

2003年度 卒業論文
シンチレーションカウンターを用いた
Muonの寿命の測定

奈良女子大学
理学部物理科学科
藤川美幸希 余川真純

目次

第1章	はじめに	1
1.1	実験課題	1
1.2	本論文の構成	1
第2章	放射線計測の原理	3
2.1	電離損失	3
2.2	制動放射	5
第3章	宇宙線について	7
第4章	Muon の寿命の測定の原理	9
4.1	寿命の算出	9
4.2	概算	11
第5章	セットアップ	13
5.1	シンチレーション検出器	13
5.1.1	シンチレーター	14
5.1.2	光電子増倍管 (PM)	14
5.1.3	ライトガイド	15
5.2	ADC	15
5.3	エレクトロニクスの設定	16
第6章	データ収集プログラムと CAMAC	19
6.1	CAMAC	19
6.2	データ収集プログラム	19
第7章	データ解析	23
7.1	データ収集 (ATT20dB)	23
7.2	事象選別	24

7.3 電子の評価	28
第 8 章 結果	33

第1章 はじめに

1.1 実験課題

K、 π 中間子や、 μ 粒子などの宇宙線は、それぞれ固有の寿命を持ち、定まった過程で崩壊する。本実験では、 μ 粒子がシンチレーション検出器を通過したときに得られるエネルギースペクトルを測定、解析し、寿命を求める。その過程で、高エネルギー物理学分野における実験技術を習得する。

1.2 本論文の構成

本論文では、放射線計測の原理や宇宙線について述べ、次に実験の原理、装置のセットアップについて説明する。その上で、データ収集の方法を述べ、それらデータから得られたヒストグラムについて解析し、まとめる。

第2章 放射線計測の原理

放射線（荷電粒子）の検出は、放射線が物質の原子、分子、あるいは原子核と相互作用することを利用する。荷電粒子は電離作用、発光現象などを利用して検出する。

2.1 電離損失

荷電粒子が物質を通過する際、荷電粒子と物質を構成する原子との電磁相互作用により原子は電子と陽イオンに分離される。これを原子の電離（Ionization）と呼ぶ。

また、電離は起こらないが原子、分子がエネルギーの高い状態になる場合も起こる。これを原子、分子の励起（Excitation）と呼ぶ。入射荷電粒子は電離および励起を起こすことによってそのエネルギーの一部を失う。これを電離損失（Ionization loss）と呼ぶ。

電離損失により荷電粒子が失う平均のエネルギーは、次のように Bethe-Bloch の式で表される。

$$\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^2 Z}{mv^2 A} \left[\ln\left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \quad (2.1)$$

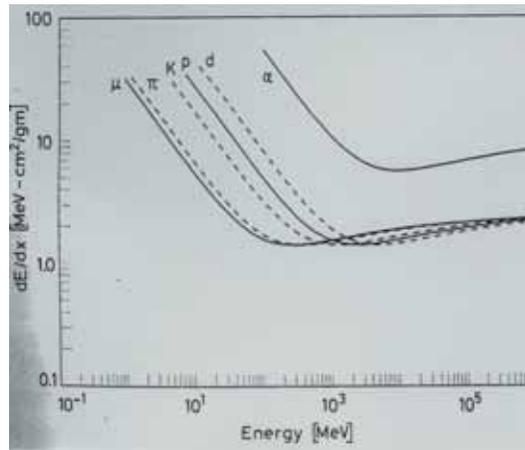
$(MeV/g/cm^2)$

$$\left[\begin{array}{l} m : \text{電子の質量} \\ e : \text{電子の電荷} \\ z : \text{入射粒子の電荷} \\ v : \text{入射粒子の速度} \\ Z : \text{物質の原子番号} \\ A : \text{物質の原子量} \\ I : \text{電離ポテンシャル} \\ N_0 : \text{アボガドロ数 } (6.02 \times 10^{23}) \\ \beta = v/c \end{array} \right.$$

電離損失 dE/dX は入射荷電粒子の質量には依存しないが、その速度 $v = \beta c$ には依存する。入射荷電粒子のエネルギーが低く β が小さいとき Bethe-Bloch の式は

$$\frac{dE}{dX} \propto \frac{1}{\beta^2} \quad (2.2)$$

となる。



上図の左の部分がこの領域で運動量が大きくなると電離損失は急激に減少する。

入射荷電粒子が高エネルギーになると $\beta \simeq 1$ となり Bethe-Bloch の式の第2項が主に効くのでエネルギー損失は

$$\frac{dE}{dX} \propto \log \left[\beta^2 / \{ Z (1 - \beta^2) \} \right] \quad (2.3)$$

となる。つまりエネルギー損失は運動量領域での電離を Minimum ionization と呼んでいる。

電離、励起状態にある原子、分子が基底状態に遷移する際 このエネルギーの差を光として放出する。この発光を Scintillation と呼ぶ。本実験では Scintillation 光より入射粒子の電離損失を測定する。測定における動作原理は第 3 章で詳しく述べる。

2.2 制動放射

荷電粒子の中でも電子は、自身の質量が小さいことと物質層内の電子と同種であることより重い荷電粒子とは取り扱いが異なる。

電子は質量が小さいので、他の荷電粒子と衝突したときに、たとえ原子の励起やイオン化を行わない弾性衝突でも、その速度の時間変化、もしくは方向変化をかなり受け、いわゆる加速度運動を行う。古典電磁気によると、加速度の自乗に比例するエネルギーを電磁波の形で放射する。加速度の大きさは物質内荷電粒子の電荷 Z に比例し、入射電子の質量に逆比例するので放射エネルギーは $(Z/m_e)^2$ に比例する。したがって物質内の Z の大きい原子核の存在が、最も制動放射に良くきく。

また、制動放射によるエネルギー損失は入射電子のエネルギーに比例して増していくため、この損失は電子が充分高速になってから有効となる。この場合の理論式は次のように表される。

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = \frac{NEZ^2r_e^2}{137} \left(4\ln\frac{183}{Z^{-\frac{1}{3}}} + \frac{2}{9}\right) \quad (2.4)$$

$$\left[\begin{array}{l} N : \text{物質の単位体積中の原子数 } (N = \frac{N_0\rho}{A}) \\ E : \text{入射電子のエネルギー} \\ r_e : \text{電子の古典半径 } (r_e = e_o^2/m_e c^2 = 2.81 \times 10^{-13}) \\ A : \text{物質の原子量} \\ N_0 : \text{アボガドロ数 } (6.02 \times 10^{23}) \\ \rho : \text{物質の密度} \end{array} \right.$$

制動放射だけでエネルギーを失って電子のはじめのエネルギーの $1/e$ になるまでに走る物質層の長さ X_o を放射長 (radiation length) という。式 (2.4) を変形すれば $-dE/E = dx/X_o$ となるので、 X_o を求めることができる。

第3章 宇宙線について

宇宙線は隕石と同様に、宇宙の物質が地球に飛来したものである。太陽系内や近傍からの隕石は巨視的サイズを持つが、遠方からの到達には光速に近い速度で宇宙空間を飛来することが必要で、高エネルギー微小粒子においてのみ実現されている。宇宙から地球へ降り注ぐ高エネルギーの素粒子や原子核が検出されており、宇宙線と呼ぶ。

宇宙線の化学組成は約 90 % が陽子（水素の原子核）で、残りが α 粒子（ヘリウム原子核）やもっと重い原子核である。この組成は、宇宙の元素組成によくにているが、Li, Be, B などの軽元素比較的多く、これらは重い原子核の宇宙線が伝播中に星間物質と衝突し破砕されて作られたと考えられる。地球の外からのこれらの宇宙線を一次宇宙線と呼ぶ。

一次宇宙線は、まず上層の大気（高さ ~ 40km）にぶつかり、空気中の窒素や酸素の原子核に衝突し、陽子、中性子、 π 中間子など多数の二次宇宙線を発生させる。このうち、 π 中間子は大気中の原子と反応しやすいため、すぐに崩壊し Muon が生じる（ π 中間子の平均寿命 $(2.6030 \pm 0.0024) \times 10^{-8}\text{s}$ ）。

Muon は、二次宇宙線の中の荷電粒子の約 3/4 を占め、物質との相互作用が弱いため、そのほとんどが（約 40km の大気を通して地上に到達し、）地下深くまで貫通するが、一部電離によってエネルギーが低くなり電子に崩壊する。

本実験では貫通する Muon と、電子に崩壊する Muon の個数の比を得ることにより、Muon の寿命を求める。その原理については次の章で述べる。

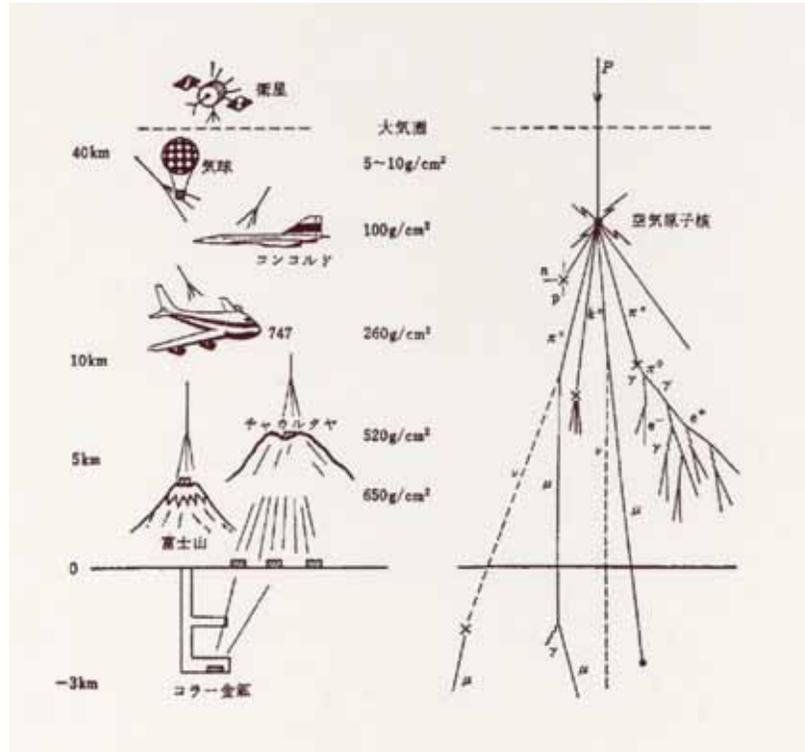


図 3.1: 宇宙線

第4章 Muonの寿命の測定の原理

4.1 寿命の算出

今、おのおのが単位時間に崩壊する確率 λ を持つ独立な粒子の集合を考える。時間 dt の間に崩壊する数は次式で与えられる。

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

ここで $N(t)$ は時間 t に存在する粒子の数である。

λ は粒子の年齢とは無関係である。(4.1) を積分する。

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

N_o は時間 t_o に存在する粒子数。 $t_o = 0$ の場合、(4.2) 式は通常の放射性崩壊の指数関数法則である次式に書き換えられる。

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

この N 個の粒子はそれぞれ t よりも長い寿命を持っていることになる。時間 t と $t+dt$ との間の無限に小さい時間間隔 dt の間に崩壊する粒子の絶対数は、平均としては $N\lambda dt$ であり、これらの粒子は時間 t だけ存在した。 N_o 個すべての粒子の生存時間の和 L は $tN\lambda dt$ の $t=0$ から $t=\infty$ までの積分であり、(4.4) 式で与えられる。

$$L = \int_0^{\infty} tN\lambda dt$$

$$\begin{aligned}
&= \int_0^{\infty} t N_o \lambda e^{-\lambda t} dt \\
&= N_o \lambda \left[\frac{1}{\lambda^2} \right]_0^{\infty} \\
&= A_o / \lambda
\end{aligned} \tag{4.4}$$

よって平均生存時間 L/A_o (平均寿命 τ と呼ばれる) は (4.5) 式で与えられる。

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \iff \lambda = \frac{1}{\tau} \tag{4.5}$$

これを (4.3) 式に代入すると、

$$N = N_o e^{-t/\tau} \tag{4.6}$$

が得られる。

(4.6) 式より、

- 区間 L を通過した後、生存している μ 粒子の個数 $N(\mu \rightarrow \mu)$
 - 区間 L で電子 (e) に崩壊した個数 $N(\mu \rightarrow e)$
- を求め、比 R をとる。

$$R = \frac{N(\mu \rightarrow e)}{N(\mu \rightarrow \mu)} = \frac{1 - e^{-t/\tau}}{e^{-t/\tau}}$$

ここで μ 粒子の速度を v とすると

$$t = \frac{L}{v}$$

より

$$R = \frac{1 - e^{-L/\gamma\beta c\tau}}{e^{-L/\gamma\beta c\tau}}$$

ここで $L/\gamma\beta c\tau \ll 1$ なのでテーラー展開の一次の項で近似をすると

$$R \sim \frac{1 - (1 - L/\gamma\beta c\tau)}{1 - L/\gamma\beta c\tau} = \frac{L/\gamma\beta c\tau}{1 - L/\gamma\beta c\tau} = \frac{L/\gamma\beta c}{\tau - L/\gamma\beta c} \tag{4.7}$$

よって

$$\tau = \left(\frac{1+R}{R} \right) \frac{1}{\gamma\beta} \frac{L}{c} \tag{4.8}$$

また、

$$\gamma\beta = \frac{E_\mu P_\mu}{m_\mu E_\mu} = \frac{P_\mu}{m_\mu}$$

より求める τ は

$$\tau = \left(\frac{1+R}{R} \right) \frac{m_\mu L}{P_\mu c} \quad (4.9)$$

と表される。

4.2 概算

実験では R を求めて寿命を算出するが、寿命 τ は分かっているので、どれくらいのオーダーか計算してみる。

$$R = \frac{m_\mu L / P_\mu c}{\tau - m_\mu L / P_\mu c} \quad (4.10)$$

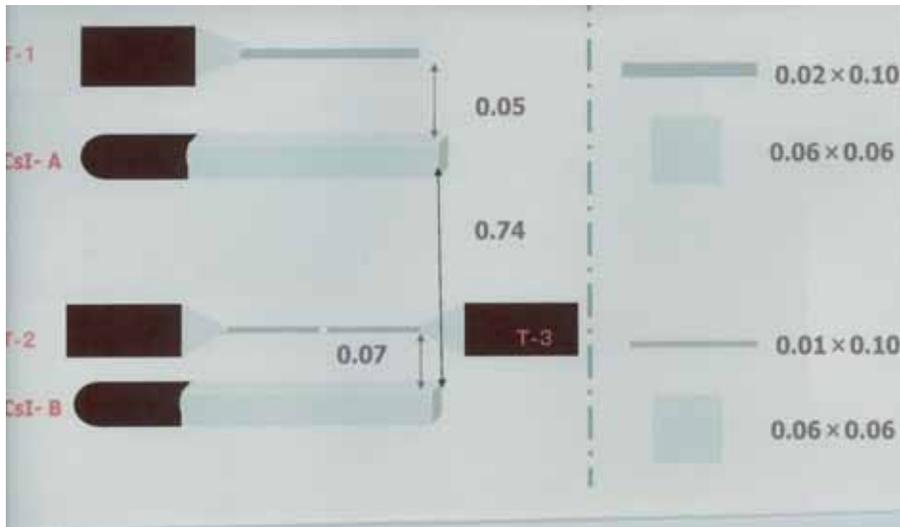
において、 μ の運動量を 1000MeV と仮定し、検出器間の距離 0.74m として計算する

$$(m_\mu; 105.66 \text{ MeV}, \tau; 2.19 \times 10^{-6} \text{ s})$$

$$R \sim 1.2 \times 10^{-4} \quad (4.11)$$

つまり、この仮定では μ 粒子約 10,000 個に 1 つ e に崩壊する粒子があることが分かる。また P_μ が大きくなると R は小さくなることも分かる。

第5章 セットアップ



上図のようにセットアップした。T1,T2,T3はプラスチックシンチレーターを用いたシンチレーション検出器であり、CsI-A,CsI-BはCsI結晶を用いたシンチレーション検出器である。数字は、検出器間の距離をメートルで表したもので、点線より右は側面図である。以下、検出器について述べる。

5.1 シンチレーション検出器

シンチレーション検出器は、放射線検出器の一種で2章で述べた放射線と物質の相互作用を利用して放射線を検出する装置である。

シンチレーターは荷電粒子が物質中を通過するとき、その粒子が失うエネルギーを光エネルギーに変換する物質である。シンチレーターに粒子が入ってくると、粒子のエネルギーに応じて発光し、その光がライトガイドに導かれ光電子増倍管に入り、光電子増倍管によって発光量が読み出される。

5.1.1 シンチレーター

シンチレーターには、有機シンチレーターと無機シンチレーターとがあり発光機構に相違がある。本実験では、前者のプラスチックシンチレーターと後者の CsI との二種類を使う。

有機シンチレーターの蛍光過程は、分子の種類によって定まるもので、その状態(多結晶、気体、液体、不純物の有無など)には依存しないという無機シンチレーターには無い特徴がある。その中でもプラスチックシンチレーターは、ポリスチレン等プラスチックの中に有機発光物質が溶かし込まれているもので形状の加工が簡単であることや、応答が数 nsec のオーダーでありシグナルの立ち上がり、立ち下がりともに非常に速い〔時間分解能が高い〕一方、光量が(無機に比べて)少なくエネルギーが同じ粒子に対する発光量にばらつきがある〔エネルギー分解能が低い〕。

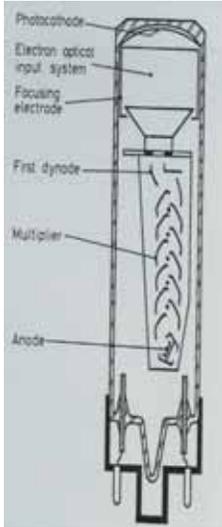
時間分解能が良いことを利用し本実験ではプラスチックシンチレーターをイベントトリガーカウンターとして用いた。また、発光量が多くエネルギー分解能の高い CsI カウンターをトリガーカウンターの近くに設置し粒子のエネルギーを復元する。

5.1.2 光電子増倍管 (PM)

光電効果を利用し光を光電子に変換、さらにその電子数を増倍する多段電流増幅真空管の事をいう。

光電面が光を受けると光電効果により電子を放出する。放出された電子は強い電場により加速され、二次電子放出面 (dynode) をたたく。このとき dynode より多数の電子が放出される。さらにここで放出された電子は次の dynode との間にかけて電場により加速されて、次の dynode にあたり、さらに多数の電子をつくる。

このことを繰り返して(通常、9 ~ 14 回繰り返されて増幅される) 1 個の電子から多数の電子が生成され、電流として観測される。



5.1.3 ライトガイド

今回用いた PM の window は直径 5 cm の円である。シンチレーターの側面はプラスチックシンチレーターが 1×10 の長方形なので、発光した光をうまく誘導するためにライトガイドを設計した。

5.2 ADC

本実験で、ADC は CAMAC 2249W を用いた。2249W は、12 チャンネル 11 ビットの電荷積分型 ADC であり、 $10\mu\text{sec}$. までの広いゲートで動かせる事ができ、CsI 検出器用に適している。ゲートの最小幅は 30nsec . まで短くできるので、有機シンチレーターを用いた高レート測定にも使用できる。以下に仕様についてあげる。

- アナログ入力：12；レモ型コネクタ；電荷感応型（電流積分型）；交流結合（時定数 $30\mu\text{s}$ 、変更可）； 50Ω インピーダンス；リニアレンジ通常 $0 \sim -2.0\text{V}$ ； $\pm 50\text{V}1\mu\text{s}$ のトランジェットに対し保護。
- ゲイン： $-0.25\text{pC}/\text{カウント} \pm 5\%$
- フルスケールレンジ：約 -500pC （最大カウント $\cong 1980$ ）

- ゲートデュレーション：30nsec. ~ 10 μ sec.

5.3 エレクトロニクスの設定

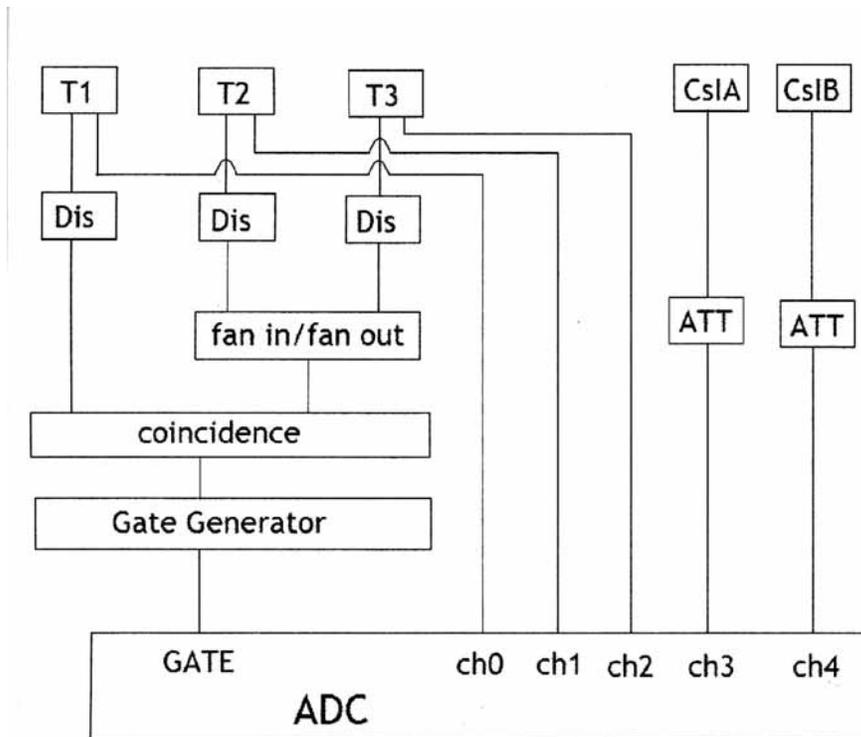
本実験では、それぞれの光電子増倍管からのシグナルをモジュールに通し、AD変換を行って、コンピューターでデータ処理した。必要とされる装置とその動きは次の通りである。

- discriminator：あらかじめ設定した threshold を超える信号が入力されたときにパルスを出力する装置。放射線検出器からのシグナルの波高分析やタイミングパルスの発生などにも使われるが、本実験では threshold 以下のノイズ成分の除去のために用いた。
- coincidence：複数のパルスが時間的に重複して入力された時点でパルスを出力する装置。
- gate generator：信号を入力すると、必要に応じた最小 110nsec、最大 4.0sec までの間に調整された delay 信号が得られる。
- ADC:ある決まった幅をもったゲートパルスが入力してきたとき、その幅の中にあるアナログパルスを積分してデジタル量に変換する装置。
- FANIN/FANOUT：複数の (input) のうち、1 つでも信号が入力された時点でパルスを出力する。
- ATTENUATOR：入力信号を一定の割合で減衰させて出力する装置。単位は dB で、次のように定義される。

$$\text{dB}=20\log(E_1/E_2)$$

E_1 :入力信号の波高

E_2 :出力信号の波高



	H.V.(MeV)	Threshold(mv)	Width(ns)	delay(ns)
T1	-1600	35	140	200
T2	-1600	35	140	200
T3	-1600	35	140	200
CsIA	-1500	35	140	0
CsIB	-1500	35	140	0

第6章 データ収集プログラムと CAMAC

6.1 CAMAC

CAMAC はモジュール化されたデータを処理するシステムで、世界中のほとんどの書く物理研究室やたくさんの工業現場で使われている。これは U.S. の NIM とヨーロッパの ESONE 委員会のジョイントで提供された。

CAMAC は計算機周辺でのデジタル化された情報の処理を各機能ごとにモジュール化して行えるようにできている。すなわち、実験装置など「外」からの情報はプラグイン・ユニットまたはモジュールの前面パネルからレモコネクタを通して入り込む。この情報はプラグインの中で処理されると、裏面のプリント基板エッジを利用したコネクタでクレートと呼ばれるプラグインを収容する箱の裏側の配線（データウェイ）とつながれる。このデータウェイはクレートコントローラーが制御するが、たいていはクレートコントローラー自身が計算機の指示に従って制御するようになっている。クレートコントローラーはたいてい小型計算機と CAMAC のインターフェースを兼ねる。プラグイン・ユニットは回路配線に使われたプリント基板自身のエッジが 86 ピンのコネクタとなって飛び出しており、クレートに挿し込むと自動的にクレート裏側のコネクタを通して CAMAC データウェイと接続され、電源やデータの受け渡し、制御信号の受け渡しがされるようになっている。

6.2 データ収集プログラム

本実験では、CAMAC からのデータ収集プログラムの言語に Microsoft Visual Basic.NET を用いた。Visual Basic では、ボタンやメニューなどといったアプリケーションを作成するのに必要な部品や、それらを機能さ

せるのための処理があらかじめ用意されている。アプリケーションの開発者は、それらをどう組み合わせるか、を考え、必要最低限の処理を記述するだけで簡単にプログラムを完成することができる。

Visual Basic の中でも最新バージョンである .NET では、より効率的にプログラムを開発できるように機能が拡充されている。

以下にデータ収集プログラムのフローチャートを記す。

ht

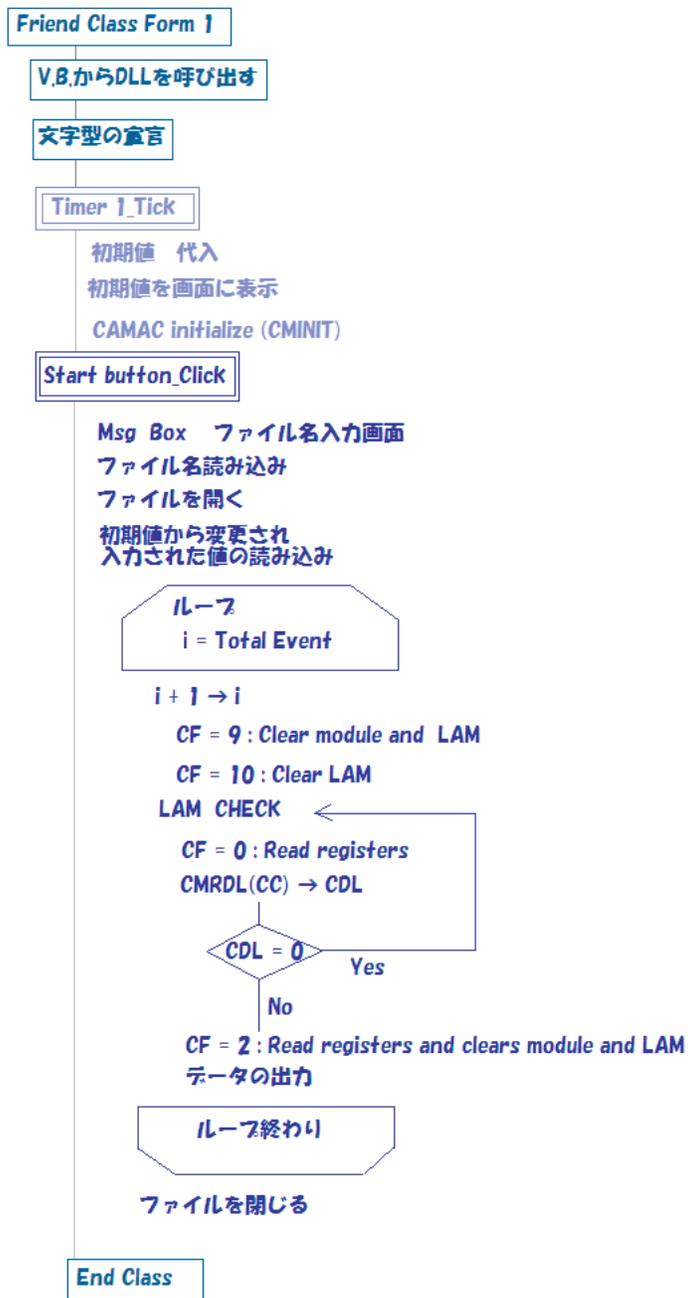
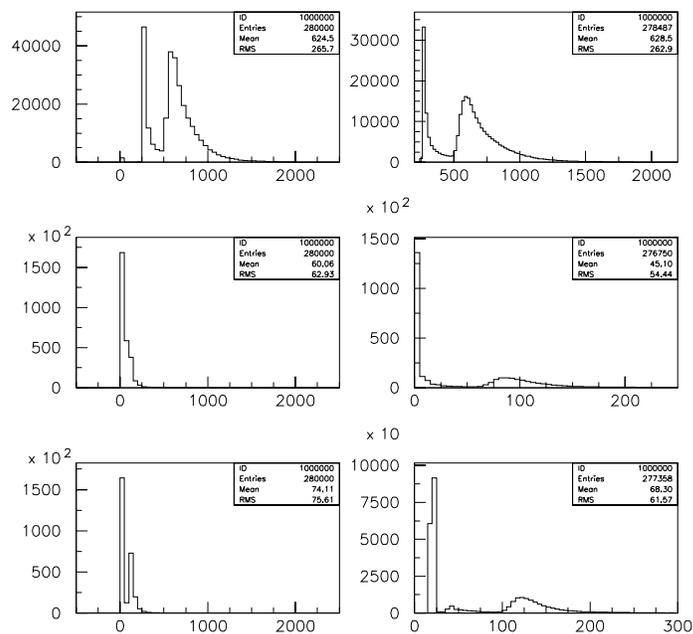


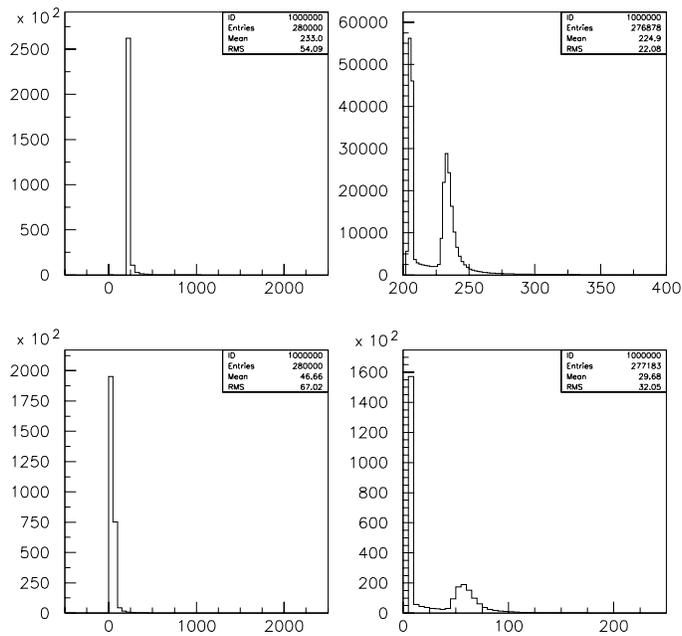
図 6.1: V.B. フローチャート

第7章 データ解析

7.1 データ収集 (ATT20dB)

2月20日から3月22日の30日間(およそ?時間)に収集した280,000イベントのデータの解析をする。各検出器のデータをプロットする。上から順に、T1、T2、T3のヒストグラムである。それぞれピークの形を確認できるように右に拡大したものを表示した。次ページはCsI-A、CsI-Bについて同様を示した。





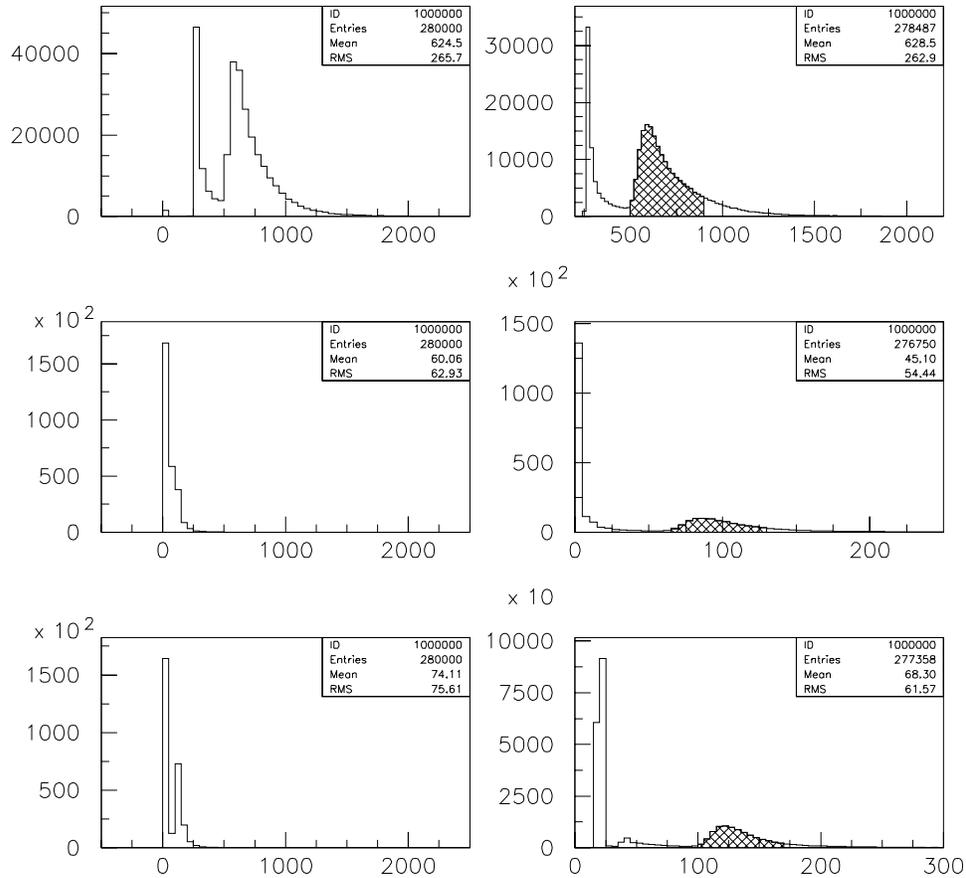
7.2 事象選別

本実験で検出する μ 粒子および電子がシンチレーターを通過する際の特徴は次の通りである。

- プラスチックシンチレーターを通過する時は、 μ 粒子、電子ともに最小イオン化損失で突き抜ける。
- μ 粒子は透過性が高く、高エネルギーで入射してくるのですべての検出器を最小イオン化損失で通過し、ヒストグラムにすると明らかな電離によるエネルギーロスのピークが立つ。
- 電子は厚さ 6 cm の CsI 結晶中でシャワーになるため、 μ 粒子よりも高いエネルギーをロスする。

各検出器のデータのヒストグラムから、ノイズを取り除くために cut を入れる。

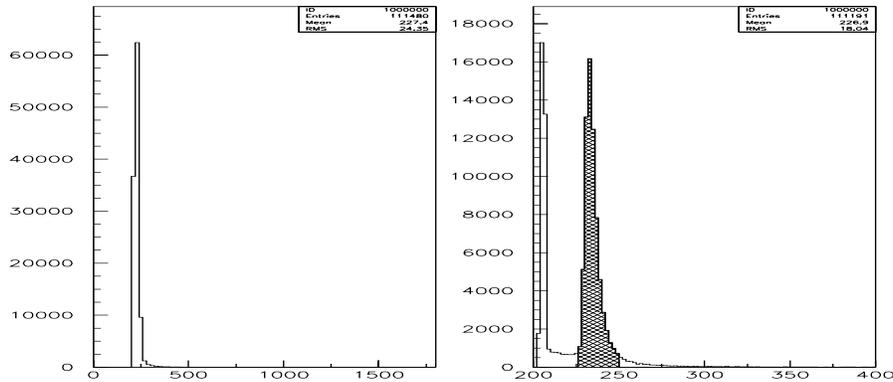
♡ CUT 1 トリガーカットの決定
ピークを確認し斜線部分でカットを入れる。



CUT 1 ; $500 < T1 < 900$.and.($65 < T2 < 130$.or. $100 < T3 < 170$)
111480 イベント

♡ CUT 2 CsI-A カットの決定

トリガーを鳴らしたもののうち CsI-A も μ 粒子によるピークでカットする。



CUT 2 ; $225 < \text{CsI-A} < 250$
68177 イベント

♡ CsI-B カットの決定

ここで、今求めたい個数 $N(\mu \rightarrow \mu)$ と $N(\mu \rightarrow e)$ はそれぞれ

$N(\mu \rightarrow \mu)$ は、CsI-A を μ 粒子で通過後、CsI-B も μ 粒子で通過した粒子の個数

$N(\mu \rightarrow e)$ は、CsI-A を μ 粒子で通過後に崩壊し、CsI-B を電子で通過した粒子の個数

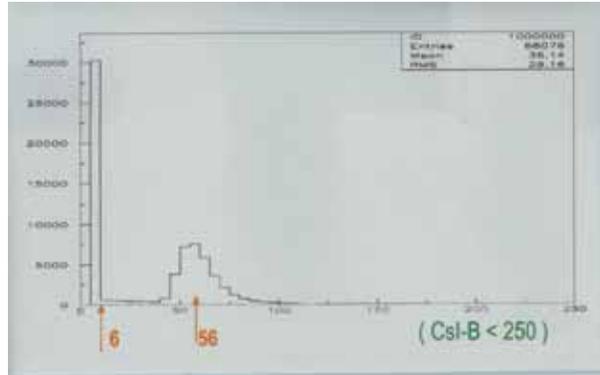
である。したがって、CsI-B では μ 粒子と電子それぞれのカットを入れ求める個数を得る。

ADC カウントをエネルギーに換算する

μ 粒子が CsI を通過するときの最小イオン化損失 5.6 MeV/cm より CsI 厚さ 6 cm なので

$$\text{エネルギーロス} = 5.6 \times 6 = 33.6 \text{ MeV}$$

これが CsI-B での μ 粒子のピークに相当する。



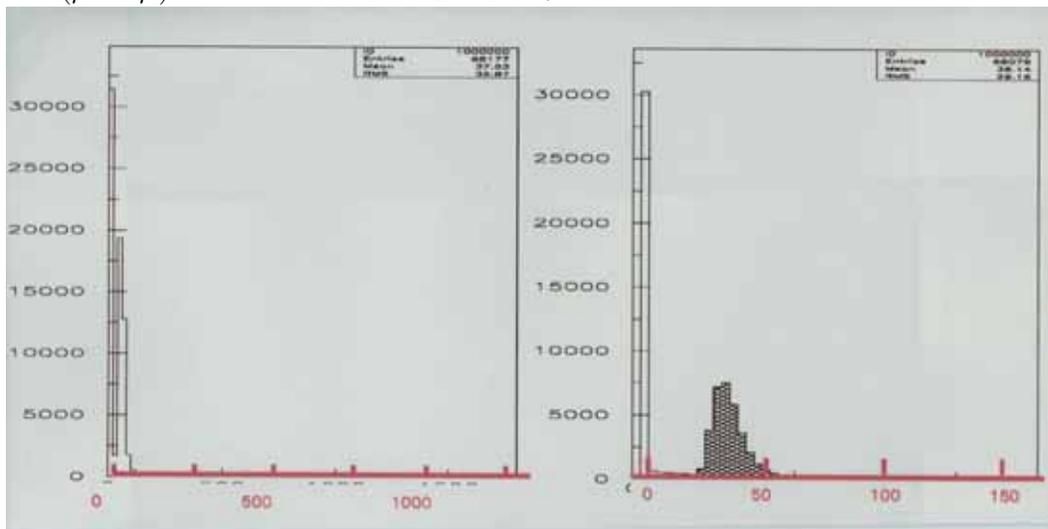
(エネルギーロス):(ADC カウント)=33.6:(56-6(ゼロ点))

よって

$$\text{エネルギーロス} = 0.67 \times (\text{ADC カウント} - 6)$$

これらより CsI-B のグラフのスケールをエネルギーロスにする。

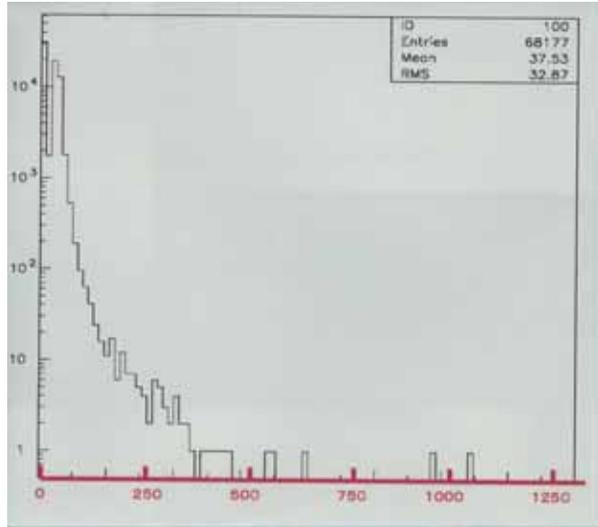
$N(\mu \rightarrow \mu)$ はピークでカットを入れる。



C U T (CsI-B- μ 粒子); $24(\text{MeV}) < \text{CsI-B} < 56(\text{MeV})$

$$N(\mu \rightarrow \mu) = 33295$$

$N(\mu \rightarrow e)$ は、 μ 粒子のピークよりもエネルギーの高いところにあるはずである。ヒストグラムを log スケールに変え、エネルギーの高いイベントの様子を見る。



グラフより、750MeV より高いエネルギーのイベントを電子とする。

$$\text{CUT (CsI-B-電子); CsI-B} > 750(\text{MeV})$$

$$N(\mu \rightarrow e) = 2$$

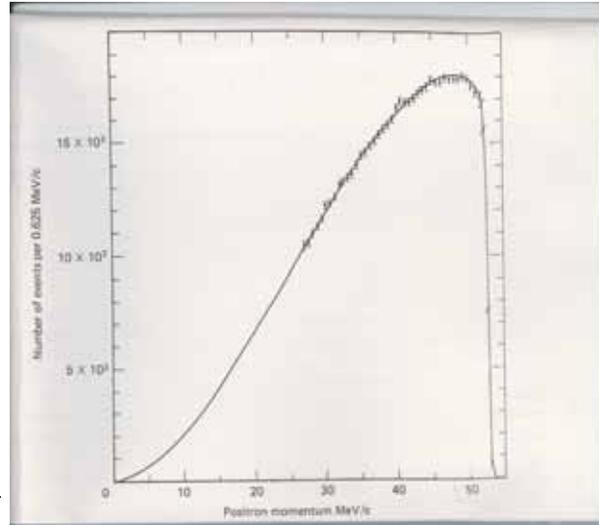
以上より、個数比 R を算出する。

$$R = \frac{N(\mu \rightarrow e)}{N(\mu \rightarrow \mu)} = \frac{2}{33295} = 6.0 \times 10^{-5} \quad (7.1)$$

7.3 電子の評価

今、 R が得られたが、これから寿命を算出するには入射したときの μ 粒子の運動量が必要である。((4.9) 式参照)

$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ での μ 粒子の静止系における電子の運動量は分かっており下図のようである。



min	27MeV
mean	37MeV
peak	47MeV
max	53MeV

♠ これら μ 粒子の静止系での電子のエネルギーを実験室系での運動量に換算する。入射した μ 粒子の進行方向と同じ方向に崩壊した電子が進むとき、次の式でローレンツ変換することができる。

$$P_e = \gamma (p_e^* + \beta E_e^*) \quad (7.2)$$

ここで γ と β は μ 粒子の運動量を仮定することで得られる値である。
たとえば $p_\mu = 1\text{GeV}$ のとき

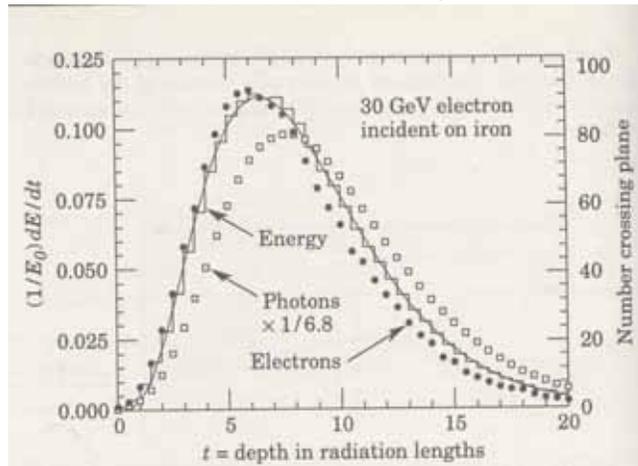
$$\left[\begin{array}{l} P_\mu = 1\text{GeV} \\ m_\mu = 105.66\text{MeV} \\ E_\mu = \sqrt{P^2 + m^2} = 1006\text{MeV} \end{array} \right]$$

$$\gamma = \frac{E_\mu}{m_\mu} = 9.517, \beta = \frac{P_\mu}{E_\mu} = 0.9944$$

$$P_e = 9.517 (P_e^* + 0.9944 E_e^*)$$

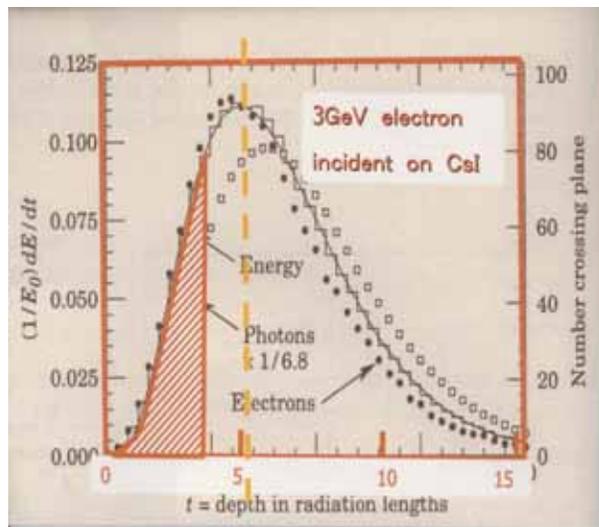
	$P_e^*(\text{MeV})$	$P_e(\text{MeV})$
min	27	512
mean	37	702
peak	47	892
max	53	1006

♠ 次に、運動量 P_e をもった電子が 6 cm の CsI 中でどれだけのエネルギーをロスをするかを考える。



この図は 30GeV の電子が鉄に入射したときのエネルギーロスを表したものである。

- このグラフの peak は物質と電子の運動量によって変わるので、CsI に P_e の電子が入射したときにおけるスケールに変える。
- CsI の放射長 1.85cm より 6cm の結晶は 3.24 放射長に値する。



これらより P_e の約 $1/4$ を CsI 中でロスすることが分かる。つまり今回の電子のイベントが元々持っていた運動量はエネルギーロスの 4 倍くらいだということが分かる。

♠ 以上を P_μ を変えて表にまとめた

		$P_e^*(\text{MeV})$	$P_e(\text{MeV})$	$1/4P_e(\text{MeV})$
$P_\mu = 1\text{GeV}$ のとき	min	27	512	128
	mean	37	702	176
	peak	47	892	223
	max	53	1006	251

		$P_e^*(\text{MeV})$	$P_e(\text{MeV})$	$1/4P_e(\text{MeV})$
$P_\mu = 2\text{GeV}$ のとき	min	27	1024	256
	mean	37	1403	351
	peak	47	1770	443
	max	53	2009	502

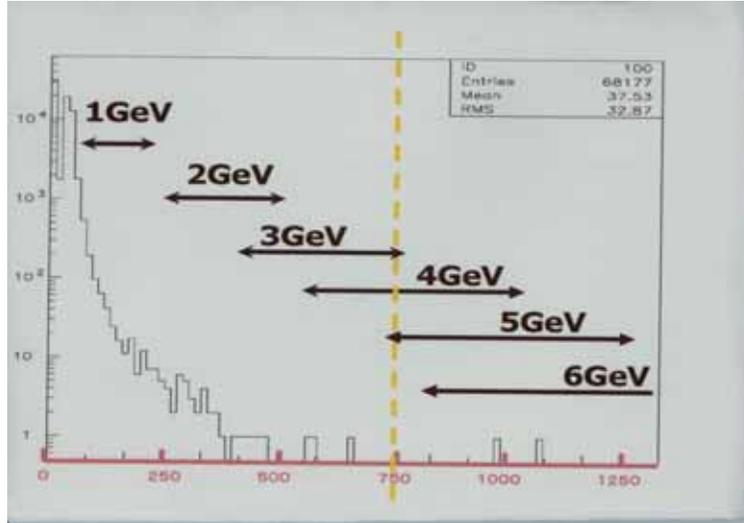
		$P_e^*(\text{MeV})$	$P_e(\text{MeV})$	$1/4P_e(\text{MeV})$
$P_\mu = 3\text{GeV}$ のとき	min	27	1535	384
	mean	37	2103	526
	peak	47	2671	668
	max	53	3013	753

		$P_e^*(\text{MeV})$	$P_e(\text{MeV})$	$1/4P_e(\text{MeV})$
$P_\mu = 4\text{GeV}$ のとき	min	27	2046	512
	mean	37	2804	701
	peak	47	3561	890
	max	53	4016	1004

		$P_e^*(\text{MeV})$	$P_e(\text{MeV})$	$1/4P_e(\text{MeV})$
$P_\mu = 5\text{GeV}$ のとき	min	27	2556	639
	mean	37	3502	876
	peak	47	4449	1112
	max	53	5016	1254

	$P_e^*(\text{MeV})$	$P_e(\text{MeV})$	$1/4P_e(\text{MeV})$
$P_\mu = 6\text{GeV}$ のとき	min	27	3067
	mean	37	4203
	peak	47	5334
	max	53	6020

♠ μ 粒子の運動量から予想した電子のイベントの期待できる範囲を以下に示す。



第8章 結果

個数比 R の算出

今回の実験で得られた値は次の通りである。

$$N(\mu \rightarrow \mu) = 33295 \text{ 個}$$

$$N(\mu \rightarrow e) = 2 \text{ 個}$$

よって個数比 R は、

$$R = \frac{N(\mu \rightarrow e)}{N(\mu \rightarrow \mu)} = \frac{2}{33295} = 6.0 \times 10^{-6}$$

と求められた。

この R を用いて寿命 τ を算出する。

$$\tau = \left(\frac{1+R}{R} \right) \frac{m_\mu L}{P_\mu c}$$

ここで、

$$m_\mu = 106 \text{ MeV}$$

$$L = 0.74 \text{ m}$$

$$c = 3 \times 10^8 \text{ m}$$

を代入する。

本実験で電子として扱ったイベントはおよそ 4 ~ 5 GeV の μ 粒子の崩壊によって生まれたものだと考えられるが、参考として P_μ には 1 ~ 6 GeV を代入しそれぞれについて寿命 τ を求める。

- $P_\mu = 1 \text{ GeV}$ $\tau = 4.3 \times 10^{-6} \text{ s}$

- $P_\mu = 2 \text{ GeV}$ $\tau = 2.1 \times 10^{-6} \text{ s}$

- $P_\mu = 3\text{GeV}$ $\tau = 1.4 \times 10^{-6}\text{s}$
- $P_\mu = 4\text{GeV}$ $\tau = 1.1 \times 10^{-6}\text{s}$
- $P_\mu = 5\text{GeV}$ $\tau = 0.9 \times 10^{-6}\text{s}$
- $P_\mu = 6\text{GeV}$ $\tau = 0.7 \times 10^{-6}\text{s}$

真値 $\tau = 2.2 \times 10^{-6}\text{s}$ と同じオーダーを持つ値が得られた。

謝辞

私たちの卒業研究のために、この一年間お忙しい中多くの時間をさいてくださった林井先生をはじめ、ゼミや毎日の生活の中でもご指導いただいた野口先生、宮林先生、諸先輩方に心より感謝しています。

この一年大変充実することができました。この研究室で学んだ様々なことを今後の生活に役立てていき、更に向上を計ろうと思います。

本当にありがとうございました。