

μ^+ の寿命・g 因子の測定

課題演習 A1

小形悠 合田幸平 佐藤芳紀 下林俊典 安元智司

2009年10月26日

目次

1 実験の概要.....	4
1.1 目的.....	4
1.2 実験原理.....	4
2 基礎理論.....	5
2.1 μ^+ の偏極.....	5
2.2 μ の崩壊.....	6
2-3 g 因子の導出.....	7
2-4 歳差運動.....	8
3 実験装置.....	10
3.1 装置の種類.....	10
3-2 コイルの設定.....	11
3.3 回路.....	12
3.4 各種設定.....	13
3.4.1 PMT の電圧設定.....	13
3.4.2 Discriminator の閾値設定.....	13
3.5 TDC のキャリブレーション.....	14
3.6 TDC の原点.....	16
4 実験データ及び解析.....	18
4.1 実験データ.....	18
4.2 解析.....	19
4.2.1 磁場をかけない場合.....	19
4.2.2 磁場をかけた場合.....	20
5 考察と反省.....	23
5.1 μ の評価.....	23
5.2 キャリブレーションについて.....	23
5.3 磁場について.....	23
5.4 キャリブレーションと磁場の定量的考察.....	23
5.5 反省.....	24
5.6 まとめ.....	24

謝辭.....	25
参考文献	25

1 実験の概要

1.1 目的

この実験の目的は μ の寿命・g因子を求めることである。

1.2 実験原理

宇宙からきた μ^+ はトリガーシンチレータを通過して、銅板のところに来る(図 1-1)。銅板まで来た μ^+ は崩壊して e^+ になり、そのスピンの方向に飛び出る。この e^+ を CH1 または CH2 のシンチレーションで検出する。

(1)磁場がない場合

磁場がない場合、 μ^+ との相互作用はないので崩壊してできた e^+ は等方的に飛んでいく。つまり CH1、CH2 から得られるデータには何の相関もない。ゆえにデータは指数関数となりそこから寿命が求められる。

(2)磁場がある場合

磁場がある場合、磁場による相互作用があるため、スピンの歳差運動がおこる。この歳差運動によってスピンの方向が一定の周期で上下入れ換わるため、CH1、CH2 から得られるデータは、反相関の一定周期で振動する指数関数になる。この周期から g 因子を求めることができる。

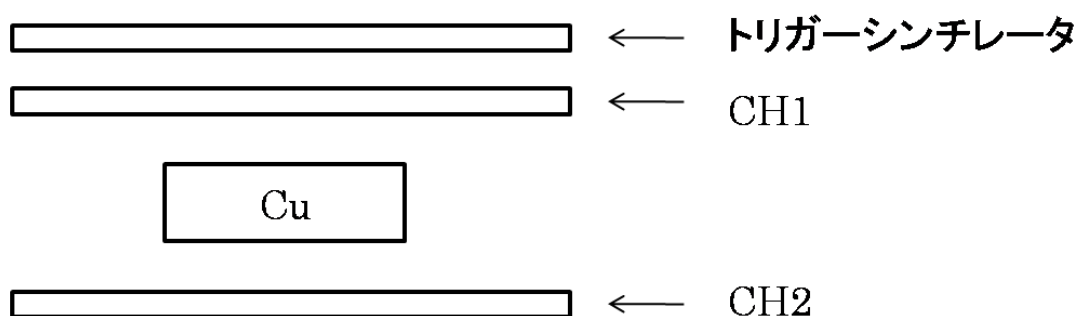


図 1-1 実験装置の略図

2 基礎理論

2.1 μ^+ の偏極

我々の観測する μ^+ は宇宙線の中に含まれる π^+ が次のように崩壊してできたものである；

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1)$$

まず、この崩壊を π^+ の静止系で考えよう。運動量の保存から μ^+ と ν_μ は反対方向に崩壊する。 π^+ のスピンは 0 であり、ニュートリノは左巻き(運動量の向きに対してスピンの向きは逆向き)であることから、 μ^+ のスピンは運動量の向きと逆向きである(図 2-1)。

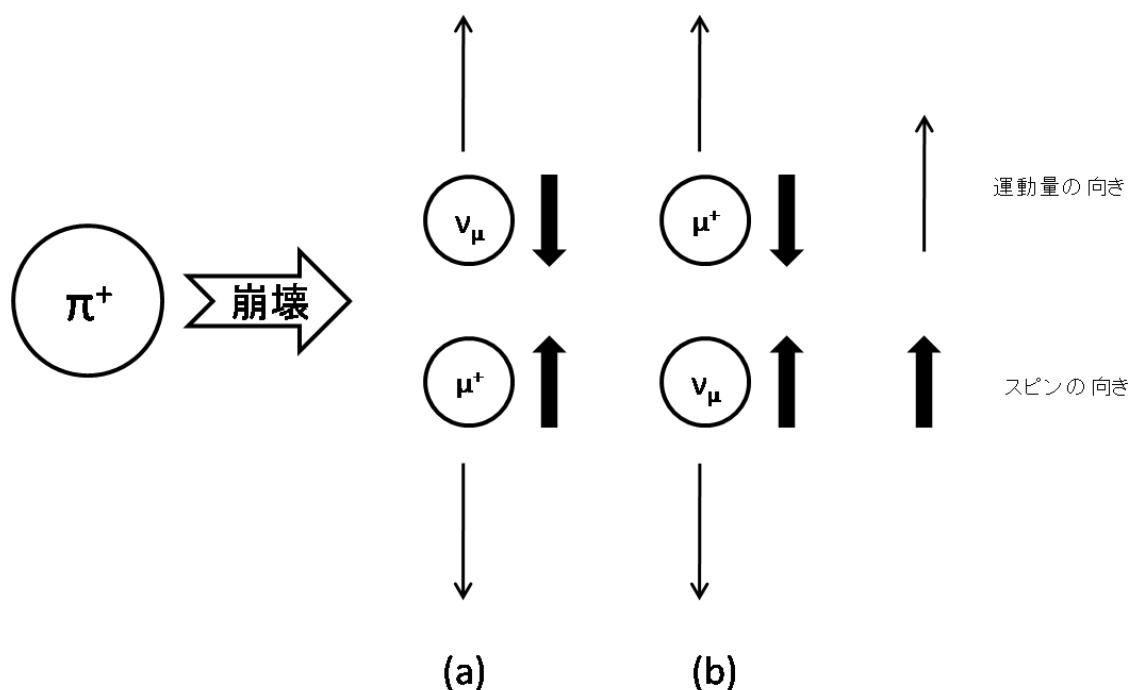


図 2-1 π^+ の崩壊

次に、これを Lorentz 変換して実験室系で考える。 μ^+ のスピンは運動量の向きと逆向きのもの(a)と、同じ向きのもの(b)の 2 種類のものがあることになる。このとき、(a)のエネルギーは(b)のエネルギーよりも大きい(図 2-2、図 2-3)。

μ^+ のエネルギーに対して地上に届く個数のグラフ(図 2-4)を見ると、地上に来る μ^+ のエネルギーは大きいものであることがわかる。これから、 μ^+ のスピンは運動量の向きと逆向きに偏極していることになる。

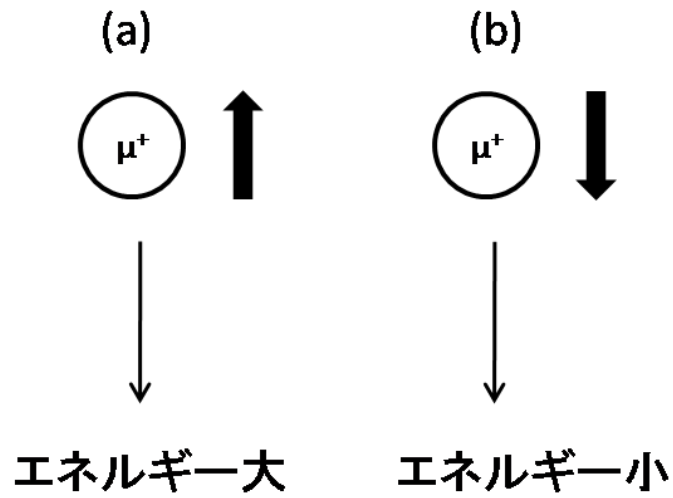


図 2-2 実験室系での μ^+ のエネルギーとスピンの向き

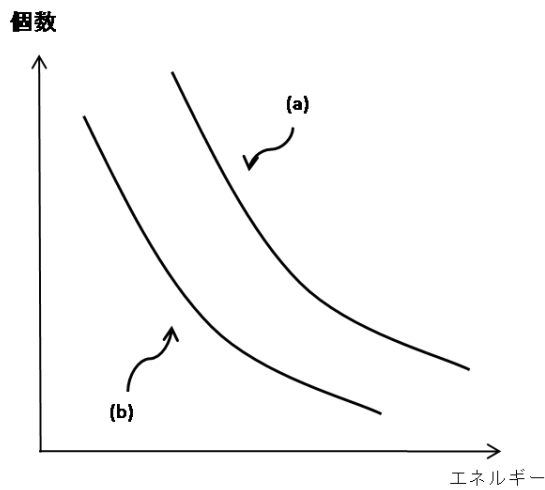


図 2-3 μ^+ のエネルギー分布の略図

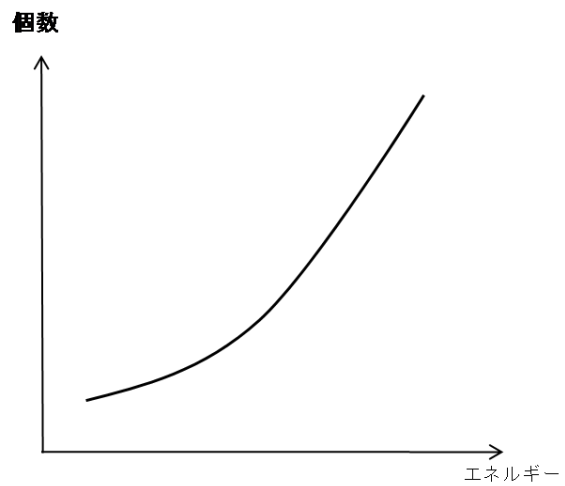
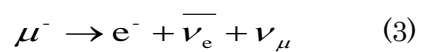
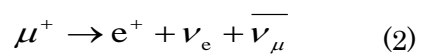


図 2-4 必要なエネルギー分布の略図

2.2 μ の崩壊

物質中では、 μ は電離によってエネルギーを失い、次第に遅くなってゆく。 μ は



というように崩壊する。 μ^+ が崩壊してできた粒子・反粒子の運動量とスピンの向きは μ^+ の静止系では図 2-5 のようになる。これから、 e^+ は μ^+ のスピンの方向に飛び出ることがわかる。

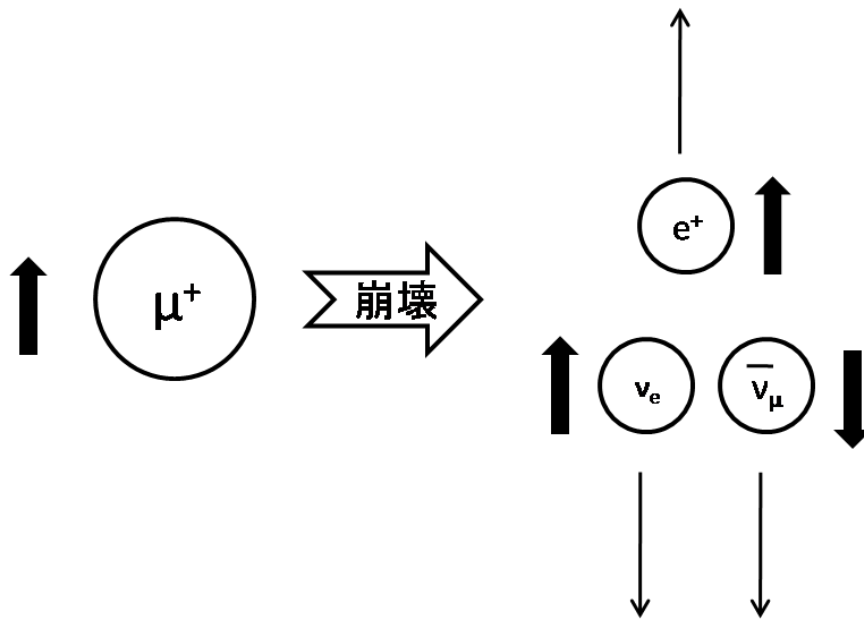


図 2-5 μ^+ の崩壊

しかし、 μ^- は原子核によって吸いつけられ、遅くなった μ^- は原子の軌道電子を追い出して、その代わりに原子核の周りをまわることになる（軌道半径は電子の場合に比べて約 $1/200$ である）。こうしている間に e^- に崩壊することもあるが、原子核に吸収されてしまうこともある。こうして、 μ^- の寿命は本来の寿命より短く見えてしまう。

2-3 g 因子の導出

Dirac 方程式から g 因子を導く。自由電子は Dirac 方程式で記述されるが、電子は電荷をもつので局所的ゲージ変換を考えると、その変換に対する物理量の不変性から運動量 \mathbf{p}_μ を $\mathbf{p}_\mu + e\mathbf{A}_\mu$ に変更しなければならない。ゆえに、Dirac 方程式は

$$\{(E + ecA_0) - c(\boldsymbol{\alpha} \cdot (\mathbf{p} + e\mathbf{A})) - mc^2\beta\}\phi = 0 \quad (4)$$

となる。この式が電磁場と相互作用する電荷 $-e$ の電子の運動を記述する Dirac 方程式である。電子と電磁場とが相互作用する系のハミルトニアン H は(4)より、

$$H = c\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + mc^2\beta + ec(-A_0 + \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{A}) \quad (5)$$

であり、 e に比例する項が相互作用の部分である。電子の波動関数はスピンおよび粒子・反粒子の自由度による四成分スピノル ψ であるが、これを二成分スピノル二個に分け、

$$\psi = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \quad (6)$$

と表わすと、(4)は

$$\begin{aligned} (E - mc^2 + ecA_0)u &= c(\sigma \cdot (p + eA))v \\ (E + mc^2 + ecA_0)v &= c(\sigma \cdot (p + eA))u \end{aligned} \quad (7)$$

と書ける。 $E > 0$ とし、さらに電子の運動エネルギーおよび電磁場との相互作用のエネルギーが静止エネルギーに mc^2 に比べて小さいとする；

$$E = mc^2 + W \quad |W| \ll mc^2 \quad (8)$$

(7)の第二式から

$$v \cong \frac{1}{2mc} (\sigma \cdot (p + eA))u \quad (9)$$

を得る。この v を(7)の第一式に代入すると、

$$(W + ecA_0)u \cong \frac{1}{2m} (\sigma \cdot (p + eA))^2 u \quad (10)$$

となる。(10)を整理すると、

$$Wu = \left\{ -ecA_0 + \frac{(p + eA)^2}{2m} + \frac{e\hbar}{2m} \sigma \cdot \beta \right\} u \quad (11)$$

となる。 W は静止エネルギーを除いた系のエネルギーであり、右辺の括弧内の量は遅い電子の運動に対する系のハミルトニアンと考えてよい。

磁気能率が μ の電子の外部磁場 B との相互作用によるエネルギーは

$$E = -\mu \cdot B \quad (12)$$

で与えられる。(11)、(12)より

$$\mu = -\frac{e\hbar}{2m} \sigma = -\frac{e}{m} J \quad \left(J = \frac{\hbar \sigma}{2} \right) \quad (13)$$

となる。一般に、 $\mu = -\frac{ge}{2m} J$ と表わされるから、 $g = 2$ であるとわかる。

2-4 歳差運動

z 方向に一様な外部磁場 B_z 中にある磁気モーメント $geS_z/2m_\mu$ を持つスピン $1/2$ の系 (電荷は $e < 0$) を表すハミルトニアン $H = -\frac{geB_z}{2m_\mu} S_z$ を考える。 ω を、 $\omega = g|e|B_z/2m_\mu$ と定義すると、ハミルトニアンは $H = \omega S_z$ と書ける。状態の時間発展は、時間発展の演算子

$$u(t,0) = \exp\left(-\frac{i\omega S_z t}{\hbar}\right) \quad (14)$$

で記述される。時刻 $t=0$ での状態を

$$|a\rangle = C_+|+\rangle + C_-|-\rangle \quad (15)$$

とすると、時間が t 後の状態は

$$|\alpha, t_0 = 0; t\rangle = C_+ \exp\left(-\frac{i\omega t}{2}\right)|+\rangle + C_- \exp\left(+\frac{i\omega t}{2}\right)|-\rangle \quad (16)$$

となる。そのとき、 $S_x \pm$, $S_y \pm$, $S_z \pm$ の状態に見出される状態は、それぞれ

$$|S_x; \pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|+\rangle \pm \frac{1}{\sqrt{2}}|-\rangle, \quad |S_y; \pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|+\rangle \pm \frac{i}{\sqrt{2}}|-\rangle, \quad |\pm\rangle \quad (17)$$

と $|\alpha, t_0 = 0; t\rangle$ との内積をとればよい。よって S_x , S_y , S_z の期待値 $\langle S_x \rangle$, $\langle S_y \rangle$, $\langle S_z \rangle$

は

$$\begin{aligned} \langle S_x \rangle &= \frac{\hbar}{2} \left(\langle S_x; + | \alpha, t_0 = 0; t \rangle^2 - \langle S_x; - | \alpha, t_0 = 0; t \rangle^2 \right) = \hbar C_+ C_- \cos \omega t \\ \langle S_y \rangle &= \frac{\hbar}{2} \left(\langle S_y; + | \alpha, t_0 = 0; t \rangle^2 - \langle S_y; - | \alpha, t_0 = 0; t \rangle^2 \right) = \hbar C_+ C_- \sin \omega t \\ \langle S_z \rangle &= \frac{\hbar}{2} \left(\langle + | \alpha, t_0 = 0; t \rangle^2 - \langle - | \alpha, t_0 = 0; t \rangle^2 \right) = \frac{\hbar}{2} (C_+^2 - C_-^2) \end{aligned} \quad (18)$$

となる。これから、スピンの z 方向の期待値は一定であり、スピンの x, y 方向の期待値は振動数 ω の歳差運動をしていることがわかる。

3 実験装置

3.1 装置の種類

μ^+ を検出しアナログ信号に変えるまでの装置は次の4つから構成される。

- ・プラスチックシンチレータ 4枚 100cm×48cm×1cm
- ・光電子増倍管(PMT) 5個
- ・銅板 2枚 50cm×48cm×1cm
- ・コイル (詳細は後述)

プラスチックシンチレータ及びPMTは、黒いビニール及びビニールテープで完全に遮光する。光を当てたときと当てないときとで観測するイベント数に有意な差がなければ遮光されている。銅板を用いたのは密度が高いため μ を止めやすい、強磁性体でないため磁化が存在しない、さらに μ が銅の中では非常に早く崩壊し、検出にかかるのがほぼ μ^+ によるものになるからである。各装置の位置関係は図3-1のようになる。

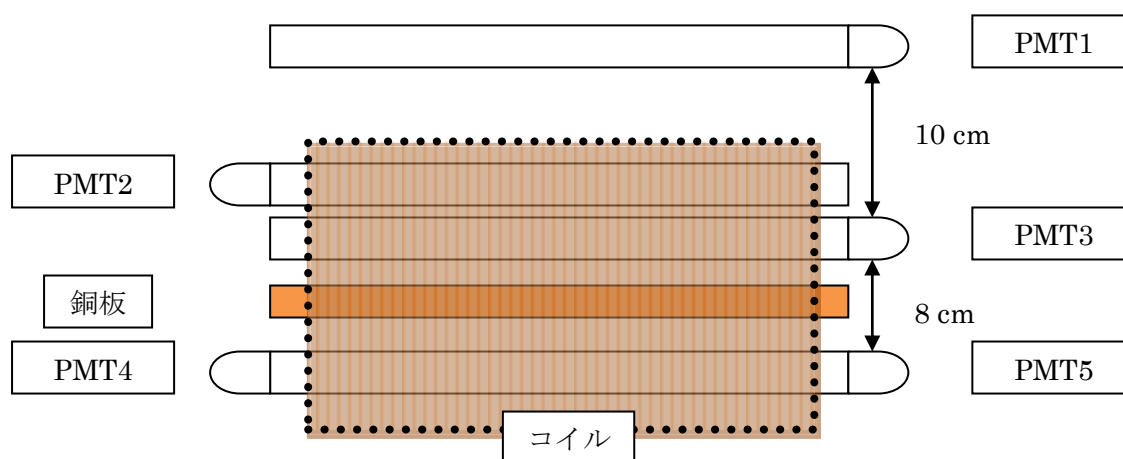


図 3-1 実験装置の概略

プラスチックシンチレータは上から順にA、B、C、Dとする。BとCは間隔0で重なっておりAとの高さの差は10cmと設定した。また、CとDの高さの差は8cmである。

ここでトリガーシンチレータAの位置はデータに大きな影響を与える。高ければ高いほど装置に垂直に近い角度で入射する μ^+ のみが選別され、歳差運動によるグラフの指数関数からのずれを大きく検出することができる。しかしそれは同時にデータ量が大きく減少することを意味し、指数関数からのグラフのずれと統計誤差との判別が難しくなる。ここで我々は統計誤差を十分少なくすることを重視して、Aの位置を低めの10cmにとった。

3-2 コイルの設定

コイルは2004年度に先輩方が作ったものを使わせていただいた。そのコイルのデータを表3-1、図3-2、図3-3に転載する(参考文献[4])。

表 3-1 コイルの巻き数

	巻き幅 (cm)	巻き数	抵抗値 (Ω)	電流 (A)
main1	22.5	208	5.98	並列 20
main2	22.5	200	5.75	
main3	22.5	195	5.67	
main4	22.5	205	5.96	
sub1	15.0	138	3.95	1.20
sub2	15.0	138	4.00	1.10

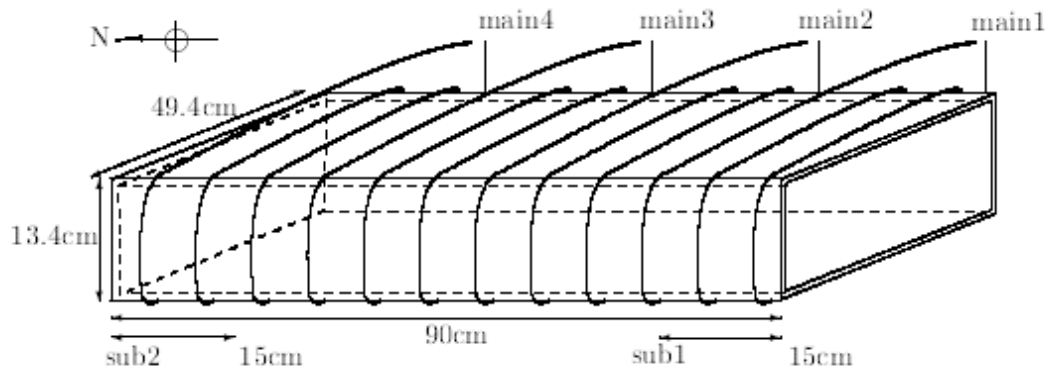


図 3-2 コイルの略図

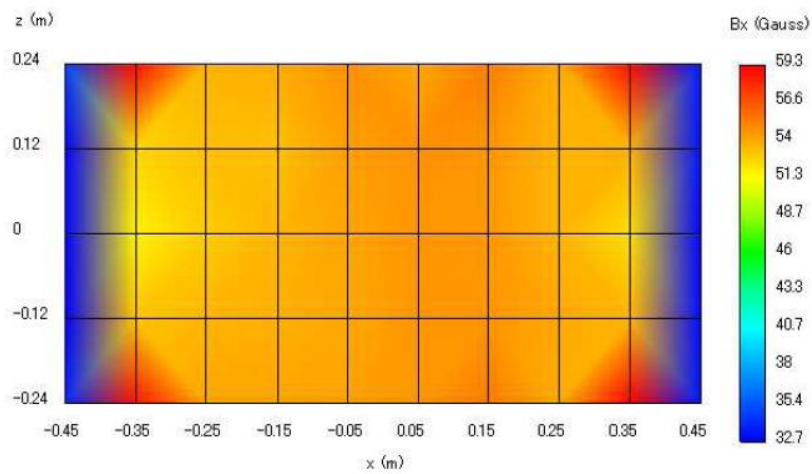


図 3-3 コイル内の磁場

参考文献[4]のデータによれば中央 50cm×48cm の領域で 54.1 ± 0.2 (測定誤差) ± 1.7 (系統誤差) G の磁場ができていたとのことである。この実験ではその 91% の強さの電流をかけたため 49.2 ± 0.2 (測定誤差) ± 1.5 (系統誤差) G の磁場ができていたと考えられる。

3.3 回路

PMT1~5 が出す信号を用いて次のように回路を組む。

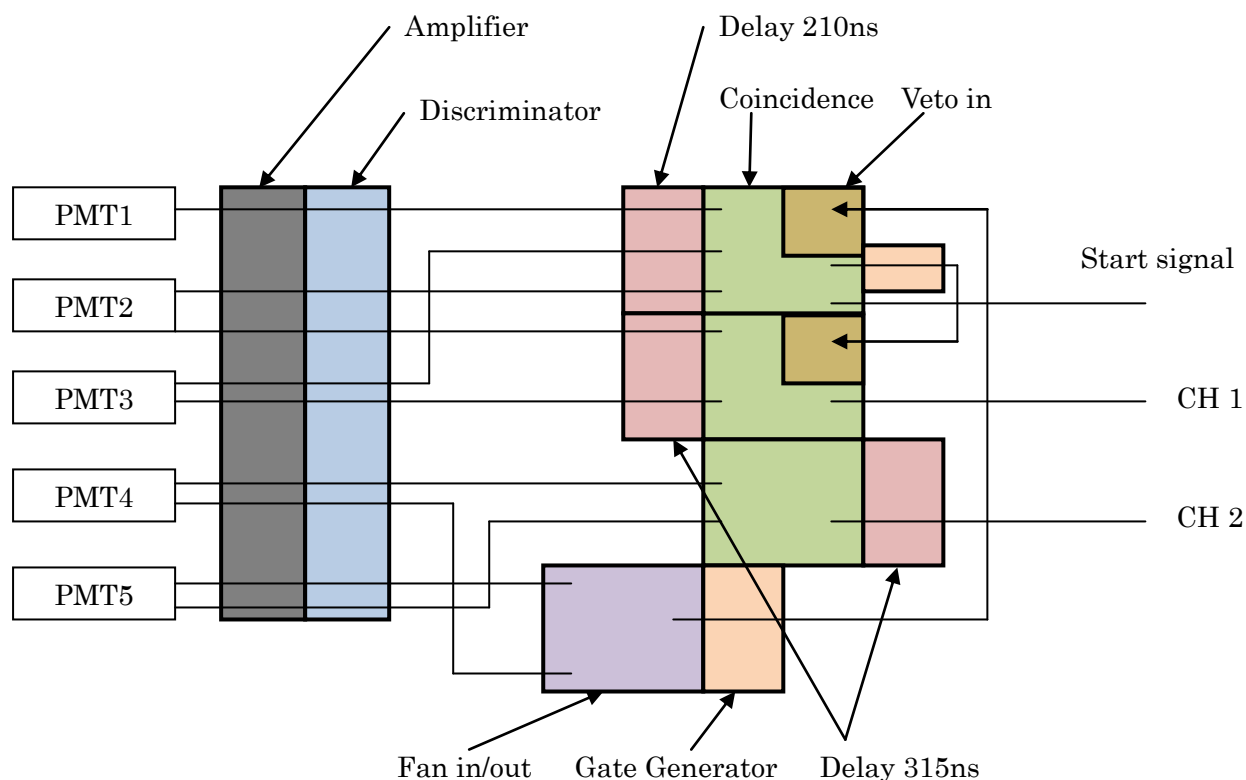


図 3-4 回路の概略

Amplifier : 信号の強度を増幅する

Discriminator : アナログ信号をデジタル信号に変換する

Delay : 信号を指定の時間遅らせる

Coincidence : 複数の入力端子に同時に信号が入ったときのみ出力を出す

Veto in : 信号が入っている間 Coincidence の信号を出さない入力端子

Gate Generator : 信号の幅を変えたり信号を遅らせたりする

Fan in/out : どちらか一方の端子にでも信号が入っていれば信号を出す

ここで Gate Generator は Veto が機能するようにオシロスコープを見ながら設定する。これにより Start signal として PMT1~3 が同時に反応したがそのとき PMT4、PMT5 が反

応していなかったときの信号(シンチレータ A、B、C を宇宙線が通り銅板で止まった時の信号)を取り出すことができる。また CH1 としては PMT2、PMT3 が同時に反応したもの(銅板から崩壊した e⁺のうち上向きのもの)のうち Start signal を除いたもの、CH2 としては PMT4 かつ PMT5 が反応した時の信号(銅板から崩壊した e⁺のうち下向きのもの)を取り出せる。

Start signal : $(1 \cap 2 \cap 3) \cap \overline{(4 \cup 5)}$

CH 1 : $(2 \cap 3) \cap \overline{(1 \cap 2 \cap 3) \cap (4 \cup 5)}$

CH 2 : $4 \cap 5$

ここで CH1、CH2 の信号で AND の論理回路を用いている。これは環境放射線、電子のコンプトン散乱による偶発的なノイズの量が非常に多いため OR 回路にすると無意味なデータが多くなってしまうのでノイズの量を減らすために行っている。

3.4 各種設定

3.4.1 PMT の電圧設定

PMT は電圧をかけることで粒子の通過を電気信号として取り出すことができる。その電圧が低すぎると、2 枚に重ねたシンチレータのコインシデンスのカウント数が電圧を下げると少なくなるから、感度が落ちていることがわかる。逆に高すぎてもアフターパルスが発生し粒子が通過していないのに電気信号が発生するという事態が起こる。ゆえに各 PMT に適当な電圧をかける必要があるが、その電圧はシンチレータ 2 枚のコインシデンスのカウント数が電圧を変えても誤差の範囲で一定になる範囲でなるべく低く設定した。

PMT1 1300V

PMT2 1700V

PMT3 1600V

PMT4 1300V

PMT5 1200V

3.4.2 Discriminator の閾値設定

PMT が発生させた電気信号は Discriminator がデジタル信号に変えるが、ここで Discriminator の閾値を設定する必要がある。この閾値も低く設定しすぎるとノイズを拾ってしまう。アフターパルスを拾ってしまうなどの問題が発生し、高く設定しすぎても目的の信号に対して反応しないという問題が発生する。このことはシンチレータ後端(PMT 側)での反応は先端に対して鈍く、後端での反応を感知しなくなることからわかる。そこでシ

ンチレータ C、D についてその上に別の NaI シンチレータを置き閾値 10mV、20mV で各々単位時間当たりのイベント数を NaI シンチレータの場所を変えて測定したところ表 3-2 のようになった。ただし数字は 100 秒あたりのカウント数で、: より後の部分は NaI シンチレータの場所を示している。

表 3-2 シンチレータのカウント数の閾値依存

	閾値 20mV	閾値 10mV
NaI のみ	534	2735
C のみ	17884	64612
C、NaI のコインシデンス : C の先端から 15cm	118	142
C、NaI のコインシデンス : C の中心	100	128
C、NaI のコインシデンス : C の後端から 15cm	80	119
D のみ	25671	57285
D、NaI のコインシデンス : D の先端から 15cm	145	156
D、NaI のコインシデンス : D の中心	136	122
D、NaI のコインシデンス : D の後端から 15cm	106	127

表 3-2 によれば 20mV の場合に比べ 10mV の方がほぼ宇宙線の信号のみを取り出したコインシデンスのカウント数が多く、かつシンチレータ単体が観測する宇宙線のカウント数の急激な増加に比べコインシデンスのカウント数がさほど増加しないことがわかる。よって、ノイズの影響はあまり大きくないと予想されること、さらに 10mV の方が反応感度の場所依存がより緩やかであることから(20mV で感度の悪い場所はいい場所に比べ約 71%の検出効率、10mV では約 81%の検出効率)閾値は 10mV を採用した。

3.5 TDC のキャリブレーション

TDC は Start signal に対する CH1、CH2 の信号の時間差を計測するものであるが、その目盛りを較正する必要がある。そのために Clock Generator で 500Hz の信号を作り、Gate Generator を用いて先ほどの信号に対し 100ns、200ns 遅れている信号を作った。そして、これを TDC に入れて較正を行った。ここで 100ns、200ns の調整はオシロスコープを見ながら肉眼で調整したが、その誤差の大きさは最大でも ±1%程度と見込まれる。100ns、200ns 各々について TDC から得られたデータは図 3-5、図 3-6 である。

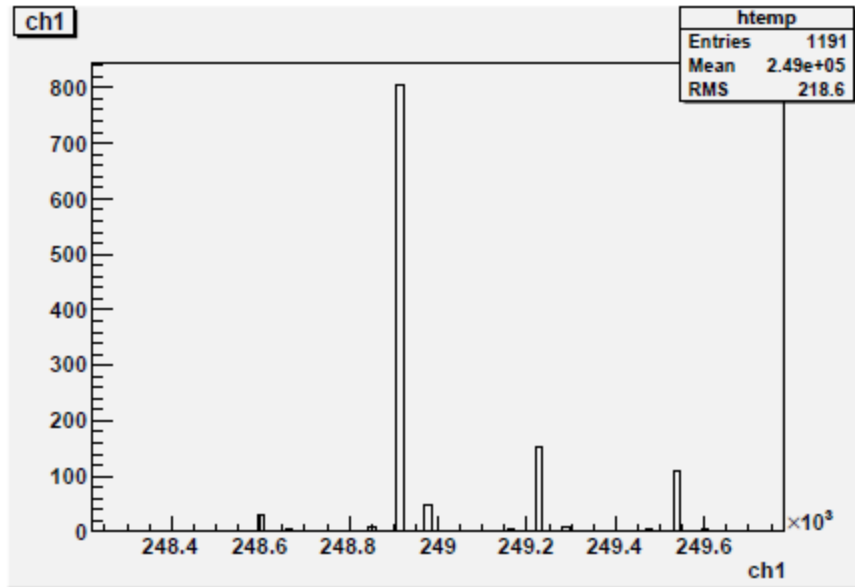


図 3-5 100ns の信号に対する TDC の応答

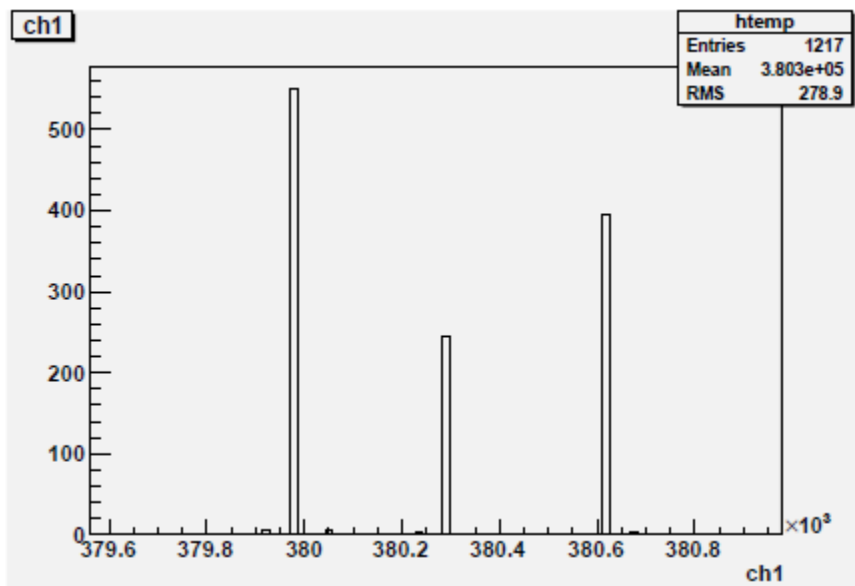


図 3-6 200ns の信号に対する TDC の応答

図 3-5、図 3-6 をみると 100ns について TDC のカウント数が $(249.1 \pm 0.5) \times 10^3$ の範囲に収まり、200ns については $(380.3 \pm 0.3) \times 10^3$ に収まっていることが分かる。したがって 100ns という時間は TDC 上では $(131.2 \pm 0.6) \times 10^3$ カウントに相当することがわかる。但しオシロスコープでの設定における誤差を考えれば $(131.2 \pm 1.9) \times 10^3$ カウントが 100ns に対応する。これを用いて TDC の横軸は時間でとることができる。

3.6 TDC の原点

TDC は 3.5 節におけるデータからもわかるように、Start signal と Stop signal が同時に入ったと仮定しても時間 0 を出力せず、 $(117.9 \pm 1.0) \times 10^3$ カウントを出力する。これは $89.9 \pm 1.5 \text{ ns}$ に対応する。

また、調べたい信号は図 3-4 の回路を通過する際に遅れてしまう。それを調べるために、Clock Generator で作った 500Hz の信号を TDC の Start 端子に入れ、同じ出力を回路の PMT の代わりに入れ、回路を通過したものを TDC の Stop 端子に入れた状態で計測した。その結果を図 3-7 から図 3-9 および表 3-3 にまとめる。

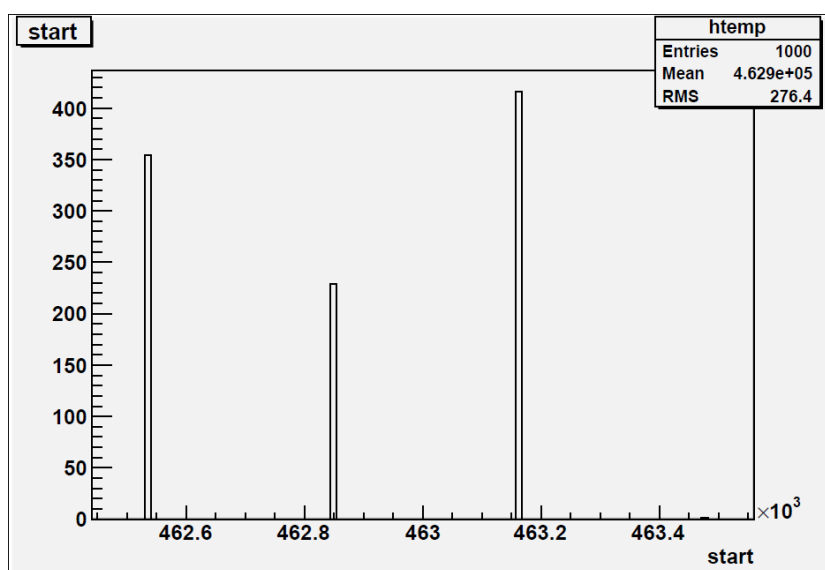


図 3-7 Start signal 回路における信号の遅れ

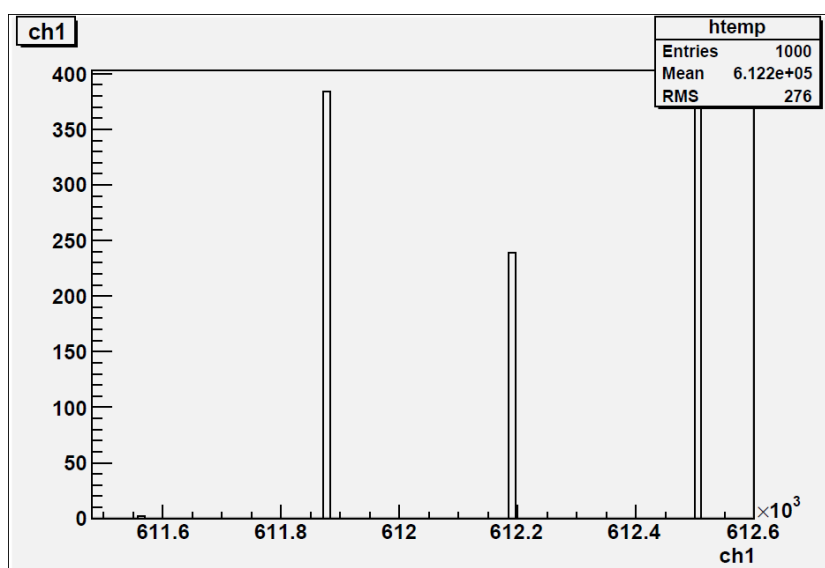


図 3-8 CH1 回路における信号の遅れ

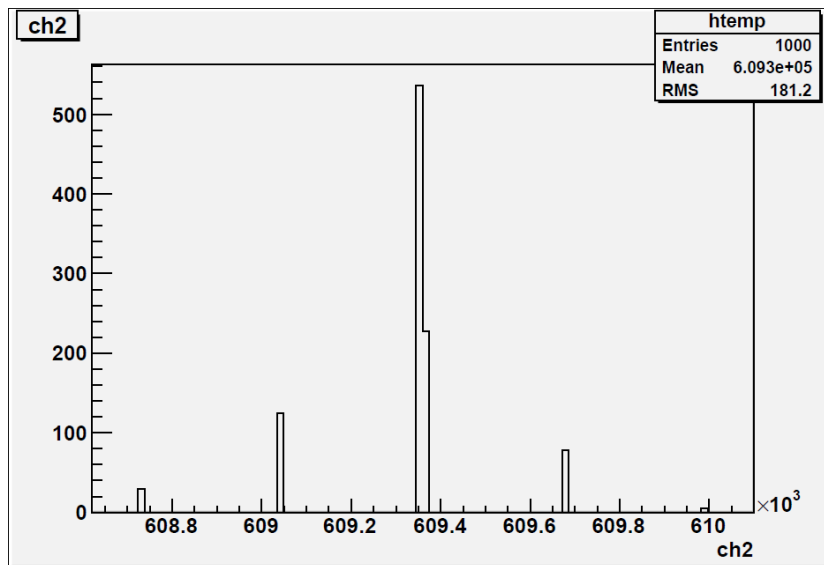


図 3-9 CH2 回路における信号の遅れ

表 3-3 各回路における信号の遅れ

TDC の Stop 端子	時間[$\times 10^3$ カウント]	時間[ns]
PMT1-Start signal	462.9 ± 0.3	352.8 ± 5.1
PMT2-CH1	612.2 ± 0.3	466.6 ± 6.8
PMT4-CH2	609.4 ± 0.3	464.5 ± 6.7

この結果から、Start signal の回路に対する CH1、CH2 の回路の遅れは、 $113.8 \pm 8.5\text{ns}$ 、 $111.7 \pm 8.5\text{ns}$ となる。

以上の 2 点により、Start signal と CH1、CH2 が同時に反応したと仮定したときの TDC の出力はそれぞれ $203.7 \pm 8.6\text{ns}$ 、 $201.5 \pm 8.6\text{ns}$ になることがわかる。以下の解析では時間の原点としてこの値を用いる。

4 実験データ及び解析

4.1 実験データ

この実験では、以下の 2 種類のデータを取った。

(1) 磁場をかけた場合

まず、 μ^+ の寿命、スピンの歳差運動の振動数を調べるため、磁場をかけてデータを取った。ここでは、26 日間のデータを取り、CH1 で 80202 個、CH2 で 156286 個のデータを取ることができた。効率はそれぞれ 3085 個/日、6011 個/日である。これを図 4-1 に示す。なお、CH1 と CH2 が両方反応しているものは μ^+ の崩壊が見える前に異なる粒子が入射してきたためと思われるので除いてある。また、グラフは 100ns ごとに区切って、それぞれの区間のデータ数をヒストグラムで表してある。

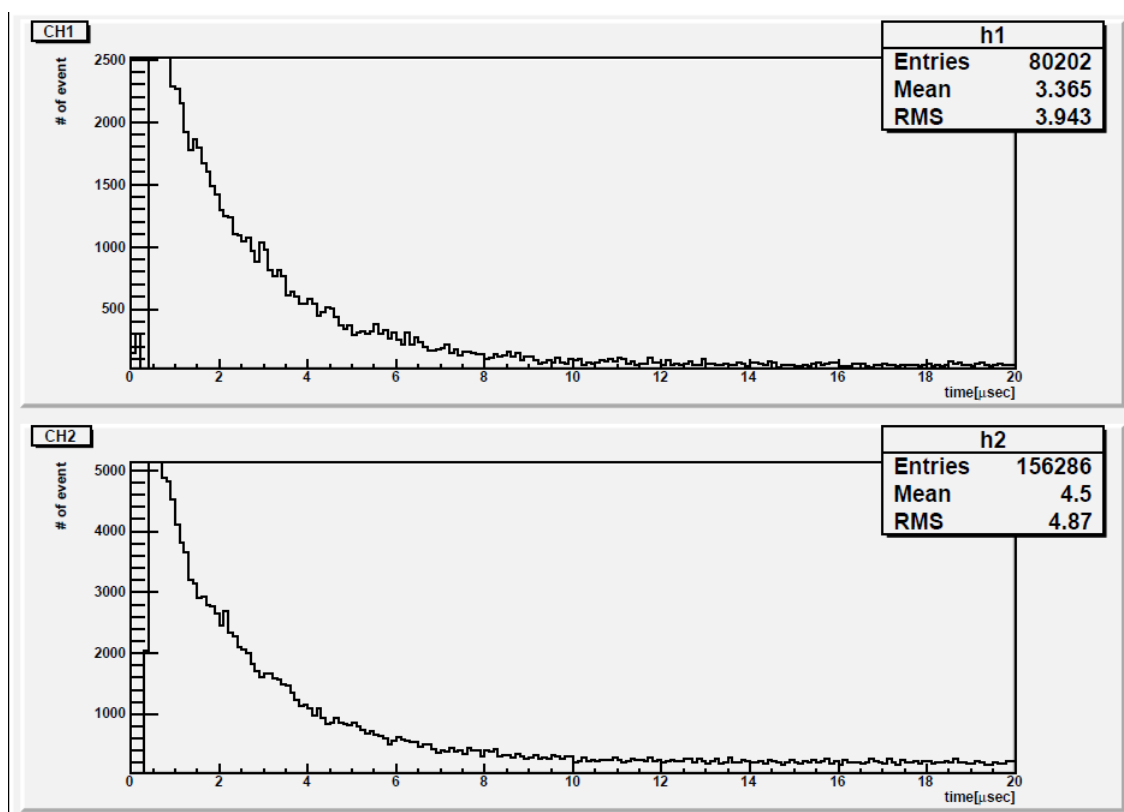


図 4-1 磁場をかけた場合のデータのヒストグラム

(2) 磁場をかけない場合

次に、磁場がない時に歳差運動が起こらないことを確かめる、またその状態で μ^+ の寿命を測るために、磁場をかけずにデータを取った。歳差運動によるグラフの振動がある

と μ^+ の寿命が見えにくくなってしまいうからである。ここでは、7 日間のデータを取り、CH1 で 16658 個、CH2 で 30524 個のデータを取ることができた。効率はずれぞれ 2380 個/日、4360 個/日である。これを図 4-2 に示す。

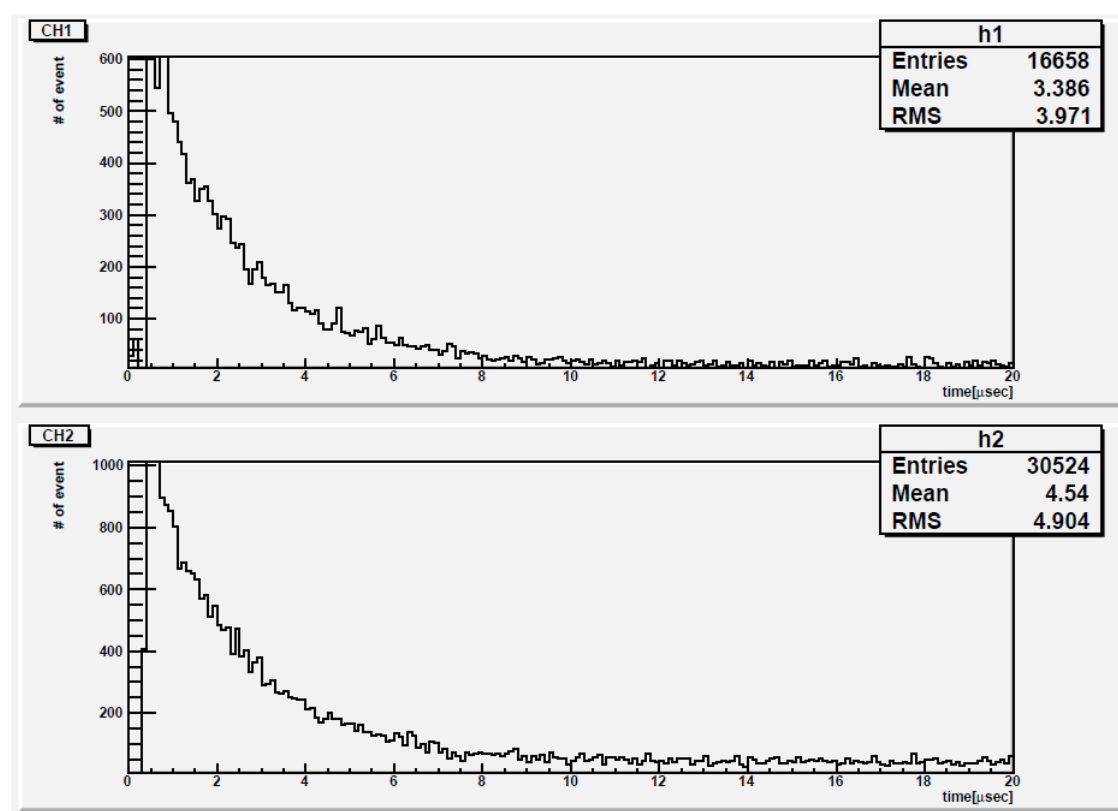


図 4-2 磁場をかけていない場合のデータのヒストグラム

4.2 解析

4.2.1 磁場をかけない場合

まず磁場なしのデータのヒストグラムを作成し、CH1、CH2 それぞれ

$$N_1(t) = N_{10} \exp\left(-\frac{t}{\tau_\mu}\right) + b_1 \quad (1)$$

でフィットした。ここで、

N_{10} : 規格化定数

τ_μ : μ の寿命

b_1 : background

である。フィットの範囲としてはアフターパルスと μ^- による影響を排除するため $1\mu\text{s}$ から $20\mu\text{s}$ までとった。その結果、 τ_μ の値は CH1 では、 $2.099 \pm 0.032\mu\text{s}$ 、CH2 では、 $2.114 \pm 0.028\mu\text{s}$ となった。

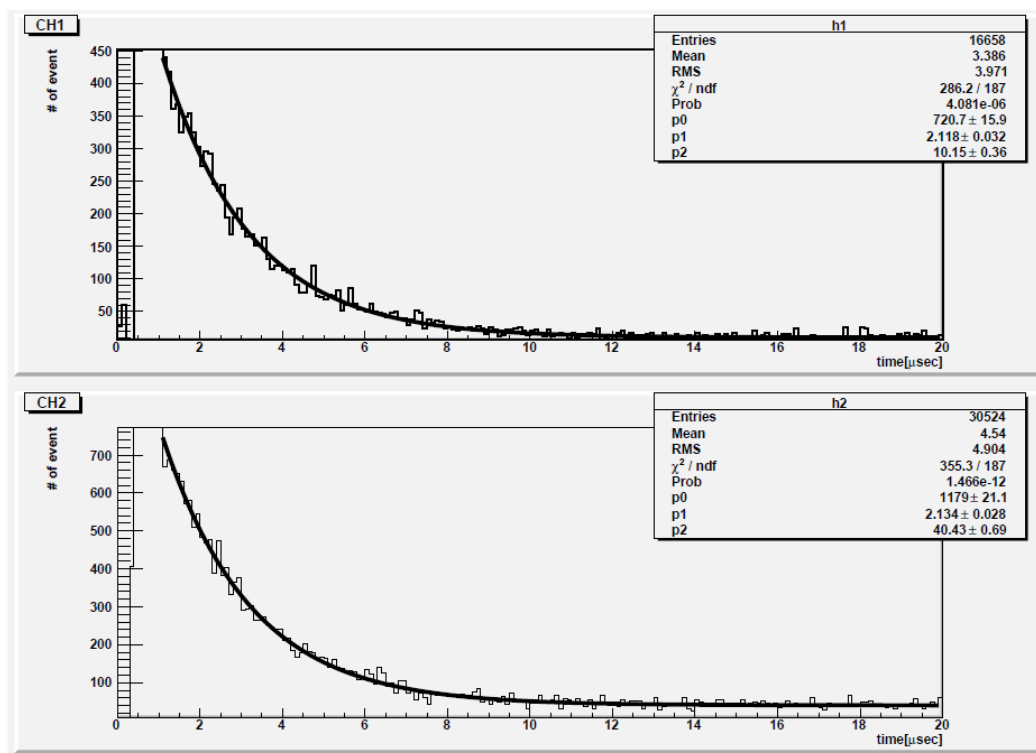


図 4-3 磁場をかけていない場合のヒストグラムを(1)でフィットしたグラフ

4.2.2 磁場をかけた場合

次に磁場ありのデータのヒストグラムを作成しフィットを、

(a)位相を固定した場合

$$N_2(t) = N_{20} \exp\left(-\frac{t}{\tau_\mu}\right) \times (1 + \alpha_2 \cos[\omega_2(t - t_0)]) + b_2 \quad (2)$$

(b)位相を固定しない場合

$$N_3(t) = N_{30} \exp\left(-\frac{t}{\tau_\mu}\right) \times (1 + \alpha_3 \cos[\omega_3(t - t_3)]) + b_3 \quad (3)$$

で行った。ここで

N_{20} 、 N_{30} : 規格化定数

τ_μ : μ の寿命

α_2 、 α_3 : 振幅

ω_2 、 ω_3 : 振動数

b_2 、 b_3 : background

t_0 : 固定した位相(CH1 : 204ns、CH2 : 202ns)

である。ただし、この表式は α_2 、 $\alpha_3 > 0$ とした時の CH1 のもので、CH2 に対しては位相を CH1 に対して π ずらしてある。フィットの範囲は 4.2.1 節と同じ理由で、 $1\mu\text{s}$ から $20\mu\text{s}$ までとした。

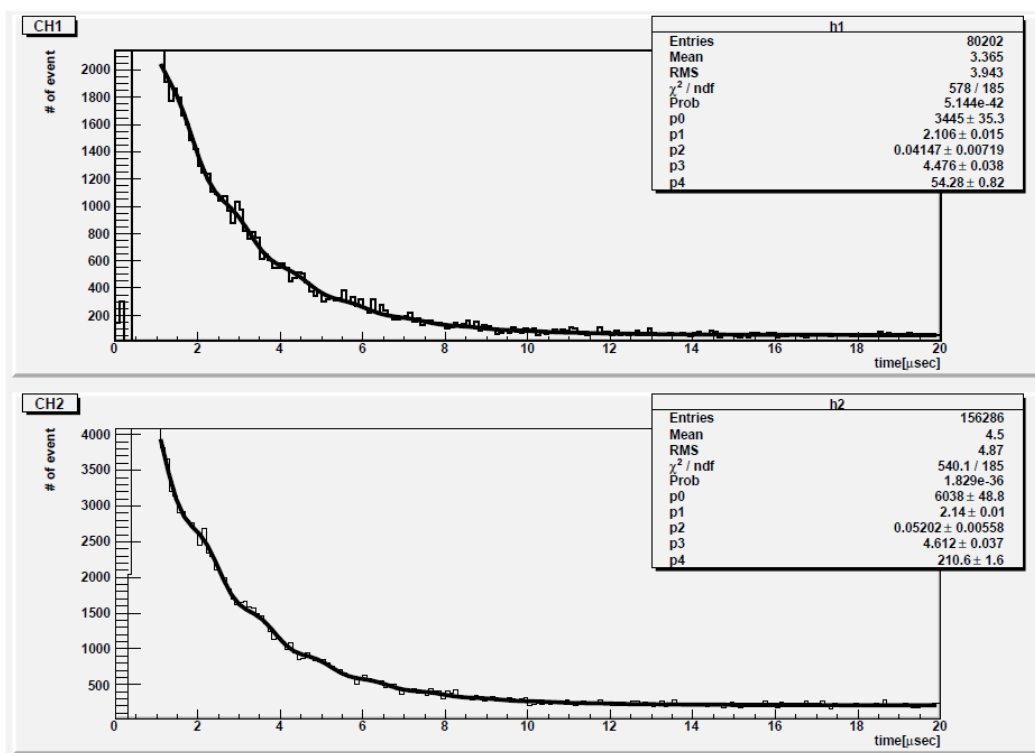


図 4-4 磁場をかけた場合のヒストグラムを(2)でフィットしたグラフ

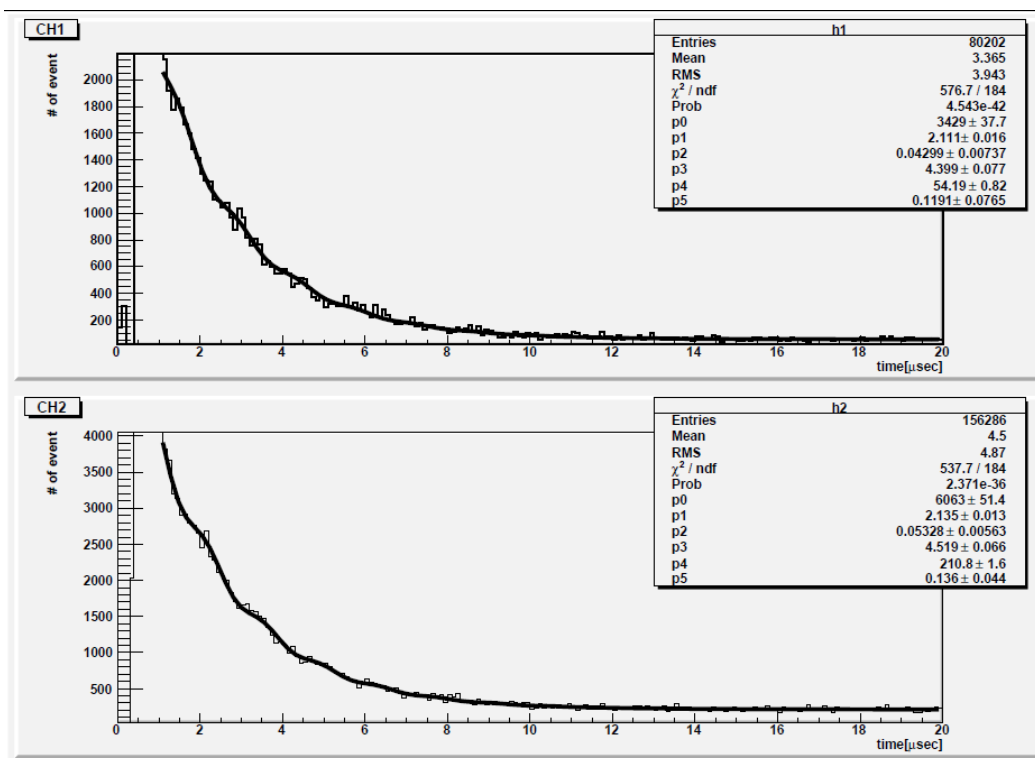


図 4-5 磁場をかけた場合のヒストグラムを(3)でフィットしたグラフ

結果を表 4-1 にまとめる。

表 4-1 実験データ及び解析結果のまとめ

	CH1(a)	CH2(a)	CH1(b)	CH2(b)
$\tau_{\mu}[\mu\text{s}]$	2.087 ± 0.034	2.120 ± 0.033	2.092 ± 0.035	2.115 ± 0.034
α	0.04147 ± 0.00719	0.05202 ± 0.00558	0.04299 ± 0.00737	0.05328 ± 0.00563
$\omega[\mu\text{s}^{-1}]$	4.517 ± 0.077	4.655 ± 0.078	4.440 ± 0.102	4.561 ± 0.095
g	2.155 ± 0.083	2.220 ± 0.085	2.118 ± 0.088	2.175 ± 0.087

※注意

図 4-1 から図 4-5 は、はじめキャリブレーションを 100ns あたり 130×10^3 カウントであるものとして描いている。しかし、キャリブレーションを測りなおすと 100ns あたり $(131.2 \pm 1.9) \times 10^3$ カウントであった。この補正をしているため図 4-1 から図 4-5 から読み取れる値と表 4-1 の値は異なったものになっている。

5 考察と反省

誤差範囲を考えた場合、寿命については文献値より短くなり、g 因子については文献値より大きくなった。この原因について考察する。

5.1 μ^- の評価

まず寿命が短くなった原因として μ^- の影響が考えられる。

μ^+ と μ^- の個数をそれぞれ N_+ 、 N_- とする。文献値によると、地上に来る μ^+ と μ^- の個数比は

$$N_+ : N_- = 6 : 5 \quad (1)$$

であり、銅の中での μ^- の寿命は、 $0.160 \pm 0.004 \mu\text{s}$ である。これから、銅の中での μ^+ と μ^- の個数比は、時刻 t の関数として

$$\frac{N_+}{N_-} = \frac{5}{6} \exp[-5.773(t - 0.204)] \quad (2)$$

と与えられる。フィッティングは $1 \mu\text{s} \sim 20 \mu\text{s}$ の範囲で行ったので、 $1 \mu\text{s}$ で計算すると、 N_- は N_+ に対して、約 0.84% となり μ^- の影響は無視できることがわかる。

5.2 キャリブレーションについて

次に寿命が短くなり g 因子が大きくなった原因として考えられるのは、キャリブレーションの誤差である。これは $1 \mu\text{s} \sim 20 \mu\text{s}$ までの範囲でグラフをフィッティングしているのに、TDC 較正を 100ns と 200ns の二点でしか行わなかったことによる。もし今回の実験で 100ns あたりのカウント数を大きくとってしまっていたら寿命は短くなり、g 因子は大きくなってしまう。

5.3 磁場について

g 因子の値が文献値より大きくなった原因として実験で用いた磁場の値が実際の値とずれていたことが考えられる。問題点は二つある。一つは今回の実験では磁場を測定せず、同じコイルを用いた実験との電流比から磁場をもとめてしまったことで、もう一つはサブコイルの発熱による電流の減少が見られなかったのに、電流が減少しているものとして計算したことである。

5.4 キャリブレーションと磁場の定量的考察

寿命の文献値よりキャリブレーションを逆算し、さらにそれから g 因子を求めたものを表 5-1 にまとめる。ここで誤差は省略した。

表 5-1 寿命から逆算したキャリブレーション値と g 因子の値

	CH1(a)	CH2(a)	CH1(b)	CH2(b)
100ns あたりのカウント数	124.6×10^3	126.6×10^3	124.9×10^3	126.3×10^3
g	2.046	2.142	2.016	2.094

表 5-1 より、この場合 g 因子の文献値 2.0023 よりは大きくなった。つまり、キャリブレーションのみでは g 因子が大きくなった原因を説明できなかったが、g 因子は文献値に近づく結果となった。よって磁場とキャリブレーションによる影響は独立なので、磁場を実際の値より小さく見積もっていたのではないかと推測できる。

また g 因子の文献値より磁場を逆算したものを表 5-2 にまとめる。

表 5-2 g 因子から逆算した磁場の値

	CH1(a)	CH2(a)	CH1(b)	CH2(b)
B[G]	50.29	52.65	49.53	51.49

表 5-2 より、実際は解析で用いた磁場よりも大きかったのではないかと推測される。またこれはサブコイルの電流値が減少しているものとして考えて計算したことにより、磁場を実際の値より小さく見積もっているのではないかという推測とつじつまが合っている。

5.5 反省

TDC の較正を 100ns、200ns の二点でしか行わなかったため較正に誤差が出たとも考えられる。TDC の較正は慎重に十分データを取って行うべきだった。

同じコイルを用いた実験との電流比から単純に磁場を決めてしまった。ちゃんと、磁場の値を測定しておくべきだった。磁場をはかる装置がなかったとしても、コイルとサブコイルの値から磁場の値を計算できる式を求めておくべきだった。

歳差運動をしているのをはっきり確認しておきたかったので、トリガーシンチレータの高さをあげるか、そのままの高さでデータ数を多く取るべきだった。

5.6 まとめ

寿命については全体的に 4~5% 下方向に系統誤差が出る結果となった。また、g 因子については、磁場・較正が原因と思われる系統誤差は出てきたもののおよそ文献値に近い値を得ることができた。

謝辞

実験を進めていくにあたって、中家剛先生をはじめ TA の増田孝彦さん、木河達也さんに適切な指導、アドバイスを頂き、この場を借りて、A1 一同より御礼申し上げます。ありがとうございました。

参考文献

- [1] 武田暁 著『素粒子』裳華房
- [2] 宇宙線 著『宇宙線』裳華房
- [3] J.J.Sakurai 著『現代の量子力学』吉岡書店
- [4] 2004 年度 P1 レポート