

宇宙線観察から学ぶ粒子の崩壊とスピン回転

2022 年 9 月 17 日

1 理論

1.1 ミュオンの生成

ミュオン μ^- は第 2 世代の荷電レプトンであり、地表に到達する 2 次宇宙線の大部分を占める。電荷は ± 1 , スピン $1/2$, 質量 $105.658\,371\,5(35)$ MeV で電子の約 200 倍あり、寿命は $2.196\,981\,1(22)$ μs である。2 次宇宙線のミュオンは主に荷電パイオンの崩壊によって生じる。1 次宇宙線の陽子が大気上層で

$$\begin{aligned}p + p &\rightarrow p + n + \pi^+ \\p + n &\rightarrow p + p + \pi^- \\p + n &\rightarrow p + n + \pi^+ + \pi^-\end{aligned}$$

の反応を起こしてパイオンが生じ、

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

と崩壊する。

ニュートリノのヘリシティは負、反ニュートリノは正であるから、角運動量保存よりパイオン静止系にて μ^+ のスピンは運動量と逆、 μ^- は同じ向きとなる。パイオンの崩壊は主に電磁シャワー内部で生じることを考慮すると、実験室系にて地表に降り注ぐ向きの運動量が大い μ^+ はスピンが下向き、 μ^- はスピンが上向きになる割合が多くなると考えられる。

1.2 ミュオンの崩壊

宇宙線ミュオンは地表に降り注ぐ間は固有時間がほとんど進まないが、資料にトラップされると平均寿命 $2.196\,981\,1(22)$ μs で崩壊し電子または陽電子を放出する。

$$\begin{aligned}\mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu\end{aligned}$$

Fermi の黄金則を使えばエネルギーとスピンに依存する (陽) 電子の放出方向の分布が計算でき、以下の式で表される。

$$\frac{dN(v, |b|, t)}{dt} = N_0 \frac{\lambda}{2\pi} y^2 (3 - 2y) \left(1 + \frac{2y - 1}{3 - 2y} P_z \cos \theta \right) e^{-\gamma t} dy d\Omega$$

表 1.1: 各元素における μ^- の寿命変化

元素	文献値 [μs]
Cu	0.16
Al	0.86
Ca	0.33
C	2.04
O	0.81

積分して、

$$N = \iint N_0 \frac{\lambda}{4\pi} A_0 (1 + aP \cos \theta) e^{-\gamma t} dy d\Omega$$

を得る。すなわち、 μ^+ はスピンと同じ向きに陽電子を、 μ^- はスピンと逆向きに電子を出しやすい。

1.1 を合わせて踏まえると、地表に降り注ぐミュオンのうち運動量の大きいものは上向きに、運動量の小さいものは下向きに (陽) 電子を多く放出する。

1.3 負ミュオンの原子核捕獲

一部の μ^- は物質中に侵入すると原子核の Coulomb ポテンシャルにとらわれミュオン原子を形成する。この μ^- は特性 X 線やオージェ電子を放出して次第に低準位へ遷移し、やがて原子核へ落ち込む。原子核にて陽子と弱い相互作用をすることで中性子を放出する。

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

(陽) 電子だけでなく中性子も検出する装置を使うと、 μ^- の減衰比には通常の崩壊に加えてこの原子核捕獲の確率も加わるため、見かけの寿命は μ^+ に比べて短くなる。寿命変化は原子核に依存し、今回使用した試料に含まれる元素では表 1.1 のようになる [1]。

ミュオンが試料に停止してから崩壊して (陽) 電子を出すまでの時間 t を計測し、 $(t, t + \Delta t)$ のカウント $N(t)$ をヒストグラムで集計すれば、 μ^- の寿命変化及び計測のバックグラウンド BG を反映して以下の式が成立すると考えられる。

$$N(t) = N_0^+ e^{-t/\tau_+} + N_0^- e^{-t/\tau_-} + BG \quad (1.1)$$

1.4 ミュオンのスピン偏極検出

1.2 に基づけば、磁場をかけない状態で運動量の比較的大きいミュオンを多くトラップする試料を上下 2 つの検出器で挟むと上側で (陽) 電子をより多く検出する。しかし上下の検出数の差がスピン偏極によるものなのか検出器の特性によるものなのかを判断することは難しい。

磁気回転比 γ のミュオンスピンに磁場 \mathbf{B} がかかると、

$$\boldsymbol{\omega} = \gamma \mathbf{B} \quad (1.2)$$

の角速度で歳差運動を行う (Larmor 歳差運動)。これを使うことで上記の問題が解決できる。

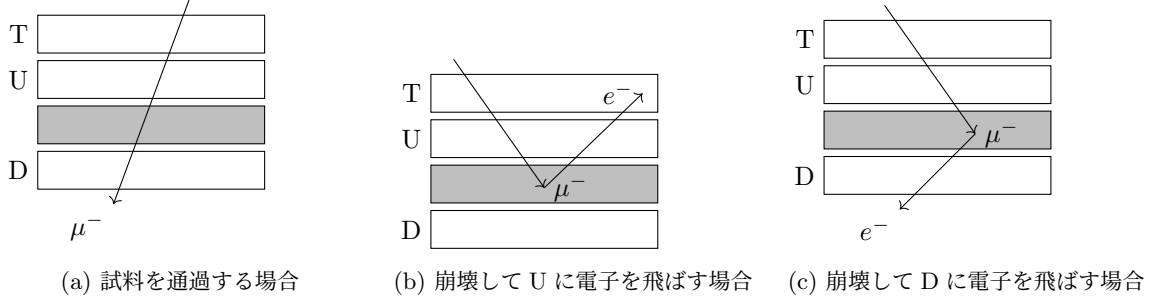


図 2.1: PSc+PMT の配置と粒子の飛程

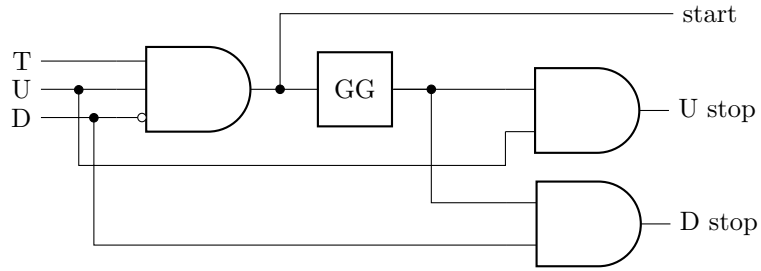


図 2.2: 回路の概要

上下の検出器でのカウントをそれぞれ N_U, N_D とする。1.2 で述べた μ^- の原子核捕獲も考慮すると、以下の式が成り立つと考えられる。

$$\begin{aligned} N_U &= N_{U0}^+(1 + AP^+ \cos \omega t) e^{-t/\tau_+} + N_{U0}^-(1 + AP^- \cos \omega t) e^{-t/\tau_-} + BG_D \\ N_D &= N_{D0}^+(1 - AP^+ \cos \omega t) e^{-t/\tau_+} + N_{D0}^-(1 - AP^- \cos \omega t) e^{-t/\tau_-} + BG_D \end{aligned} \quad (1.3)$$

ここで τ_- は原子核捕獲のため一般に小さく、 μ^- は試料に侵入すると周囲の電子との間で相互作用してスピン偏極が破れる。このため $t \gg \tau_-$ にて (1.3) 各式の第 2 項は無視できる。 $N'_U = N_U - BG_U, N'_D = N_D - BG_D$ 及び実数 α を使って、

$$\mathcal{A} = \frac{\alpha N'_U - N'_D}{\alpha N'_U + N'_D} = \frac{(\alpha N_{U0}^+ - N_{D0}^+) + (\alpha N_{U0}^+ + N_{D0}^+) AP^+ \cos \omega t}{(\alpha N_{U0}^+ + N_{D0}^+) + (\alpha N_{U0}^+ - N_{D0}^+) AP^+ \cos \omega t} \quad (1.4)$$

と表される非対称度は、 $\alpha N_{U0}^+ - N_{D0}^+ = 0$ なる α にて角振動数 ω の三角関数となる。

2 実験・解析方法

2.1 寿命測定

2.2 スピン偏極測定

3 結果・考察

3.1 ミュオンの寿命

3.2 スピン偏極

付録 A 論理回路

実験で実際に用いた NIM モジュールの回路を図 A.1 に掲げる。主に Cu, Al からの信号の入力部 (Cu, Al)、大理石からの入力部 (CaCO_3)、制御部 (GATES)、出力部 (OUTPUTS) に大別できる。

入力は TUD 各層それぞれ 3 組の PSc+PMT から引いている。それぞれ T1, T2, T3, U1, ... と番号を振っている。Cu, Al の T に描いたような or 接続を Cu, Al の U 以下全ての入力端子でとっているが、簡単のため Cu, Al の T 以外は省略した。なお、この or 接続以前で delay を置いているのは Cu, Al の T のみである。

制御部 GATES は Cu, Al と大理石の信号が干渉しないようにスイッチの役割を果たす。具体的には、Cu, Al 側の GG が起動している間は大理石の信号が入っても stop と判定しない。逆もまた然りである。

DAQ-PC では短時間に複数の start 信号を受けたとき最初の信号のみを使用し、それ以降の信号は無視する。

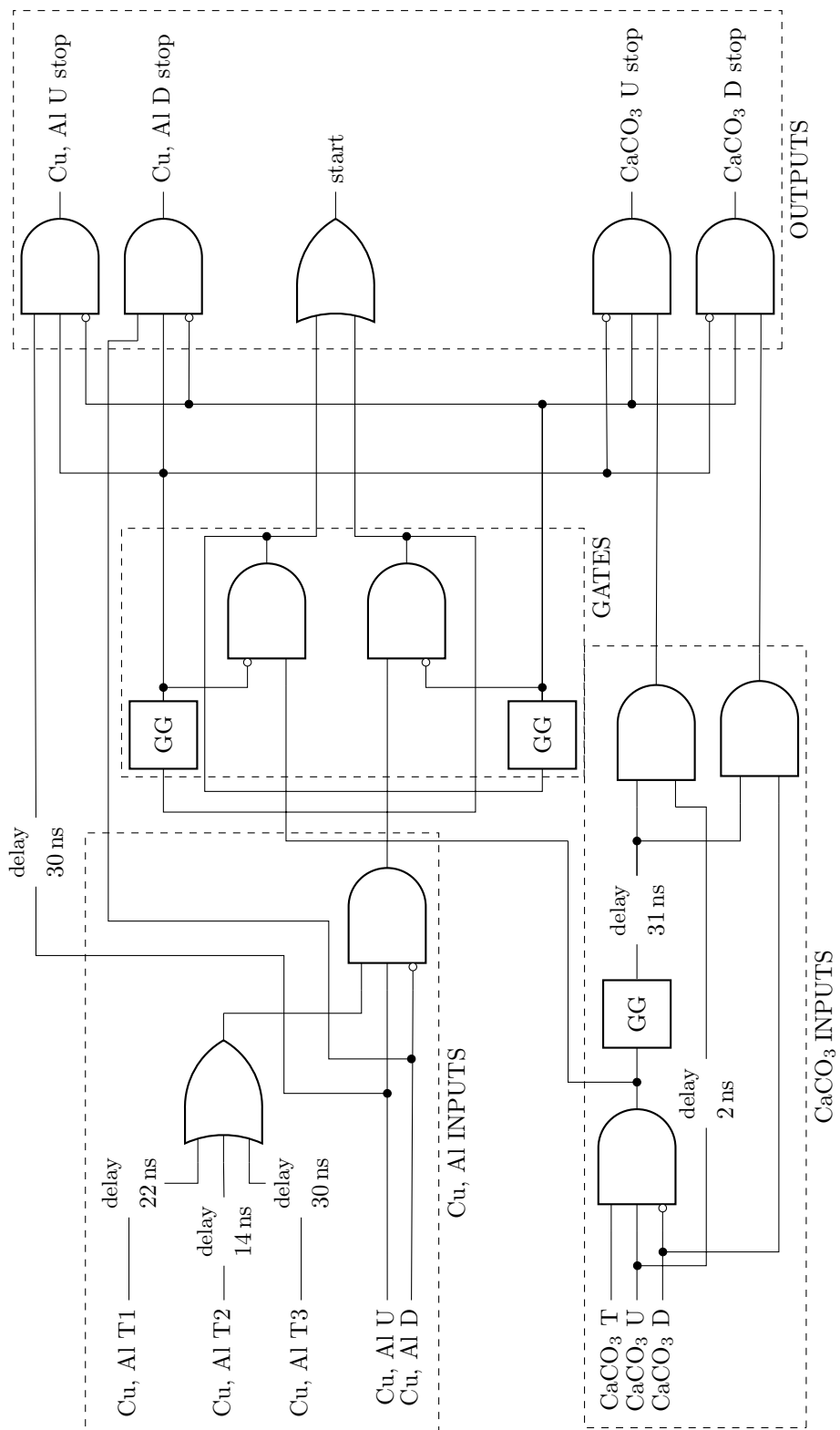


図 A.1 : 実験で用いた論理回路

参考文献

- [1] 伊藤泰男, 鍛冶東海, 田畑米穂, 吉原賢二, 「素粒子の化学」学会出版センター (1985)