

# 宇宙線観察から学ぶ粒子の崩壊とスピン回転

2022 年 11 月 5 日

## 1 理論

### 1.1 ミュオンの生成

ミュオン  $\mu^-$  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, 荷電粒子のおよそ 80% である [1]. 水平面積  $1\text{ cm}^2$  に  $1\text{ min}$  あたりおよそ 1 個のミュオンが平均  $4\text{ GeV}$  で飛来する [2]. 電荷は  $-1$ , スピン  $1/2$ , 質量  $(105.658\,374\,5 \pm 0.000\,002\,4)\text{ MeV}$  で電子の約 200 倍あり, 平均寿命は  $(2.196\,981\,1 \pm 0.000\,002\,2)\mu\text{s}$  である [2]. 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のみ, 反ニュートリノは正のみであるから, 角運動量保存よりパイオン静止系にて  $\mu^+$  のスピンは運動量と同じであり,  $\mu^-$  は逆となる (図 1). 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, 図 2 のように実験室系にて地表に降り注ぐ向きの運動量が大きい  $\mu^+$  はスピンが上向き,  $\mu^-$  はスピンが下向きになる割合が多くなると考えられる.

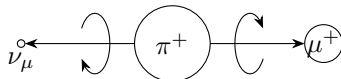


図 1:  $\pi^+$  の崩壊

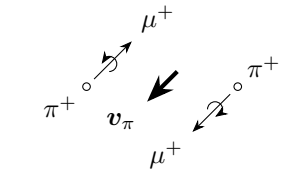


図 2: 地表に降り注ぐ荷電粒子とスピン

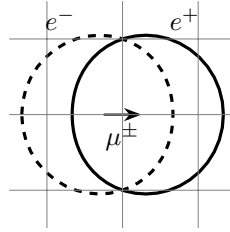


図 3:  $\mu^\pm$  のスピン (矢印) と崩壊にて放出される  $e^+$  (実線) 及び  $e^-$  (破線) の分布

## 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  $2.2\mu\text{s}$  で崩壊し電子または陽電子を放出する。

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

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

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は定数係数を除いて以下の式で近似される [2].

$$\frac{d^2\Gamma}{dx d\cos\theta} \propto [3 - 2x \pm P_\mu \cos\theta(2x - 1)]x^2$$

ただし  $x = 2E_e/\mu$  で,  $\theta$  は電子の運動量とミュオンのスピンの間の角である. 簡単な場合に図示すると図 3 のようになる. すなわち,  $\mu^+$  はスピンと同じ向きに陽電子を,  $\mu^-$  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  $\mu^-$  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  $\mu^-$  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,  $\mu^-$  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  $\mu^+$  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 のようになる [3].

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,  $\mu^-$  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.

$$N(t) = N_0^+ e^{-t/\tau_+} + N_0^- e^{-t/\tau_-} + BG \quad (1)$$

表 1: 各元素における  $\mu^-$  の寿命変化

| 元素 | 文献値 [ $\mu\text{s}$ ] |
|----|-----------------------|
| Cu | 0.16                  |
| Al | 0.86                  |
| Ca | 0.33                  |
| C  | 2.04                  |
| O  | 0.81                  |

#### 1.4 ミュオンのスピン偏極検出

1.2 に基づけば、運動量の比較的大きいミュオンが多くトラップされるとき、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。そこで偏極の検出では一般にミュオンスピン回転 ( $\mu\text{SR}$ ) と呼ばれる Larmor 歳差運動を用いた方法を採用。

図 4 に示すように、磁気回転比  $\gamma$  のミュオンに磁場  $B$  がかったとき、

$$\omega = \gamma B \quad (2)$$

でスピンは歳差運動する。ここで  $\gamma = 2\pi \times 135.5342 \text{ MHz/T}$  である。したがって 1.2 によれば、放出 (陽) 電子の角度分布も磁場を軸に回転し、粒子の検出数が崩壊時間によって変化する (図 5)。

上下の検出器でのカウントをそれぞれ  $N_U, N_D$  とし、(2) の  $\omega$  の大きさを  $\omega$  とすれば、1.3 で述べた  $\mu^-$  の原子核捕獲も考慮して、以下の式が成り立つと考えられる。

$$\begin{aligned} N_U(t) &= N_{U0}^+(1 + P^+ \cos \omega t) e^{-t/\tau_+} + N_{U0}^-(1 + P^- \cos \omega t) e^{-t/\tau_-} + BG_D \\ N_D(t) &= N_{D0}^+(1 - P^+ \cos \omega t) e^{-t/\tau_+} + N_{D0}^-(1 - P^- \cos \omega t) e^{-t/\tau_-} + BG_D \end{aligned} \quad (3)$$

ここで  $\tau_-$  は原子核捕獲のため一般に小さく、 $t \gg \tau_-$  にて各式の第 2 項は無視できる。加えて  $\mu^-$  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ので  $N_{U0}^-, N_{D0}^-$  は小さい。(3) 各式の第 2 項を

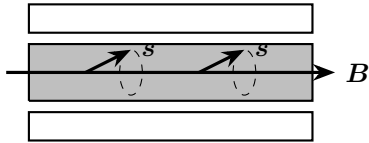


図 4: Larmor 歳差運動を用いたミュオンスピン検出装置の配置。着色部で表す試料の上下を検出器で挟む。水平に磁場をかけるとスピンの歳差運動し、崩壊の際に放出される粒子の分布が上下で時々刻々と変化する。

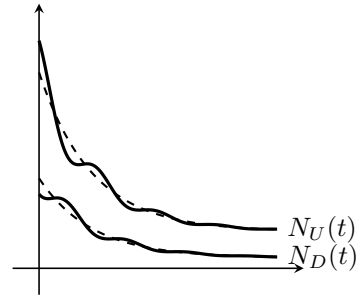


図 5: Larmor 歳差運動下で予想される粒子検出数の時間変化。試料は比較的大きな運動量の大きいミュオンを捕獲するものとし、破線は磁場をけない場合を表す。

無視すれば、 $N'_U = N_U - BG_U$ ,  $N'_D = N_D - BG_D$  及び実数  $\alpha$  を使って、

$$\mathcal{A} = \frac{\alpha N'_D - N'_U}{\alpha N'_D + N'_U} = \frac{(\alpha N_{D0}^+ - N_{U0}^+) + (\alpha N_{D0}^+ + N_{U0}^+) P^+ \cos \omega t}{(\alpha N_{D0}^+ + N_{U0}^+) + (\alpha N_{D0}^+ - N_{U0}^+) P^+ \cos \omega t} \quad (4)$$

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

## 2 実験・解析方法

本演習では、

- ミュオンの寿命
- 負ミュオンの寿命変化
- スピン偏極

の測定を目的とする。

### 2.1 寿命測定

図 6 に示すように試料を上下からプラスチックシンチレータ (PSc) で挟み光電子増倍管 (PMT) に接続する。試料には Cu, Al の板を重ね合わせたものと、大理石の板とを使った。PSc+PMT は上層から順に T,U,D とし、各層でシンチレーション光を別々に検出できるようにする。

宇宙線及び崩壊粒子の飛程を考慮すると、以下の事象が考えられる。

- (a). 粒子が試料を通過
- (b). 崩壊時に粒子を上方へ放出
- (c). 崩壊時に粒子を下方へ放出

事象 (a) では TUD 全ての PSc+PMT が反応するが、事象 (b), (c) ではまず TU が反応し D が反応しない。その後時間を置いて粒子が崩壊すると、事象 (b) では U が、事象 (c) では D が反応する。

各事象を弁別するためおおよそ図 7 に示す論理回路を組む。<sup>\*1</sup> 左端の and ゲートでミュオンが試料に停止したか検出し、停止すればゲートジェネレータを作動、時間測定を開始する。このゲートジェネレータが作動している間に U または D で信号を検出すれば、崩壊によって粒子が放出されたものとして同図右側の and ゲートで測定を止める。

Cu, Al 及び及び大理石それぞれの試料で計測は 18 h, 51 h にわたって行った。

U, D 両側で測定したカウント  $N_U, N_D$  を合計して、時間を横軸としてヒストグラムにする。 $N_U + N_D$  の分布は (1) に従うはずであるから、この式によってフィッティングし寿命  $\tau_+, \tau_-$  を求める。<sup>\*2</sup>

<sup>\*1</sup> 実際に構成した論理回路は付録 A を参照。2 種類の試料を同時に測定するため、入出力が 2 系統あるのに加えて制御系統が複雑になっている。

<sup>\*2</sup> 解析コードは <https://github.com/LowToneVoice/ksc16/tree/main/group7/analysis> に掲載。

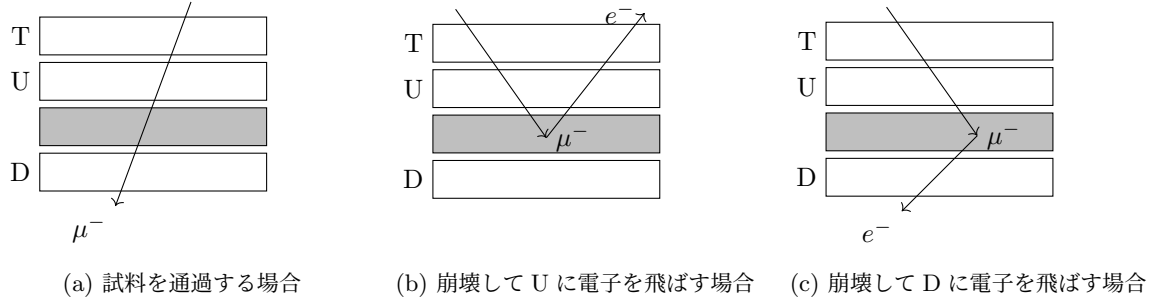


図 6: PSc+PMT の配置と粒子の飛程. 着色部が試料を表す.

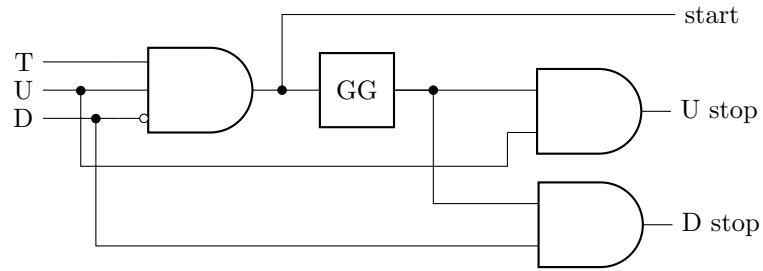


図 7: 回路の概要. GG はゲートジェネレータを表し, 入力から所定の時間 (本演習では 20  $\mu$ s) 出力を続ける.

## 2.2 スピン偏極測定

2.1 での Cu, Al の実験と同様にセットアップした上で, ソレノイドコイルによって水平に磁場を印加, 崩壊時間を測定する.

解析にあたっては, まず上下別々にヒストグラムを描いて

$$\begin{aligned} N_U(t) &= N_U^0 e^{-t/\tau_U} + BG_U \\ N_D(t) &= N_D^0 e^{-t/\tau_D} + BG_D \end{aligned} \quad (5)$$

でフィッティングする. 得られたバックグラウンドを除いて  $N'_U = N_U - BG_U$ ,  $N'_D = N_D - BG_D$  とし,  $\alpha$  を 0.01 ずつ変えて非対称度 (4) を計算する. ただし時間原点を揃える必要があるため, 回路に組み込んだ遅延を考慮して,

$$\mathcal{A}(\alpha, t_{\text{offset}}) = \frac{\alpha N'_D(t + t_{\text{offset}}) - N'_U(t)}{\alpha N'_D(t + t_{\text{offset}}) + N'_U(t)}, \quad t_{\text{offset}} = -30 \text{ ns} \quad (6)$$

の  $A \cos(2\pi f t)$  によるフィッティングが最適なものを探す. フィッティングの  $\chi^2$  が最小になる  $\alpha$  における  $f$  を振動数の測定値とする.

検証のため測定値  $f$  と (2) から磁場の強さ  $B$  を逆算して, ソレノイドコイルの設計上期待される値  $B_{\text{design}} = 2 \text{ mT}$  と比較する.

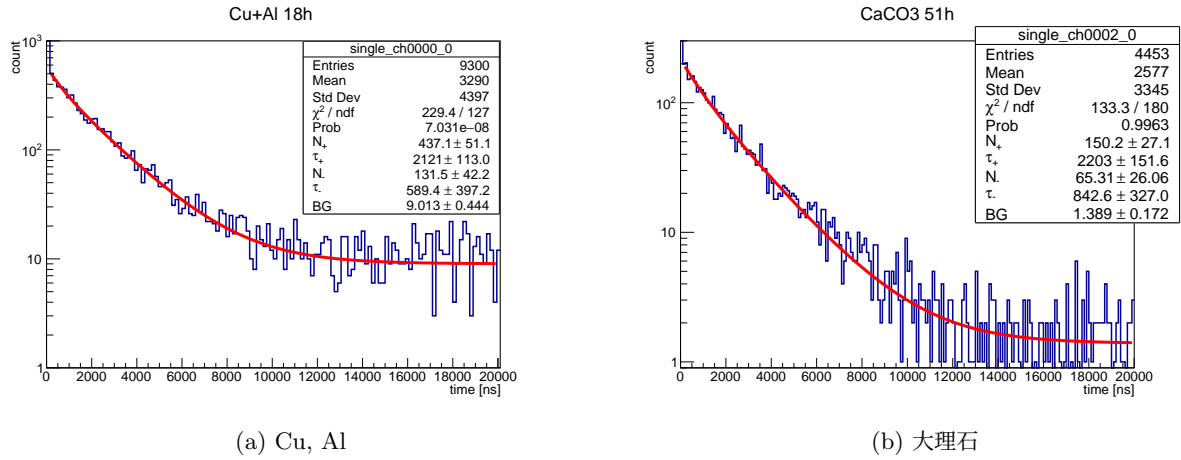


図 8: 寿命測定結果

表 2:  $\mu^\pm$  の寿命測定結果. 文献値は [3] から.

| 試料     | 粒子      | 寿命 [ $\mu$ s]   | 文献値 [ $\mu$ s]             |
|--------|---------|-----------------|----------------------------|
| Cu, Al | $\mu^+$ | $2.12 \pm 0.11$ | 2.20                       |
|        | $\mu^-$ | $0.59 \pm 0.40$ | Cu: 0.16, Al: 0.86         |
| 大理石    | $\mu^+$ | $2.20 \pm 0.15$ | 2.20                       |
|        | $\mu^-$ | $0.84 \pm 0.33$ | Ca: 0.33, C: 2.04, O: 0.81 |

### 3 結果・考察

#### 3.1 ミュオンの寿命

測定データを図 8 に掲げる. フィッティングした曲線に基づき, それぞれの試料におけるミュオンの寿命は表 2 のとおりになる.

特に Cu, Al の結果についてはフィッティングの  $\chi^2$  値の上側累積確率が極端に小さく信頼性に乏しい. 大理石を試料としたものはその点問題ない. 特に  $\mu^+$  の結果は文献値によく沿っている. また  $\mu^-$  については構成元素単体の寿命の間をとることがわかる.

以上により,  $\mu^+$  の寿命及び  $\mu^-$  の原子核捕獲が計測された.

#### 3.2 スピン偏極

測定結果に (5) でフィッティングしたものを図 9 に掲げる. 磁場をかけることでカウントは (3) に従うはずであり (5) によるフィッティングは本来妥当でないが, この操作はバックグラウンドを差し引くためのものなので,  $BG_U$  の標準偏差及び  $\chi^2$  値の上側累積確率などフィッティングの信頼性は特に留意しない. 各変数は表 3 のようになる.

次いで  $\alpha$  を  $0 \leq \alpha \leq 5$  で 0.01 ずつ変えて非対称度 (6) を計算し,  $A \cos(2\pi ft)$  にフィッティングさせた

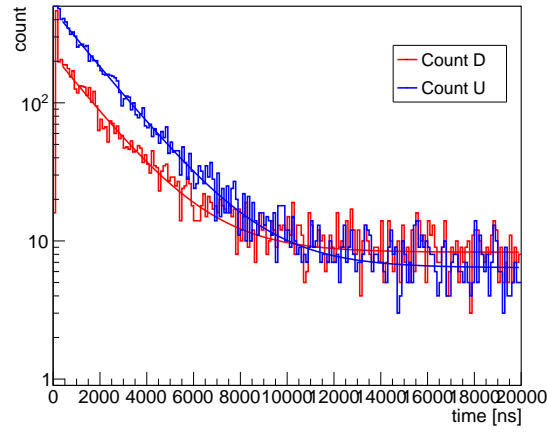


図 9: スピン偏極測定で得られるデータと (9) によるフィッティング

表 3: (5) によってフィッティングしたときの変数値

|          |                               |
|----------|-------------------------------|
| $N_U^0$  | $4.63817e+02 \pm 8.72257e+00$ |
| $\tau_U$ | $2.07050e+03 \pm 3.18642e+01$ |
| $BG_U$   | $6.39559e+00 \pm 2.74083e-01$ |
| $N_D^0$  | $2.14776e+02 \pm 6.68531e+00$ |
| $\tau_D$ | $2.00158e+03 \pm 5.62010e+01$ |
| $BG_D$   | $8.27831e+00 \pm 2.91137e-01$ |

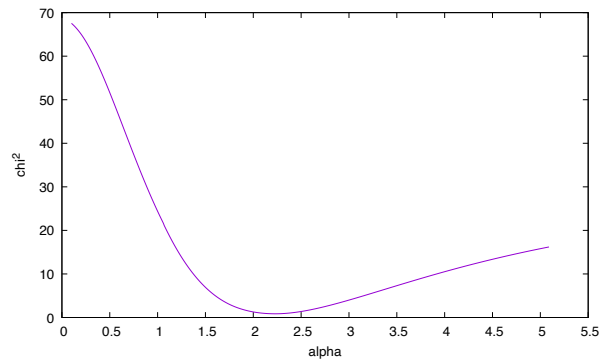


図 10:  $\alpha$  を変えて非対称度 (6) を三角関数でフィッティングしたときの  $\chi^2$  値

ときの  $\chi^2$  値を図 10 に示す. 極値は  $(\alpha, \chi^2) = (2.23, 0.85)$  であり, 上側累積確率は 74.7% である. そこで  $\alpha = 2.23$  を採用して (6) を描き  $\cos$  でフィッティングすると図 11 の通りになる.

これより振動周期  $T = (4.217 \pm 0.517) \text{ s}$  を得て, (2) より磁場を計算すると  $B = (1.75 \pm 0.22) \text{ mT}$  となる.  $B_{\text{design}} = 2 \text{ mT}$  と比較して, この結果が妥当であることが確かめられる.

以上より, ミュオンのスピンの運動量に応じて偏極していることが確認された.

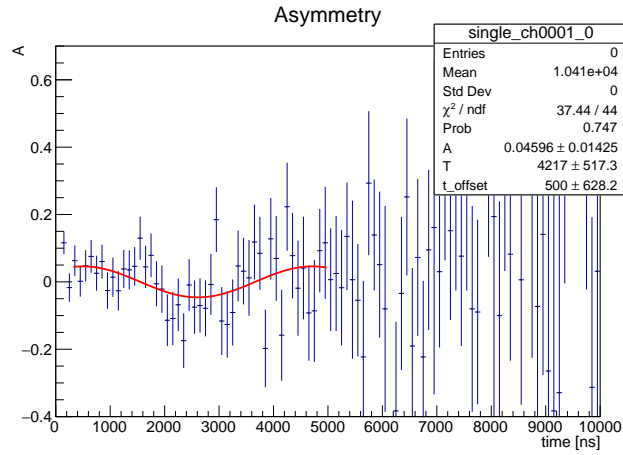


図 11: 非対称度  $A$  と  $\cos$  によるフィッティング

## 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 12 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 ( $\text{CaCO}_3$ ), 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．粒子のカウント数が各 PSc にてミュオンの飛来数に合わせ  $1 \text{ count/cm}^2/\text{min}$  となるように閾値を設定しておく [1]．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, それ以降の信号は停止信号を得ない限り所定の時間 ( $20 \mu\text{s}$ ) 無視する．



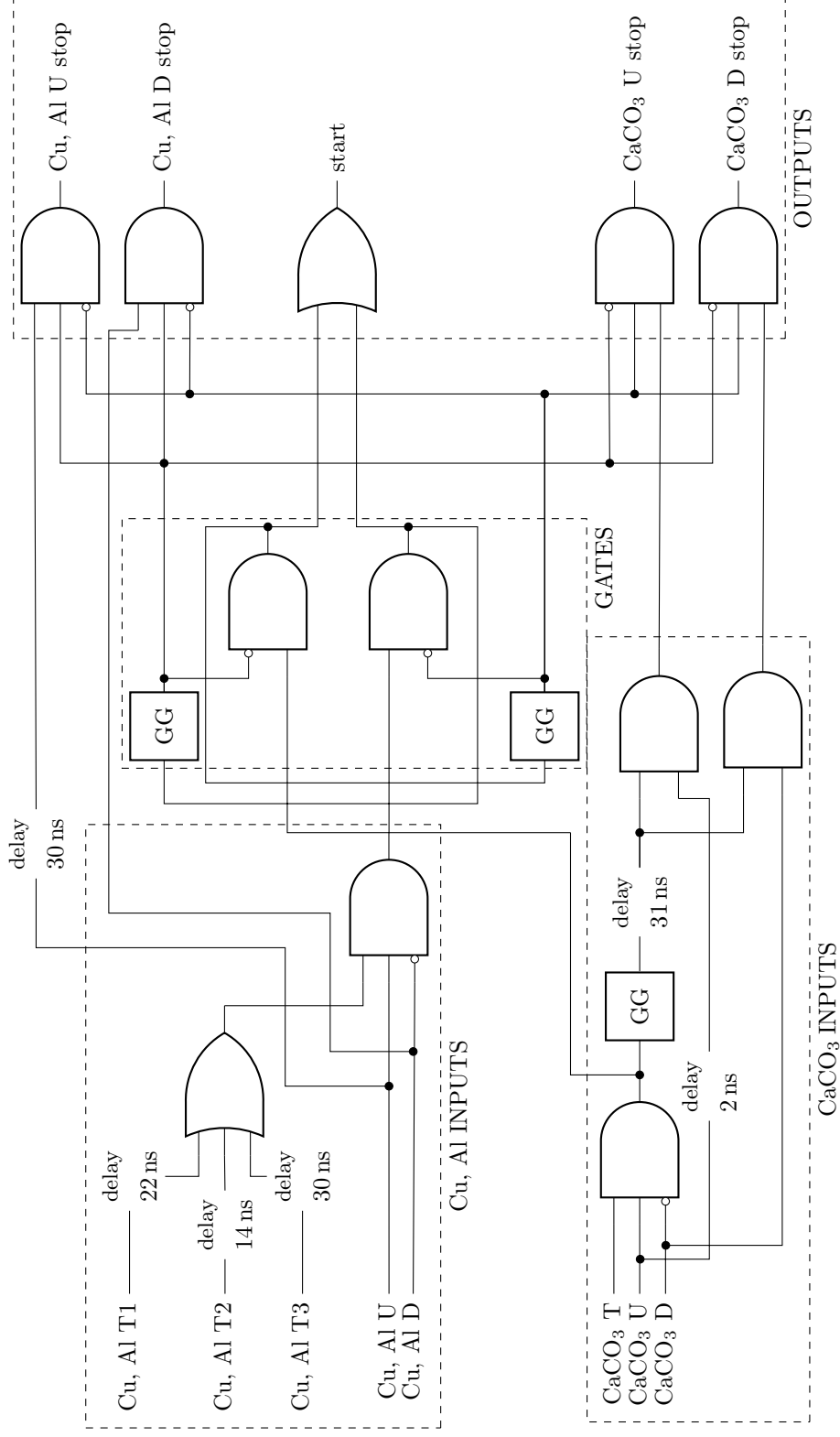


図 12: 実験で用いた論理回路

## 参考文献

- [1] Claus Grupen, 小早川恵三訳「宇宙素粒子物理学」シュプリンガー・ジャパン (2009)
- [2] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018)
- [3] 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)