

2003年度 課題研究P2  
Møller 散乱を用いた  
 $\beta$ 崩壊における parity の破れの検証

黒澤陽一 竹内道久 中島康博

平成16年10月27日

# 目次

<b>第 1 章 理論</b>	<b>3</b>
1.1 V-A 理論によるベータ崩壊における Parity の破れの検証 . . . . .	3
1.2 Møller scattering . . . . .	7
1.2.1 introduction . . . . .	7
1.2.2 散乱断面積 . . . . .	7
1.2.3 偏極度と Asymmetry . . . . .	13
<b>第 2 章 実験装置</b>	<b>14</b>
2.1 装置概要 . . . . .	14
2.2 Spectrometer Magnet . . . . .	15
2.2.1 Magnet 本体 . . . . .	15
2.2.2 Simulation . . . . .	15
2.2.3 実際の Spectrum の測定 . . . . .	18
2.3 ターゲットの磁化と偏極率 . . . . .	21
2.3.1 setup . . . . .	21
2.3.2 磁化の測定 . . . . .	22
2.3.3 磁化の計算 . . . . .	27
2.3.4 偏極率の計算 . . . . .	27
2.4 本実験 . . . . .	28
<b>第 3 章 結果・解析</b>	<b>29</b>
3.1 Energy calibration . . . . .	29
3.1.1 方法 . . . . .	29
3.1.2 gain の変化 . . . . .	29
3.2 観測されたイベント . . . . .	29
3.3 アクシデンタルイベントの見積もり . . . . .	34
3.4 エネルギーによるカット . . . . .	34
3.5 重心系での散乱角 $\theta$ によるカット . . . . .	35
3.5.1 イベント数の $\cos \theta$ に対する分布 . . . . .	35
3.5.2 アシンメトリーの $\cos \theta$ に対する分布 . . . . .	36
3.5.3 カット . . . . .	38
3.6 Al ターゲットでの "null" asymmetry . . . . .	38
3.7 入射電子の polarization . . . . .	39
3.8 まとめ . . . . .	39

<b>第 4 章 考察</b>	<b>41</b>
4.1 ターゲット . . . . .	41
4.2 null asymmetry の評価 . . . . .	42
4.3 偏極率の結果に関するまとめ . . . . .	42
<b>第 5 章 謝辞</b>	<b>44</b>
<b>付 録 A 偏極率の計算と誤差の評価</b>	<b>46</b>
<b>付 録 B DAQ ソースコード</b>	<b>48</b>

# 第1章 理論

## 1.1 V-A 理論によるベータ崩壊における Parity の破れの検証

V-A 理論によるとベータ崩壊において Parity が破れることが予想される。その破れを計算しよう。

1934年 Fermi によって提案された  $\beta$  崩壊を記述する理論は、 $p, n, e^-, \bar{\nu}_e$  をそれぞれ spin 1/2 のフェルミオンとして一点で相互作用する理論である。

その相互作用 Lagrangian 密度は

$$L_{int} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} j^{\mu\dagger} j_\mu \quad (1.1)$$

但し

$$j^\mu = \bar{\psi}_p \gamma^\mu \psi_n + \bar{\psi}_e^- \gamma^\mu \psi_\nu$$

$G_F$  : Fermi constant

という (current)  $\times$  (current) という形をしている。この Lagrangian は Parity を破らない。Parity を破る Lagrangian を作るため、 $\alpha$  という変数を導入し、current を拡張する。

すなわち、相互作用 Lagrangian 密度として

$$L_{int} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} j^{\mu\dagger} j_\mu \quad (1.2)$$

但し

$$j^\mu = l^\mu + h^\mu$$

$$l^\mu = \bar{\psi}_e \gamma^\mu (1 + \alpha \gamma^5) \psi_\nu$$

$$h^\mu = \bar{\psi}_p \gamma^\mu (1 + \alpha' \gamma^5) \psi_n$$

とする。ここで、 $\alpha = -1$  としたものが V-A 理論であり、実験をよく表している。

$\beta$  崩壊を

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

と考えると、この過程の S matrix element は

$$\langle p, e^-, \bar{\nu}_e | S | n \rangle = \langle 0 | A_p A_e B_\nu i \int d^4x L_{int} A_n^\dagger | 0 \rangle \quad (1.3)$$

但し

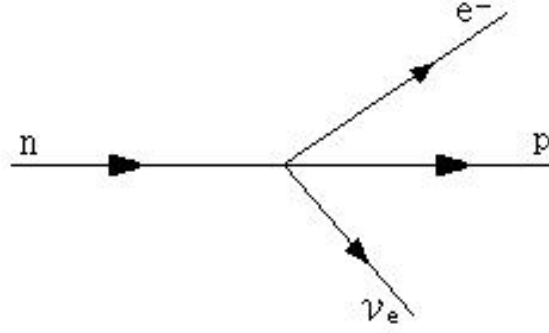


図 1.1:  $\beta$  崩壊

$$\psi(x) = \int \frac{d^3p}{(2\phi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E}} \sum_s (a_{\vec{p},s} u_{\vec{p},s} e^{-ipx} + b_{\vec{p},s}^\dagger v_{\vec{p},s} e^{ipx})$$

また、

$$A_n^\dagger |0\rangle = \sqrt{2E_n} a_n^\dagger |0\rangle = |n\rangle \quad \text{etc.}$$

$$\{a_{\vec{p},s}, a_{\vec{p}',s'}^\dagger\} = \{b_{\vec{p},s}, b_{\vec{p}',s'}^\dagger\} = (2\phi)^3 \delta^3(\vec{p} - \vec{p}') \delta_{ss'}$$

これを計算すると不変散乱振幅として

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e \gamma^\mu (1 + \alpha \gamma^5) v_\nu \bar{u}_n \gamma_\mu (1 + \alpha' \gamma^5) u_p) \quad (1.4)$$

および、

$$\begin{aligned} |M|^2 &= \frac{G_F^2}{2} \hbar (u_e \bar{u}_e \gamma^\mu (1 + \alpha \gamma^5) v_\nu \bar{v}_\nu \gamma^\nu (1 + \alpha^* \gamma^5)) \\ &\times \hbar (u_n \bar{u}_n \gamma^\mu (1 + \alpha'^* \gamma^5) u_p \bar{u}_p \gamma_\nu (1 + \alpha' \gamma^5)) \end{aligned}$$

が得られる。

ここで実験は  $n$  を偏極させず  $p$  の helicity も測らないので

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sum_{s_n, s_p, s_{\bar{v}}} |M|^2 &= \frac{G_F^2}{4} \hbar (u_e \bar{u}_e \gamma^\mu (1 + \alpha \gamma^5) (\not{p}_{\bar{v}} + m_{\bar{v}}) \gamma^\nu (1 + \alpha^* \gamma^5)) \\ &\times \hbar ((\not{p}_n + m_n) \gamma_\mu (1 + \alpha'^* \gamma^5) (\not{p}_p + m_p) \gamma_\nu (1 + \alpha' \gamma^5)) \\ &\equiv \frac{G_F^2}{4} (T_{lepton})^{\mu\nu} (T_{hadron})_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.5)$$

いま始状態の  $n$  が静止していたとすると、

$$\not{p}_n + m_n \simeq m_n (\gamma^0 + 1) \quad (1.6)$$

${}^{90}\text{Sr}$  の崩壊の際の電子の最大運動エネルギーは 2.2[MeV] と  $p$  の質量に比べ小さいので proton も静止しているとしてよい。

$$\not{p}_p + m_n \simeq m_p(\gamma^0 + 1) \quad (1.7)$$

よって hadron の項は

$$\begin{aligned} (T_{hadron})_{\mu\nu} &\simeq m_n m_p \hbar ((\gamma^0 + 1)\gamma_\mu (1 + \alpha'^* \gamma^5)(\gamma^0 + 1)\gamma_\nu (1 + \alpha' \gamma^5)) \\ &= 8m_n m_p (g_{\mu 0} g_{\nu 0} + |\alpha'|^2 (-g_{\mu\nu} + g_{\mu 0} g_{\nu 0})) \end{aligned} \quad (1.8)$$

$\bar{\nu}$  の質量は十分小さいので  $m_{\bar{\nu}} = 0$  とする。偏極した電子を表すのに projection operator

$$\left(\frac{1 + \gamma^5 s \not{s}}{2}\right)$$

但し

$e^\mu$  : 単位 4 元ベクトル

$s = \pm 1$  を使うと

$$\left(\frac{1 + \gamma^5 s \not{s}}{2}\right) \sum_{s'} u_{es'} u_{\bar{e}s'} = \left(\frac{1 + \gamma^5 s \not{s}}{2}\right) (\not{p} + m_e) \quad (1.9)$$

と書ける。これを用いて  $T_{lepton}$  を計算すると

$$\begin{aligned} (T_{lepton})^{\mu\nu} &= \hbar \left(\frac{1 + \gamma^5 s \not{s}}{2}\right) (\not{p} + m_e) \gamma^\mu (1 + \alpha \gamma^5) \not{p}_\nu \gamma^\nu (1 + \alpha^* \gamma^5) \\ &= 4(1 + |\alpha|^2) (p_e^\mu p_\nu^\nu - (p_e p_\nu) g^{\mu\nu} + p_e^\nu p_\nu^\mu) \\ &\quad - 4i(\alpha + \alpha^*) (p_e)_\alpha (p_\nu)_\beta \epsilon^{\alpha\mu\beta\nu} \\ &\quad - 4im_e (1 + |\alpha|^2) s (e)_\alpha (p_\nu)_\beta \epsilon^{\alpha\mu\beta\nu} \\ &\quad + 4m_e (\alpha + \alpha^*) (s e^\mu p_\nu^\nu - s (e p_\nu) g^{\mu\nu} + s e^\nu p_\nu^\mu) \end{aligned} \quad (1.10)$$

よって

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sum_{s_n, s_p, s_{\bar{\nu}}} |M|^2 &= 8m_n m_p G_F \left( (1 + |\alpha|^2) (p_e^0 p_\nu^0 - \vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu) \right. \\ &\quad + m(\alpha + \alpha^*) (s e^0 p_\nu^0 - s \vec{e} \cdot \vec{p}_\nu) \\ &\quad + |\alpha'|^2 \left( (1 + |\alpha|^2) (3p_e^0 p_\nu^0 - \vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu) \right) \\ &\quad \left. + m_e (\alpha + \alpha^*) (3s e^0 p_\nu - \vec{e} \cdot \vec{p}_\nu) \right) \end{aligned} \quad (1.11)$$

となる。

$\beta$  崩壊の確率を  $\wp(s)$  とすると

$$\wp(s) \propto \int d^3 x p_\nu \sum_{s_n, s_p, s_{\bar{\nu}}} |M|^2 \quad (1.12)$$

なので  $|M|^2$  の中の  $\vec{p}_\nu$  に比例する項は落ちる。

又、 $p_e^0$  に比例する項は有限値をとるので

$$\wp(s) \propto (1 + |\alpha|^2)p_e^0 + m_e(\alpha + \alpha^*)s \cdot e^0 \quad (1.13)$$

となる。 $e^\mu$  として

$$e^\mu = \left( \frac{\vec{p} \cdot \vec{a}}{m}, \vec{a} + \frac{\vec{p} \cdot (\vec{a} \cdot \vec{p})}{m(p_0 + m)} \right)$$

$\vec{a} \parallel \vec{p}$  ととれば

$$e^\mu = \left( \frac{|\vec{p}_e|}{m_e}, \frac{p_e^0}{m_e} \frac{\vec{p}_e}{|\vec{p}_e|} \right)$$

となる

$$\wp(s) \propto (1 + |\alpha|^2) + s(\alpha + \alpha^*)\beta \quad (1.14)$$

但し

$$\beta = \frac{|\vec{p}_e|}{p_e^0}$$

である。電子の縦偏極度は

$$P_i = \frac{\wp(+)-\wp(-)}{\wp(+)+\wp(-)} \quad (1.15)$$

$$= \frac{\alpha + \alpha^*}{1 + |\alpha|^2} \beta \quad (1.16)$$

となり、 $\alpha + \alpha^* \neq 0$  のとき電子は偏極している。

$\alpha = -1$  が V-A 理論であったので、つまり、

$$P_i = -\beta \quad (1.17)$$

となる。

## 1.2 Møller scattering

### 1.2.1 introduction

$\beta$ 崩壊で放出される電子の縦偏極度を、Møller 散乱を利用して測定するのが、我々の実験の目的である。Møller 散乱では、incident 電子と target 電子の spin が parallel な時と、antiparallel な時では散乱断面積が違う。spin を揃えるため target の鉄 foil を磁化させ、一定時間毎にその向きを反転させ（できる限り parallel と antiparallel の条件を一定にするため）、Møller 散乱の断面積の違いを見れば incident 電子の縦偏極度が分かる。

そこでまず Møller 散乱の、重心系で、初期状態については spin 平均せず、終状態については spin 和をとった場合の  $\frac{\sigma_p}{\sigma_a}$  を計算する。

### 1.2.2 散乱断面積

次のような Lagrangian で考える。

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) - \frac{1}{4}(F_{\mu\nu})(F^{\mu\nu}) + e(\bar{\psi}\gamma^\mu \psi)A_\mu \\ \mathcal{L}_0 &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) - \frac{1}{4}(F_{\mu\nu})(F^{\mu\nu}) \\ \mathcal{L}_{int} &= e(\bar{\psi}\gamma^\mu \psi)A_\mu\end{aligned}$$

この時摂動の1次は消えるので2次を評価する。Feynman diagram は図1.2の2つである。

#### 電子と電子の散乱

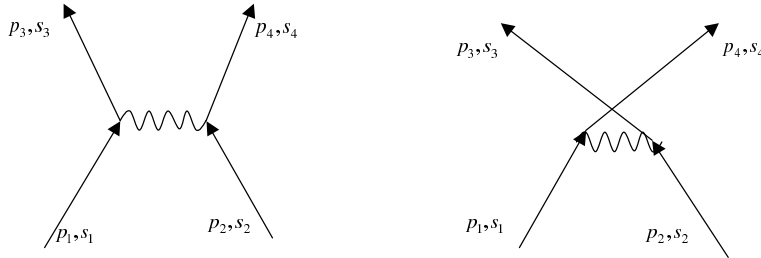


図 1.2: Feynman diagram

不変散乱振幅を書き下すと、

$$\mathcal{M} = e^2 \left( \frac{1}{(p_3 - p_1)^2} (\bar{u}_3 \gamma^\mu u_1) (\bar{u}_4 \gamma_\mu u_2) - \frac{1}{(p_4 - p_1)^2} (\bar{u}_4 \gamma^\mu u_1) (\bar{u}_3 \gamma_\mu u_2) \right)$$

ただし  $u_i = u(p_i, s_i)$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ )



$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}|^2 &= e^4 \left( \frac{1}{(p_3 - p_1)^2} (\bar{u}_3 \gamma^\mu u_1) (\bar{u}_4 \gamma_\mu u_2) - \frac{1}{(p_4 - p_1)^2} (\bar{u}_4 \gamma^\mu u_1) (\bar{u}_3 \gamma_\mu u_2) \right) \\
&\quad \left( \frac{1}{(p_3 - p_1)^2} (\bar{u}_1 \gamma^\nu u_3) (\bar{u}_2 \gamma_\nu u_4) - \frac{1}{(p_4 - p_1)^2} (\bar{u}_1 \gamma^\nu u_4) (\bar{u}_2 \gamma_\nu u_3) \right) \\
&= e^4 \left( \frac{1}{(p_3 - p_1)^4} \text{tr}(u_4 \bar{u}_4 \gamma_\mu u_2 \bar{u}_2 \gamma_\nu) \text{tr}(u_1 \bar{u}_1 \gamma^\nu u_3 \bar{u}_3 \gamma^\mu) \right. \tag{1.18}
\end{aligned}$$

$$+ \frac{1}{(p_4 - p_1)^4} \text{tr}(u_3 \bar{u}_3 \gamma_\mu u_2 \bar{u}_2 \gamma_\nu) \text{tr}(u_1 \bar{u}_1 \gamma^\nu u_4 \bar{u}_4 \gamma^\mu) \tag{1.19}$$

$$- \frac{1}{(p_3 - p_1)^2 (p_4 - p_1)^2} \text{tr}(u_4 \bar{u}_4 \gamma_\mu u_2 \bar{u}_2 \gamma_\nu u_3 \bar{u}_3 \gamma^\mu u_1 \bar{u}_1 \gamma^\nu) \tag{1.20}$$

$$\left. - \frac{1}{(p_3 - p_1)^2 (p_4 - p_1)^2} \text{tr}(u_3 \bar{u}_3 \gamma_\mu u_2 \bar{u}_2 \gamma_\nu u_4 \bar{u}_4 \gamma^\mu u_1 \bar{u}_1 \gamma^\nu) \right) \tag{1.21}$$

散乱粒子の spin 和をとると、

$$u_3 \bar{u}_3 \rightarrow \sum_{spin} u_3 \bar{u}_3 = \not{p}_3 + m$$

$$u_4 \bar{u}_4 \rightarrow \sum_{spin} u_4 \bar{u}_4 = \not{p}_4 + m$$

一方、入射粒子については spin 和をとらないから、

$$u_1 \bar{u}_1 = \frac{1}{2} (\not{p}_1 + m) (1 - s_1 \gamma^5 \not{p}_1)$$

$$u_2 \bar{u}_2 = \frac{1}{2} (\not{p}_2 + m) (1 - s_2 \gamma^5 \not{p}_2)$$

となる。ただし  $a_i$  は粒子  $i$  の静止系で  $a_i^\mu = (0, \vec{e}_i)$  となる 4-vector で、具体的には

$$a_i^\mu = \left( \frac{\vec{p}_i \cdot \vec{e}_i}{m}, \vec{e}_i + \frac{(\vec{p}_i \cdot \vec{e}_i)}{m(E + m)} \vec{p}_i \right)$$

という形をしている。 $\vec{e}_i$  は spin の量子化軸の向きであり、ここでは  $\vec{e}_i = \frac{\vec{p}_i}{|\vec{p}_i|}$  ととる。

(1.19) は (1.18) の、(1.21) は (1.20) の電子 3 と電子 4 を入れ換えたものなので、(1.18) と (1.20) の計算をする。

- (1.18) の計算

$$\begin{aligned}
&\text{tr}(u_4 \bar{u}_4 \gamma_\mu u_2 \bar{u}_2 \gamma_\nu) \xrightarrow{spin \text{ 和}} \text{tr} \left( (\not{p}_4 + m) \gamma_\mu (\not{p}_2 + m) (1 - s_2 \gamma^5 \not{p}_2) \frac{1}{2} \gamma_\nu \right) \\
&= \text{tr} \left( (\not{p}_4 + m) \gamma_\mu (\not{p}_2 + m) \frac{1}{2} \gamma_\nu \right) - \text{tr} \left( (\not{p}_4 + m) \gamma_\mu (\not{p}_2 + m) s_2 \gamma^5 \not{p}_2 \frac{1}{2} \gamma_\nu \right) \\
&= 2 \left( p_{4\mu} p_{2\nu} - (p_4 \cdot p_2) g_{\mu\nu} + p_{4\nu} p_{2\mu} + m^2 g_{\mu\nu} \right) - 2 s_2 m i \varepsilon_{\alpha\beta\nu\mu} (p_4^\alpha - p_2^\alpha) a_2^\beta
\end{aligned}$$

同様にして、

$$tr(u_1 \bar{u}_1 \gamma^\nu u_3 \bar{u}_3 \gamma^\mu) \xrightarrow{spin \text{ 和}} 2 \left( p_3^\mu p_1^\nu - (p_3 \cdot p_1) g^{\mu\nu} + p_3^\nu p_1^\mu + m^2 g^{\mu\nu} \right) - 2s_1 m i \varepsilon^{\rho\lambda\nu\mu} (p_{3\rho} - p_{1\rho}) a_{1\lambda}$$

上の2式を掛け合わせ、

$$\begin{aligned} p_1 + p_2 &= p_3 + p_4 \\ p_1 \cdot p_2 &= p_3 \cdot p_4 & p_1 \cdot p_3 &= p_2 \cdot p_4 & p_1 \cdot p_4 &= p_2 \cdot p_3 \\ a_1 \cdot p_1 &= 0 & a_2 \cdot p_2 &= 0 \\ \varepsilon_{\alpha\beta\nu\mu} \varepsilon^{\rho\lambda\nu\mu} &= -2(\delta_\alpha^\rho \delta_\beta^\lambda - \lambda_\alpha^\lambda \lambda_\beta^\rho) \end{aligned}$$

などを使って整理すると最終的に、

$$(1.18) = \frac{8}{(p_3 - p_1)^4} \left( 2m^2(1-s_1 s_2)(m^2 - p_1 \cdot p_3) + (p_1 \cdot p_2)^2 + (p_1 \cdot p_4)^2 - s_1 s_2 m^2 (p_3 \cdot a_1)(p_4 \cdot a_2) \right)$$

を得る。

- (1.20) の計算

$$\begin{aligned} &tr(u_3 \bar{u}_3 \gamma^\mu u_1 \bar{u}_1 \gamma^\nu u_4 \bar{u}_4 \gamma_\mu u_2 \bar{u}_2 \gamma_\nu) \\ &\xrightarrow{spin \text{ 和}} tr \left( (\not{p}_3 + m) \gamma^\mu (\not{p}_1 + m) (1 - s_1 \gamma^5 \not{d}_1) \frac{1}{2} \gamma^\nu (\not{p}_4 + m) \gamma_\mu (\not{p}_2 + m) (1 - s_2 \gamma^5 \not{d}_2) \frac{1}{2} \gamma_\nu \right) \end{aligned}$$

$$\xrightarrow{\text{対称性}} \frac{1}{4} tr \left( (\not{p}_3 + m) \gamma^\mu (\not{p}_1 + m) \gamma^\nu (\not{p}_4 + m) \gamma_\mu (\not{p}_2 + m) \gamma_\nu \right) \quad (1.22)$$

$$+ \frac{1}{4} s_1 s_2 tr \left( (\not{p}_3 + m) \gamma^\mu (\not{p}_1 + m) \gamma^5 \not{d}_1 \gamma^\nu (\not{p}_4 + m) \gamma_\mu (\not{p}_2 + m) \gamma^5 \not{d}_2 \gamma_\nu \right) \quad (1.23)$$

ここで最後の式では、対称性より、 $s_1, s_2$  に関して1次の項は落とした。この理由は、以下のような変換を考えることで説明できる。

$$\begin{aligned} \vec{p}_1 &\rightarrow \vec{p}_1 & \vec{p}_2 &\rightarrow \vec{p}_2 & \vec{p}_3 &\rightarrow \vec{p}_3 & \vec{p}_4 &\rightarrow \vec{p}_4 \\ \text{helicity} & & s_1 &\rightarrow -s_1 & s_2 &\rightarrow -s_2 \end{aligned}$$

QED は空間反転、空間回転のもとで不変なので、散乱断面積に比例する  $|\mathcal{M}|^2$  は上の操作の下で不変であるから、 $s_1, s_2$  の1次の項を含まない。つまり、最終的に cancel する。この議論では  $\vec{e}_i = \frac{\vec{p}_i}{|\vec{p}_i|}$  である事が前提である。

$\gamma^\mu \not{a} \not{b} \not{c} \gamma_\mu = -2 \not{a} \not{b} \not{c}$  などを使うと、

$$(1.22) = 8(p_1 \cdot p_2) \left( 2m^2 - (p_1 \cdot p_2) \right)$$

また、

$$\text{tr}(\not{a}_1 \not{a}_2 \cdots \not{a}_{2n}) = 4 \sum_{\sigma} (\text{sgn } \sigma) (a_{\sigma(1)} \cdot a_{\sigma(2)}) \cdots (a_{\sigma(2n-1)} \cdot a_{\sigma(2n)})$$

但し和は  $\sigma(1) < \sigma(2), \sigma(3) < \sigma(4), \dots, \sigma(2n-1) < \sigma(2n)$  で同一項を与えない  $\sigma$  に関してとる。

などを使うと、

$$(1.23) = 4s_1 s_2 \left[ \begin{aligned} & (a_1 \cdot a_2) \left\{ m^4 - 2m^2(p_1 \cdot p_2) - (p_1 \cdot p_4)^2 - (p_1 \cdot p_3)^2 + (p_1 \cdot p_2)^2 \right\} \\ & + (p_1 \cdot p_4) \left\{ (p_4 \cdot a_1)(p_1 \cdot a_2) + (p_2 \cdot a_1)(p_3 \cdot a_2) \right\} \\ & + (p_1 \cdot p_3) \left\{ (p_2 \cdot a_1)(p_4 \cdot a_2) + (p_3 \cdot a_1)(p_1 \cdot a_2) \right\} \\ & - (p_1 \cdot p_2) \left\{ (p_2 \cdot a_1)(p_1 \cdot a_2) + (p_3 \cdot a_1)(p_4 \cdot a_2) + (p_4 \cdot a_1)(p_3 \cdot a_2) \right\} \end{aligned} \right]$$

よって、

$$(1.20) = \frac{4}{(p_3 - p_1)^2 (p_4 - p_1)^2} \left[ \begin{aligned} & 2(p_1 \cdot p_2) \left\{ 2m^2 - (p_1 \cdot p_2) \right\} \\ & + s_1 s_2 \left\{ (a_1 \cdot a_2) \left( m^4 - 2m^2(p_1 \cdot p_2) - (p_1 \cdot p_4)^2 - (p_1 \cdot p_3)^2 + (p_1 \cdot p_2)^2 \right) \right. \\ & \quad + (p_1 \cdot p_4) \left( (p_4 \cdot a_1)(p_1 \cdot a_2) + (p_2 \cdot a_1)(p_3 \cdot a_2) \right) \\ & \quad + (p_1 \cdot p_3) \left( (p_2 \cdot a_1)(p_4 \cdot a_2) + (p_3 \cdot a_1)(p_1 \cdot a_2) \right) \\ & \quad \left. - (p_1 \cdot p_2) \left( (p_2 \cdot a_1)(p_1 \cdot a_2) + (p_3 \cdot a_1)(p_4 \cdot a_2) + (p_4 \cdot a_1)(p_3 \cdot a_2) \right) \right\} \end{aligned} \right]$$

最終的に、

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}|^2 = e^4 & \left[ \frac{8}{(p_3 - p_1)^4} \left\{ 2m^2 \left( m^2 - (p_1 \cdot p_3) \right) (1 - s_1 s_2) + (p_1 \cdot p_2)^2 + (p_1 \cdot p_4)^2 \right. \right. \\
& \left. \left. - s_1 s_2 m^2 (p_3 \cdot a_1)(p_4 \cdot a_2) \right\} \right. \\
& - \frac{4}{(p_3 - p_1)^2 (p_4 - p_1)^2} \left\{ 2(p_1 \cdot p_2) \left( 2m^2 - (p_1 \cdot p_2) \right) \right. \\
& \quad + s_1 s_2 \left( (a_1 \cdot a_2)(m^4 - 2m^2(p_1 \cdot p_2) - (p_1 \cdot p_4)^2 - (p_1 \cdot p_3)^2 + (p_1 \cdot p_2)^2) \right. \\
& \quad + (p_1 \cdot p_4)((p_4 \cdot a_1)(p_1 \cdot a_2) + (p_2 \cdot a_1)(p_3 \cdot a_2)) \\
& \quad + (p_1 \cdot p_3)((p_2 \cdot a_1)(p_4 \cdot a_2) + (p_3 \cdot a_1)(p_1 \cdot a_2)) \\
& \quad \left. \left. - (p_1 \cdot p_2)((p_2 \cdot a_1)(p_1 \cdot a_2) + (p_3 \cdot a_1)(p_4 \cdot a_2) + (p_4 \cdot a_1)(p_3 \cdot a_2)) \right) \right\} \left. \right] \\
& + (p_3 \leftrightarrow p_4)
\end{aligned}$$

となる。

次に、以上の結果を、CM系へと変換することを考える。(図 1.3)

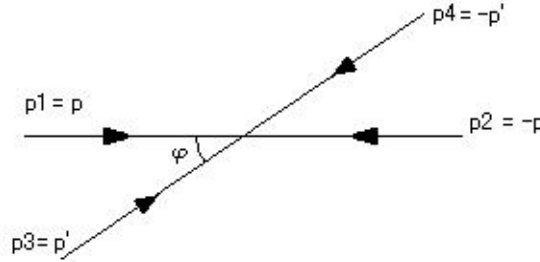


図 1.3: 重心系での散乱

この時、

$$\begin{aligned}
p_1 &= (E, \vec{p}) & p_2 &= (E, -\vec{p}) \\
p_3 &= (E, \vec{p}') & p_4 &= (E, -\vec{p}') \\
a_1 &= \left( \frac{|\vec{p}'|}{m}, \frac{E}{m} \frac{\vec{p}'}{|\vec{p}'|} \right) & a_2 &= \left( \frac{|\vec{p}'|}{m}, -\frac{E}{m} \frac{\vec{p}'}{|\vec{p}'|} \right) \\
v &= \frac{|\vec{p}'| E}{E} & x &= \cos \varphi = \frac{\vec{p} \cdot \vec{p}'}{|\vec{p}'|^2}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p_1 \cdot p_2 &= m^2 \frac{1+v^2}{1-v^2} \\
p_1 \cdot p_3 &= m^2 \frac{1-v^2x}{1-v^2} \\
p_1 \cdot p_4 &= m^2 \frac{1+v^2x}{1-v^2} \\
p_2 \cdot a_1 &= p_1 \cdot a_2 = \frac{2mv}{1-v^2} \\
p_3 \cdot a_1 &= p_4 \cdot a_2 = \frac{mv(1-x)}{1-v^2} \\
p_4 \cdot a_1 &= p_3 \cdot a_2 = \frac{mv(1+x)}{1-v^2} \\
a_1 \cdot a_2 &= \frac{1+v^2}{1-v^2} \\
(p_3 - p_1)^2 &= -\frac{2m^2v^2}{1-v^2}(1-x) \\
(p_4 - p_1)^2 &= -\frac{2m^2v^2}{1-v^2}(1+x)
\end{aligned}$$

これらを代入して整理すると、

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}|^2 &= 4e^4 \frac{1}{v^4(1-x^2)^2} \left[ (1+3x^2) + 2v^2(1+3x^2) + v^4(6-3x^2+x^4) \right. \\
&\quad \left. + s_1s_2 \left\{ (1-x^2) + 2v^2(1-x^4) + v^4(4-5x^2+x^4) \right\} \right]
\end{aligned}$$

微分断面積  $\sigma$  は  $|\mathcal{M}|^2$  に比例するので、

$$|\mathcal{M}|^2 \propto \sigma = \sigma_0 + s_1s_2\sigma_1$$

という形をしている。

$\vec{e}_i = \frac{\vec{p}_i}{|\vec{p}_i|}$  ( $i = 1, 2$ ) と取った事を考え合わせると、

$$\sigma_p = \sigma_0 - \sigma_1 \quad \sigma_a = \sigma_0 + \sigma_1$$

とできる。ここで  $\sigma_p$  は spin が  $\hat{s}$  parallel のときの微分断面積、 $\sigma_a$  は spin が  $\hat{s}$  anti-parallel のときの微分断面積である。したがって、

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_0} = \frac{(1+3x^2) + 2v^2(1+3x^2) + v^4(6-3x^2+x^4)}{(1-x^2) + 2v^2(1-x^4) + v^4(4-5x^2+x^4)}$$

となり、特に  $\cos\varphi = 0$  では、

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_0} = \frac{v^4}{1+2v^2+5v^4}$$

と表される。

### 1.2.3 偏極度と Asymmetry

$\beta$ 崩壊で放出される電子と鉄の中の電子のそれぞれの偏極度と、断面積 (Count 数に比例) の関係式を導く。上の断面積の計算結果より、

$$\sigma = \sigma_0 + s_1 s_2 \sigma_1$$

$s_1$ 、 $s_2$  はそれぞれ入射粒子、*target* 粒子の *helicity* である。*anti-parallel* ( $s_1 s_2 = -1$  ヘリシティーが揃っていないとき) の時の方が *count* 数が大きくなることを示している。

入射粒子の偏極度を  $P_i$ 、*target* 粒子の偏極度を  $P_{t\pm}$  とし、 $C_+$  を *target* 粒子の偏極度が  $P_{t+}$  の時の *count* 数、 $C_-$  を *target* 粒子の偏極度が  $P_{t-}$  の時の *count* 数とすると、

$$C_{\pm} \propto \sigma_0 + P_i P_{t\pm} \sigma_1$$

と書け、これを  $P_i$  について解くと、

$$P_i = \frac{(C_+ - C_-)\sigma_0}{(P_{t+}C_- - P_{t-}C_+)\sigma_1}$$

が得られる。

したがって、 $C_{\pm}$  と  $P_{t\pm}$  を測定することで、 $P_i$  を求めることが出来る。

## 第2章 実験装置

### 2.1 装置概要

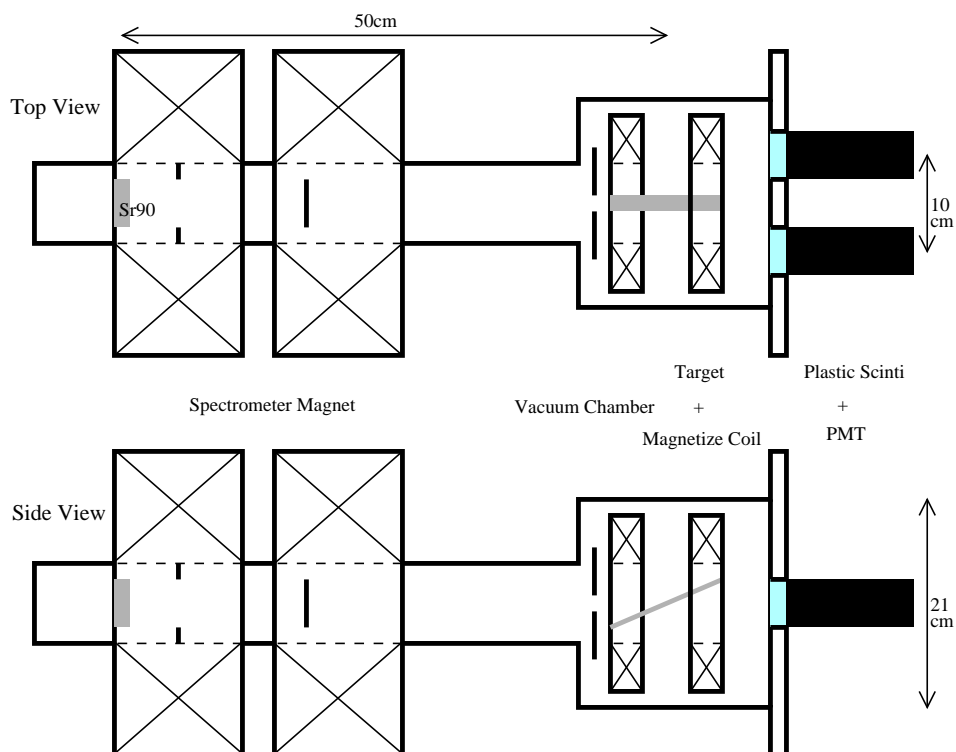


図 2.1: 装置概要

実験は図 2.1 のような装置で行った。 $\beta$  線源には  $^{90}\text{Sr}$  (end point 2.2MeV) を用いて、 $^{90}\text{Sr}$  からの  $\beta$  線を Spectrometer Magnet によってエネルギーの選択と beam の収束をして散乱槽内の磁化させた Target に当て、散乱してきた 2 個の電子を散乱槽のフランジの部分につけた 2 個の detector で検出した。Møller 散乱であることの判断は、2 個の検出器の Coincidence と 2 個の電子のエネルギーがほぼ同じでその和が選択した beam のエネルギーと同じである、という条件で行った。Spectrometer Magnet を用いたのは、検出するのは散乱後の 2 個の電子のエネルギーだけなので入射電子のエネルギーを知る必要があることと、Møller 散乱の断面積が非常に小さい ( $\sim 10^{-4}$ ) ので出来る限り Acceptance を稼ぐことのためである。

以下でそれぞれの部分について詳しく説明する。

## 2.2 Spectrometer Magnet

### 2.2.1 Magnet 本体

Magnet 本体は、新しく 2003 年度に新しく製作した 4977 回巻きの縦 30cm×横 30cm×奥行き 13cm のギャップ型ソレノイド磁石（以下電磁石 1）と、2001 年度に製作した同じ寸法で 5046 巻きのもの（電磁石 2）を使用した。電流の一様性と電源の容量のため、前者は 711 巻き×7 本の導線（φ1mm）を並列に巻いてあり、後者は導線（φ1mm）を直列につなぎ変えてある。電磁石 1 の抵抗は 1.3Ω で装置の上流側で大きい磁場を作るのに用いて、電磁石 2 は 60Ω で下流で小さい磁場を作るのに用いた。電磁石 1 には約 10A の電流を流すため、かなり発熱する。そこで電磁石に巻いたチューブに水を流すことと扇風機で風を当てることで冷却した。

### 2.2.2 Simulation

磁石の設計や実際に実験で用いる時の電流量、配置は Simulation によって決めた。

Simulation は、まず Poisson superfish を用いて電磁石が 1 つの場合に z 軸対称の磁場の Map を作り、次にその Map を用いて電子をエネルギー、入射位置、角度を色々変えて入射した時（流す電流値を変えても磁場の分布は線型にしか変わらないと仮定して、弱い磁場を Simulation する代わりに高エネルギーの電子を入射させた）の軌道を相対論的運動方程式

$$m_e \gamma \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -e \frac{d\vec{r}}{dt} \times \vec{B} \quad (2.1)$$

を 4 次の Runge-Kutta 法で解いて求めた。こうして得られた電子の軌道の data を用いて電磁石が 2 個の場合について電磁石が 1 個の時の電子軌道の位置、角度がつながるように Source の位置、電磁石の間隔、2 個の電磁石の電流を free parameter にして振って Source から 50cm の距離で beam が収束すると思われる Setting を求めた。最後に得られた電磁石 2 個の場合の Setting での磁場の Map を Poisson で作り、電子の軌道を求めて収束していることを確認した。

この Simulation で得られた 1000keV の電子に対しての Setting は表 2.1 のとおりである。

電磁石 1 の磁場 (A · turn)	9100
電磁石 2 の磁場 (A · turn)	4200
2 個の電磁石の間隔 (cm)	0.5
Source の電磁石 1 の中心からの距離 (cm; 装置下流方向が正)	-5.0

表 2.1: 1000keV 電子に対しての Setting

また、図 2.2 は電磁石 2 個の場合の磁場の Map の例で、Magnet を z 軸対称と仮定して磁場の Map を計算したものである。縦軸が円筒座標の r で横軸が z (beam 軸)、単位は cm で z 軸正の方向が装置の下流側である。図 2.3、2.4、2.5 はエネルギー 1000keV の電子が収束する Setting での 1000keV の電子の軌道と同じ Setting で電子のエネルギーが 950keV、1050keV の場合の軌道である。これらの図では縦軸が r 軸、横軸が z 軸 (beam 軸) で単位は m、z 軸正の方向が装置の下流側である。



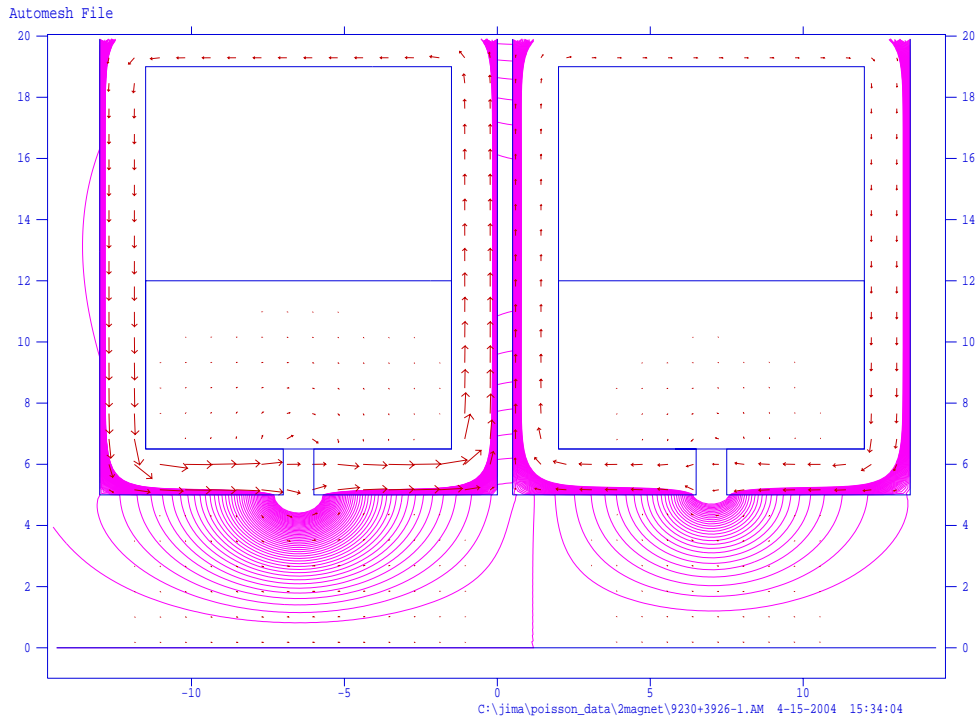


図 2.2: Poisson で得られた磁場の例

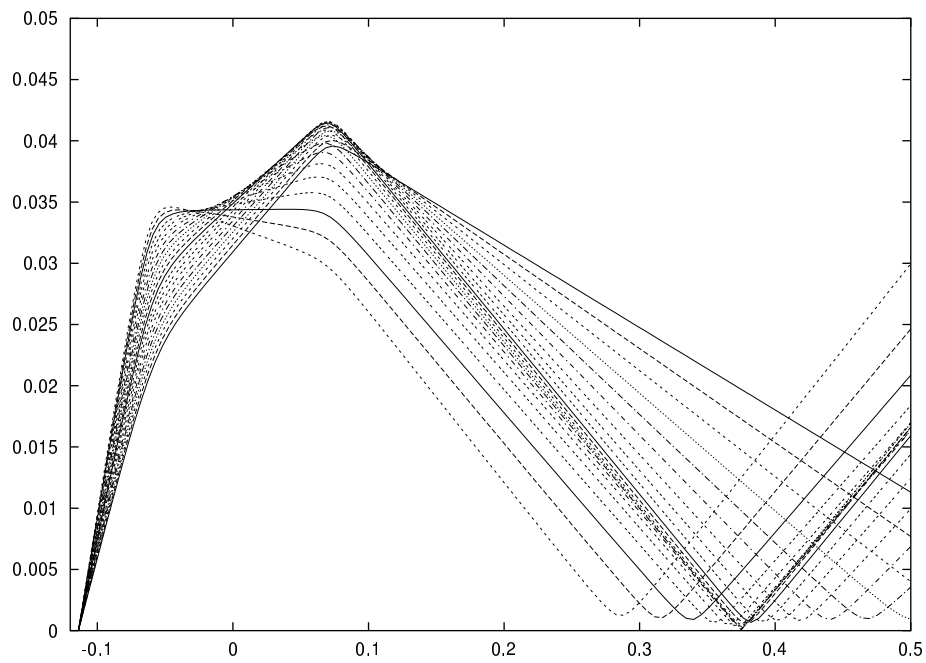


図 2.3: 1000keV 電子が収束する Setting での 1000keV 電子の軌道

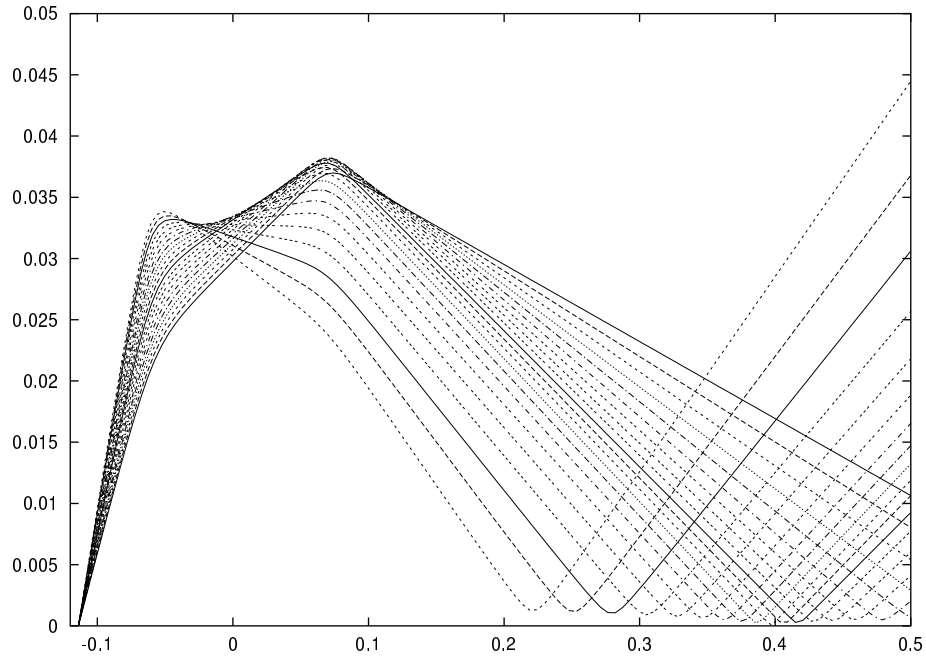


図 2.4: 1000keV 電子が収束する Setting での 950keV 電子の軌道

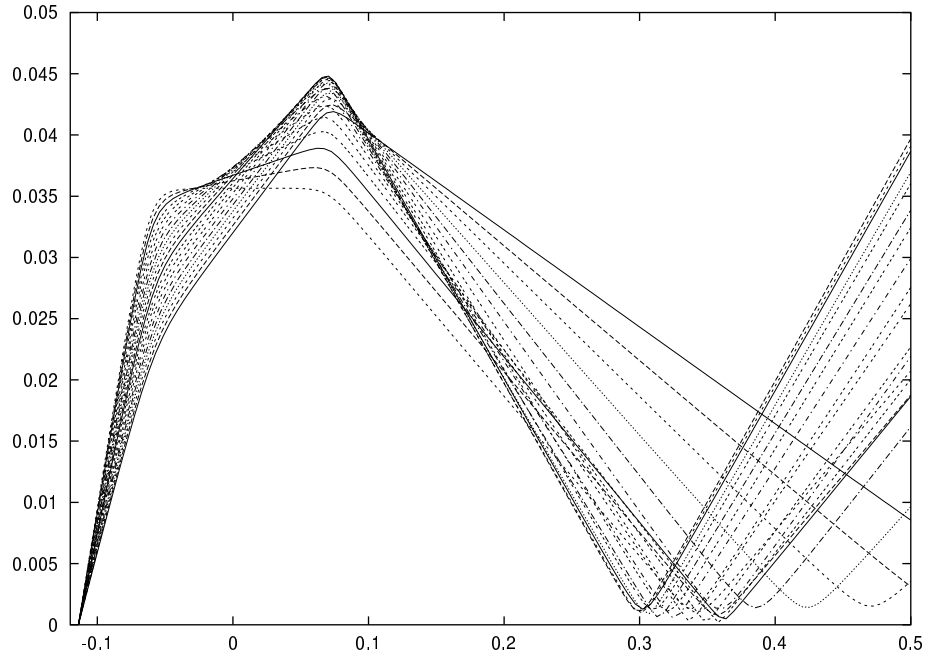


図 2.5: 1000keV 電子が収束する Setting での 1050keV 電子の軌道

エネルギー選択のための鉛 Slit(厚さ 1mm) の配置は図 2.3~2.5 を見て決め、Source から +5cm の所に  $\phi 6\text{cm}$  の穴が開いた円環型の Slit1 と Slit1 から +10cm の所に  $\phi 6\text{cm}$  の円板型の Slit2 を配置した。

1000keV の電子が収束する Setting を見つけた後は、相対論的運動方程式から得られる運動エネルギーが  $T \rightarrow AT$  ( $A$  は正定数) の時には磁場を  $B \rightarrow \sqrt{\frac{A(A+T+2m_e)}{T+2m_e}}$  と変えれば同じ軌道を通るということを利用して他のエネルギーでの電磁石の電流値を決めた。ただし図 2.6 のように電磁石の B-I 特性グラフが linear ではなかったため、この data を用いて電流を求めた。

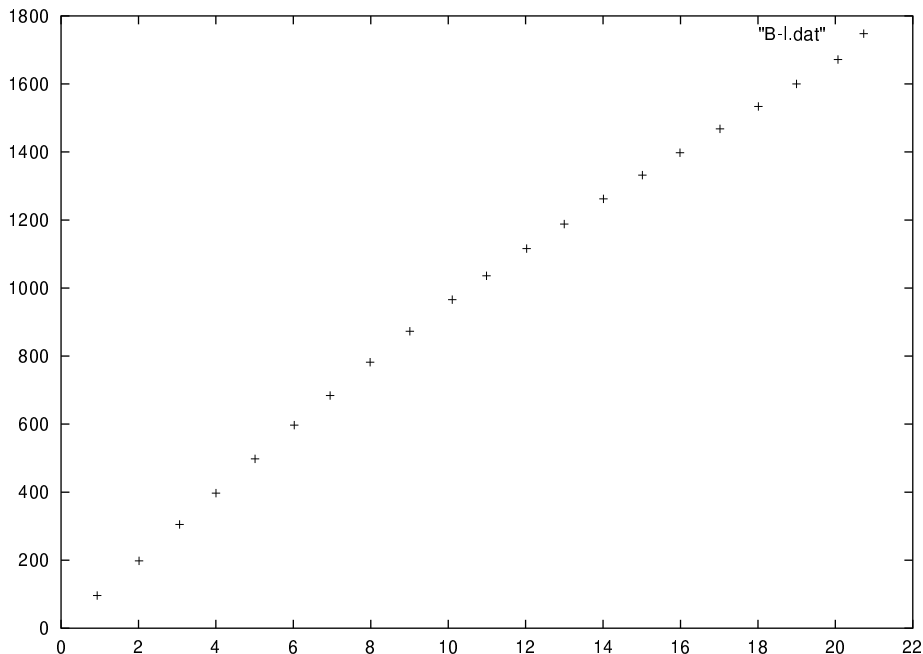


図 2.6: Magnet の B-I 特性グラフ

### 2.2.3 実際の Spectrum の測定

Simulation で得られた Setting で実際に  $\beta$  線のエネルギーの選択と収束が出来ていることを確かめるために Spectrum の測定を行った。測定は、Target の位置での Spectrum を正確に測るために、Spectrum 測定用のフランジで中央に PMT を取り付けられてライトガイドにより Target の位置 (散乱槽中央、フランジから約 7cm) に Plastic Scintillator が位置するようにしたものを本実験用の散乱槽に取り付けて行った。 $\phi 24\text{mm}$  の鉛 Slit も本実験と同様に Target の (今の場合は Scintillator の) 直前に置いた。

このようにして測定した Spectrum が図 2.7~2.10 で、図 2.7 の 3 個の Spectrum の Peak は下から 616keV、875keV、1080keV で、図 2.8~2.10 はそれぞれの Spectrum と  $^{137}\text{Cs}$  の Spectrum である。これらの図の縦軸は Count 数、横軸は ADC Channel である。この Setting で Target の位置で約 5kHz の rate を得られた。

Calibration に用いた  $^{137}\text{Cs}$  のコンバージョンラインの Spectrum から  $\frac{\Delta E}{E} \equiv \frac{FWHM}{E}$  で Resolution を計算して検出器の Resolution が、625keV の電子に対して 15.0% と得られた。こ

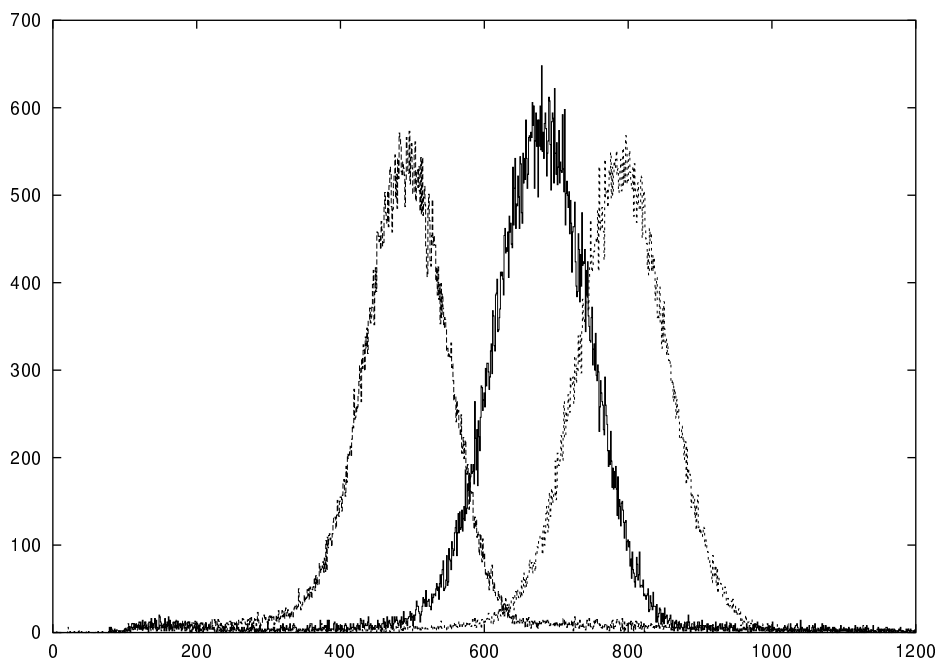


図 2.7: 実際に測定した Target の位置での Spectrum

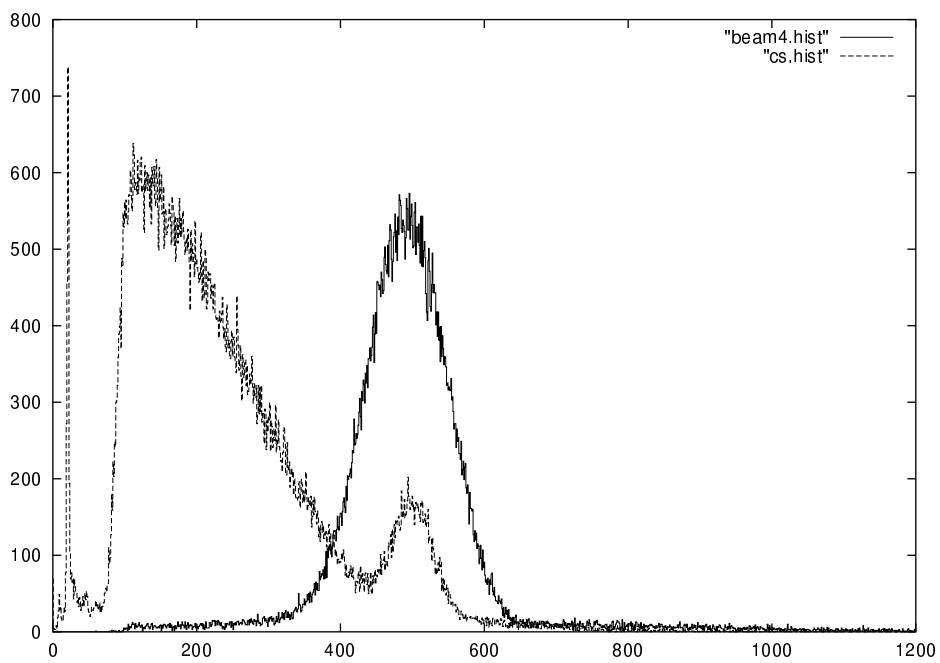


図 2.8: 実際に測定した Spectrum(616keV)

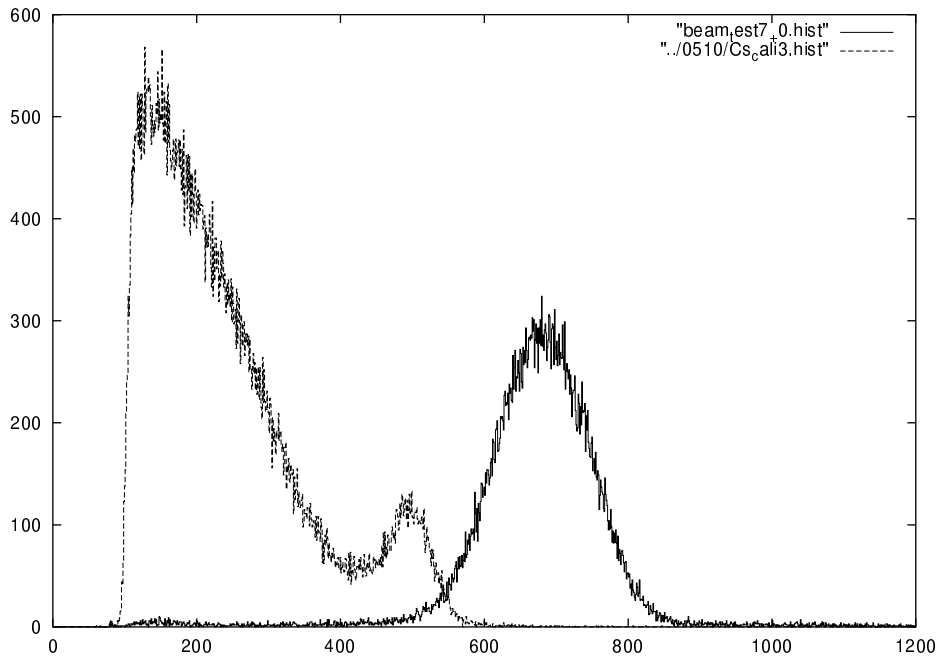


図 2.9: 実際に測定した Spectrum(875keV)

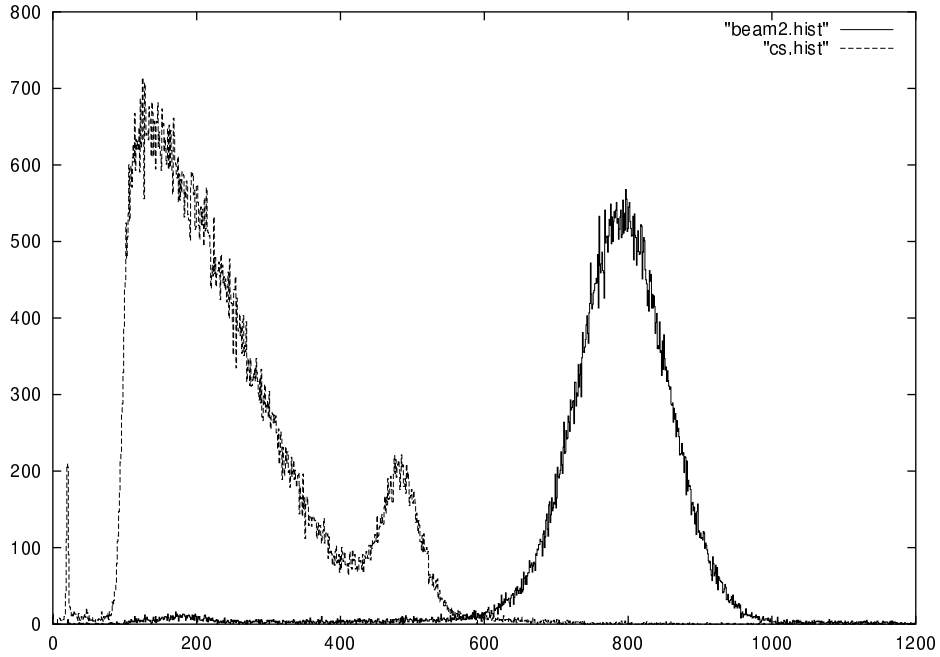


図 2.10: 実際に測定した Spectrum(1080keV)

の値と図 2.8 の Spectrum から 616keV 電子を収束させた時の Magnet の Resolution を求めると 27.1%である。検出器の Resolution を  $^{137}\text{Cs}$  のコンバージョンライン 625keV 電子でしか測定できていないため、検出器の Resolution を差し引いた上での、875keV、1080keV での Magnet の正確な Resolution は求められていない。

## 2.3 ターゲットの磁化と偏極率

### 2.3.1 setup

ターゲットの電子スピンを偏極させるためターゲットに磁性体を用い、ヘルムホルツコイルによって磁化させることにした。(図 2.11)

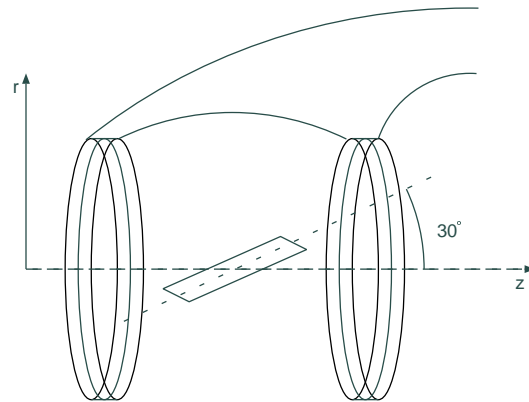


図 2.11: ヘルムホルツコイルと磁性体の配置

ターゲットの磁性体にはパーマロイ 45 を用いた。ナノ構造磁性研究室の壬生先生に協力を頂いて、この磁性を測って頂いたところ次のようなヒステリシス曲線を得た。(図 2.12)

実験ではできるだけ磁化させた状態で測定するのが望ましいのであるが、ヘルムホルツコイルの磁場が強いとその磁場により電子の軌道も変化してしまうので解析が難しい。

そこで図 2.12 の B まで磁化させた後 C の位置まで磁場を落とし、そこで測定するという方法をとった。

C の磁場は 0 にするのが電子の軌道の観点からは望ましいが、地磁気の影響程度の少しの磁場の变化で磁化の向きが反転してしまう恐れがある。更に図 2.12 からわかるように磁場の小さいところでは磁場に対する磁化の不安定性が大きいので、磁化の値を知る必要のある今回の実験ではよくない。よってある程度の大きさの磁場で磁化を維持する必要がある。

測定するエネルギーの電子は 100keV 以上で、100A/m の磁場中で 100keV の電子のラーマー半径は  $r = p/eB = 2.6m$  であるから 10cm では多く見積もっても  $0.1^2/2.6 = 3.8mm$  しかずれない。実際には磁場は r 軸方向にほとんどあり、電子のエネルギーも主に 300keV 以上のものを測定するので更に影響は小さくなる。よって測定に影響は出ないので 100A/m に維持することにした。

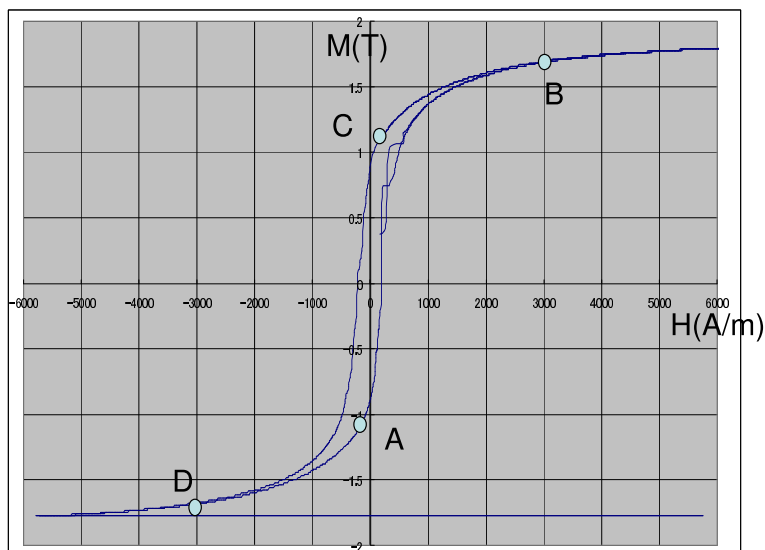


図 2.12: パーマロイ 45 のヒステリシス曲線

ヘルムホルツコイルは二層に分かれており

内（磁化用）：730 巻き

外（維持用）：146 巻き

である。

磁場シミュレーション（図 2.13）によって中心付近で 10～100 A/m になるように巻き数などのスペックは決めた。図 2.13 の横軸は図 2.11 の z 方向、縦軸は r 方向に対応している。ふたつ並んだ四角はコイルの断面を表し、周りの薄い囲いは散乱槽の外部の磁場の影響を少なくするためと、磁場が真空槽から漏れないようにするため（フォトマルが影響を受けないように）の磁性体でできた磁気シールドを表す。

先ほどの測定方法を実現するためコイルに図 2.14 左のように磁場がかかるようにしなければならない。

そのために図 2.14 右のように各コイルに電流を流すようにした。

図 2.15 はその回路である。測定と連動してリレーが働くように CAMAC によってプログラムで制御している。

### 2.3.2 磁化の測定

実際の磁化の値は測定によって決めた。

図 2.16 のように磁性体にコイルを巻き図 2.14 の磁場をかけたときに得られる誘導起電力から磁化を測定した。

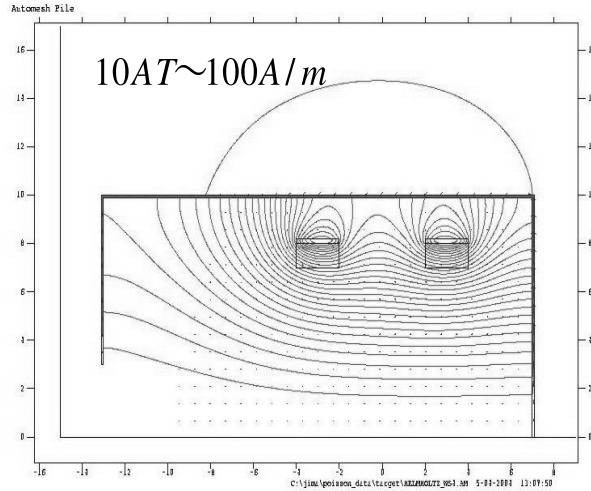


図 2.13: Poisson によるヘルムホルツコイルの磁場シミュレーション

磁性体に巻いたコイルを貫く磁束を  $\Phi$ 、コイルからの誘導起電力を  $V_{in}$  とすると

$$n \frac{d\Phi}{dt} = -V_{in} \quad (2.2)$$

また、積分器 (図 2.19) への入力信号  $V_{in}$  に対して得られる信号  $V_{out}$  は

$$V_{out} = \frac{1}{RC} \int V_{in} = -\frac{n}{RC} \int \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{n}{RC} \Delta\Phi \quad (2.3)$$

であるから得られる信号はコイルを貫く磁束の変化に対応している。

積分器は、約 5 秒の時定数で放電してしまうので磁場の変化ごとに測定した。(早い変化なので変化ごとには放電の影響はないと考えられるので。図 2.17 上)

リレーのスイッチの部分で発生する電磁波の影響からか磁場の変化の前後でグラウンドの位置が変化してしまうことがわかったのでコイルに磁性体をはさまない状態で同じ実験をし (図 2.17 下) その変化の差をとってそれを磁場の変化の前後での磁性体の磁化の変化に対応する信号だとした。

それらをつなぎ合わせて磁場の変化  $A \rightarrow B, B \rightarrow C, C \rightarrow D, D \rightarrow A$  に対する図 2.18 のような磁化の変化に対応した信号を得た。

ここでは収束用コイルの磁場によっても磁性体の磁化に微妙な変化があることも考慮して本実験のときと同じように収束用の磁場を 3 段階 (619keV, 875keV, 1080keV) に変えて各々測定した。図 2.17 は 619keV のときのものである。



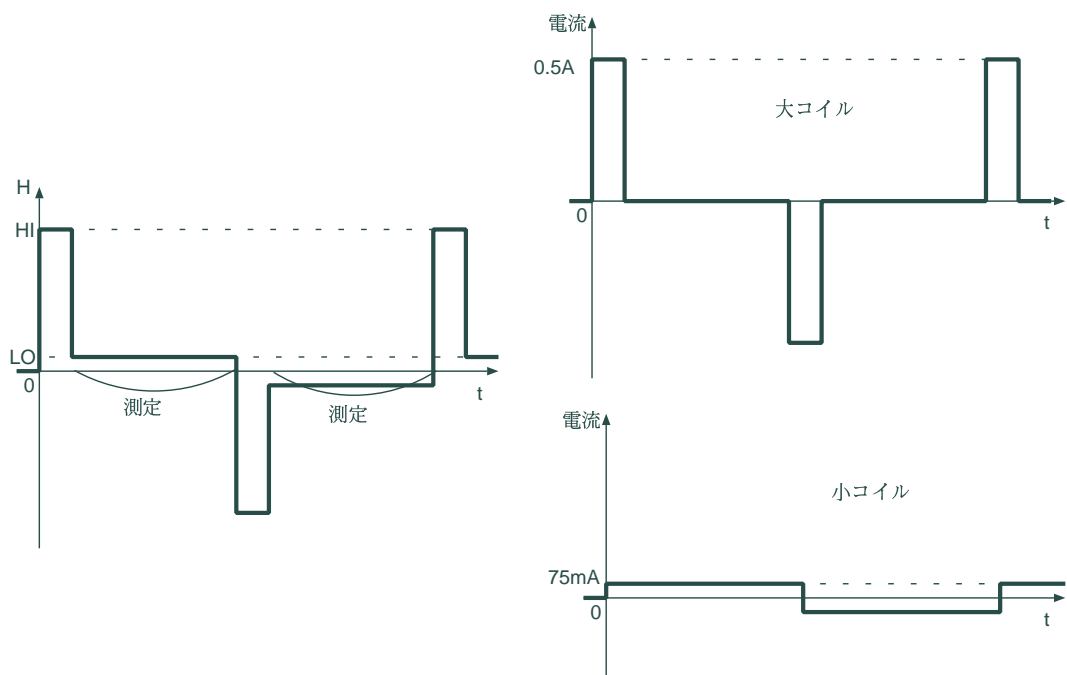


図 2.14: 左: 中心での磁場 右上: 大コイルにくわえる電流 (1 秒) 右下: 小コイルにくわえる電流  
周期は 12 秒である

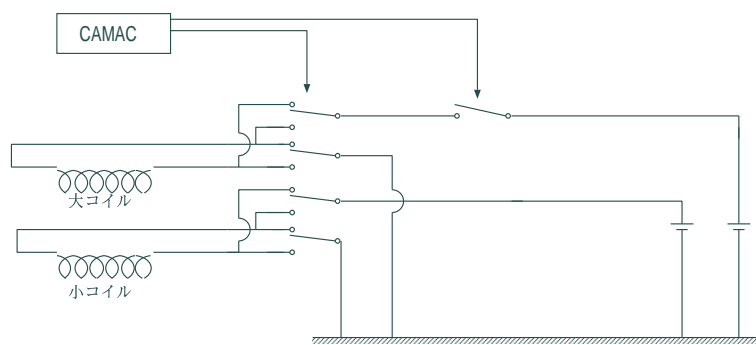


図 2.15: リレーは CAMAC から制御

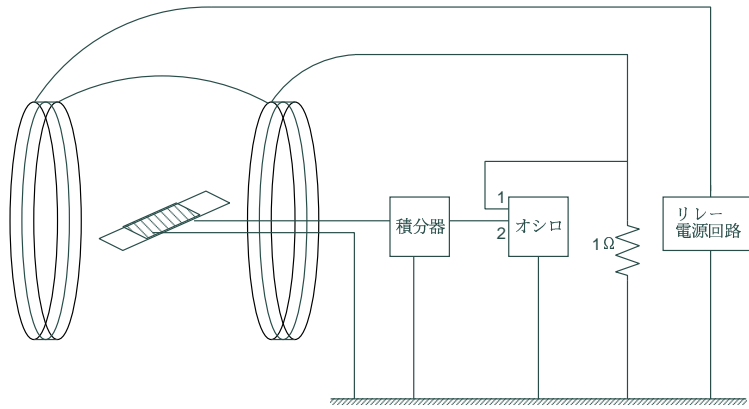


図 2.16: 磁化測定の設定アップ

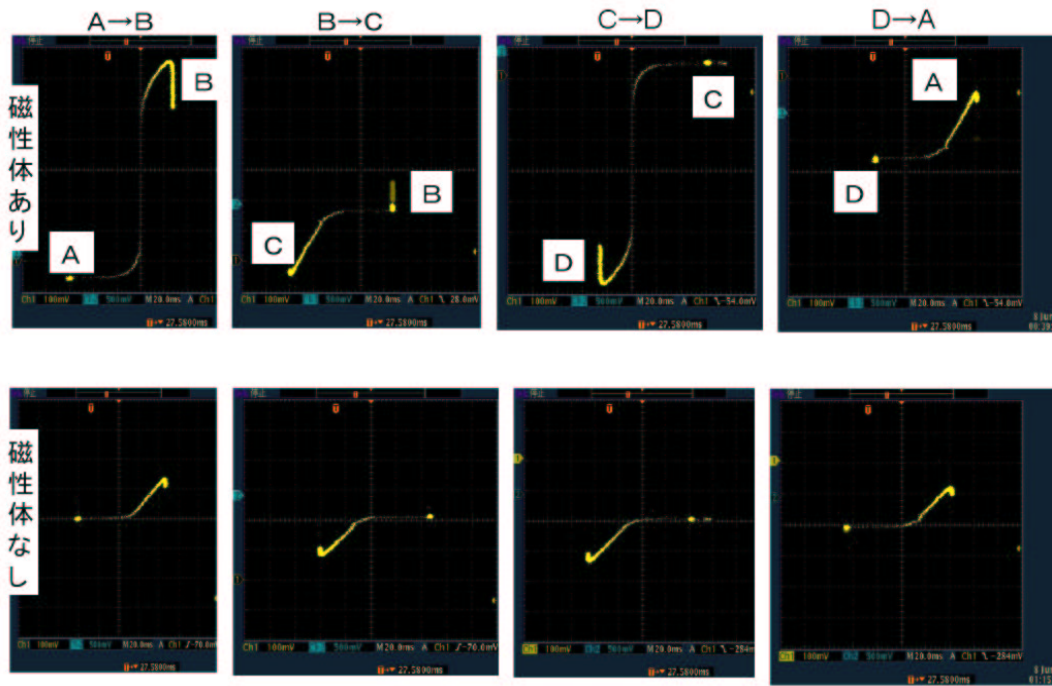


図 2.17: 横軸：磁場の変化  $A \rightarrow B, B \rightarrow C, C \rightarrow D, D \rightarrow A$  に対する 縦軸：磁性体を貫く磁束の変化に対応した積分器の出力

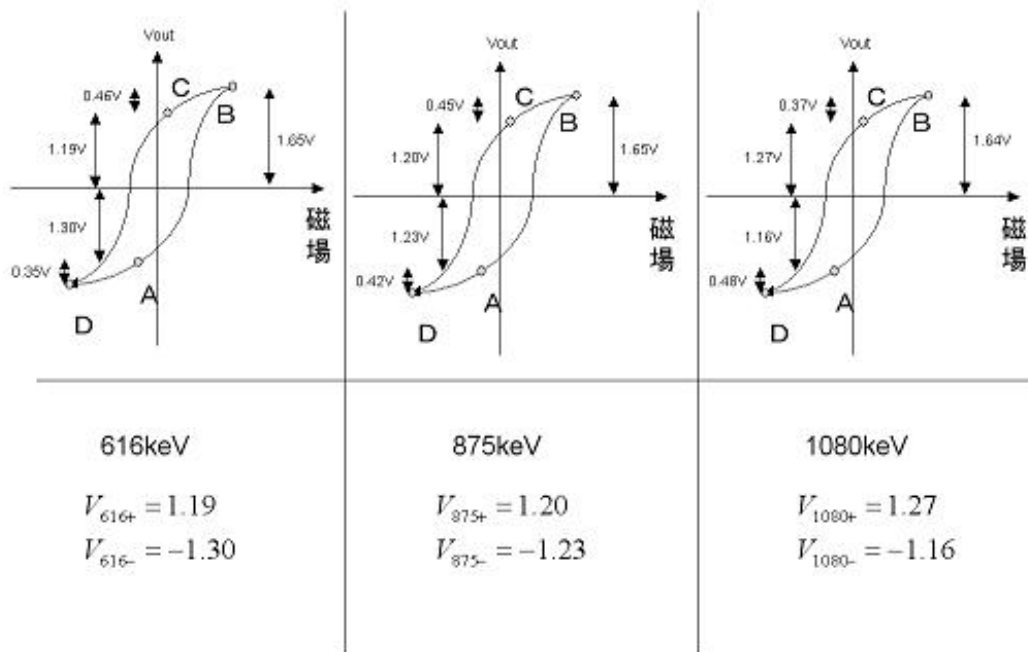


図 2.18: 図 2.17 の測定データをつなげあわせた磁化曲線

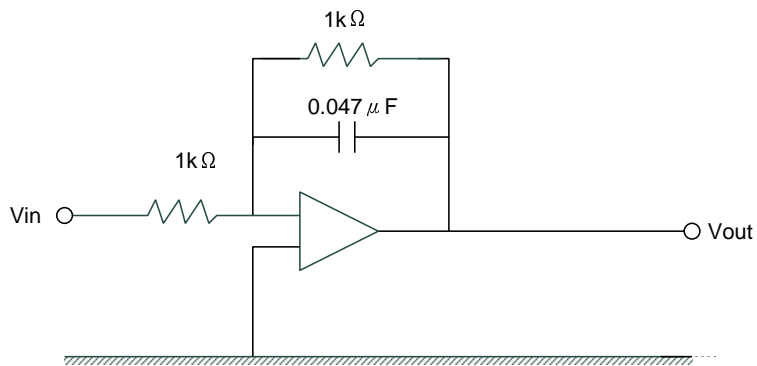


図 2.19: 積分器

### 2.3.3 磁化の計算

図 2.18 のデータは磁性体を挟んだ測定  $B = M + \mu_0 H$  から磁性体を挟まない測定  $B = \mu_0 H$  の値を引いたものなので式 (2.3) の  $\Phi$  はコイルを貫く磁化密度だと考える。よって磁化率を  $M$ 、磁性体の面積を  $S$  とすると

$$M = \frac{RC}{nS} V_{out} = \frac{10^3 \times (4.7 \times 10^{-8})}{200 \times (10 \times 10^{-6} \times 25 \times 10^{-3})} V_{out} = 0.94 V_{out} \quad (2.4)$$

であるから、図 2.18 からそれぞれの磁場の値のときの磁化率が

619keV	875keV	1080keV
$M_{616+} = 1.12$	$M_{875+} = 1.13$	$M_{1080+} = 1.19$
$M_{616-} = -1.22$	$M_{875-} = -1.16$	$M_{1080-} = -1.09$

と計算できる。

### 2.3.4 偏極率の計算

磁化率がわかると磁化がすべて電子のスピン磁気モーメントからの寄与だと仮定すると電子の偏極率もわかる。

$$M = \mu_0 \mu_B N_s P_t$$

だから、

$$P_t = \frac{M}{\mu_0 \mu_B N_s} = \frac{M}{4\pi \times 10^{-7} \times 9.272 \times 10^{-24} \times 2.40 \times 10^{30}} = 0.0358 M \quad (2.5)$$

$\mu_B = 9.272 \times 10^{-24} J/T$  は電子一個あたりの磁気モーメント  
 $N_s$  は単位体積あたりの電子数

単位体積あたりの電子数  $N_s$  はパーマロイ 45 が重量比で Fe55% Ni45% でできていると仮定するとパーマロイ 45 の密度を  $d$  として  $N_s = N_A d (Z_{Fe} \frac{0.55}{M_{Fe}} + Z_{Ni} \frac{0.45}{M_{Ni}})$  と書ける。

$d$  を測定すると  $8.48 \times 10^6 kg/m^3$  だったので

$$N_s = 6.02 \times 10^{23} \times 8.48 \times 10^6 \times (26 \times \frac{0.55}{55.9} + 28 \times \frac{0.45}{58.7}) = 2.40 \times 10^{30} \text{ と求まる。}$$

よって、それぞれの磁場の値のときの電子の偏極率が

619keV	875keV	1080keV
$P_{616+} = 0.0401$	$P_{875+} = 0.0405$	$P_{1080+} = 0.0426$
$P_{616-} = -0.0437$	$P_{875-} = -0.0415$	$P_{1080-} = -0.0390$

と求まる。

## 2.4 本実験

真空槽は内径 21cm の円筒型の散乱槽から、内径 8cm の、電磁石に通すためのパイプが伸びた形状になっている。真空排気口はパイプの散乱槽の反対側の端についていて、真空度はほぼポンプの限界である  $2 \times 10^{-3}$  torr を得られた。またこちら側のフランジを開けて Source やエネルギー選択用 Slit の調節や出し入れも行った。パイプの中ではアルミニウム製の円環型の枠に寸切り 4 本を通して Source や Slit を支持、固定した。

Source から Target までの距離は 50cm で Target の直前には  $\phi 24$ mm の鉛 Slit を置いた。本実験では 2 種類の Target を用いていて、磁化するパーマロイ (厚さ  $10\mu\text{m}$ ) と磁化しないアルミニウム (厚さ  $12\mu\text{m}$ ) である。Target は磁化用 Magnet と一体化した Target Holder に固定されている。Target はその面方向に (磁化する材料なら) 磁化されるが、Beam 軸方向の偏極度を上げるために Beam 軸に対して  $30^\circ$  傾けた。散乱槽の内部と磁化用 Magnet の側面は遮光を兼ねた黒画用紙と磁性体アモルファスを貼り合わせた磁気シールドで覆った。磁化用 Magnet の電源はフランジに開けた穴からケーブルを通して供給した。

Detector はパイプと反対側のフランジに取り付けられていて  $\phi 4.5$ cm、7mm 厚の Plastic Scintillator が 2 個フランジに埋め込んだようになっていて、真空も Plastic Scintillator でとめるようにした。設計のコンセプトは低エネルギー ( $\sim 600\text{keV}$ ) の電子で重心系で Beam 軸に対して  $90^\circ$  の Møller 散乱が見えることと、遮光をしなくても 2 個の Scintillator が互に見えないということである。前者については Target の位置から見た検出器の開角を  $\sim 70^\circ$  (重心系  $90^\circ$  を Lorentz Boost) に取ることで実現し、後者はフランジに Scintillator を完全に埋め込み、内側からは 4mm 引っ込んだ設計にすることで実現した。読み出しは Resolution を考慮して 2inch PMT を Scintillator に直接つけて行った。

Logic は 2 個の PMT の Coincidence をとるもので図 2.20 のようなものを用いた。

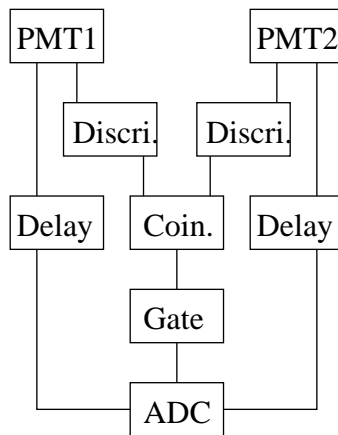


図 2.20: 回路図

DAQ では、磁化の方向を Relay Multi プレクサーを用いて制御していたので、それと同期して ADC を読み出し、磁化の向きによって違うファイルにデータを書き込んでいた。

## 第3章 結果・解析

### 3.1 Energy calibration

#### 3.1.1 方法

今回の実験では、それぞれの検出器を遮光していないため、high voltageを落すことなく、checking source等を近づけることが出来ない。また、出来る限り測定の変えないうまま、キャリブレーションと本測定を繰り返したい、という要請から、今回は、集束された電子のうち、ターゲットで mott 散乱されて検出器に入ったものを観測し、そのピーク位置からキャリブレーションを行なった。<sup>1</sup>

ターゲットを取り外して測定したところ、見えていたピークはほとんど無くなっており、ターゲット付近でのエネルギースペクトルをほぼ再現していることが確認できた。(図 3.1)

#### 3.1.2 gain の変化

実際の測定では、メラー散乱の観測が1つのエネルギーにつき3~6日に及ぶので、12~24時間ごとに測定を中断し、上記の方法によるキャリブレーションのための測定を行なった。そのときの”gain”の変化を図 3.2 に示す。

実際には、メラー散乱の各測定ごとの、直前・直後のキャリブレーションの値の平均値より、エネルギーを求めた。

### 3.2 観測されたイベント

左右二つの検出器で得られた ADC カウントを、キャリブレーションによりエネルギーに変換し、それぞれを縦軸と横軸にとってプロットしたもの、及び、イベント毎に二つの検出器でのエネルギーを足しあわせたものの分布を図 3.3、3.4 に示す。

メラー散乱では、散乱後の二つの電子のエネルギーの和が、親の入射電子のエネルギーに等しくなる。今回得られたピーク的位置は、入射電子のエネルギーを再現しており、このことから、ソレノイドにより選択した電子のメラー散乱が、確かに観測されていることがわかる。

また低いエネルギーほど分布が広がっているが、これはターゲットでの多重散乱の効果によるものと考えられる。同じ理由により、ターゲットとして磁性体を用いたときよりも、より物質量の小さいアルミニウムを用いたときの方が、分布は狭まり、鋭いピークが立っている。

<sup>1</sup>mott 散乱は、原子核と電子との散乱であり、散乱後の電子のエネルギーは、散乱前とほとんど変わらない。従って、ターゲットに入射した電子のエネルギーを、間接的に観測していることになる。

ターゲット付近でのエネルギースペクトルはあらかじめ測定されているが、今回は、それが変化していないことを仮定している。

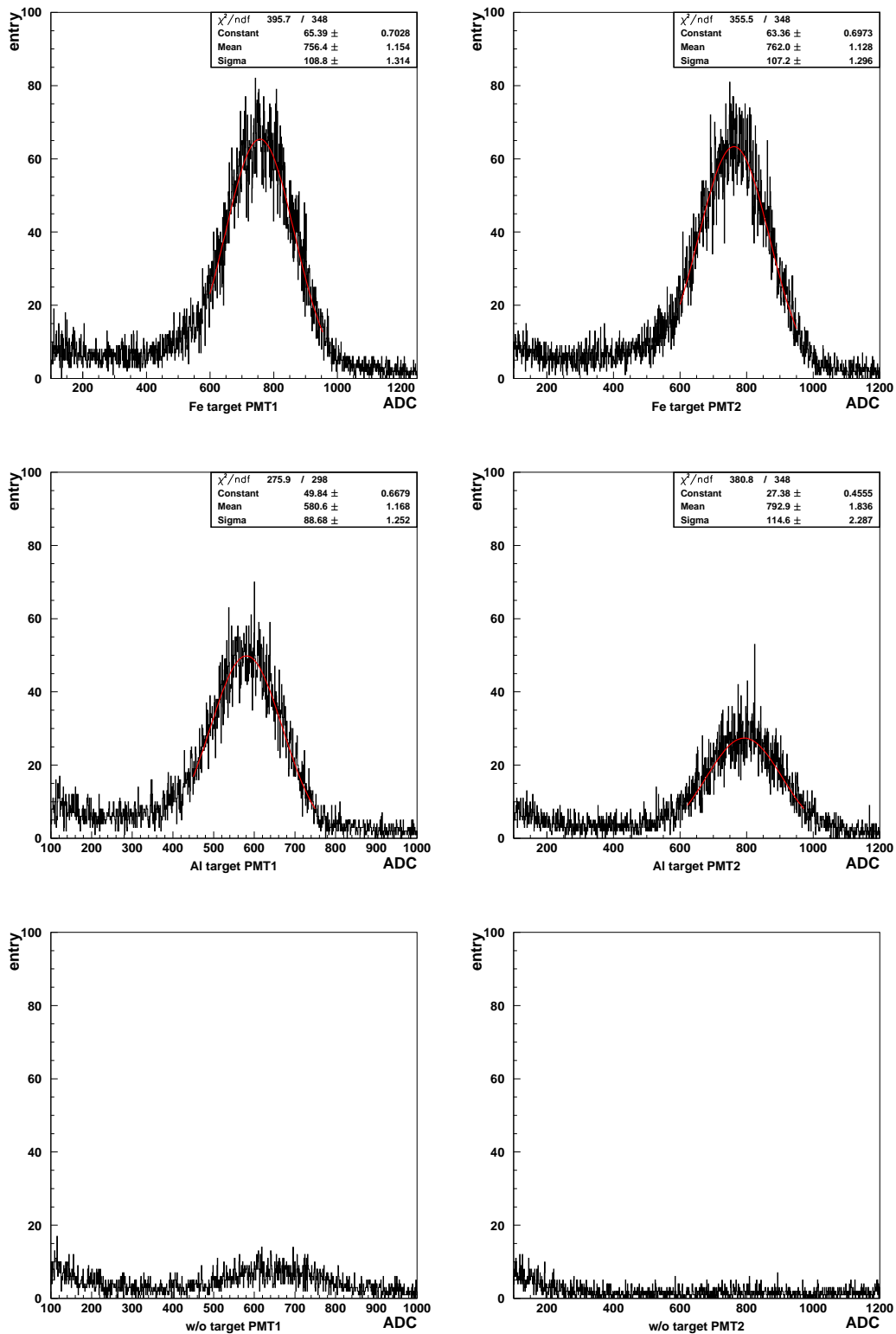


図 3.1: 左右それぞれの検出器を単独で用いた時の、エネルギースペクトル。上から順に、磁性体ターゲットを取り付けた時、アルミ箔ターゲットを取り付けた時、ターゲットを取り外した時のものである。

		収束用磁場	
		+	-
磁化用 磁場	+	○	△
	-	●	▲

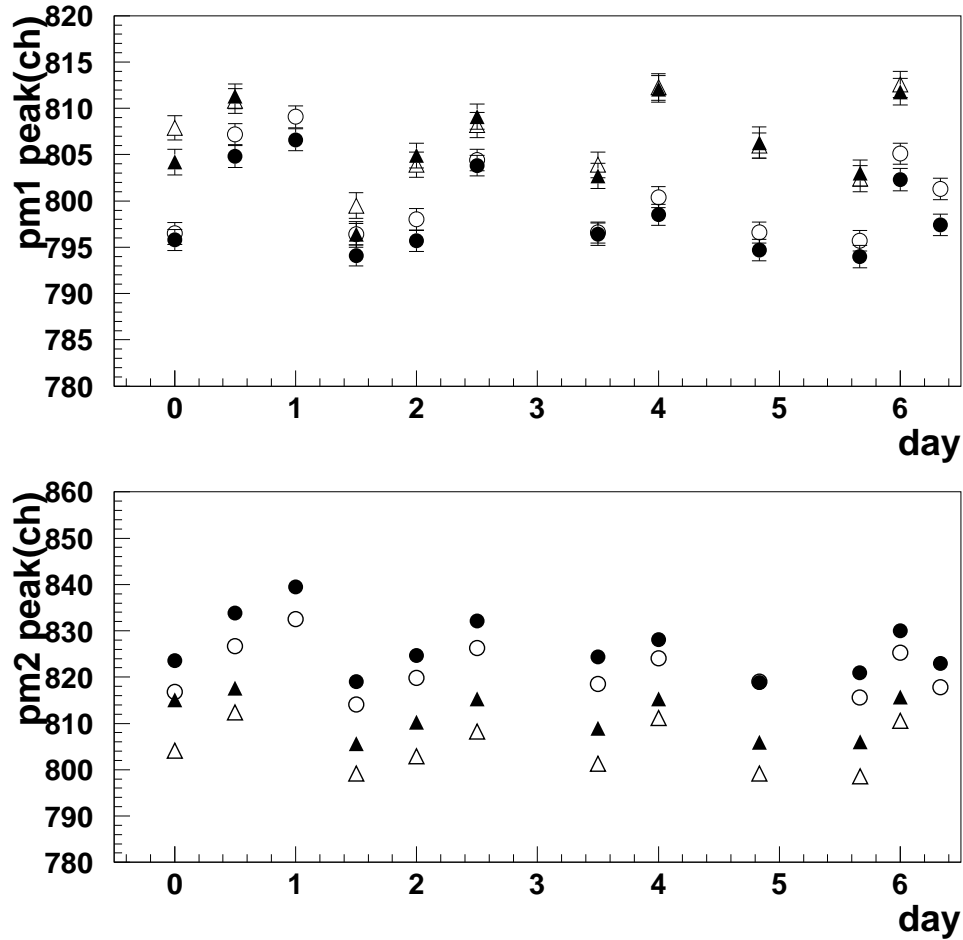


図 3.2: 616keV 測定時の gain の変化。磁化用 magnet 及び収束用 magnet をそれぞれ反転させて測定を行なったため、4 種類の点 (対応関係は右上の表) が存在する。それぞれ値が異なっているが、この違いは、磁場による PMT のゲインの変化量として説明できる。 $^{137}\text{Cs}$  のコンバージョンラインを観測しても、同程度の変化がみられた。



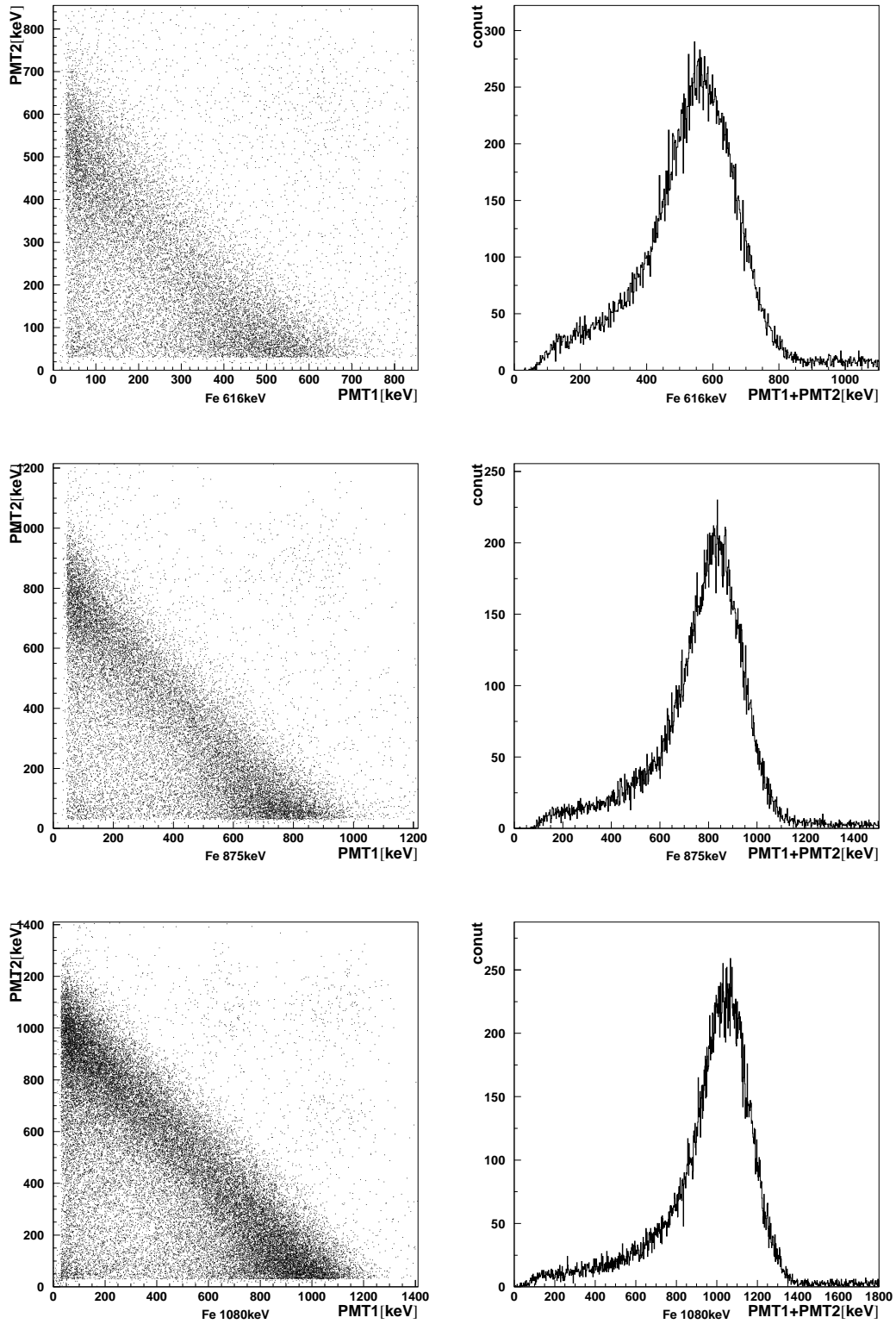


図 3.3: 磁性体ターゲットを用いた時の、それぞれの検出器のエネルギー分布 (左) と、再構成したエネルギーの分布 (右)。入射電子のエネルギーは、上から、616keV、875keV、1080keV である。

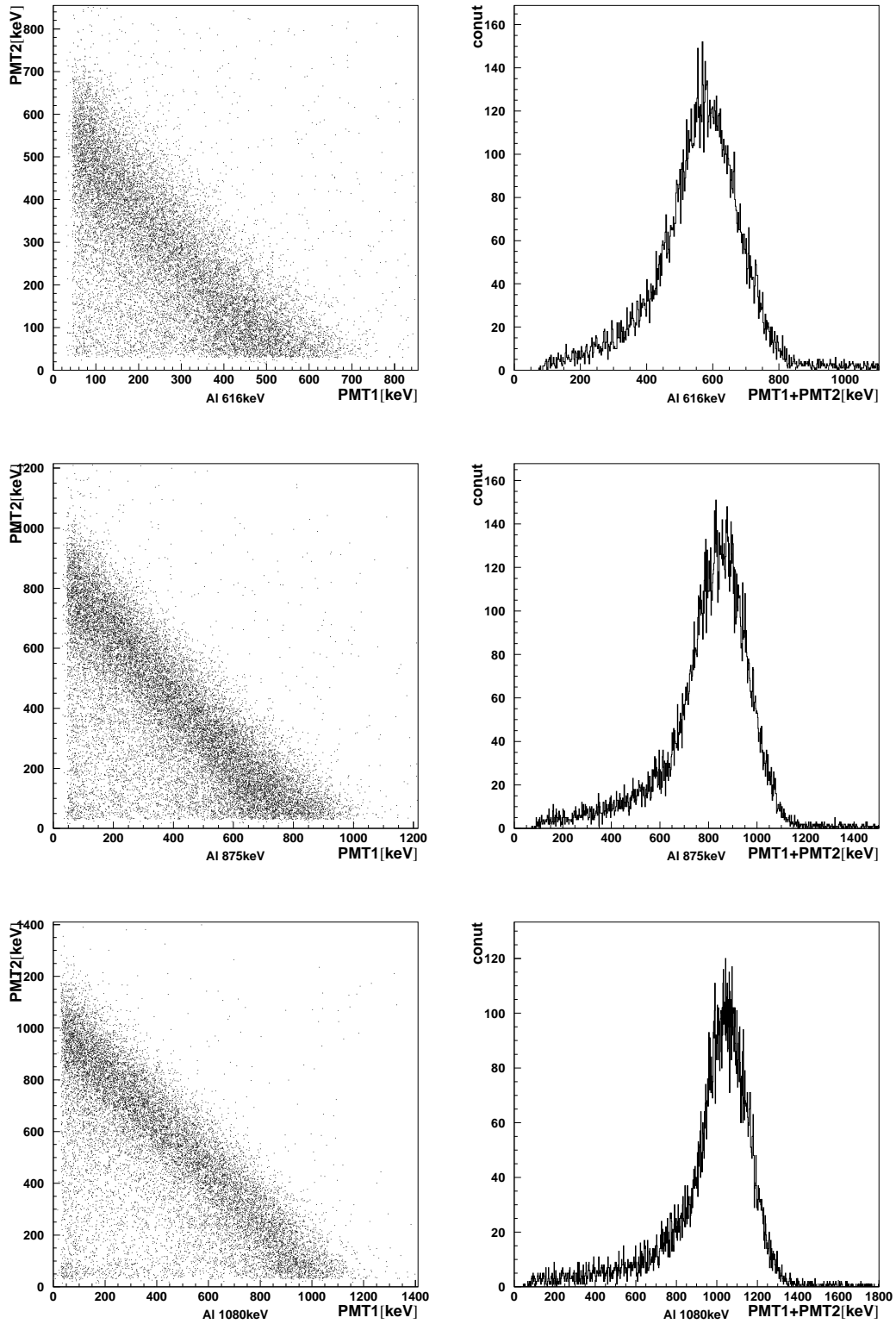


図 3.4: アルミターゲットを用いた時の、それぞれの検出器のエネルギー分布 (左) と、再構成したエネルギーの分布 (右)。入射電子のエネルギーは、上から、616keV、875keV、1080keV である。

### 3.3 アクシデンタルイベントの見積もり

今回の実験ではコインシデンスを取ることで、同時に二つの電子が来たイベントを選び出しているが、アクシデンタルによりコインシデンスが取れるイベントも存在する。

それぞれの検出器を単独で用いたときの、カウントレートとエネルギースペクトルからその寄与を見積もった。

図 3.5 はアクシデンタルイベントのみを再現したものの分布で、実際の測定の約 10 倍の統計量である。そのほとんどは mott 散乱同士のものであり、双方の検出器ともに、入射電子とほぼ同じエネルギーを落とすイベントである。この分布は、メラウ散乱で要求される、「二つのエネルギーの和が入射粒子のものと等しい」という条件からは大きく外れている。

したがって、後で述べる、エネルギー及び重心系での散乱角を用いたカットによりそのほとんどを落とすことが出来る。カットをほどこした結果、この様なアクシデンタルイベントの寄与は、最も多いものでも全体の 0.5% 以下であり、今回はこの影響を無視した。

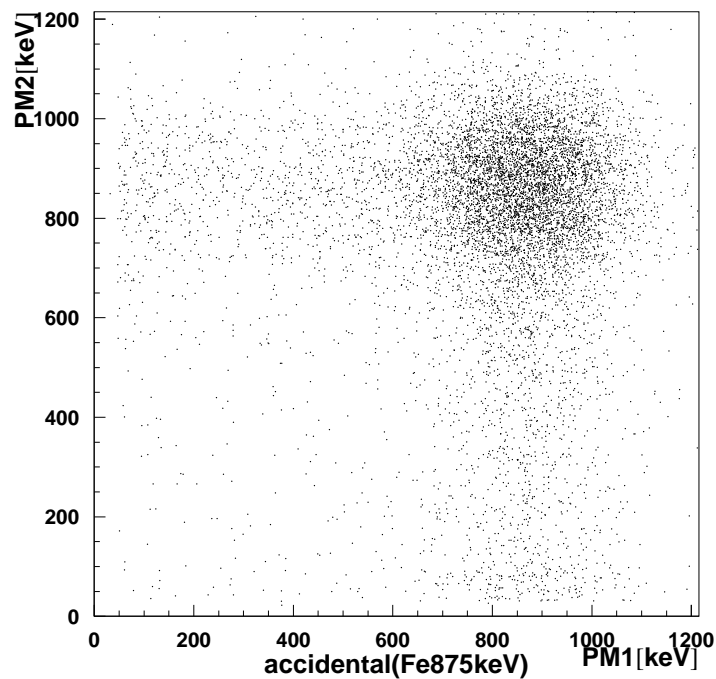


図 3.5: アクシデンタルイベントの分布 (磁性体、875keV でのシミュレーション)

### 3.4 エネルギーによるカット

集束された電子によるメラウ散乱を選び出すため、まず、二つの電子のエネルギーの和に対し、カットをかける。

エネルギーを再構成したスペクトルに対し、ピークをガウシアンでフィットし、ピーク位置

$\pm 2\sigma$  をカット範囲として、選び出した。図 3.6 は、カット範囲を図示したものである。

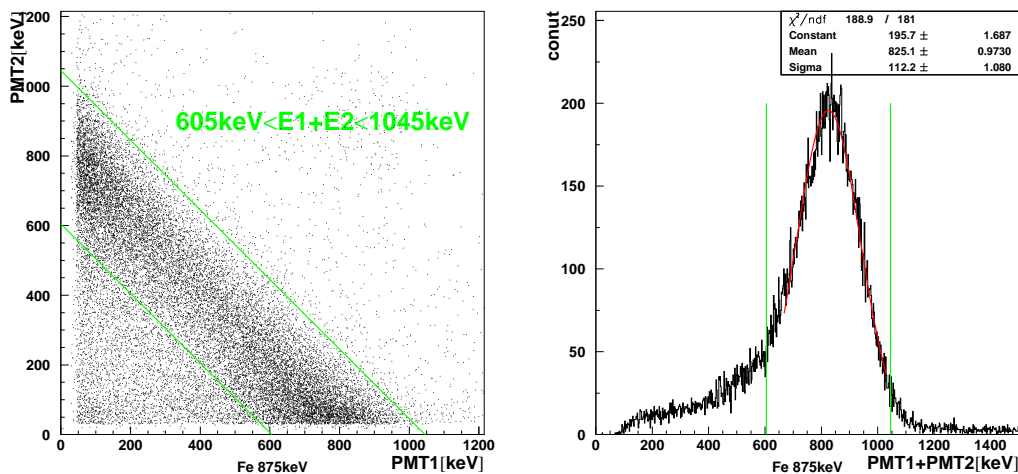


図 3.6: エネルギーによるカット範囲（磁性体、875keV）

### 3.5 重心系での散乱角 $\theta$ によるカット

散乱のアシンメトリーの大きさは、入射電子のエネルギーと重心系での散乱角  $\theta$  に依存している。

得られたデータの  $\cos \theta$  に対する依存性を調べ、それに基づいてカットをほどこした。

#### 3.5.1 イベント数の $\cos \theta$ に対する分布

メラー散乱において、重心系での散乱角  $\theta$  は、運動学より、二つの電子の運動エネルギー  $T_1, T_2$  を用いて、

$$\cos \theta = \frac{1 - R}{1 + R} \quad R = \frac{T_2}{T_1}$$

と表される。

これから得られた、 $\cos \theta$  に対するイベント数の分布を図 3.7 の左図に示す。赤線は、メラー散乱の散乱断面積である。

この図から、 $|\cos \theta|$  の大きい領域に多くイベントがあることが見て取れるが、これはメラー散乱の断面積がこの領域で大きくなることによる。

実際、得られた分布を散乱断面積で規格化すると、図 3.7 の右図ようになる。これは、立体角的に、 $\cos \theta = 0$ （重心系で 90 度散乱）付近のものを捕えられるよう配置したことによるものである。

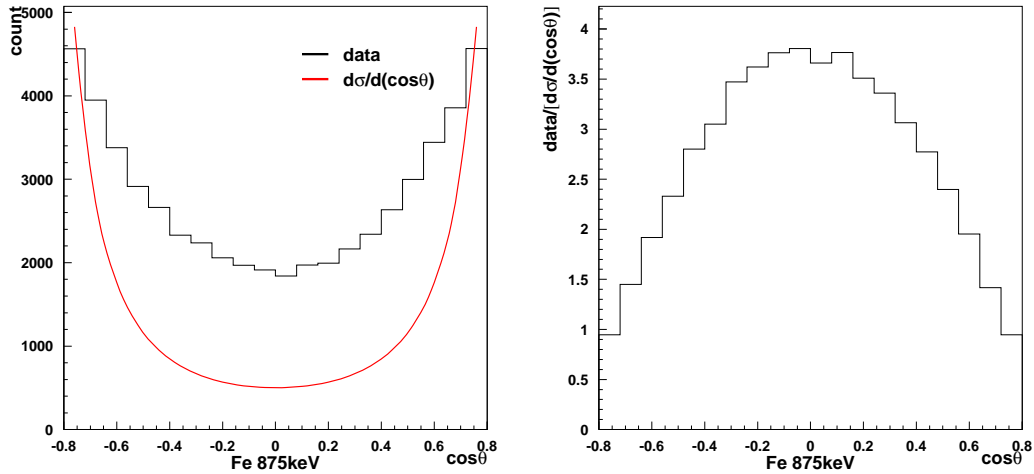


図 3.7:  $\cos \theta$  ごとのカウント数 (左) と散乱断面積で規格化したカウント数 (右)

### 3.5.2 アシンメトリーの $\cos \theta$ に対する分布

$\cos \theta$  について、bin を区切り、それぞれの磁化を反転させたときの、カウント数のアシンメトリーをプロットしたのが図 3.8 である。

統計量が少ないためエラーは大きいですが、 $|\cos \theta|$  が小さい範囲ではおおむね理論の予想と一致する結果が得られている。すなわち  $\cos \theta = 0$  付近では、磁性体では 2% 程度のアシンメトリーが見え、Al をターゲットに用いた測定では、ほぼ null とコンシステントである。

しかし、 $|\cos \theta|$  が大きい範囲では、特に Al ターゲットを用いた測定で、理論の予想とのずれが顕著になる。

予想とずれる原因としては、

- 一方が低エネルギーの電子であるため、わずかな磁場の変化の影響を受けてしまった。
- threshold 近辺なので、ゲインの変化によって threshold を越える数が増えた。

などが考えられるが、この現象を定量的に説明できるには至っていない。

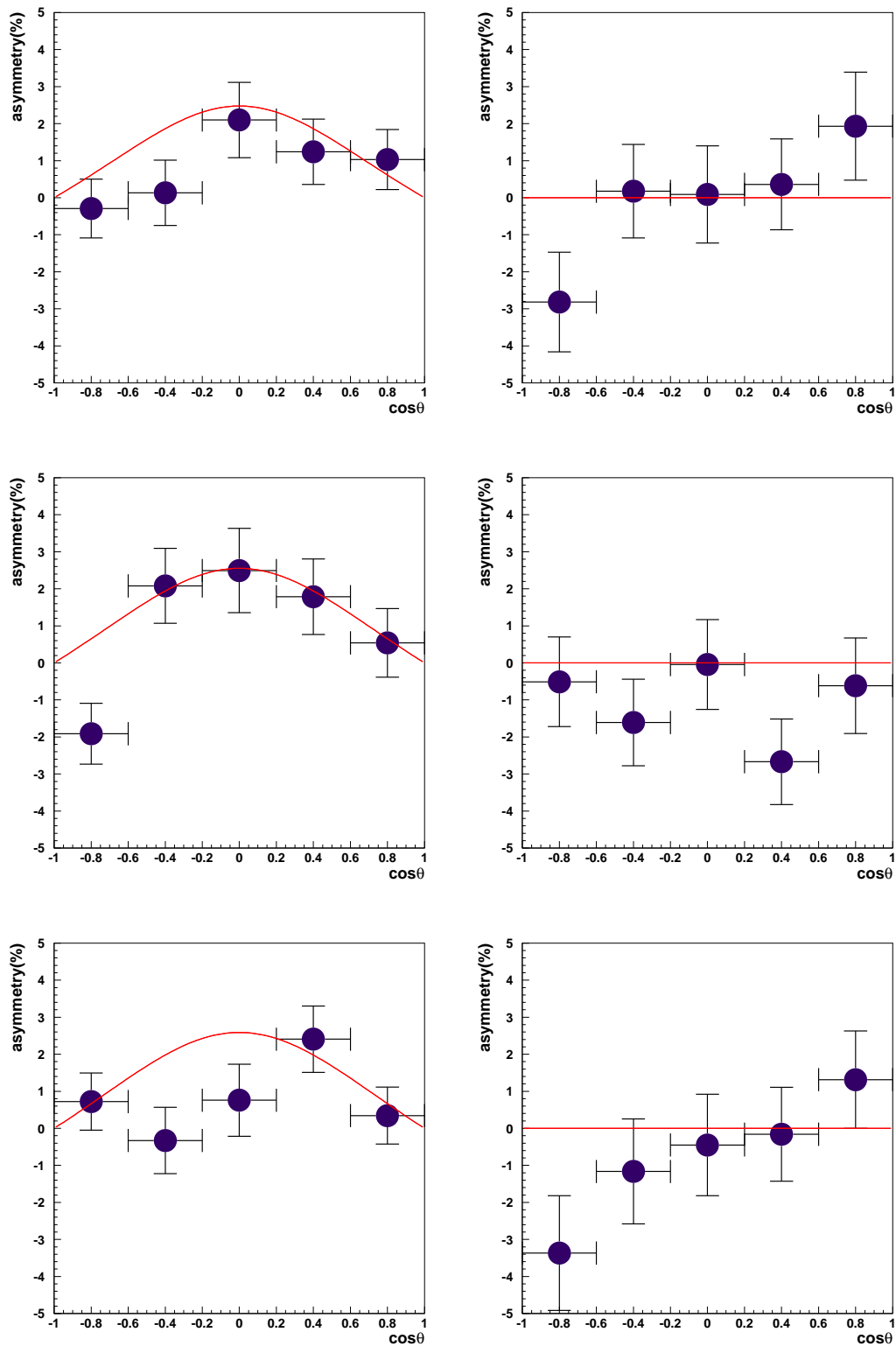


図 3.8: 観測されたアシンメトリーと、理論の予想（赤線）左が磁性体、右がアルミをターゲットに用いたもの。エネルギーは、上から 616keV、875keV、1080keV。

### 3.5.3 カット

以上のことをふまえ、

- そもそも磁性体のターゲットでも、小さなアシンメトリーしか見込めない。
- Al をターゲットにした測定ではヌルアシンメトリーが確認できなかった。

という理由から、 $|\cos \theta|$  が大きい領域は、カットして除くこととし、 $|\cos \theta| < 0.5$  の範囲のものを採用した。

エネルギーの  $2\sigma$  カットを合わせたカット範囲、及びカット後のスペクトルを図 3.9 に示す。この範囲のイベントを、偏極率の計算に用いた。

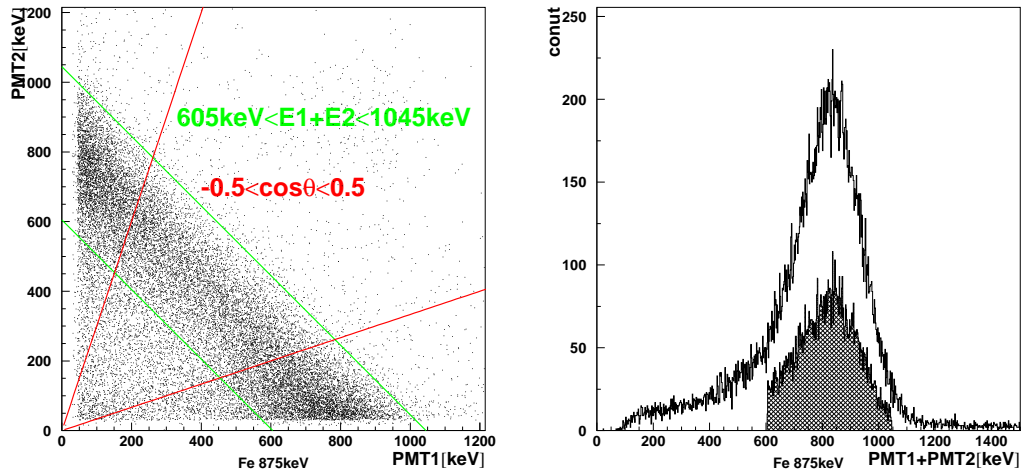


図 3.9: 最終的なカット、及びカット後のスペクトル（右図の網かけ部分）

### 3.6 Al ターゲットでの”null” asymmetry

以上のカットをほどこした後のデータについて Al をターゲットとして用いたときのアシンメトリーを、横軸に入射電子の速度 ( $\beta$ ) をとってプロットしたのが図 3.10 である。

なお、アシンメトリー  $A$  は、ターゲット磁化用の磁場を反転させたときのカウント数をそれぞれ  $C_{\pm}$  として、

$$A = \frac{C_{+} - C_{-}}{C_{+} + C_{-}}$$

により計算した。

エラーは統計によるもののみを考慮してある。横軸の、 $\beta$  に対するエラーは、入射電子のエネルギースペクトルをガウシアンでフィットしたときの  $\sigma$  に相当する。

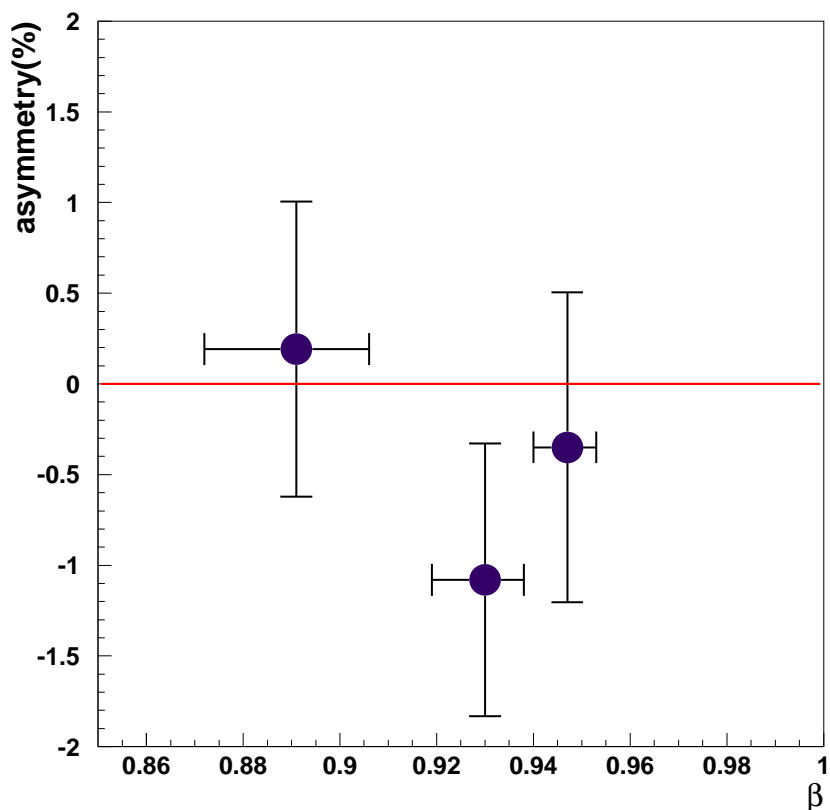


図 3.10: ターゲットにアルミ箔を用いた時のアシンメトリー

### 3.7 入射電子の polarization

入射電子の偏極率は、入射電子の進行方向を軸にとったときの、ターゲット電子の偏極率  $P_{\pm}$  と、そのときのカウント数  $C_{\pm}$  から、

$$P_i = \frac{\sigma_0}{\sigma_1} \frac{C_+ - C_-}{P_{t+}C_- - P_{t-}C_+}$$

と計算される。

$\sigma_{0,1}$  の、 $\cos\theta$  及び  $\beta$  依存性を考慮し、各  $\beta$  について偏極率の大きさを計算した<sup>2</sup> 結果、図 3.11 のようになった。

### 3.8 まとめ

メラー散乱を観測するという点においては、おおむね目的は達せられたと考えられる。これは、二つの検出器で観測されたエネルギーの和が入射電子のエネルギーを非常に良く再現して

<sup>2</sup>計算方法の詳細については、付録で述べる。



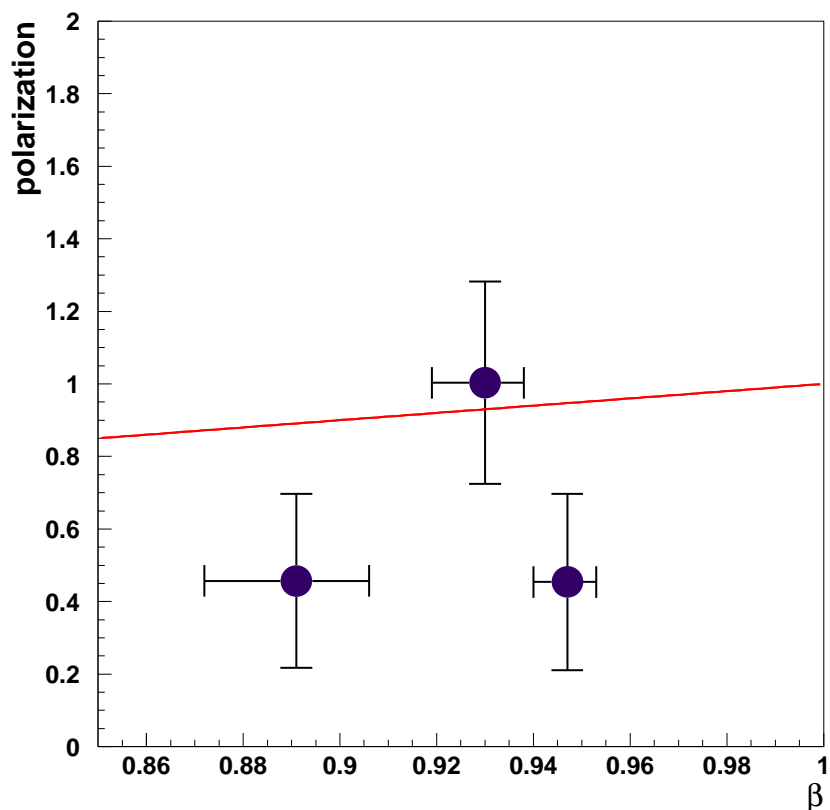


図 3.11: 入射電子の偏極率。赤線は、V-A 理論の予想である  $Polarization = \beta$  の直線を示している。

いることから確認できる。特に、低エネルギーの電子に対しても比較的 background の少ない状態で測定をすることが出来た。これは、ターゲットと検出器の間の障害物を無くしたこと、及び、ターゲットの厚さを、 $10\mu m$  という、以前より薄いものに変えたことによる。

アルミニウム箔をターゲットに用いた測定では、ほぼアシンメトリーは 0 であるという結果がえられた。このことから、systematic な asymmetry は、小さく抑えられていることがわかる。

一方、入射電子の偏曲率に関しては、0 ではない値は得られたものの、875keV での測定を除き、V-A 理論の予想に対しては、それを下回る結果となってしまった。この結果については、次章で議論する。

## 第4章 考察

### 4.1 ターゲット

ターゲットに対する要求は、一つは、大きな残留磁化を持ち、保磁力は、環境中に存在する程度のわずかな磁場によっては影響を受けない程度に大きい<sup>1</sup>が、一方、我々のヘルムホルツコイルでは十分反転可能な程度に小さい<sup>1</sup> ことであった。もう一つは、多重散乱やエネルギーロス等の影響を避けるため、十分薄い（数  $\mu\text{m}$  程度）ということである。

しかしこれらの条件を、完全に満たすものは見つけることが出来ず、今回、磁性体ターゲットとしてはパーマロイ45を用いたが、これを選択したのは、

- 製品化されており、容易に手に入る。
- わずかな外部磁場で、比較的大きな磁性を示す。

という理由による。ただし欠点は、ヒステリシスループの面積が小さく、特に外部磁場が弱い領域で、その変化に対して非常に敏感なことである。したがって、宇治で測っていただいたデータと、我々の測定した磁化の値を、正確に対応づけることが出来なかったが、その原因が、敏感さ故のものであるのか、それともそもそも測定方法に誤りがあったのか、判断を下す事が出来ない。

結局のところ本実験のセットアップで行なった我々の測定を信頼することとし、その値を解析に用いてあるが、正しい磁化の値が得られてないのではないかと、という疑念は残る。

一方厚さに関しては、 $10\mu\text{m}$  のものを用いたが、これも、手に入る中で一番薄かった、という理由でこの厚さに落ち着いたに過ぎない。

600keV 付近の入射電子に対し、より薄いターゲットの方が有利になることは、アルミ箔をターゲットに用いた予備実験においても確認されていて、<sup>2</sup> その原因は、mott 散乱を主とする多重散乱によって、メラー散乱した電子が検出器に入りにくくなるからであると考えられる。

本実験の測定においても、616keV での測定では、より高エネルギーでの測定に比べて、カウントレートは約半分になり、バックグラウンドの割合も増えた。

では、より良い磁性をもった、より薄いターゲットを如何にして手に入れるか、ということが問題になる。イオンスパッタリング法等により、蒸着して一からターゲットを作るしかないのではないかと、というのが現在のところの予想ではあるが、<sup>3</sup> 今後の課題であろう。

<sup>1</sup>ヘルムホルツコイルで出す磁場は、最大 100Oe 程度を想定していたので保持力は 10~30Oe 程度であることが理想であった。

<sup>2</sup>アルミ箔 ( $12\mu\text{m}$  厚) を枚数重ねることによって厚さを調整し、コインシデンスのカウントレートを測定した。結果、4 枚重ねた時に最もカウント数が多くなり、mott 散乱の断面積で規格化した結果、鉄に対しては約  $5\mu\text{m}$  が最適である、という結果を得た。

<sup>3</sup>ヤスリによる研磨、熱による真空蒸着等を試みたが、成功しなかった。

## 4.2 null asymmetry の評価

アルミニウム箔をターゲットに用いた測定は、コイルによる外部磁場を反転させることに伴って、電子の軌道が変わる、あるいは回路的な問題により (systematic な) asymmetry が生じていないことを保証してやるために行なった。結果は、ほぼ null とコンシステント (図 3.10) であり、この結果からこのような asymmetry はほとんど無い、ということが言える。

しかし、このことが、必ずしもターゲットとして磁性体を用いた時の、systematic な asymmetry の無さを保証しているわけではない。その理由は、磁性体を置くことで、磁場の分布が変化することによる。<sup>4</sup>

この影響が必ずしも無視できないことは、図 3.8 から見てとれる。ターゲットが何であれアシンメトリーが 0 近くになるべき  $|\cos \theta| \simeq 1$  の領域で、アルミを用いた場合と磁性体を用いた場合とで振る舞いが違っている。<sup>5</sup>

理想的には、偏極していない電子線と同じターゲットにあて、null asymmetry を保証してやる必要があるため、そのためには、例えば  $^{137}\text{Cs}$  のコンバージョンライン (625keV) を用いることが考えられる。

今回は、レートが低く、十分な統計を集めることが時間的に難しいことに加え、 $^{137}\text{Cs}$  の  $\gamma$  線 (662keV) によるバックグラウンド<sup>6</sup> を除去することが出来なかったため、断念した。しかし、厳密に systematic な asymmetry が無いことを保証するには、不可欠の測定である。

## 4.3 偏極率の結果に関するまとめ

カウント数から得られた偏極率の値は、理論の予想とはややなれた結果となり、総じてデータが予想を下回っていた。

V-A 理論が間違っている、ということはさすがに考えにくいので、その他の原因として、考えられるものを以下に挙げる。

- ターゲットでの多重散乱

入射電子が原子核によって (多重) 散乱された後の、メラー散乱を観測した場合、もとのヘリシティの情報は失われる。このようなイベントの割合が増えると、アシンメトリーが小さく見えることが期待される。

- ソースでの back scattering

今回  $\beta$  線源として用いたソースは、裏打ちをしてあるものである。後方に射出した  $\beta$  線が、周囲の物質によってさらに後方に散乱され、結果として前方に飛んでいくようなことが起こると、逆のヘリシティをもった電子が、ビーム中に混じることになる。これも入射電子の偏極度を小さくする原因になる。

<sup>4</sup> もっとも、磁場をかけている面積に比して磁性体の占める断面積は圧倒的に小さく、透磁率を考慮しても、磁性体の有無による違いは小さいことが予想される。コイルの断面積が約  $250\text{cm}^2$  であるのに対し、ターゲットは、およそ  $5 \times 10^{-3}\text{cm}^2 (= 10\mu\text{m} \times 2.5\text{cm} \times \arcsin(30^\circ))$  である。一方、比透磁率は  $10^3$  のオーダーである。

更に、磁場が平均として電子の入射方向と並行であるため、電子の軌道の変化が小さく抑えられることも、このような磁化方法をとったことの強みの一つである。

<sup>5</sup> ただし、前章で述べたように、この領域はカットし、解析には用いていない。

<sup>6</sup> ターゲットでコンプトン散乱した光子と、その時叩き出された電子によってコインシデンスがとれてしまい、また、エネルギーも同じ領域であるため、メラー散乱と区別がつかなくなってしまう。

- ターゲット以外の地点でのメラー散乱

これは、ターゲット直前に置いたスリットにより、ほとんど防がれていると考えられるが、ターゲット以外のところで散乱した電子を観測している可能性がある。磁化していない電子との散乱になるわけなのでアシンメトリーは減るはずである。

- 磁場による軌道の変化

これはたびたび議論されているが、ターゲットを磁化させるためにかけている磁場によって、電子の軌道が変わり、そのせいでアシンメトリーは任意に出うる。磁場の大きさは、十分小さく抑えられているはずではあるが、やはりこの可能性を排除できてはいない。

原因は様々に考えられるが、やはり統計量の少なさによって、さらに議論が難しくなっている。現時点では、多くのことが統計エラーに埋もれてしまっていて、定量的な評価にはほど遠い状況にある。ここでは、上記の原因を挙げるにとどめ、議論を終りにする。

## 第5章 謝辞

初めて P2 部屋に足を踏み入れてから早 1 年と？か月。まずは、これほどまでにレポート提出が遅れてしまったことをお詫び致します。長きに渡り指導して頂いた教官の方々と、支えて頂いた方々には御迷惑をおかけしました。

笹尾、野村両先生、そして TA の溝内さんには、実験全般に渡って大変お世話になりました。4 月が終っても、本実験に手が付けられずにいた僕達が、何とかここまでの結果を出すことが出来たのは、笹尾先生の助言があってこそその話でした。その他にも、多忙な中、要所要所では P2 部屋にも通って頂き、多くの指導、助言を頂きました。野村先生には、装置の設計をはじめとして、実験の細部に渡って指導して頂きました。無茶な事を言い出す時や、締切を守らない時が多かったかとは思いますが、最後まで丁寧に指導して頂きました。普段の実験に関してのトラブルや疑問点、あるいはコンピューター関連の事については、よく溝内さんにお世話になりました。いついかなる時も丁寧に対応して頂きました。そして何よりも、深夜でもおられるという安心感がありました。本当にありがとうございました。

畑先生には、理論ゼミでお世話になりました。無知であった僕達に対し、さぞかし苦勞されたことと思いますが、最後まで、大変丁寧に指導して頂きありがとうございました。

ナノ構造磁性研究室の壬生先生には、測定で用いるターゲットについて、相談に乗って頂きました。急なお願いであったにも関わらず、快く時間を割いて下さり、また、磁化の測定もして頂きました。大変参考になりました、ありがとうございます。

前年度 P2 の方々には、前回の実験の経験を伝えて頂く事に始まり、果てはこのレポート完成に至るまで、多方面に渡りお世話になりました。ありがとうございました。

ここに感謝の意を表します。

2004.10.17

## 感想

- 今思えば、数日間プログラムを書いているだけで終わってたり1ヵ月コイルと積分回路で遊んでいたりと寄り道が多かった気がする。その割に散乱槽の設計なんかは締め切りギリギリだったし…。最終的な結果がきちんと出なかったのは残念だったけど、作ったMagnetでSimulationどおりにベータ線が収束できたり、scatter plotでMøller散乱の分布が見えた時はうれしかったし、学生主体で好き勝手に色々なことが出来てとても楽しかった。（黒澤）
- コイルを几帳面に何時間でも巻いていた中島君、プログラムを何時間もいじくりまわしていた黒澤君お疲れ様です。だらだらしてしまいがちな性格のせいで何をするにもこんなに時間がかかってしまいました。楽しかったですが、やはり何事にもpunctualでないといけないな—と思いました。どうも一年間ありがとうございました。（竹内）
- P2部屋で過ごした時間の大半はコイル巻きに費やされた、と言ってしまうと過言だが、大小合わせると、相当巻いた気がする。あまり理解は得られなかったが、巻く事自体、それなりに面白かったんですよ。（もちろん実験で使うという目的が無かったら、到底巻く気にはならないが。）ともかく、長い間お疲れ様でした。楽しく実験できたのが何よりでした。（中島）

## 付録 A 偏極率の計算と誤差の評価

得られたカウント数のデータ  $C_+, C_-$  から入射電子の偏極率を計算する際に、我々がとった方法をまとめておく。

まず、

$$A = \frac{C_+ - C_-}{C_+ + C_-} \quad (\text{A.1})$$

で定義されるアシンメトリーに対し、その統計誤差  $\Delta A$  は、

$$\Delta A = \sqrt{\frac{1 - A^2}{C_+ + C_-}} \quad (\text{A.2})$$

と与えられる。ターゲットの磁化率が、反転させた時に絶対値が同じであれば、偏極率  $P_i$  はこの  $A$  に比例する量である。

しかし今回は、測定の結果違う値であることがわかったので、それを解析に用いた。それぞれを  $P_+, P_-$  とすると、偏極率は、

$$P_i = \frac{\sigma_0}{\sigma_1} \frac{C_+ - C_-}{P_{t+}C_- - P_{t-}C_+} \quad (\text{A.3})$$

によって計算される。これに対する統計誤差は、

$$\Delta P_i = \frac{\sigma_0}{\sigma_1} \frac{(P_+ - P_-) \sqrt{C_+ C_- (C_+ - C_-)}}{(P_{t+}C_- - P_{t-}C_+)^2} \quad (\text{A.4})$$

である。

ここで、 $\sigma_0$  および  $\sigma_1$  は、1章にあるメラ-散乱の断面積に含まれる項であり、入射粒子の速度  $\beta$  と、重心系での散乱角  $\cos \theta$  の関数である。

この  $\cos \theta$  依存性を反映させるために、カット後のデータを  $\cos \theta$  の値について細かく bin を区切り（実際には 20 分割した）各 bin ごとに、それぞれの  $\cos \theta$  の中心値を用いて  $P_i$  を計算した。（図 A.1） $\beta$  については、集束後の電子のエネルギーの中心値を用いた。

その結果、20 個ずつ偏極率の値、及びその誤差が得られるわけだが、これらは同じ物理量を測定した結果であるので、重みづけして平均をとることで、偏極率の値を得た。

重みつき平均 ( $P$ ) とその誤差 ( $\Delta P$ ) を与える式は、分割後の偏極率と誤差をそれぞれ  $p_i, \sigma_i (i = 1, 2, \dots, 20)$  として、

$$P = \frac{\sum_i (p_i / \sigma_i^2)}{\sum_i (1 / \sigma_i^2)} \quad (\text{A.5})$$

$$\Delta P = \frac{1}{\sqrt{\sum_i (1 / \sigma_i^2)}} \quad (\text{A.6})$$

と表される。

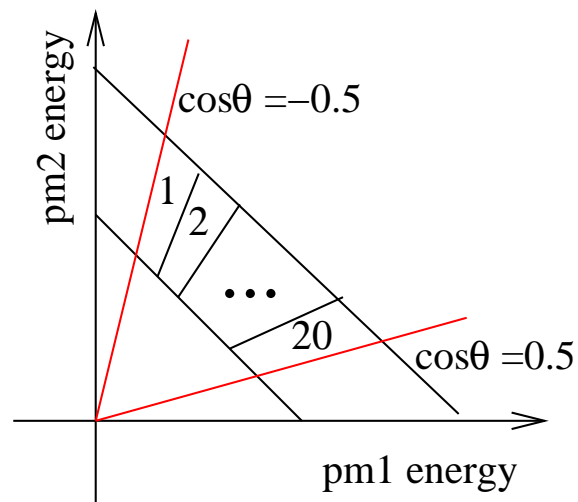


図 A.1: 分割の様子



## 付録B DAQ ソースコード

本実験で用いた、data acquisition ソースコード（一部抜粋）である。リレーの制御と、それに同期した ADC の読み出しを行なっている。

```
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <unistd.h>
#include <math.h>
#include <sys/types.h>
#include <sys/time.h>
#include <sys/errno.h>
#include "camlib.h"
#include <time.h>
#include "gptcall.h"
#include <string.h>

// CAMAC control
#define ENLAM 8
#define CLR 9
#define LAM 8
#define READ 0
#define READCL 2
#define WRITE 16

// reraly control
#define ON_FLAG 1
#define OFF_FLAG 0
#define FULL_CYCLE 12
#define MAGNETIZE_TIME 0.5
#define HALF_CYCLE 6
#define GROUND_WAIT 500000

/* SET STATION NUMBER */
#define ELR 1
#define ADC 16
#define ACH1 2
```

```

#define ACH2 3
#define ACH3 4
#define RELAYMPX1 4
#define RELAYMPX2 6

// calibration data
#define PEDE_1CH 97
#define CONV_1CH 644
#define PEDE_2CH 101
#define CONV_2CH 609
#define PEDE_3CH 69

// file name strings
#define EXT_DAT ".dat"
#define EXT_HIST ".hist"
#define EXT_PS ".ps"
#define TEMP_STR "_temp"
#define PLUS_STR "_plus"
#define MINUS_STR "_minus"
#define ENERGY_STR "_engy"
#define ADD_HIST_STR "_add"

// magnetize sign
#define SIGN_PLUS 1
#define SIGN_MINUS -1

// file type
#define MOLLER_DAT 0
#define ENERGY_DAT 1
#define ADD_HIST 2
#define TEMP_DAT 3
#define ENERGY_PS 4
#define ADD_PS 5

#define TEMP_SAVE_CYCLE 1800
#define ERROR_CODE -1

static int dummy, q=0, x=0;

static int RELAY_OFF=9;
static int RELAY_ON_1=8;
static int RELAY_ON_2=8;

```

```

static int temp_plus_file_num=0, temp_minus_file_num=0;
static int relay2_status=OFF_FLAG;
static time_t now_time, relay2_on_time, relay2_off_time;

extern int NAF(int n, int a, int f);

// function
double initialize(int arg_num, char *arg1);
int create_file_name(int sign, int file_type, char *base_str, char *out_file_name);
int magnetize(int sign);

int main(int argc, char *argv[])
{
    FILE *moller_plus_file, *moller_minus_file, *temp_plus_file, *temp_minus_file;

    int N, A, F;
    int ref1, ref2, ref3; //
    int count=0;
    int cycle_plus=1, cycle_minus=1; // temp file update cycle
    int observe_plus_flag=1, observe_minus_flag=1;
    int temp_plus_file_status=1, temp_minus_file_status=1;

    double observe_time, diff_time, initialize_status;

    char *moller_plus_file_name, *moller_minus_file_name; // dat files
    char *temp_plus_file_name, *temp_minus_file_name; // temp dat files

    time_t start_time;

    // initialize
    if((initialize_status=initialize(argc, argv[1]))==ERROR_CODE) exit(1);
    else observe_time=initialize_status;

    /*** create file name ***/
    // moller plus dat
    if((moller_plus_file_name=calloc(strlen(argv[2])+10, sizeof(char)))==NULL){
        fprintf(stderr, "memory allocation error\n");
        exit(1);
    }
    create_file_name(SIGN_PLUS, MOLLER_DAT, argv[2], moller_plus_file_name);

```

```

// moller minus dat
if((moller_minus_file_name=calloc(strlen(argv[2])+11, sizeof(char)))==NULL){
    fprintf(stderr, "memory allocation error\n");
    exit(1);
}
create_file_name(SIGN_MINUS, MOLLER_DAT, argv[2], moller_minus_file_name);

// temp00 plus file
if((temp_plus_file_name=calloc(strlen(argv[2])+17, sizeof(char)))==NULL){
    fprintf(stderr, "temp file memory allocation error\n");
    temp_plus_file_status=0;
}
if(temp_plus_file_status)
    create_file_name(SIGN_PLUS, TEMP_DAT, argv[2], temp_plus_file_name);

// temp00 minus file
if((temp_minus_file_name=calloc(strlen(argv[2])+18, sizeof(char)))==NULL){
    fprintf(stderr, "temp file memory allocation error\n");
    temp_minus_file_status=0;
}
if(temp_plus_file_status)
    create_file_name(SIGN_MINUS, TEMP_DAT, argv[2], temp_minus_file_name);

/**** create file name end ****/

/**** dat file open ****/
//moller plus dat file
if((moller_plus_file=fopen(moller_plus_file_name,"w"))==NULL){
    fprintf(stderr, "plus dat file open error!\n");
    exit(1);
}

//moller minus dat file
if((moller_minus_file=fopen(moller_minus_file_name,"w"))==NULL){
    fprintf(stderr, "minus dat file open error!\n");
    exit(1);
}

//temp plus file
if(temp_plus_file_status){
    if((temp_plus_file=fopen(temp_plus_file_name,"w"))==NULL){

```

```

        fprintf(stderr, "temp file open error!\n");
        temp_plus_file_status=0;
    }
}

//temp minus file
if(temp_minus_file_status){
    if((temp_minus_file=fopen(temp_minus_file_name,"w"))==NULL){
        fprintf(stderr, "temp file open error!\n");
        temp_minus_file_status=0;
    }
}

/**** dat file open end ****/

/* CAMAC clear */
N=ADC; A=0; F=CLR;
CAMAC(NAF(N,A,F), &dumy, &q, &x);

// get start time
start_time = time(NULL);
relay2_on_time=start_time-FULL_CYCLE-1;

/**** main loop start ****/
do{

    // get now time
    now_time = time(NULL);
    diff_time = difftime(now_time, start_time);

    // plus magnetize
    magnetize(SIGN_PLUS);

/**** observe plus ****/
    if(relay2_status==ON_FLAG){

        N=ADC; A=0; F=LAM;
        CAMAC(NAF(N,A,F), &dumy, &q, &x); /* LAM */

        if(q == 1) { // q flag

count++; // event number

```

```

N=ADC; A=ACH3; F=READ;
CAMAC(NAF(N,A,F), &ref3, &q, &x); /* read ACH3 */

// check ADC ground
if(fabs(ref3-PEDE_3CH)>10){
    fprintf(stderr, "GROUND error\n");
    observe_plus_flag=0;
}

if(observe_plus_flag && (int)diff_time%6!=0){
    N=ADC; A=ACH1; F=READ;
    CAMAC(NAF(N,A,F), &ref1, &q, &x); /* read ACH1 */

    N=ADC; A=ACH2; F=READ;
    CAMAC(NAF(N,A,F), &ref2, &q, &x); /* read ACH2 */

    // output
    printf("%d %.1f + %6d %6d\n", count, diff_time, ref1, ref2);
    fprintf(moller_plus_file, "%6d %6d\n", ref1, ref2);
    if(temp_plus_file_status) fprintf(temp_plus_file, "%6d %6d\n", ref1, ref2);
}

observe_plus_flag=1;

/**** clear ****/
N=ADC; A=0; F=CLR;
CAMAC(NAF(N,A,F), &dumy, &q, &x);
    }

    // temp plus file
    if(diff_time>=TEMP_SAVE_CYCLE*cycle_plus){

// close old temp file
if(temp_plus_file_status) fclose(temp_plus_file);

// new temp plus file name
temp_plus_file_num++;
if(!temp_plus_file_status){
    if((temp_plus_file_name=calloc(strlen(argv[2])+17, sizeof(char)))==NULL){
        fprintf(stderr, "temp file memory allocation error\n");
        temp_plus_file_status=0;
    }
}

```

```

    }
    else temp_plus_file_status=1;
}

if(temp_plus_file_status)
    create_file_name(SIGN_PLUS, TEMP_DAT, argv[2], temp_plus_file_name);

//new temp plus file
if(temp_plus_file_status){
    if((temp_plus_file=fopen(temp_plus_file_name,"w"))==NULL){
        fprintf(stderr, "temp file open error!\n");
        temp_plus_file_status=0;
    }
}

// update cycle plus
cycle_plus++;

    }

}
/**** plus observe end ****/

// minus magnetize
magnetize(SIGN_MINUS);

/**** observe minus ****/
if(relay2_status==OFF_FLAG){

    N=ADC; A=0; F=LAM;
    CAMAC(NAF(N,A,F), &dumy, &q, &x); /* LAM */

    if(q == 1) { // q flag

count++; // event number

N=ADC; A=ACH3; F=READ;
CAMAC(NAF(N,A,F), &ref3, &q, &x); /* read ACH3 */

// check ADC ground
if(fabs(ref3-PEDE_3CH)>10){

```

```

    fprintf(stderr, "GROUND error\n");
    observe_minus_flag=0;
}

if(observe_minus_flag && (int)diff_time%6!=0){
N=ADC; A=ACH1; F=READ;
CAMAC(NAF(N,A,F), &ref1, &q, &x); /* read ACH1 */

N=ADC; A=ACH2; F=READ;
CAMAC(NAF(N,A,F), &ref2, &q, &x); /* read ACH2 */

// output
printf("%d %.1f - %6d %6d\n", count, diff_time, ref1, ref2);
fprintf(moller_minus_file,"%6d %6d\n", ref1, ref2);
if(temp_minus_file_status) fprintf(temp_minus_file,"%6d %6d\n", ref1, ref2);

}

observe_minus_flag=1;

/**** clear ****/
N=ADC; A=0; F=CLR;
CAMAC(NAF(N,A,F), &dumy, &q, &x);
    }

    // temp minus file
    if(diff_time>=TEMP_SAVE_CYCLE*cycle_minus){

// close old temp file
if(temp_minus_file_status) fclose(temp_minus_file);

// new temp minus file name
temp_minus_file_num++;
if(!temp_minus_file_status){
    if((temp_minus_file_name=calloc(strlen(argv[2])+18, sizeof(char)))==NULL){
        fprintf(stderr, "temp file memory allocation error\n");
        temp_minus_file_status=0;
    }
    else temp_minus_file_status=1;
}
}

```



```

if(temp_minus_file_status)
    create_file_name(SIGN_MINUS, TEMP_DAT, argv[2], temp_minus_file_name);

// new temp minus file
if(temp_minus_file_status){
    if((temp_minus_file=fopen(temp_minus_file_name,"w"))==NULL){
        fprintf(stderr, "temp file open error!\n");
        temp_minus_file_status=0;
    }
}

// update cycle minus
cycle_minus++;

    }

    }
/**** observe minus end ****/

}while(diff_time<observe_time);
/**** main loop end ****/

/* relay off */
CAMAC(NAF(RELAYMPX1,0,16), &RELAY_OFF, &q, &x);
CAMAC(NAF(RELAYMPX2,0,16), &RELAY_OFF, &q, &x);

/**** close CAMAC ****/
CAM_Close();

// free memory
free(temp_plus_file_name);
free(temp_minus_file_name);

// file close
fclose(moller_plus_file);
fclose(moller_minus_file);
fclose(temp_plus_file);
fclose(temp_minus_file);
free(moller_plus_file_name);
free(moller_minus_file_name);

```

```

    exit(0);
}

// initialize CAMAC and check arg
double initialize(int arg_num, char *arg1)
{

    double input_time;

    /*** open driver ***/
    if (CAMOPN()){
        fprintf(stderr, "CAMAC open error\n");
        return ERROR_CODE;
    }

    /*** initialize CAMAC ***/
    CSETCR(0);
    CGENZ();
    CGENC();
    CREMI();

    /*** check arguments ***/

    if(arg_num!=3){
        fprintf(stderr, "Please type the time of observation and out file name.\n");
        return ERROR_CODE;
    }

    if(atof(arg1) input_time=atof(arg1);
    else {
        fprintf(stderr, "Please type the time of observation and out file name.\n");
        return ERROR_CODE;
    }

    /*** check arguments end ***/

    return input_time;

}

// create file name

```

```

int create_file_name(int sign, int file_type, char *base_str, char *out_file_name)
{

    char sign_str[8], add_str[8], ext_str[8], temp_file_num[3];

    // get magnetize sign
    if(sign==SIGN_PLUS){
        strcpy(sign_str, PLUS_STR);
        sprintf(temp_file_num, "%.2d", temp_plus_file_num);
    }
    else if(sign==SIGN_MINUS){
        strcpy(sign_str, MINUS_STR);
        sprintf(temp_file_num, "%.2d", temp_minus_file_num);
    }

    // get file type
    if(file_type==MOLLER_DAT){
        strcpy(add_str, "");
        strcpy(ext_str, EXT_DAT);
    }
    else if(file_type==ENERGY_DAT){
        strcpy(add_str, ENERGY_STR);
        strcpy(ext_str, EXT_DAT);
    }
    else if(file_type==ADD_HIST){
        strcpy(add_str, ADD_HIST_STR);
        strcpy(ext_str, EXT_HIST);
    }
    else if(file_type==TEMP_DAT){
        strcpy(add_str, TEMP_STR);
        strcpy(ext_str, EXT_DAT);
    }
    else if(file_type==ENERGY_PS){
        strcpy(add_str, ENERGY_STR);
        strcpy(ext_str, EXT_PS);
    }
    else if(file_type==ADD_PS){
        strcpy(add_str, ADD_HIST_STR);
        strcpy(ext_str, EXT_PS);
    }

    // create out file name

```

```

strcpy(out_file_name, base_str);
strcat(out_file_name, sign_str);
strcat(out_file_name, add_str);
if(file_type==TEMP_DAT) strcat(out_file_name, temp_file_num);
strcat(out_file_name, ext_str);

return 0;

}

// magnetize target
int magnetize(int sign)
{

// plus
if(sign==SIGN_PLUS){
    if(difftime(now_time, relay2_on_time)>=FULL_CYCLE && relay2_status==OFF_FLAG){
        relay2_on_time=time(NULL);
        CAMAC(NAF(RELAYMPX2,0,16), &RELAY_ON_2, &q, &x);
        CAMAC(NAF(RELAYMPX1,0,16), &RELAY_ON_1, &q, &x);
        relay2_status=ON_FLAG;
        usleep(1000000*MAGNETIZE_TIME);
        CAMAC(NAF(RELAYMPX1,0,16), &RELAY_OFF, &q, &x);
        usleep(GROUND_WAIT);
    }
}

// minus
else if(sign==SIGN_MINUS){
    if(difftime(now_time, relay2_on_time)>=HALF_CYCLE && relay2_status==ON_FLAG){
        CAMAC(NAF(RELAYMPX2,0,16), &RELAY_OFF, &q, &x);
        CAMAC(NAF(RELAYMPX1,0,16), &RELAY_ON_1, &q, &x);
        relay2_status=OFF_FLAG;
        usleep(1000000*MAGNETIZE_TIME);
        CAMAC(NAF(RELAYMPX1,0,16), &RELAY_OFF, &q, &x);
        usleep(GROUND_WAIT);
    }
}

return 0;

}

```