスチックシンチレーターを上下に貫通した場合のエネルギー損失は 53.3MeV であるから、図 7.15 のピークは約 53.3MeV である。

7.2 結果

上記の 3 つの条件を満たすイベント数と、選定したイベントのヒストグラムは以下のようになった。es1+es2 の値を e^- のエネルギーとしてプロットした。

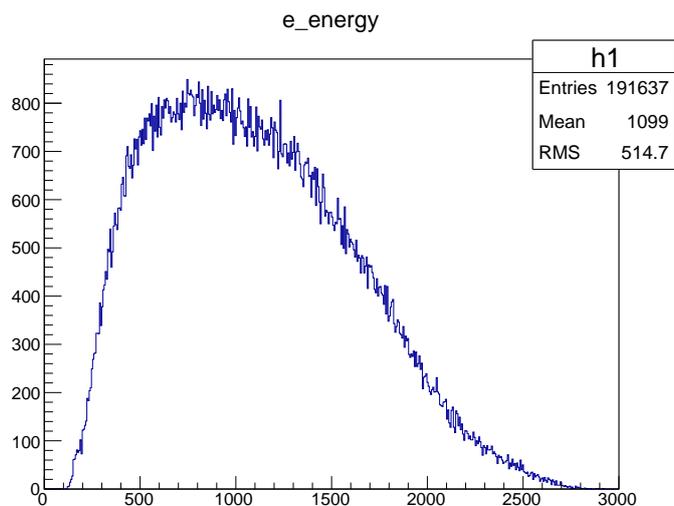


図 7.16: es1+es2 分布

表 7.2

条件	イベント数	割合 (%)
1. μ 粒子がメインシンチレーター内に入射	37,440,000	100
2. μ 粒子がメインシンチレーター内で崩壊	321,954	0.86
3. e^- がメインシンチレーター内に残留	191,637	0.51

下部左の図は、先程の $es1+es2$ の分布にエネルギー較正から分かった 53.3MeV の位置を記したもの、右は式 3.9 で与えられる静止した μ 粒子から放出される電子のエネルギースペクトラムの計算値である。

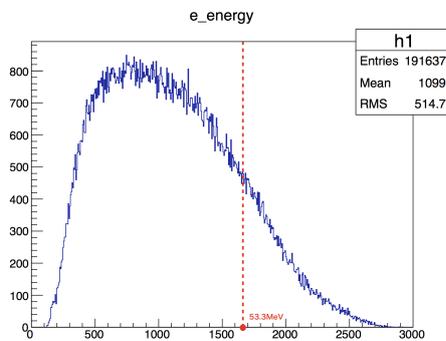


図 7.17: 放出電子のエネルギースペクトラム

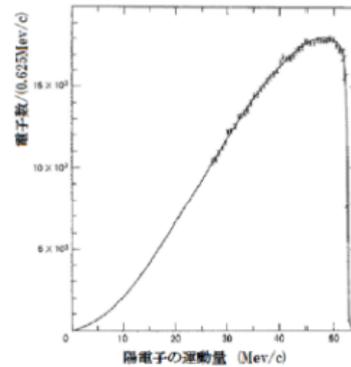


図 7.18: 計算値

理論値と今回の実験結果では、ピーク、概形ともに大きく異なっている。理論値よりも高いエネルギーの電子の分布が少なくなっていることが分かった。

7.3 シミュレーションによる検討

実験で得られた電子のエネルギー分布の結果では、測定値と理論値に違いが生じた。その原因を探るために Geant4 を用いてシミュレーションを行った。以下でその方法について説明する。

7.3.1 Geant4

Geant4(<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>) は、粒子と物質との相互作用のシミュレーションを行うプログラムである。特徴は幾何学的な記述が優れ、新しい反応過程組み込みが容易で、ソースが公開されている。高エネルギー実験のみでなく、粒子線治療、宇宙ステーション、火星基地などの宇宙計画、宇宙船、原子核、地下実験などへの応用に用

いられている。今回行うシミュレーションは、 μ 粒子をプラスチックシンチレーターに入射させ、 e 、 ν_μ 、 $\bar{\nu}_e$ に崩壊する事象とする。

7.3.2 シミュレーションの設定

シミュレーションを行うにあたって、入射粒子である μ 粒子のエネルギーや進行方向、検出器の種類を設定する必要がある。以下に本実験でのシミュレーションの設定条件を記載する。

1. 検出器の設定実験で使用したメインシンチレーターを再現するため、58cm × 26cm × 25cm のプラスチックシンチレーターを検出器として設定した。図 7.19 に Geant4 で設定した検出器の模式図を示す。

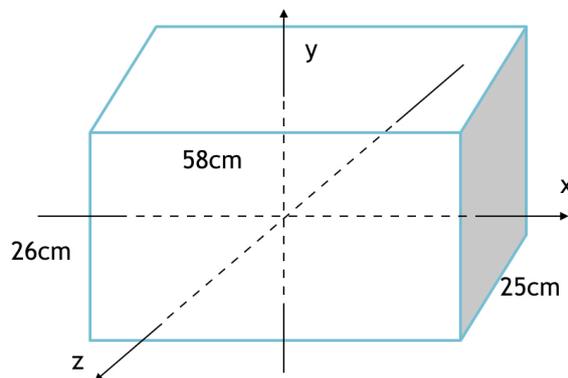


図 7.19: Geant4 で定義した検出器の模式図 (プラスチックシンチレーター)

2. 入射粒子の位置

粒子の入射位置 (x, y, z) は検出器の中央を 0 とした座標で指定する。本実験では、図 7.20 に示すように、検出器から 3cm 上に高い xz 平面上での範囲で入射粒子を指定した。x 座標は -29cm ~ 29cm の範囲での一様乱数で指定し、y 座標は 16cm の位置で固定、z 座標は -12.5cm ~ 12.5cm の範囲での一様乱数で指定した。

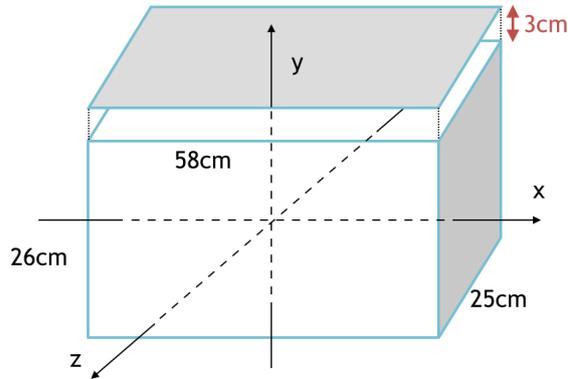


図 7.20: Geant4 で定義した入射粒子の位置の範囲

3. 入射粒子の進行方向

入射粒子の進行方向は、入射粒子の運動量方向をベクトルとして指定したものである。入射粒子の位置を $(0, y, 0)$ とし、検出器の縦方向に中央の点での位置を $(x, 0, z)$ とする。図 7.21 からある点での座標は

$$\begin{cases} x &= y \tan \theta \\ y &= y \tan \theta \cos \phi \\ z &= y \tan \theta \sin \phi \end{cases}$$

ベクトル成分にすると以下になる。

$$\begin{aligned} \vec{n} &= \frac{\vec{x} - \vec{x}_0}{|\vec{x} - \vec{x}_0|} \\ |\vec{x} - \vec{x}_0| &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\ &= y \sqrt{1 + \tan^2 \theta} \end{aligned}$$

$$\begin{cases} n_x &= \frac{\tan \theta \cos \phi}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta}} \\ n_y &= \frac{-1}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta}} \\ n_z &= \frac{\tan \theta \sin \phi}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta}} \end{cases}$$

(n_x, n_y, n_z) はそれぞれ x 軸, y 軸, z 軸方向のベクトルの大きさである。

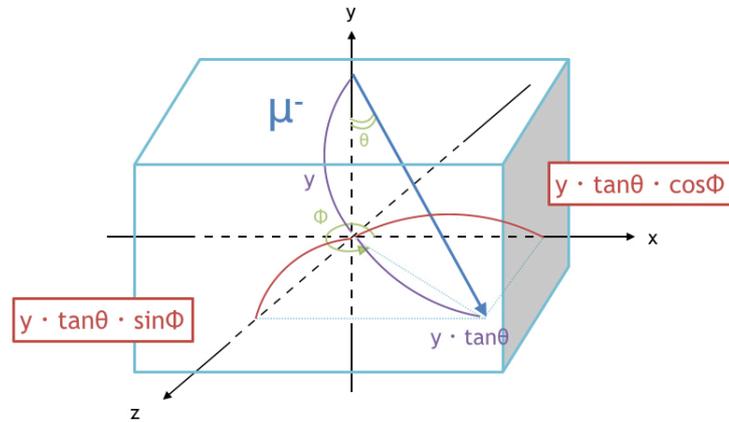


図 7.21: 入射粒子の運動量方向

ここで宇宙線の入射角について考える。図 7.22 で示したように鉛直上向きを 0° とした角度を天頂角といい、宇宙線の天頂角を θ とする。地球に到達する宇宙線の数
は天頂角 $\theta = 0$ が最大である。これは大気を通過する距離が短い分、崩壊せずに地
表までたどり着くからである。

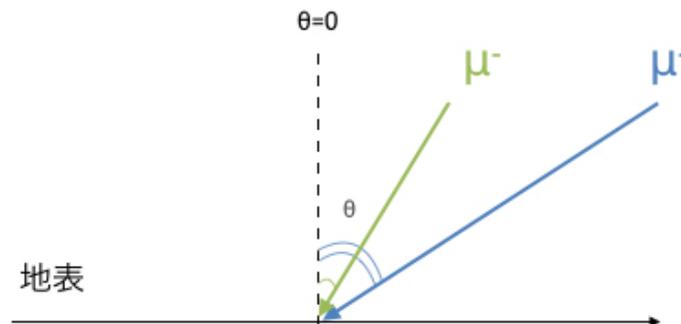


図 7.22: 入射粒子の運動量方向

単位面積・単位時間。単位立体角あたりの粒子の個数を強度 $J(\theta)$ とすると、天頂
角 θ から飛来する μ 粒子の強度 $J\theta$ は

$$J(0) = 0.83 \times 10^{-2} \text{ (個/cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{sr)}$$

である。よって、飛来する μ 粒子の個数 $J(\theta)$ は $\cos^2\theta$ に比例することがわかる。
これにより、天頂角 θ を $0 \sim \frac{\pi}{2}$ の範囲で $\cos^2\theta$ に従う分布で乱数を発生させて指
定した。角度 ϕ は $0 \sim 2\pi$ の範囲で一様乱数を発生させて指定した。

4. 入射粒子のエネルギー

入射粒子のエネルギーは、シンチレーター内で静止して、電子を放出する時の μ 粒子のエネルギー分布より決定した。以下にその時の ADC 分布を示す。縦軸がエントリー数、横軸が ADC のチャンネル数である。図 7.23 より、900ch から 3400ch にエネルギーが分布していることが分かる。

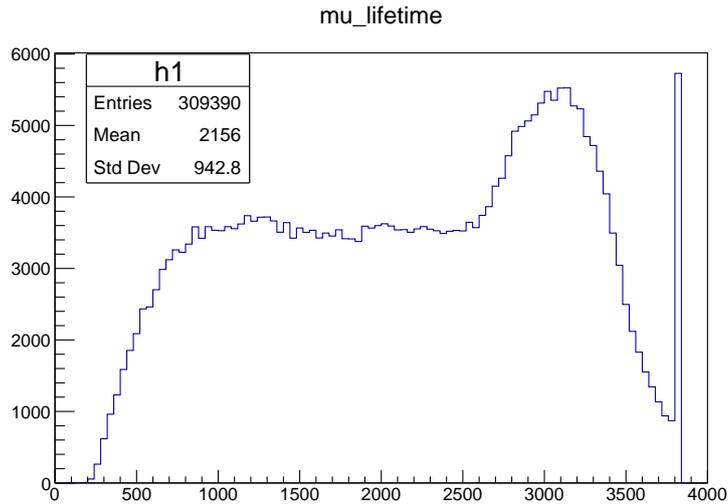


図 7.23: μ 粒子が電子に崩壊する時の ADC 分布

5.1.2 から $ADC(\mu)$ の 2100ch が約 53.3MeV と求めることができる。従って 1ch 当たり 0.02538MeV であるので、900ch は約 23MeV、3400ch は約 86MeV と計算できるため 23MeV から 86MeV の範囲で一様乱数を発生させた。

7.3.3 シミュレーション結果

前セクションで示したように、検出器や入射粒子を決定し 30 万発の粒子を入射させた時のシミュレーション結果を以下に示す。図 7.24 は μ 粒子が崩壊した直後の電子の運動エネルギー、図 7.25 は電子のエネルギー損失の合計である。

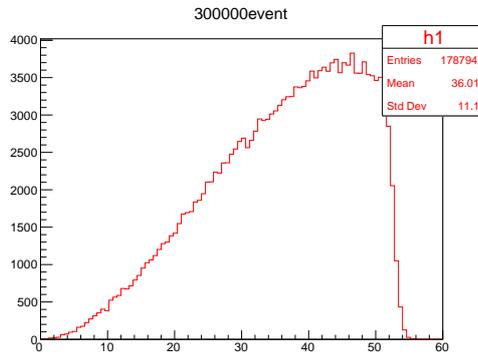


図 7.24: μ 粒子が崩壊した直後の電子の運動エネルギー

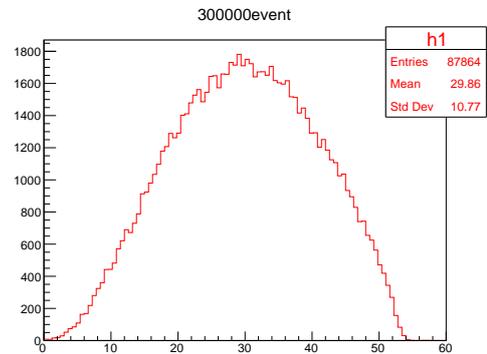


図 7.25: 電子のエネルギー損失の合計

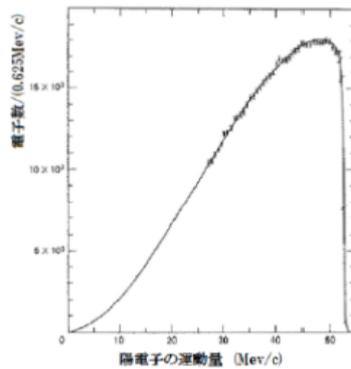


図 7.26: 電子のエネルギー分布の計算値

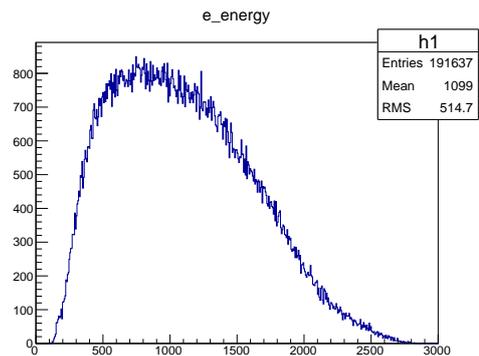


図 7.27: 電子のエネルギー損失の測定結果

図 7.24 は 7.26 の計算値とよく一致している。図 7.25 は本実験を再現しており、7.26 の計算値と比較するとエネルギー分布のピーク位置が左に移動しており、高いエネルギーを持つ電子が減っている事がわかる。図 7.24 と図 7.25 が異なる分布になる原因を探ることで、計算値と測定結果が異なる原因を考察する。

7.3.4 考察

測定結果は理論値に比べて高いエネルギーを持つイベントが少ない分布になっていた。また、最大のエネルギーが理論値を大きく超えている。この原因を Geant4 で行ったシミュレーションの結果を用いて考察する。

考えられる要因

1. 検出器外に飛び出した電子 図 7.25 及び図 7.27 は、放出された電子が検出器内

に留まっているイベントのデータのみを扱っている。それに対し図 7.24 は電子が検出器外に飛び出したイベントのデータも含んでいる。そこで、図 7.24 と電子が検出器内に留まっている崩壊直後の電子の運動エネルギーを比較することで、飛び出した電子の影響を考える。

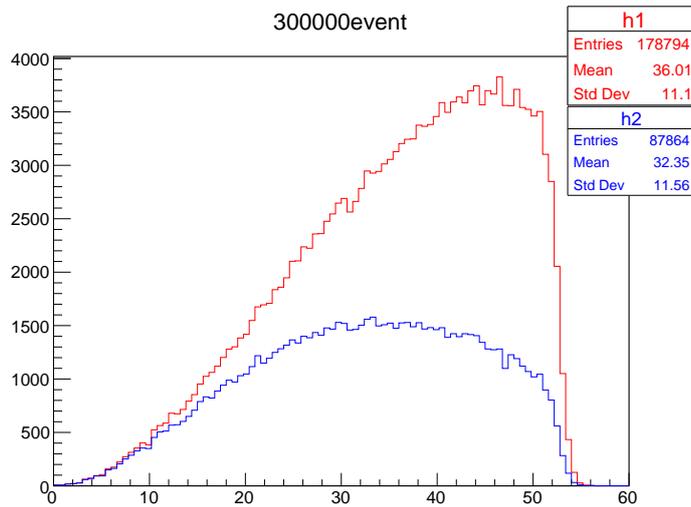


図 7.28: μ 粒子が崩壊した直後の電子の運動エネルギーの比較

図 7.28 は、赤が全イベントにおける崩壊直後の電子の運動エネルギーの分布、青が電子が検出器内に留まったイベントにおける崩壊直後の電子の運動エネルギーの分布を示している。この図から、崩壊直後に高い運動エネルギーを持っていた電子が検出器から飛び出しやすいことがわかる。本実験では電子が検出器外に飛び出したイベントはカットしたので、測定結果が計算値に比べて高いエネルギーを持つイベントが少ない分布になっている原因の 1 つであると考えることができる。

2. 制動放射の影響 50MeV の μ 粒子を検出器に入射させた際の μ 粒子崩壊に伴う各粒子の振る舞いを図 7.29 に示す。

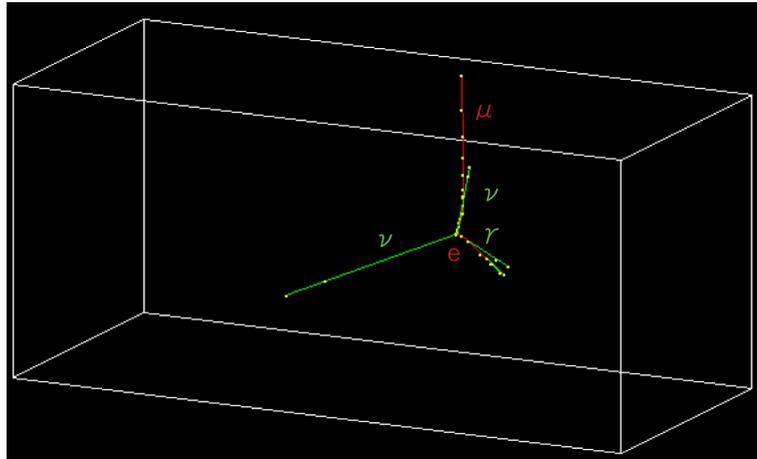


図 7.29: μ 粒子を検出器に入射させた際の崩壊の様子

図 7.29 より、 μ 粒子の崩壊によって放出された電子は検出器内を進む過程で γ を放出していることがわかった。これは制動放射の影響で、電子は検出器内を進む際に γ 線からエネルギーを奪われていると考えられる。そこで、電子が検出器内に留まったという同じ条件の、 μ 粒子崩壊直後の電子の運動エネルギーと電子のエネルギー損失の合計を比較して制動放射の影響を考える。

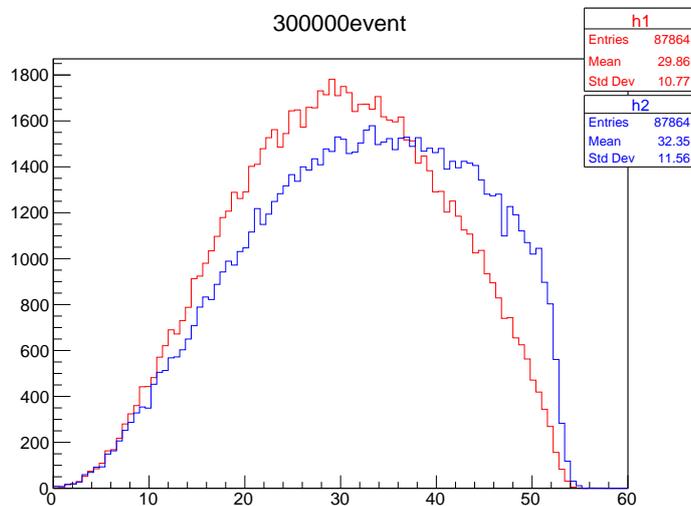


図 7.30: 同じイベント条件での μ 粒子が崩壊した直後の電子の運動エネルギーと電子のエネルギー損失の合計の比較

赤が電子のエネルギー損失の合計で γ 線にエネルギーを奪われた分布、青が μ 粒子が崩壊した直後の電子の運動エネルギーで γ 線にエネルギーを奪われる前の分布を示している。青の方が高いエネルギーを持つイベントが多く、検出器内を進む過程で γ 線にエネルギーを奪われていることがわかる。このことも測定結果が理論値に比べて高いエネルギーを持つイベントが少ない分布に

なっている原因の1つであると考えられる。

3. 束縛された μ^- の影響

図 7.25 と図 7.27 は、電子が検出器内に留まったイベントで、検出器内で損失したエネルギーの分布である。本来なら一致しているはずだが、測定結果の最大エネルギーが 53MeV 以上であること、ピーク位置が図 7.25 は 29MeV、図 7.27 は 25MeV と異なる為、その原因を考える。Geant4 には第 3 章で述べたような μ^- の影響は考慮されていない。そこで、その影響を考察した。

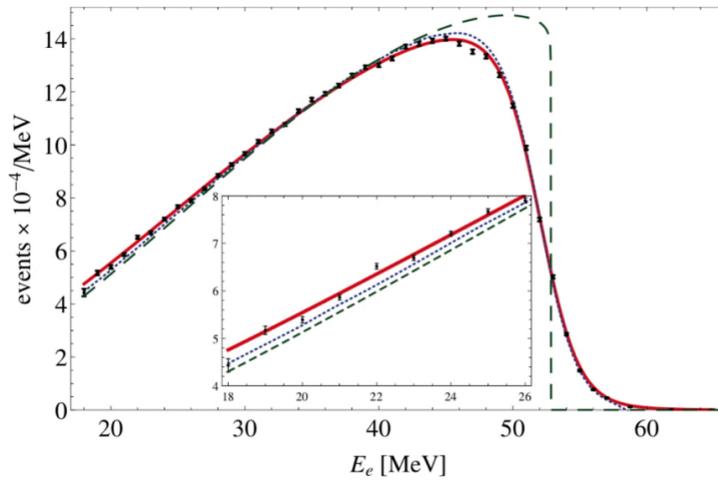


図 7.31: 電子のエネルギー分布 (輻射補正を考慮)[2]

図 7.31 の赤は原子核に束縛された μ^- が束縛軌道上で電子を放出することを考慮した、電子のエネルギー分布である。点線の μ 粒子の自由崩壊の電子のエネルギー分布と比較すると、最大のエネルギーが 53MeV 以上、ピークの位置はより低いエネルギー部にあることがわかる。また、反跳効果について考える。

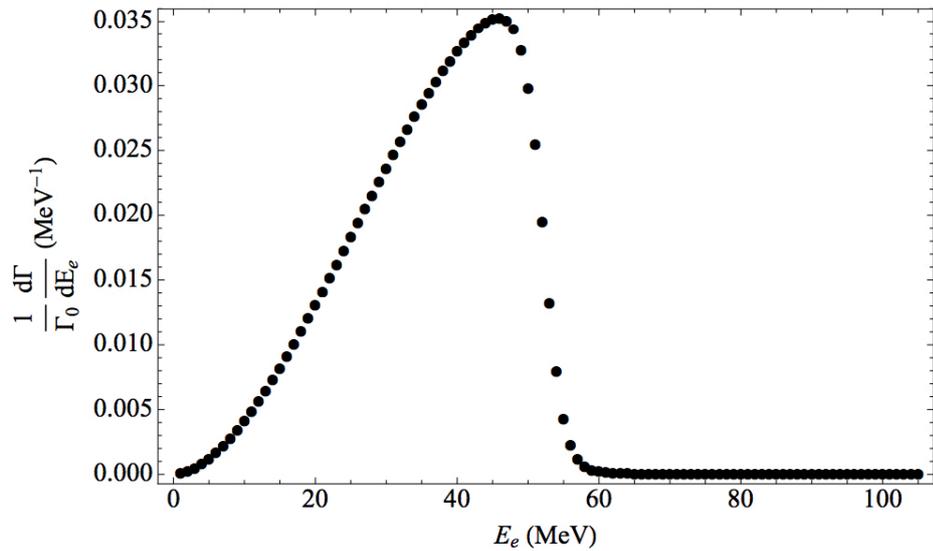


図 7.32: アルミニウム内で放出された反跳効果を考慮した電子のエネルギースペクトラム [3]

図 7.32 はアルミニウム内で放出された反跳効果を考慮した電子のエネルギースペクトラム分布である。計算値の電子の最大エネルギーよりも高いエネルギーを持つ電子が存在していることがわかる。これは反跳効果によるもので、第 3 章でも述べたように原子番号が小さいほどこの効果は大きくなる。今回の実験ではプラスチックシンチレーターを用いており原子としては水素と炭素のアルミニウムよりも原子番号が小さく、より反跳効果の影響は大きいと予測できる。

従って本来なら一致しているはずの、図 7.25 と図 7.27 が異なるのは ミューオン原子の影響であると考えられる。また、他の 2 つの原因と同じように測定結果が計算値と異なる分布になっている原因の 1 つであると考えることができる。

以上より、測定結果が計算値に比べて高いエネルギーを持つイベントが少ないことの原因として、制動放射とメインシンチレーターから飛び出した電子のイベントカット、ミューオン原子の影響が考えられた。また、測定値の最大のエネルギーが計算値を大きく超えている原因としてもミューオン原子、特に反跳効果の影響が考えられた。今後の課題として、メインシンチレーターを垂直に貫通するイベントのみを使用したエネルギー校正を行うこと、物質中の μ^- の作用の理解を深めることが挙げられる。

第 8 章

まとめ

1. μ 粒子の寿命測定

μ 粒子の平均寿命 τ_μ は $2.209 \pm 0.006[\mu s]$ となった。この結果は、PDB の掲載値 τ_{μ^+} と先行実験の測定値 τ_{μ^-} から計算される期待値 $\tau_{\mu\text{期待値}} = 2.12 \pm 0.01[\mu s]$ と誤差の範囲内で一致しなかった。

そこで、 μ^+ と μ^- をそれぞれ独立した粒子として解析したところ、 μ^- の寿命が $\tau_{\mu^-} = 1.7 \pm 0.3[\mu s]$ と算出できた。これは、期待値と誤差の範囲内で一致しており、相対誤差は 16% であった。Fit 関数の改善、Fit 精度の向上、また TDC 分布の 500ns あたりに存在するストラクチャーの原因説明は今後の課題である。

2. 放出された電子のエネルギースペクトラム測定

μ 粒子から放出された電子のエネルギースペクトラムの測定、その結果と Geant4 によるシミュレーションとの比較を行った。本実験の結果と、実験を再現したシミュレーション結果ではエネルギー分布の概形に違いがあった。 μ 粒子の静止質量以上のエネルギーを持つ電子が多く見られ、Geant4 では再現できていない物質中の μ^- の作用を理解する事が必要であると分かった。ADC エネルギー較正の方法の改善と、より厳密なシミュレーションによる実験環境の再現が今後の課題である。

謝辞

卒業研究を進めるにあたり、ご指導、ご協力いただいた皆様に深く感謝致します。担当教員の林井先生にはお忙しい中熱心に、丁寧にご指導いただきました。また、様々な指摘をして下さった宮林先生をはじめ、親切に気にかけて下さった下村先生、進行状況に合わせて助言して下さった蜂谷先生、そして先行して研究を行っていらっしゃる先輩方にも大変お世話になりました。この研究を進める事ができたのは皆様のお陰です。心よりの感謝と敬意を。

参考文献

- [1] T.Suzuki and D.F.Measday, “Total nuclear capture rates for negative muons”
PhysReview C, 35.2212(1987)
- [2] Andrzej Czarnecki et al, “Michel decay spectrum for a muon bound to a nucleus”
arXiv:1406.3575v2(2014)
- [3] Andrzej Czarnecki et al, “Muon decay in orbit: spectrum of high-energy electrons”
arXiv:1106.4756(2011)
- [4] 池田侑加 坂本朋子「ミュー粒子の寿命と崩壊電子エネルギースペクトラムの研究」
奈良女子大学理学部物理科学科 高エネルギー物理学研究室 卒業論文 (2015)
- [5] 市川真有 他「 μ 粒子の寿命及び崩壊電子のエネルギースペクトラムの研究」奈良女子大学理学部物理科学科 高エネルギー物理学研究室 卒業論文 (2016)
- [6] 玉虫傑「正および負ミューオンの物質中での寿命」東京工業大学理学部物理学科 柴田研究室 卒業論文 (2014)
- [7] 林井久樹「Geant4 の走らせ方」(2015)
- [8] Particle Data Group “Review of Particle Physics” 27,127