

Møller 散乱を用いた beta 崩壊における Parity の破れの検証

岩崎星哉

恩田直人

成川佳史

松下直弥

2022 年 4 月 5 日

目次

第 1 章	理論	1
1.1	V-A による β 崩壊とパリティの破れ	1
1.2	Møller 散乱	4
第 2 章	実験手法	9
2.1	実験装置	9
2.2	実験方法	11
第 3 章	磁化	14
3.1	磁化率測定	14
3.2	実験方法	17
3.3	結果	19
第 4 章	キャリブレーション	26
4.1	PMT 選び	26
4.2	キャリブレーション	28
第 5 章	結果	31
5.1	観測されたイベント	31
5.2	β と $\cos \theta$ によるカット	32
5.3	<i>Asymmetry</i> の $\cos \theta$ に対する分布	33
5.4	入射電子の polarization	34
第 6 章	考察	35
6.1	左右非対称性について	35
6.2	バックグラウンドイベントについて	42
第 7 章	結論	45
	謝辞	45
	参考文献	49
付録 A	散乱角度分布	50

付録 B	実験装置の設計	51
B.1	真空度と空気中でのエネルギー損失	51
B.2	仕切りの設計とバックグラウンドイベント	53
B.3	バックグラウンドイベント例	55
付録 C	ソースメジャーユニット GS610 を用いた磁化率測定に際する注意	57
付録 D	統計誤差	58

概要

2002,2003,2009 年度にわたって行われてきた真空槽内での Møller 散乱による弱相互作用における Parity 対称性の破れの検証実験は、満足できる結果に終わっていない。本論文は主にバックグラウンド削減の観点から実験を再考し、目標となる *beta* 崩壊電子の偏極率の測定を目指したものである。

第 1 章

理論

1.1 V-A による β 崩壊とパリティの破れ

本実験では β 崩壊における放出電子の縦偏極度を測定することが目標である。まずは β 崩壊の理論とパリティの破れについて述べる。

β 崩壊は弱い相互作用による崩壊 ($n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$) であり、反応のファインマンダイアグラムを図1.1に示す。

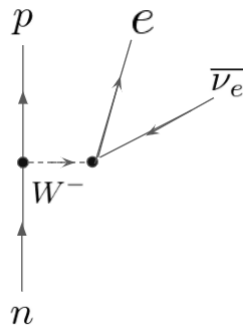


図1.1: β 崩壊の Feynmann diagram

β 崩壊の不変散乱振幅 \mathcal{M} は次のような形で表せる。

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left(\bar{u}_p \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_n \right) \left(\bar{u}_{\bar{\nu}_e} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_e \right)$$

これは $\bar{u}\gamma u$ の vector 型と $\bar{u}\gamma\gamma^5 u$ の axial vector 型が逆向きに混じっており、V-A 理論と呼ばれる。これを用いて β 崩壊の確率に比例する量を計算する。

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= \frac{G_F^2}{2} \left(\bar{u}_p \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_n \right) \left(\bar{u}_{\bar{\nu}_e} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_e \right) \left(\bar{u}_p \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_n \right)^* \left(\bar{u}_{\bar{\nu}_e} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_e \right)^* \\ &= \frac{G_F^2}{2} \left(\bar{u}_p \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_n \right) \left(\bar{u}_{\bar{\nu}_e} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_e \right) \left(\bar{u}_n (1 + \gamma^5) \gamma^\mu u_p \right) \left(\bar{u}_e (1 + \gamma^5) \gamma_\mu u_{\bar{\nu}_e} \right) \end{aligned}$$

次にスピンについて計算を進める。中性子はスピン平均をとり、陽子とニュートリノについてはスピン和をとる。

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

なお、ここでファインマンスラッシュの記法を用いている。電子は偏極しているので偏極ベクトル a を用いて

$$\bar{u}_e u_e = (\not{p}_e + m_e) \frac{1 + \gamma^5 s \not{a}}{2}$$

ただし s はスピンに対応する量で $s = \pm 1$ である。これらを用いて計算すると

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{G_F^2}{4} \text{tr} \left((\not{p}_p + m_p) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\not{p}_n + m_n) (1 + \gamma^5) \gamma^\mu \right) \\ \times \text{tr} \left((\not{p}_{\bar{\nu}} + m_{\bar{\nu}}) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) (\not{p}_e + m_e) (1 + \gamma^5 s \not{a}) (1 + \gamma^5) \gamma_\nu \right)$$

次に β 崩壊の力学を考えると始状態として原子は静止していて、終状態では陽子と中性子の運動エネルギーは無視できる。またニュートリノの質量についても非常に小さいため無視できて、次の近似が得られる。

$$\not{p}_n + m_n = p_{n0} \left(\gamma^0 - \frac{p_{ni}}{p_{n0}} \gamma^i \right) + m_n \simeq m_n (\gamma^0 + 1) \\ \not{p}_p + m_p \simeq m_p (\gamma^0 + 1) \\ \not{p}_{\bar{\nu}} + m_{\bar{\nu}} \simeq \not{p}_{\bar{\nu}}$$

よって、これらを用いると

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{G_F^2 m_p m_n}{4} \text{tr} \left[(\gamma^0 + 1) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\gamma^0 + 1) (1 + \gamma^5) \gamma^\nu \right] \\ \times \text{tr} \left[p_{\bar{\nu}}^\alpha \gamma_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma^5) (p_e^\beta \gamma_\beta + m_e) (1 + \gamma^5 s a^\delta \gamma_\delta) (1 + \gamma^5) \gamma_\nu \right]$$

ここから trace の計算をする。まず前半は、

$$\text{tr} \left[(\gamma^0 + 1) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\gamma^0 + 1) (1 + \gamma^5) \gamma^\nu \right] \\ = \text{tr} \left[(\gamma^0 + 1) \gamma^\mu \left\{ (\gamma^0 + 1) + (\gamma^0 - 1) \gamma^5 \right\} (1 + \gamma^5) \gamma^\nu \right] \\ = 2 \text{tr} \left[(\gamma^0 + 1) \gamma^\mu \gamma^0 (1 + \gamma^5) \gamma^\nu \right] = 8 (2g^{0\mu} g^{0\nu} - g^{\mu\nu})$$

後半は、

$$\text{tr} \left[p_{\bar{\nu}}^\alpha \gamma_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma^5) (p_e^\beta \gamma_\beta + m_e) (1 + \gamma^5 s a^\delta \gamma_\delta) (1 + \gamma^5) \gamma_\nu \right] \\ = \text{tr} \left[p_{\bar{\nu}}^\alpha \gamma_\alpha \gamma_\mu (p_e^\beta \gamma_\beta + m_e) (1 + \gamma^5 s a^\delta \gamma_\delta) (1 + \gamma^5) (1 + \gamma^5) \gamma_\nu \right] \\ = 2 \text{tr} \left[p_{\bar{\nu}}^\alpha \gamma_\alpha \gamma_\mu (p_e^\beta \gamma_\beta + m_e) (1 - s a^\delta \gamma_\delta \gamma^5) (1 + \gamma^5) \gamma_\nu \right] \\ = 2 \text{tr} \left[p_{\bar{\nu}}^\alpha \gamma_\alpha \gamma_\mu (p_e^\beta \gamma_\beta + m_e) (1 - s a^\delta \gamma_\delta) (1 + \gamma^5) \gamma_\nu \right] \\ = 8 p_{\bar{\nu}}^\alpha p_e^\beta (g_{\alpha\mu} g_{\beta\nu} - g_{\alpha\beta} g_{\mu\nu} + g_{\alpha\nu} g_{\mu\beta}) - 8 p_{\bar{\nu}}^\alpha m_e s a^\delta (g_{\alpha\mu} g_{\delta\nu} - g_{\alpha\delta} g_{\mu\nu} + g_{\alpha\nu} g_{\mu\delta}) \\ + 8 i p_{\bar{\nu}}^\alpha p_e^\beta \epsilon_{\alpha\mu\beta\nu} - 8 i p_{\bar{\nu}}^\alpha m_e s a^\delta \epsilon_{\alpha\mu\delta\nu}$$

結局、

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}|^2 &= 16G_F^2 m_p m_n (2g^{0\mu}g^{0\nu} - g^{\mu\nu}) \times \left\{ p_{\bar{\nu}}^\alpha p_e^\beta (g_{\alpha\mu}g_{\beta\nu} - g_{\alpha\beta}g_{\mu\nu} + g_{\alpha\nu}g_{\mu\beta}) \right. \\
&\quad \left. - p_{\bar{\nu}}^\alpha m_e s a^\delta (g_{\alpha\mu}g_{\delta\nu} - g_{\alpha\delta}g_{\mu\nu} + g_{\alpha\nu}g_{\mu\delta}) + i p_{\bar{\nu}}^\alpha p_e^\beta \epsilon_{\alpha\mu\beta\nu} - i p_{\bar{\nu}}^\alpha m_e s a^\delta \epsilon_{\alpha\mu\delta\nu} \right\} \\
&= 16G_F^2 m_p m_n (2g^{0\mu}g^{0\nu} - g^{\mu\nu}) \left\{ (p_{\bar{\nu}\mu} p_{e\nu} + p_{\bar{\nu}\nu} p_{e\mu} - g_{\mu\nu} p_{\bar{\nu}} \cdot p_e) \right. \\
&\quad \left. - m_e s (p_{\bar{\nu}\mu} a_\nu + p_{\bar{\nu}\nu} a_\mu - g_{\mu\nu} p_{\bar{\nu}} \cdot a) \right\} \\
&= 64G_F^2 m_p m_n p_{\bar{\nu}0} p_{e0} \left(1 - m_e s \frac{a_0}{p_{e0}} \right)
\end{aligned}$$

ここで偏極ベクトルを運動量ベクトルと空間成分が平行となるものにする。

$$a = \left(\frac{|\mathbf{p}_e}{m}, \frac{p_e^0}{m} \frac{\mathbf{p}_e}{|\mathbf{p}_e|} \right)$$

β 崩壊の確率 $P(s)$ は $|\mathcal{M}|^2$ に比例するので

$$P(s) \propto 1 - m_e s \frac{a_0}{p_{e0}} = 1 - s \frac{|\mathbf{p}_e|}{p_{e0}} = 1 - s\beta$$

よって偏極度は

$$\frac{P(+1) - P(-1)}{P(+1) + P(-1)} = -\beta \leq 0$$

よって β 崩壊の放出電子は偏極が見られ、パリティが破れている。

1.2 Møller 散乱

Møller(メラー) 散乱とは電子同士の散乱である。Møller 散乱では入射電子と標的電子のスピンの関係によって散乱断面積が異なる。本実験では target を磁化させることで標的電子のスピンをコントロールし、これを利用して散乱断面積の違いから入射電子のスピンの偏極度を知る。

ここでは Møller 散乱の散乱断面積を導出し、スピンの影響をみる。まず最低次のファインマンダイアグラムを図1.2に示す。

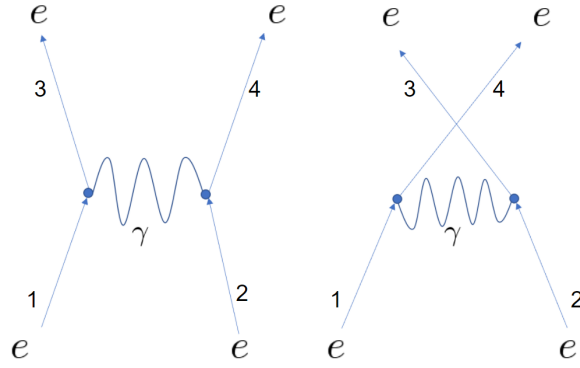


図1.2: møller 散乱のファインマンダイアグラム

この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、 $u_i = u(p_i, s_i)$ ($i = 1, 2, 3, 4$) である。散乱断面積に寄与する $|\mathcal{M}|^2$ を計算すると

$$|\mathcal{M}|^2 = e^4 \left(\frac{1}{(p_3 - p_1)^2} (\bar{u}_3 \gamma^\mu u_1) (\bar{u}_4 \gamma_\mu u_2) - \frac{1}{(p_4 - p_1)^2} (\bar{u}_4 \gamma^\mu u_1) (\bar{u}_3 \gamma_\mu u_2) \right) \times \left(\frac{1}{(p_3 - p_1)^2} (\bar{u}_1 \gamma^\nu u_3) (\bar{u}_2 \gamma_\nu u_4) - \frac{1}{(p_4 - p_1)^2} (\bar{u}_1 \gamma^\nu u_4) (\bar{u}_2 \gamma_\nu u_3) \right) \quad (1.1)$$

$$= e^4 \left(\frac{1}{(p_3 - p_1)^4} \text{tr} (u_4 \bar{u}_4 \gamma_\mu u_2 \bar{u}_2 \gamma_\nu) \text{tr} (u_1 \bar{u}_1 \gamma^\nu u_3 \bar{u}_3 \gamma^\mu) \right. \quad (1.2)$$

$$+ \frac{1}{(p_4 - p_1)^4} \text{tr} (u_3 \bar{u}_3 \gamma_\mu u_2 \bar{u}_2 \gamma_\nu) \text{tr} (u_1 \bar{u}_1 \gamma^\nu u_4 \bar{u}_4 \gamma^\mu) \quad (1.3)$$

$$- \frac{1}{(p_3 - p_1)^2 (p_4 - p_1)^2} \text{tr} (u_4 \bar{u}_4 \gamma_\mu u_2 \bar{u}_2 \gamma_\nu u_3 \bar{u}_3 \gamma^\mu u_1 \bar{u}_1 \gamma^\nu) \quad (1.4)$$

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、

$$u_1 \bar{u}_1 = \frac{1}{2} (\not{p}_1 + m) (1 - s_1 \gamma^5 \phi_1)$$

$$u_2 \bar{u}_2 = \frac{1}{2} (\not{p}_2 + m) (1 - s_2 \gamma^5 \phi_2)$$

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 元ベクトルで、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。(1.2) は (1.1) の、(1.4) は (1.3) の電子 3 と電子 4 を入れ換えたものなので、(1.1) と (1.3) の計算のみ記す。

・(1.1) の計算

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

同様にして、

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

上の 2 式を掛け合わせる。このとき次の関係式を用いることができる。

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

これらを用いて整理すると最終的に、

$$(1.1) = \frac{8}{(p_3 - p_1)^4} \left(2m^2 (1 - s_1 s_2) (m^2 - p_1 \cdot p_3) + (p_1 \cdot p_2)^2 + (p_1 \cdot p_4)^2 - s_1 s_2 m^2 (p_3 \cdot a_1) (p_4 \cdot a_2) \right)$$

を得る。

・(1.3) の計算

$$\begin{aligned}
& \text{tr} (u_3 \bar{u}_3 \gamma^\mu u_1 \bar{u}_1 \gamma^\nu u_4 \bar{u}_4 \gamma_\mu u_2 \bar{u}_2 \gamma_\nu) \\
& \xrightarrow{\text{spin 和}} \text{tr} \left((\not{p}_3 + m) \gamma^\mu (\not{p}_1 + m) (1 - s_1 \gamma^5 \not{a}_1) \frac{1}{2} \gamma^\nu (\not{p}_4 + m) \gamma_\mu (\not{p}_2 + m) (1 - s_2 \gamma^5 \not{a}_2) \frac{1}{2} \gamma_\nu \right) \\
& = \frac{1}{4} \text{tr} \left((\not{p}_3 + m) \gamma^\mu (\not{p}_1 + m) \gamma^\nu (\not{p}_4 + m) \gamma_\mu (\not{p}_2 + m) \gamma_\nu \right) \tag{1.5}
\end{aligned}$$

$$+ \frac{1}{4} s_1 s_2 \text{tr} \left((\not{p}_3 + m) \gamma^\mu (\not{p}_1 + m) \gamma^5 \not{a}_1 \gamma^\nu (\not{p}_4 + m) \gamma_\mu (\not{p}_2 + m) \gamma^5 \not{a}_2 \gamma_\nu \right) \tag{1.6}$$

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

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

散乱において空間反転したのちに 180° の回転を行う。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 $|\mathcal{M}|^2$ はこの操作の下で不変である。よって s_1, s_2 の 1 次の項を含まない。

さらに γ の計算公式を使って、

$$(1.5) = 8 (p_1 \cdot p_2) (2m^2 - (p_1 \cdot p_2))$$

また、

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

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 σ に関してとる。

以上を用いて計算すると

$$\begin{aligned}
(1.6) &= 4s_1 s_2 \left[(a_1 \cdot a_2) \left\{ m^4 - 2m^2 (p_1 \cdot p_2) - (p_1 \cdot p_4)^2 - (p_1 \cdot p_3)^2 + (p_1 \cdot p_2)^2 \right\} \right. \\
&\quad + (p_1 \cdot p_4) \left\{ (p_4 \cdot a_1) (p_1 \cdot a_2) + (p_2 \cdot a_1) (p_3 \cdot a_2) \right\} \\
&\quad + (p_1 \cdot p_3) \left\{ (p_2 \cdot a_1) (p_4 \cdot a_2) + (p_3 \cdot a_1) (p_1 \cdot a_2) \right\} \\
&\quad \left. - (p_1 \cdot p_2) \left\{ (p_2 \cdot a_1) (p_1 \cdot a_2) + (p_3 \cdot a_1) (p_4 \cdot a_2) + (p_4 \cdot a_1) (p_3 \cdot a_2) \right\} \right]
\end{aligned}$$

よって

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

以上より

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

となる。次に、以上の結果を重心系へと適用する。

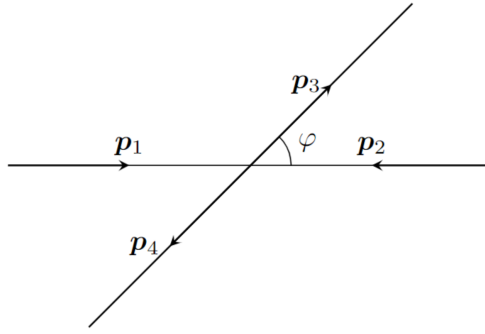


図1.3: 散乱の重心系

ここで新たな量 x, v を定義する。

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

これを用いると

$$\begin{aligned}
 a_1 &= \left(\frac{|\vec{p}|}{m}, \frac{E}{m} \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \right) \\
 a_2 &= \left(\frac{|\vec{p}|}{m}, -\frac{E}{m} \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \right)
 \end{aligned}$$

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

これらを代入して整理すると、

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

さて、微分断面積 σ は $|\mathcal{M}|^2$ に比例する*1。ここで断面積へのスピンの影響をまとめると

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

という形をしている。今ヘリシティとなるように量子化軸を取っているので

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

とできる。ここで σ_p は spin が parallel のときの微分断面積、 σ_a は spin が 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 $x = \cos \varphi = 0$ では、

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

と表される。

*1 二体弾性散乱の断面積は次のように表される。[1]

$$\sigma = \left(\frac{\hbar c}{8\pi}\right)^2 \frac{S|\mathcal{M}|^2}{E^2}$$

第 2 章

実験手法

本実験は、2022 年 2 月 24 日から 3 月 24 日の約 1 ヶ月間に渡って行った。本章では本実験の方法や、本実験で用いた装置について説明する。

2.1 実験装置

まず本実験で用いた実験装置について紹介していく。今回の実験と過去の P2 で行った実験との最大の違いは、 ^{90}Sr の beta 電子のエネルギー分布の全ての範囲を同時に測定することである。そのためには、Møller 散乱以外のバックグラウンドをどれだけ削減できるかが重要であり、実験装置は Geant4 などでもシミュレーションしながら設計を行った (詳細は付録B)。

2.1.1 target・磁気回路

target には、Fe55%Ni45% の合金であるパーマロイ 45 を用いた。

パーマロイ 45 を用いた理由としては、10 μm の薄膜が市販で売られていること、透磁率や最大磁束密度が比較的大きいことが挙げられる。薄膜であることにより target 内での多重散乱を抑えることができる。また、透磁率と最大磁束密度が大きいことは、磁場発生用コイルに流す電流を小さな電流に抑えても、大きな電子偏極率を得られることを意味している。これらのことは実験の精度や測定期間に関係するため、かなり重要な要素である。

target に磁束を通す磁気回路は鉄で作成した。磁気回路は図2.1のように 2 枚の鉄の間にパーマロイを挟み、両脇にコイルを巻くという設計になっている。コイルが両脇にある形であるのは、装置を左右対称の形にするためである。また、コイルは直径 0.5mm の銅線をそれぞれ 70 回巻いている。この磁気回路によって実際にどのくらいパーマロイが磁化するかについては、3章の予備実験によって計測した。その計測によって、磁化を飽和させることに成功したと考えられる結果が得られ、その磁化率は約 4% であった。

2.1.2 コリメータ

電子の進路を制限するコリメータは、線源から target の間に 1 つ、target からシンチレーターの間に 1 つ置いた。少々紛らわしいが以降前者のことをコリメータ、後者のことを仕切りと呼ぶ (図2.2, 図2.3)。どちらも材質は Al を用いていて、厚みは十分電子を遮蔽できる 3 mm で設計した。コリメータは ^{90}Sr から出た電子

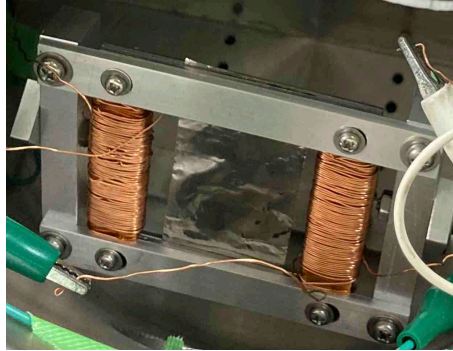


図2.1: target と磁気回路

が target に、仕切りは target で散乱された電子がシンチレータに直接入るものを通すように設計した。これらは、GEANT4 を用いたシミュレーションの段階で真空槽内での乱反射によるバックグラウンドが存在が確認されたことを受け、それらを削減するために設置した。



図2.2: コリメータ



図2.3: 仕切り

2.1.3 シンチレーション検出器

シンチレーション検出器は、限られた実験日程の中で最大限統計量を確保するため、過去実験セットアップより検出面が target に接近するようにシンチレータと PMT を繋ぐライトガイドを長めに設計した。また、プラスチックシンチレーターの厚さは ^{90}Sr の電子の最大エネルギーである 2.3 MeV を捉えるのに十分な 1.5 cm とした。

2.1.4 その他

この項では、その他の実験に用いた装置を簡単に紹介する。

- 真空槽

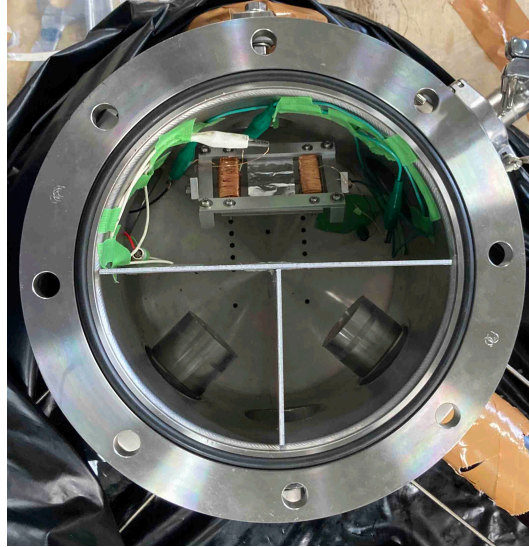


図2.4: 真空槽内の配置

おそらく 2009 年度の Møller 散乱実験と同じものを使用。真空度は 140Pa 程度。

- Yokogawa ソースメジャーユニット GS610 2 台
磁化用コイルに電流を流すための電流源用と、磁化測定の際の誘導起電力測定のための電圧計として用いた。
- CAEN Desktop Digitizer DT5725
PMT からの信号を読み出すために用いた。
- カプトンシート
 ^{90}Sr 線源用の真空槽窓として使用。厚さ 50 μm 。

なお、GS610 と DT5725 は GS610 のドライバーの提供 OS の制限のため Windows の PC で遠隔操作される。

2.2 実験方法

2.2.1 実験原理

1.2節では、メラー散乱の断面積が電子の spin が parallel の時と anti-parallel の時に微分断面積が異なることを導いたが、この節ではこの断面積の違いをどのようにして測定するかを説明していく。

入射電子の偏極率を P_i 、target 中の電子の偏極率を P_t とする。

1.2節より、spin が parallel の時の計数 C_p 、anti-parallel の時の計数 C_a とすると、

$$C_p \propto \sigma_0 - P_i P_t \sigma_1 \quad C_a \propto \sigma_0 + P_i P_t \sigma_1$$

比例定数は、測定時間などに依存する定数であるから同じ条件で実験すれば同一になり、

$$Asymmetry = \frac{C_a - C_p}{C_a + C_p}$$

を考えると打ち消すことができる。

またこの式から、

$$Asymmetry = P_i P_t \frac{\sigma_1}{\sigma_0}$$

$$P_i = \frac{Asymmetry \sigma_0}{P_t \sigma_1}$$

となり入射電子の偏極率を求めることができる。これを線源からの全エネルギーで同時に測定し、偏極率を求めることが主題である。

2.2.2 実験方法

実験の流れを簡単に説明する (図2.5)。

^{90}Sr 線源から出た電子をカプトンシートの窓から真空槽内へ入射させ、target のパーマロイ 45 に当てる。

ここで target は図 45° 傾いているがこれは、薄い膜に垂直に磁化させることができなかつたため、薄膜面に並行に磁化させて傾けることで電子のスピンを欲しい方向に偏極させている。また target の磁化の方向は、図2.6のように 10 秒毎に電流を入れ替えることで切り替えている。その後 target で Møller 散乱した 2 つの電子を左右それぞれのシンチレータで検出する。2 つのシンチレータが同時に検出したかどうかは、図2.7のような回路を組んでコインシデンスをとった。回路については発表会の時に指摘を受けた通り、プラスチックシンチレータは時間応答が早いので delay や Gate に入れる必要がなかったが、測定に問題はない。

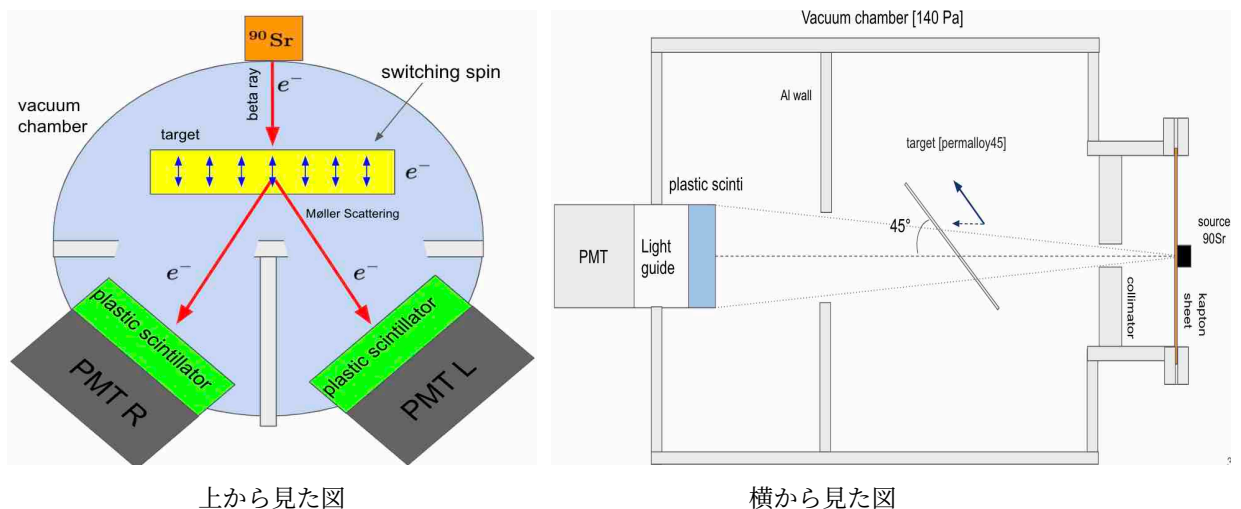


図2.5: 実験の概要図

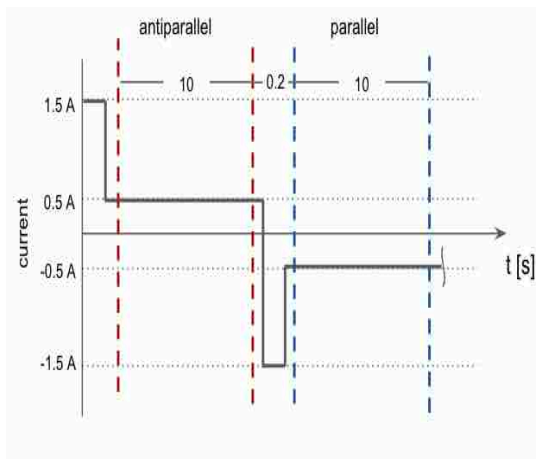


図2.6: コイルに流す電流

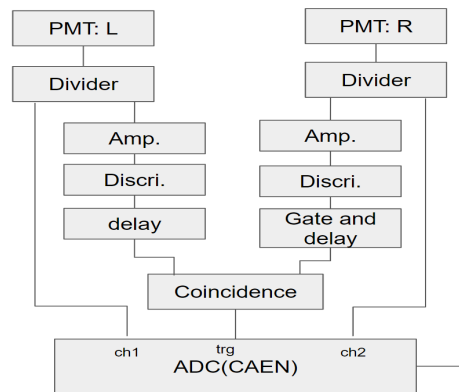


図2.7: 回路図

第3章

磁化

3.1 磁化率測定

3.1.1 目的

メラー散乱によって β 崩壊電子の偏極率を測定するには、入射電子に対して偏極したターゲット電子を作り出す必要がある。我々はその手段として、金属薄膜を磁化させるという方法を選んだ。金属の磁化は金属原子の電子の偏極に起因する。磁化した金属薄膜は偏極した電子の層のように振る舞う(図3.1)。より多くのメラー散乱を測定するにはターゲットとなる電子が多い(金属が厚い)方が有利であるが、金属が厚くなると金属中でのエネルギー損失が大きくなりメラー散乱が見えなくなる。そこでなるべく薄い金属をターゲットとしてメラー散乱を測定する。薄膜の磁化の方法としては磁気回路を用いる。コイルに電流を流すことで作り出した磁束を強磁性体を通して薄膜に伝えるのである。この回路を用いるとコイルに流す電流を変化させることで薄膜の磁化、すなわちターゲット電子の偏極率を変化させることができる。流した電流と薄膜の磁化の大きさの関係を測定するべく、ターゲットにコイルを巻きそこに生じた誘導起電力を測定した。

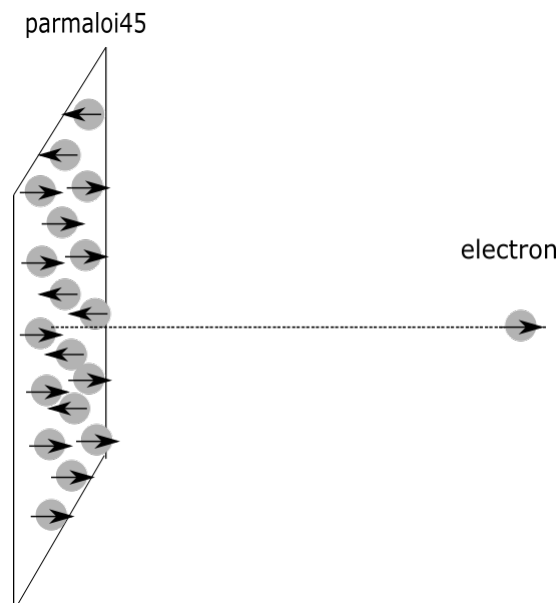


図3.1: 金属薄膜と電子のイメージ

3.1.2 原理

前提

磁化とは・・・外部磁場 (H_{ex} [A/m]) を印加した時に物質内部で磁束 Φ [Wb] が生じる現象。一般に印加した外部磁場と物質に生じた磁化 (M [T]) の関係は ヒステリシス曲線と呼ばれる図3.2のようなグラフで与えられる。横軸が外部磁場 H_{ex} , 縦軸が磁化 M を表す。

薄膜の磁化・・・図3.1のように外部磁場によって薄膜を薄さ方向に磁化させようと考えてもそれは不可能に近い。それは反磁界のせいである。物質が磁化され磁束が発生すると図3.3のように磁性体の両端に M とは反対向きの磁界が発生する。これを反磁界といい H_d [A/m] とかく。 H_d は一般に、生じた磁化に比例し比例係数 N として $H_d = -NM/\mu_0$ と表される。 N は反磁界係数と呼ばれ物質の形にのみ依存する無次元量である。外部磁場を H_{ex} とかくと物質に印加されている有効な磁界 H_{eff} は $H_{eff} = H_{ex} + H_d$ となる。ここで薄膜を図3.1のような方向に磁化させることを考えると、両端に発生する磁極の大きさに対して両端の距離が極めて近いため反磁界係数は $N \sim 1$ である。実際に実験で使う $10\mu\text{m}$ 程度の薄膜をソレノイドコイルで薄さ方向に磁化させようとしてもほとんど磁化しないことを事前実験で確認した。

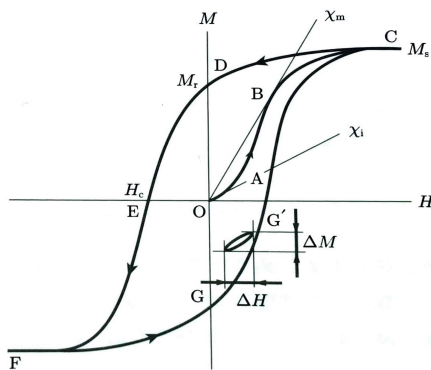


図3.2: 典型的な強磁性体のヒステリシス曲線

高梨 (2008), p36 より引用 [7]

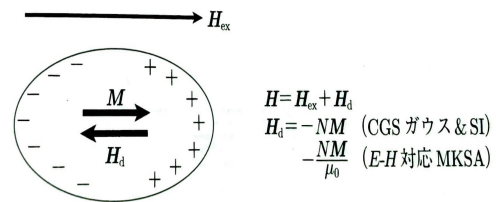


図 2.2 反磁界の発生

$$H_{eff} = H_{ex} + H_d$$

図3.3: 物質内での反磁界の様子

高梨 (2008), p39 より引用 [7]

磁気回路・・・target 垂直方向の磁化は上述の理由で困難だと判断したため、我々は磁気回路を組むことにした。磁気回路とは鉄などの強磁性体材料で構成された閉回路で磁束方向に端点を持たないため反磁界による磁束の損失を抑えるものである。(図3.5)

3.1.3 ストーナモデル

target の磁化 M と偏極率 P_l の換算にはストーナモデルを用いた。ストーナモデルとは E.C.Stoner による金属の強磁性を記述する簡単なモデルである。Fe や Ni などの 3d 遷移原子では内殻電子のスピンは偏極 0 で磁化に寄与せず 3d, 4s の外殻電子の偏極が磁化の原因となる。原子一つあたりの磁気モーメント μ_F [A·m²]、一つの原子の持つ最外殻電子の +, - スピンの電子数をそれぞれ N_+, N_- とする。この時原子一つあたりの磁気モーメントの大きさは

$$\mu_F = (N_+ - N_-) \cdot \mu_B \quad (3.1)$$

となる。 $\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{ Am}^2$ はボーア磁子である。原子の外殻原子数 $N_{\text{ex}} = N_+ + N_-$ 、内殻電子数 N_{in} 、単位体積あたりの原子数 $n_{\text{atom}} [1/\text{m}^3]$ 、真空透磁率 $\mu_0 = 1.256 \times 10^{-6} \text{ Tm}^2/\text{Am}$ とすると単位体積あたりの磁気モーメントの和である磁化は

$$M = \mu_F \times n_{\text{atom}} \times \mu_0 \quad (3.2)$$

で与えられる。電子の偏極率は物質中の全電子のスピン±数の偏りとして定義され、内殻電子は±半分ずつであることを考えると金属の磁化 M を磁化率 P_t に変換する式は以下のようにになる。

$$P_t = \frac{(N_+ + N_{\text{in}}/2) - (N_- + N_{\text{in}}/2)}{(N_+ + N_{\text{in}}/2) + (N_- + N_{\text{in}}/2)} = \frac{1}{(N_{\text{ele}} + N_{\text{in}}) \cdot \mu_B} \times \mu_F = \frac{M}{(N_{\text{ele}} + N_{\text{in}}) \cdot \mu_B \cdot n_{\text{atom}} \cdot \mu_0} \quad (3.3)$$

今回用いたパーマロイ 45 は Fe(55%),Ni(45%) の合金なのでそれぞれの最外殻電子数や格子定数を代入して

$$N_{\text{in}} = 18 \quad (3.4)$$

$$N_{\text{ex}} = 8 \times \frac{55}{100} + 10 \times \frac{45}{100} = 8.9 \quad (3.5)$$

$$n_{\text{atom}} = \frac{2}{(2.86 \times 10^{-10})^3} \times \frac{55}{100} + \frac{4}{(3.52 \times 10^{-10})^3} \times \frac{45}{100} = 8.83 \times 10^{28} / \text{m}^3 \quad (3.6)$$

$$P_t = 0.0361 \times M \quad (3.7)$$

3.1.4 実験の基本原理

ターゲット物質の磁化は図3.5のように磁気回路をくみ、その一部にターゲット薄膜を配置することによって行う。鉄芯に巻かれたコイルに電流 $I_{\text{coil}} [\text{A}]$ を流すことで鉄芯内に磁束が発生する。発生した磁束は図3.5のような経路を辿ってターゲットに入り込みターゲットを磁化させる。その時に生じた磁化をターゲットに巻いたコイルに生じる誘起電力 $V_{\text{in}} [\text{V}]$ を測定することによって得る。ファラデーの電磁誘導法則よりコイルに生じる起電力はターゲットコイルを貫く磁束の本数の変化分に等しい。

$$V_{\text{in}} = \frac{-d\Phi}{dt} \quad (3.8)$$

$$\Delta\Phi(t) = \Phi(t) - \Phi(0) = \int_0^t V_{\text{in}} dt \quad (3.9)$$

3.1.5 シミュレーション

実験で用いる具体的な材質や回路設計は Femmet によるシミュレーションを元に行った。Femmet は 3 次元磁場解析シミュレーターである。材料について、 $Asymmetry \propto P_t$ なのでなるべく大きな磁化を容易に得られる材料が理想的である。小さな I_{coil} で大きな磁化 M を得られる物質として先述の通り軟磁性体であるパーマロイ 45 を選んだ。これは鉄 (55%) と Ni(45%) の合金で残留磁化 (外部磁場 0 のときの磁化の大きさ、図3.2の M_t) が典型的な磁性体のそれよりも大きいことで知られる。薄さは販売している中で一番薄い $10 \mu\text{m}$ の物を用いる。

磁気回路の材料としては Fe を選んだ。パーマロイ同様大きな透磁率を持つ上、安価で入手、加工しやすかったためである。上の材料でのシミュレーション結果を図3.4, 図3.5に示す。左がパーマロイを挟まなかった時、

右が中央にパーマロイを挟んだ時。コイルは各 100 巻。 $I_{\text{coil}} \simeq 1\text{A}$ でパーマロイは飽和磁化に達すると見込まれる。また鉄の厚さをこれ以上大きくしてもパーマロイは飽和しているため磁化の大きさは変わらないことを確かめ鉄芯の厚さを 4mm と決定した。

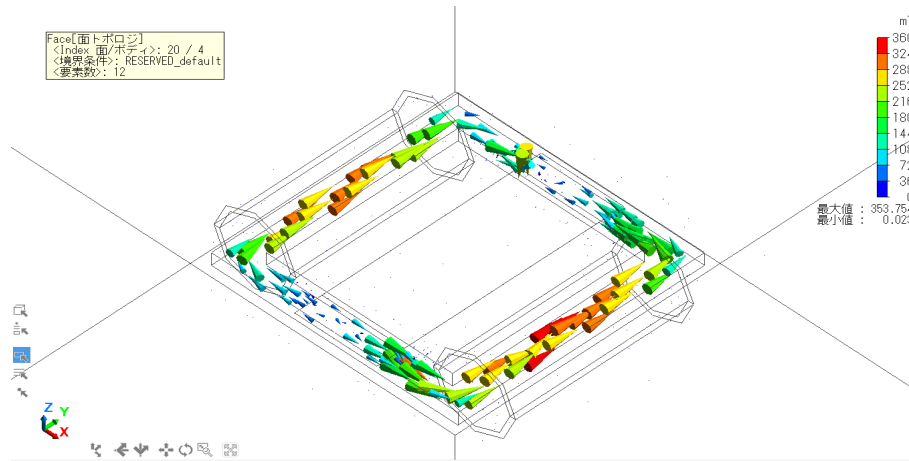


図3.4: Femtet による磁束密度シミュレーションパーマロイを挟んでいない時

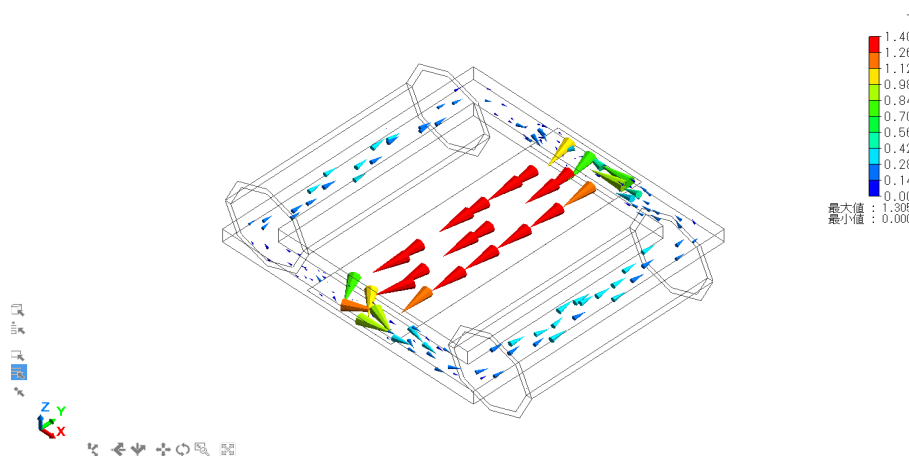


図3.5: Femtet による磁束密度シミュレーションパーマロイを挟んでいる時

3.2 実験方法

実際の実験では以下のようなセットアップを組んだ図3.6。

パーマロイの断面積 $S_{\text{pa}} : 33 \cdot 10^{-3} \times 10 \cdot 10^{-6} \text{m}^2$

上のセットアップでは targetcoil の誘導起電力にはパーマロイの他に補強用プラスチックや空気に磁気回路から漏れ出て入り込んだ磁束の変化も含まれる。パーマロイのみの磁化を求めるためにはこれらの寄与を差し引かなくてはならない。以降これらの磁束密度を漏れ磁場と呼ぶ。図3.5に見るように一般にパーマロイを挟んだ時と挟んでいない時で磁気コイルに流れる磁束は同じにならない。そのため漏れ磁場もパーマロイの有無で

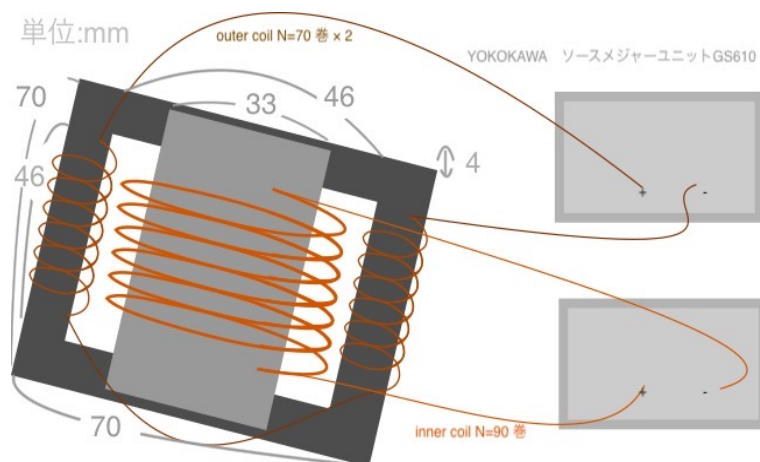


図3.6: セットアップの様子

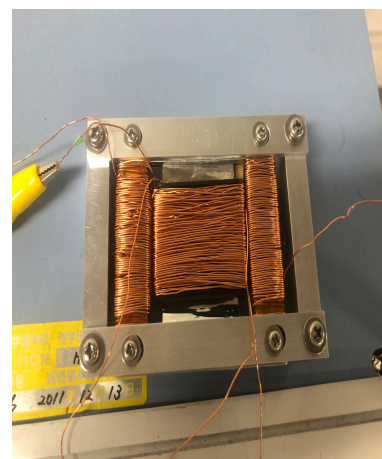


図3.7: 作成したコイル

同じだとは限らない。すなわちパーマロイを挟んだ時のコイルを貫く漏れ磁場の量は一般にパーマロイを抜いたときのそれと厳密には一致しない。しかし、今回のセットアップでのシミュレーションでは両者の漏れ磁場の大きさがほとんど同じ値をとっていることがわかった。図3.8, 図3.9はシミュレーションでのターゲット直上から 10mm の磁束密度を表したものである。ターゲットの有無にかかわらず漏れ磁場の大きさは 10^{-5} T の範囲で一致していることがわかる。したがって今回の磁化測定実験ではパーマロイありの磁束量から無のときの磁束の量を単純に差し引くことでパーマロイだけの磁束の量を求めることができると判断し解析を行った。

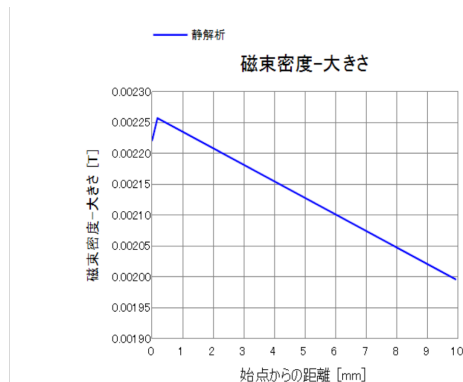


図3.8: target 直上から z 軸方向に 10 mm の漏れ磁場の大きさパーマロイありの時

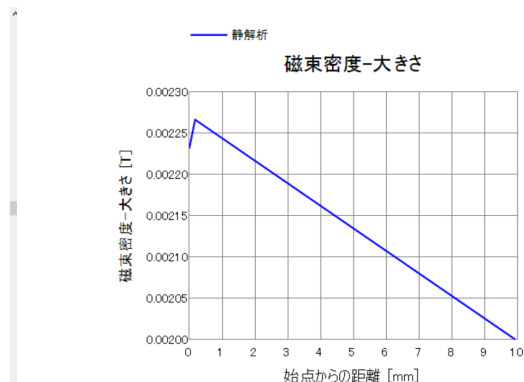


図3.9: target 直上から z 軸方向に 10 mm の漏れ磁場の大きさパーマロイなしの時

具体的には次の 2 つの手順でパーマロイの磁化の決定を行った。

手順 1: outer coil に 1 A, 2 A, 流したときのヒステリシス曲線を求める。これによってターゲットが飽和する I_{coil} の大きさを求める。またその時の磁化が測定に十分な大きさに達しているか調べ、測定の際に流す電流を決定する。

手順 2: 決定した電流をもとに磁化の大きさを再度測定し、最終的な磁化の大きさを精密に測定する。この時の測定は再現性を確かめるため 30 回行った。30 回における平均値を測定値とし、標準偏差を系統誤差として扱うことにする。

3.3 結果

3.3.1 手順 1

1 A, 2 A の時それぞれで outer coil に流した電流 I_{coil} の時間変化を図3.10, 図3.11に示す。横軸が時間で縦軸が流した電流の大きさである。

また (a) 各測定での誘導起電力の時間変化 $V_{\text{in}}(t)$ の値、(b) $V_{\text{in}}(t)$ を時間で積分 (測定点を台形近似) した $t=0$ からの磁束の変化量 $\Delta\Phi(t)$ 。また (c) 横軸を I_{coil} 縦軸を $\Delta\Phi(t)$ にしたヒステリシス曲線を図3.12–図3.15に示す。

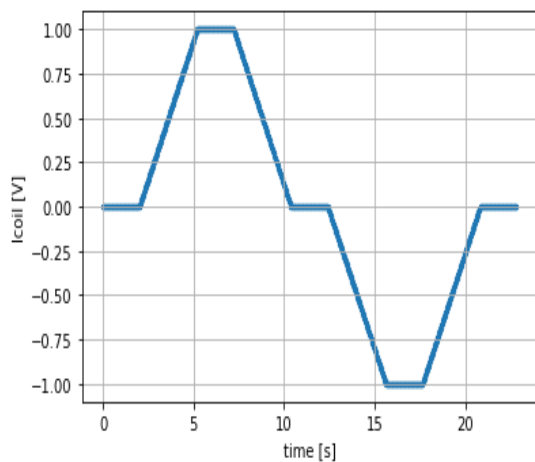


図3.10: outer coil に流した電流の時間変化 I_{coil} 1A の時

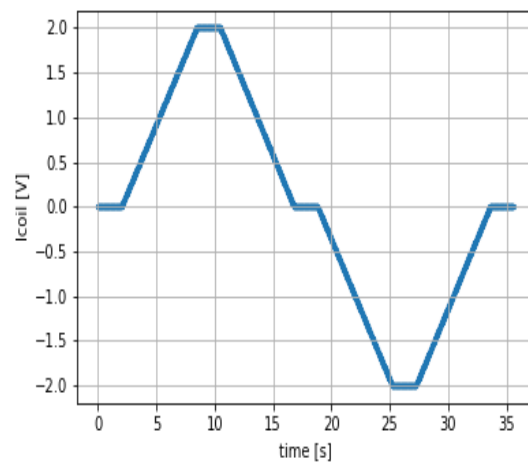
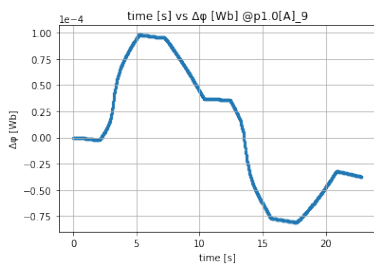
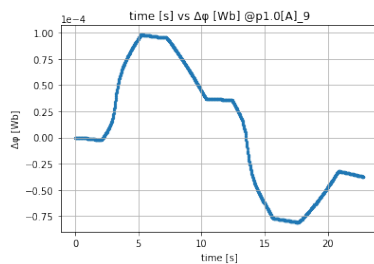


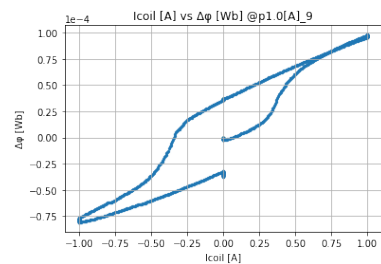
図3.11: outer coil に流した電流の時間変化 I_{coil} 2A の時



(a) 誘導起電力 $V_{\text{in}}(t)$ の様子

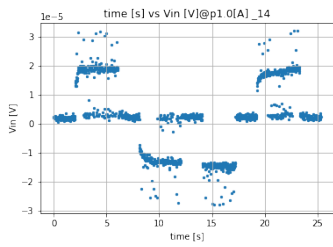


(b) 磁束の変化量 $\Delta\Phi(t)$

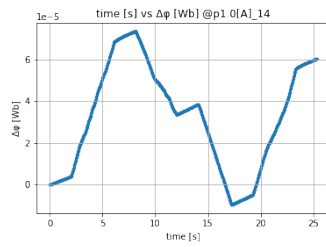


(c) ヒステリシスの様子

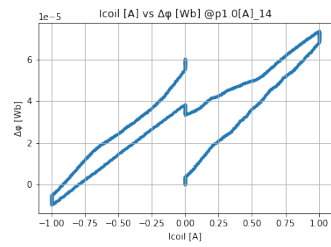
図3.12: 測定結果 $I_{\text{coil}} = 1\text{ A}$ パーマロイありの時



(a) 誘導起電力 $V_{in}(t)$ の様子

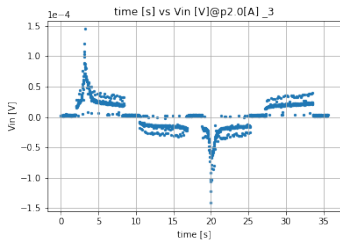


(b) 磁束の変化量 $\Delta\Phi(t)$

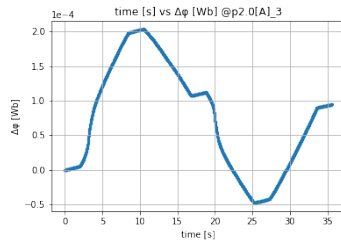


(c) ヒステリシスの様子

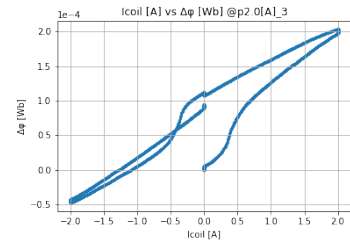
図3.13: 測定結果 $I_{coil} = 1\text{ A}$ パーマロイなしの時



(a) 誘導起電力 $V_{in}(t)$ の様子

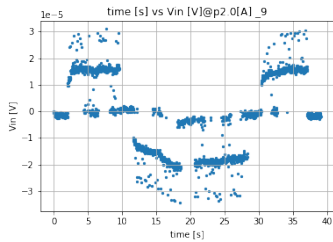


(b) 磁束の変化量 $\Delta\Phi(t)$

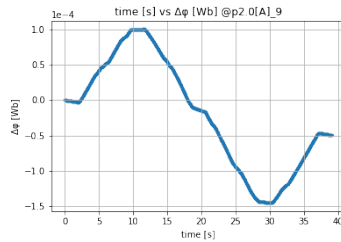


(c) ヒステリシスの様子

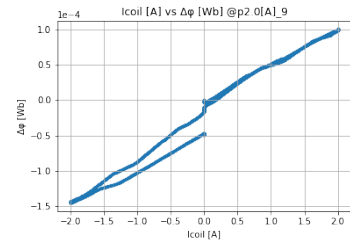
図3.14: 測定結果 $I_{coil} = 2\text{ A}$ パーマロイありの時



(a) 誘導起電力 $V_{in}(t)$ の様子



(b) 磁束の変化量 $\Delta\Phi(t)$



(c) ヒステリシスの様子

図3.15: 測定結果 $I_{coil} = 2\text{ A}$ パーマロイなしの時

図3.10のように電流を流した時、理論上は誘導起電力を積分していけば図3.2のようにヒステリシスが一周して元に点に戻り、 $\Delta\Phi = 0$ となるはずである。しかし図3.17cや図3.14cを見るとそのようにはなっていない。これはソースメジャーユニットでの電圧測定におけるベースラインの変化に起因するものと考えられる。ソースメジャーユニットでのベースラインの変化を見るために、 $I_{coil} = 0\text{ A}$ のまま 400 秒間 V_{in} を計測した結果を図3.16に示す。

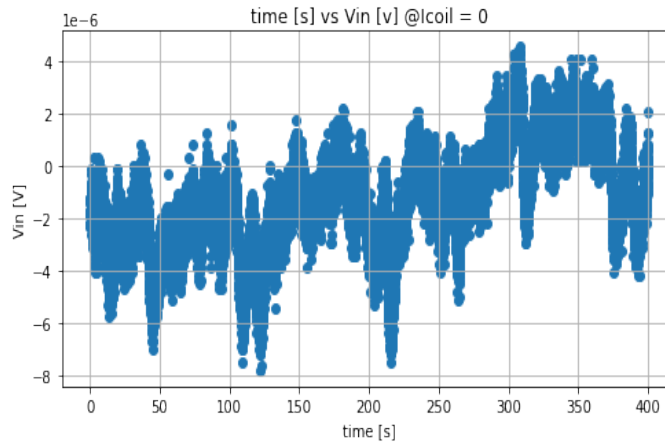
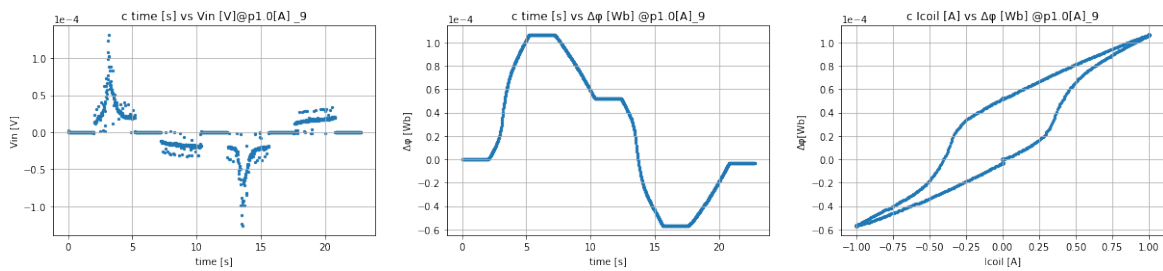


図3.16: ソースメジャーユニットのベースラインの動き

アースなどの対処をしても数 μV 程度のふらつきを解消することができなかつたため、解析で取り除いた。以下ヒステリシスの各点を図3.19に示したように呼ぶ。 V_{in} について B,C からそれぞれ前後 10 点の平均値を BC 間でのベースラインとして補正した。また電流を変化させていない AB,BC などの領域は $V_{in}=0$ として $\Delta\Phi$ への積分に寄与しないようにした。

補正後の結果を示す。



(a) 誘導起電力 $V_{in}(t)$ の様子

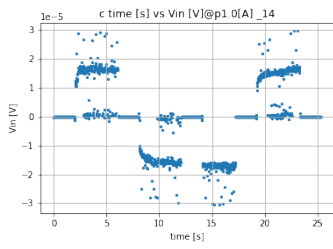
(b) 磁束の変化量 $\Delta\Phi(t)$

(c) ヒステリシスの様子

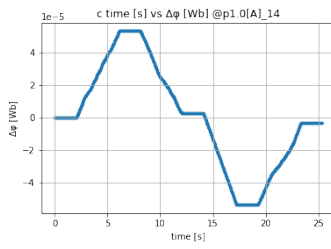
図3.17: 補正後 $I_{coil} = 1\text{ A}$ パーマロイありの時

ベースライン変動の寄与を取り除いたことで $1.0 \cdot 10^{-5}\text{ Wb}$ の範囲でヒステリシスは戻ってくるようになった。ヒステリシスのスタートが-に磁化された状態になっているのは、測定時パーマロイがどれだけ磁化されているかわからないため、一旦-に電流をかけそこから $V_{in}=0$ に戻し測定を始めているからである。

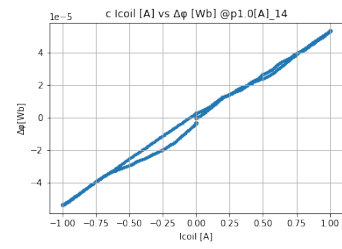
図3.17と図3.18を比較してみると、ターゲットの有無でヒステリシスの形は異なっていて、ターゲットがあるとき EF での $\Delta\Phi \neq 0$ で残留磁化が存在していることがわかる。図3.18では I_{coil} に対し $\Delta\Phi(t)$ がほぼ線形になっているのに対し、図3.12では残留磁化が見られる。図3.17と図3.19を比べてみると $I_{coil} = 1.0\text{ A}$ くらいのところで I_{coil} の増加に対する $\Delta\Phi(t)$ の傾きが一定になっていて、その傾きは $0.25/0.5 \frac{\text{Wb}}{\text{A}}$ であって、これはターゲットなしでのそれと一致している。パーマロイが飽和磁化に達し、target coil 内を貫く磁束の変化量は漏れ磁場由来のみになっているからと考えられる。よって $I_{coil} = 1.5\text{ A}$ ではパーマロイは十分に飽和していると判断した。



(a) 誘導起電力 $V_{in}(t)$ の様子

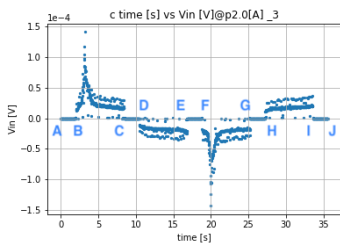


(b) 磁束の変化量 $\Delta\Phi(t)$

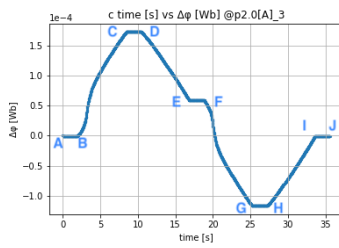


(c) ヒステリシスの様子

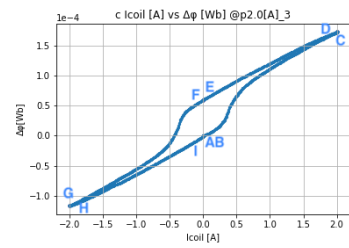
図3.18: 補正後 $I_{coil} = 1A$ パーマロイなしの時



(a) 誘導起電力 $V_{in}(t)$ の様子

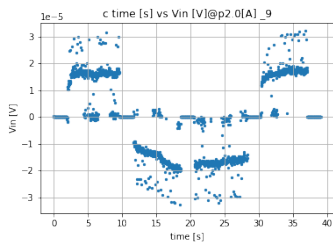


(b) 磁束の変化量 $\Delta\Phi(t)$

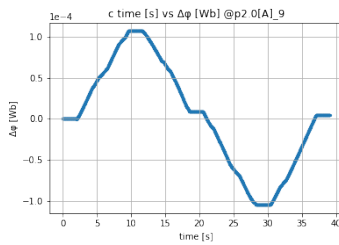


(c) ヒステリシスの様子

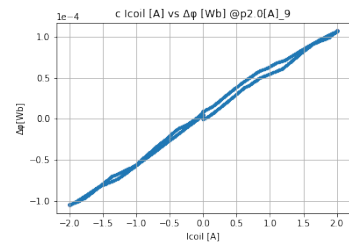
図3.19: 補正後 $I_{coil} = 2A$ パーマロイありの時



(a) 誘導起電力 $V_{in}(t)$ の様子



(b) 磁束の変化量 $\Delta\Phi(t)$



(c) ヒステリシスの様子

図3.20: 補正後 $I_{coil} = 2A$ パーマロイなしの時

パーマロイが飽した時の磁化の大きさを測定するため、ターゲット有り無しでの磁束の変化量を差し引き、パーマロイの面積と tatget に巻いてあるコイルの巻数 N で割って磁化に換算する。

$$\Phi = B \cdot S \cdot N \quad (3.10)$$

BC,DE,FG,HI 間の磁束の変化量 $\Delta\Phi$ をそれぞれ $\Delta\Phi_0 \dots \Delta\Phi_3$ とする。(図3.21)

中心を 0 Wb に合わせるため $center = (\Delta\Phi_0 + \Delta\Phi_1 - \Delta\Phi_2 - \Delta\Phi_3) / 4$ に決め、全体から center を差し引いた。求めたパーマロイの磁化は 2A のとき

$$I_{coil} = 2A \quad \text{で} \quad M = 1.236T$$

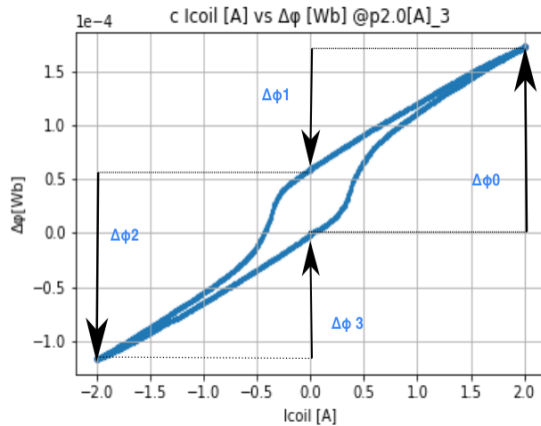


図3.21: $\Delta\Phi$ の定義

表3.1: outer coil に 2A 流した時の $\Delta\Phi$ [Wb] の値

le-4	$\Delta\Phi0$ [Wb]	$\Delta\Phi1$ [Wb]	$\Delta\Phi2$ [Wb]	$\Delta\Phi3$ [Wb]
ターゲットあり	1.721	-1.122	-1.764	1.151
ターゲットなし	1.064	-0.973	-1.138	1.095

ともとまった。ストーナモデルをもとにパーマロイの偏極率に換算すると $P_t = 0.0446$ となりアシンメトリーを測定できるだけの偏極率を得られた。

予備実験の結果から本測定では 1.5A の電流を流し飽和させてから 0.5 A まで電流を落としたところでメラー散乱を測定することに決めた。0.5 A に落とすのは真空槽に入れたコイルの発熱量を測定したところ 12 時間以上の連続運転で安全が確保される最高電流が 0.5A だったからである。

3.3.2 手順 2

手順 2 では図3.22のように I_{coil} を流した時のヒステリシスを 30 回測定し、0.5 A における磁化の大きさを算出した。

測定された 30 回のヒステリシスを重ねたものを図3.23, 図3.24に示す。それぞれベースラインの補正は加えてある。

パーマロイあり、なしでの磁束を差し引き、中心を 0 Wb になるよう補正し 0.1 A 刻みで $\Delta\Phi$ の平均と標準偏差を求め、面積 S と巻数 N で割って磁束密度に換算したものが図3.25である。

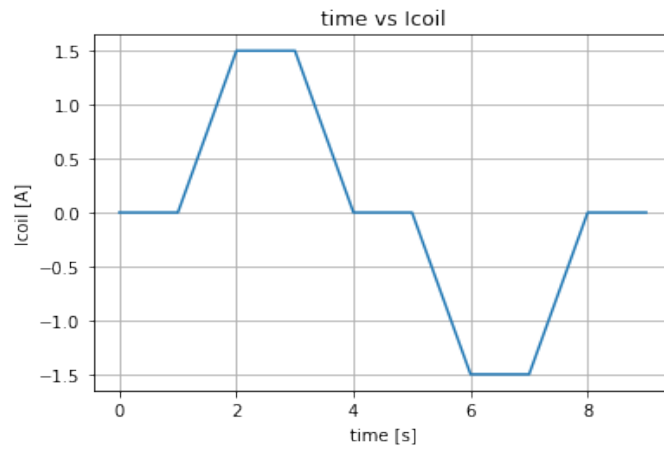


図3.22: 本実験で流した電流の時間変化

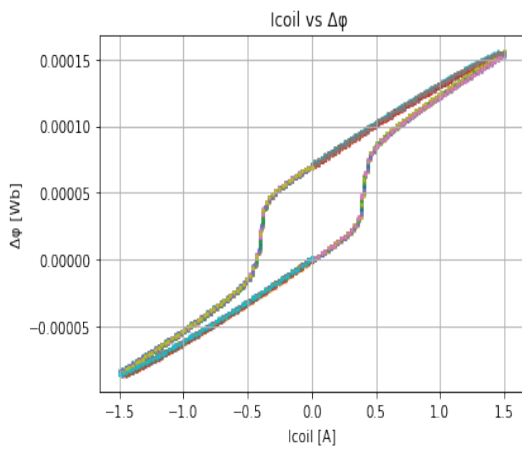


図3.23: パーマロイありの時のヒステリシス 30 回の測定結果を重ねたもの

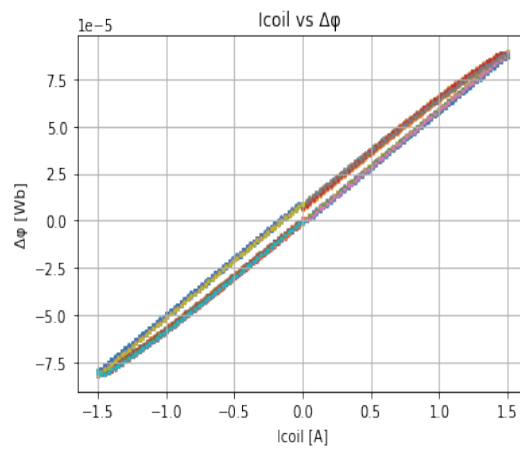


図3.24: パーマロイなしの時のヒステリシス 30 回の測定結果を重ねたもの

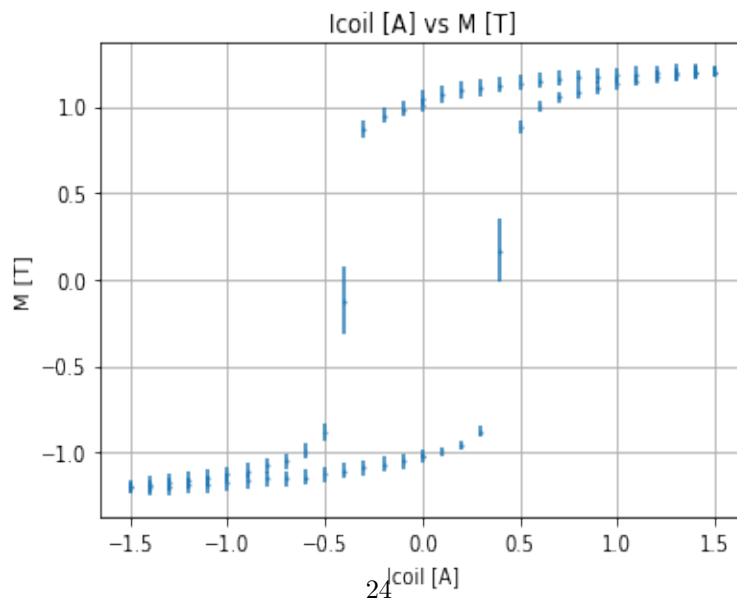


図3.25: コイルに流した電流の大きさ I_{coil} とパーマロイに生じた磁化の大きさ M

以上の結果から磁化の大きさは次の通り。

表3.2: outer coil に 0.5 A , -0.5 A 流した時のパーマロイの磁化の大きさとその時の偏極率の大きさ

$I_{\text{coil}} [\text{A}]$	$M [\text{T}]$	P_t
0.5	1.138 ± 0.0467	0.041 ± 0.002
-0.5	-1.129 ± 0.0411	0.041 ± 0.002

第4章

キャリブレーション

この節では本実験で用いた PMT とプラスチックシンチレーターに関する事前実験について紹介する。主に2つのことについて触れる。

1. PMT 選びのための光子測定
2. PMT & シンチレーターのキャリブレーションのためのコンプトン散乱測定

4.1 PMT 選び

自分たちが利用できた3つの PMT からどの2つを本実験で使用するか決めるため、PMT の特性を調べる光子測定を行った。クロックジェネレーターからのパルス信号を用いて LED を光らせ、十分に遮光したものを PMT で直接観察した。

前提

我々が PMT 選びをする上で頓着した PMT の性質は光電面での量子効率 QE と増倍管の全利得 a である。量子効率とは $QE = \frac{\text{入射した光子数}}{\text{発生する光電子}}$ のことで多くの PMT で 20~30% である。QE の大きな PMT ほど一つのエネルギーに対する光電子数が多いためエネルギー分解能が良くなる。全利得は一般に光電子の吸収効率 α や増倍管の増幅率 $\delta = \frac{\text{放出する2次電子の数}}{\text{最初に入射した光電子の数}}$ 、増倍管のダイノードの数 n を用いて $a = \alpha \cdot \delta^n$ で表される増幅の大きさである。印加する電圧などによって変化する。全利得が大きい PMT ほど低エネルギーイベントをとりやすくなる。今回は簡単のため PMT からの電圧波形を digitizer で記録し、積分した値 $value$ がイベントに対して生じた光電子数 N と全利得などを含めた PMT 固有のパラメータ b を用いて

$$value = N \times b \quad (4.1)$$

と表すことができるとする。同じ条件で N が大きいほど QE が大きく b が大きいほど全利得が大きいといえ、PMT ごとに相対的に N, b を比較する。

実験方法

クロックジェネレーターからのパルス信号を用いて LED を光らせ、LED の光を遮光膜を用いて 0.001% まで減衰させる。その微弱な光を各 PMT で直接測定し PMT からの電流値を digitizer で記録した。同一光源

でのイベントを多数集め value がガウス分布に従うと仮定すると

$$value = N \times b \quad (4.2)$$

$$\sigma = \sqrt{N} \times bN \quad (4.3)$$

結果

用意できた 3 つの PMT2,3,5 の結果を図4.1に示す。それぞれ青、赤、緑のヒストグラムが PMT2,3, 5 に対応している。PMT2,3 には 1800V,PMT5 には 1400V の電圧を印加した。オシロスコープで波形を見ている段階で PMT5 は 1400V 以上印加すると正常な動作を行えないようだったので 1400V 止めた。value から N, b を計算したものを表4.1に示す。

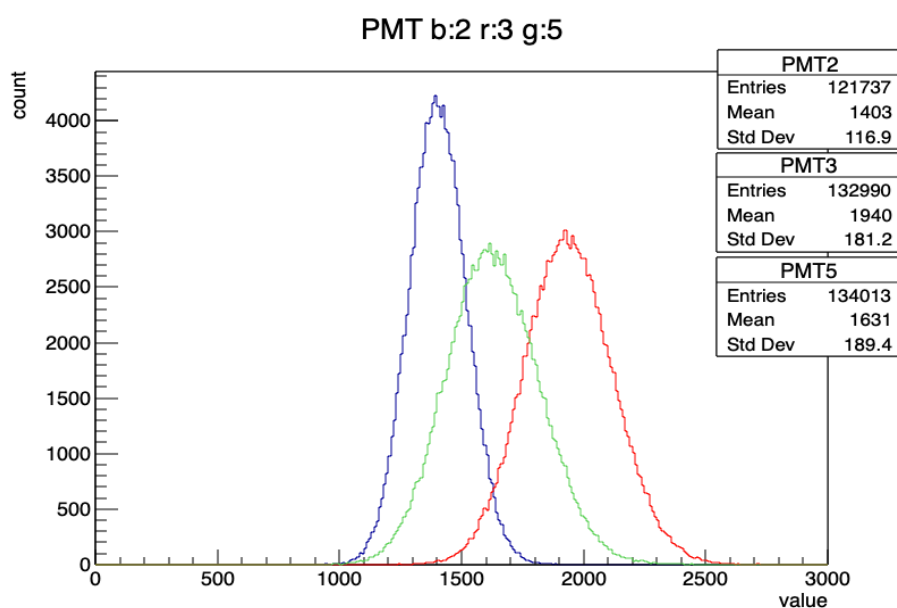


図4.1: 3 つの PMT の value の値

表4.1: 3 つの PMT の光電子数と利得

PMT	mean	std	N	b
PMT2	1403	116.9	144.1	9.736
PMT3	1940	181.2	114.6	16.93
PMT5	1631	189.4	74.16	21.99

以上から QE が高い順に PMT2 と PMT3 を使用することにした。

4.2 キャリブレーション

実験方法

PMT&プラスチックシンチレーター (以降 P.S) のキャリブレーションのためコンプトン散乱測定実験を行った。線源として ^{22}Na の 511.0 KeV ,1274.5KeV, ^{136}Cs の 661.7 KeV3 つの γ 線を用いた。線源からの γ 線を P.S に入射させ、P.S 内の電子とコンプトン散乱した γ 線を NaI シンチレーターで捕まえた。コンプトン散乱電子は運動エネルギーを P.S 内で落とす。コンプトン散乱では入射 γ 線のエネルギー $h\nu$, 散乱 γ 線のエネルギー $h\nu'$, 散乱角 θ に対して

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (4.4)$$

の関係がある。今回散乱角 θ を $\frac{\pi}{4}$ に装置をおいたので P.S,NaI に落とす電子、 γ 線のエネルギーは4.2のようになる。

表4.2: P.S,NaI でのエネルギー

入射 γ 線のエネルギー [KeV]	P.S でのエネルギー [KeV]	NaI でのエネルギー [KeV]
511.0	115.7	395.3
1274.5	538.2	736.3
661.7	172.3	489.4

結果

測定された P.S,NaI それぞれの value のヒストグラムを図4.2～ 図4.5に示す。

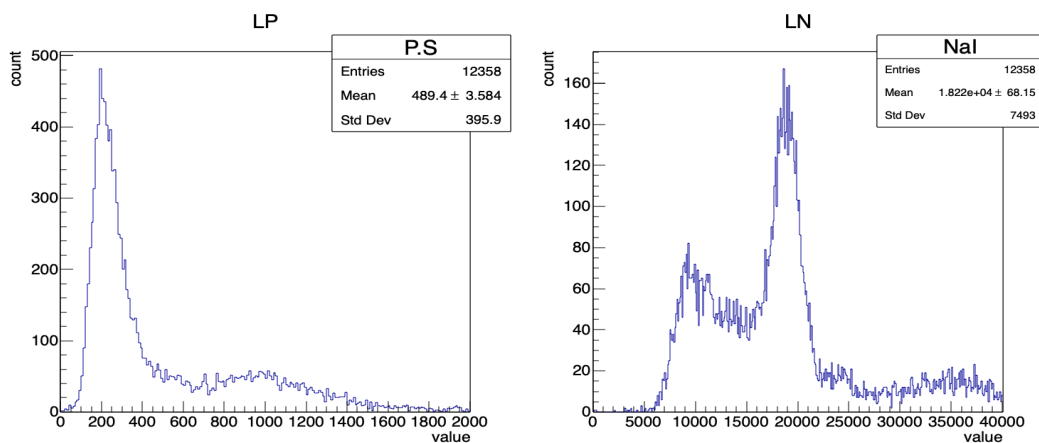


図4.2: scintiL Na 線源での value

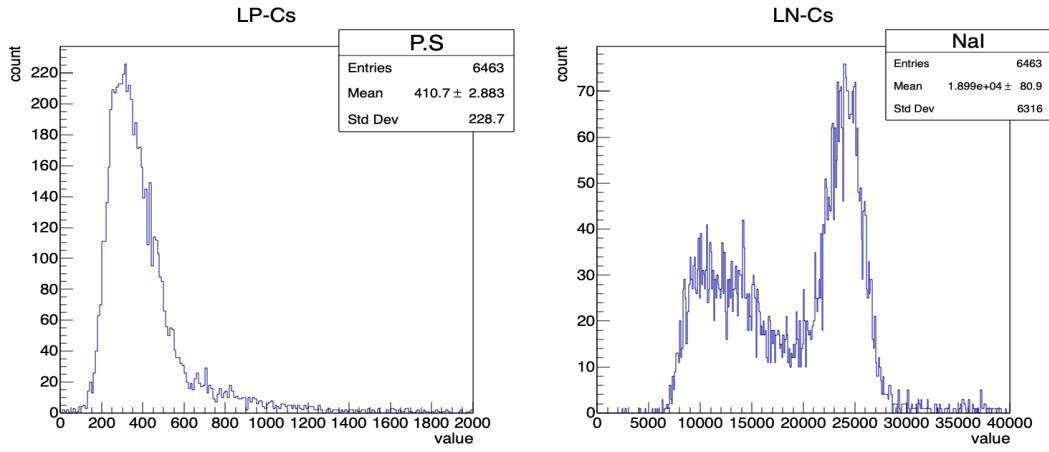


図4.3: scintiL Cs 線源での value

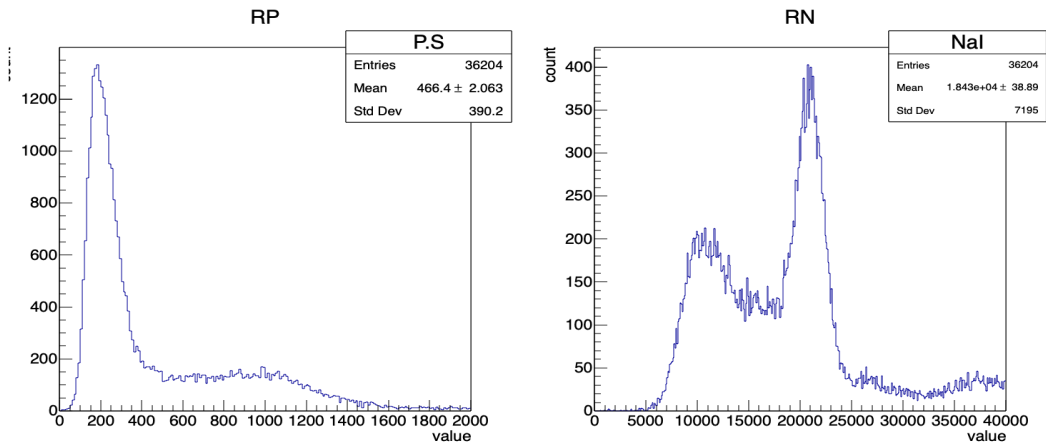


図4.4: scintiR Na 線源での value

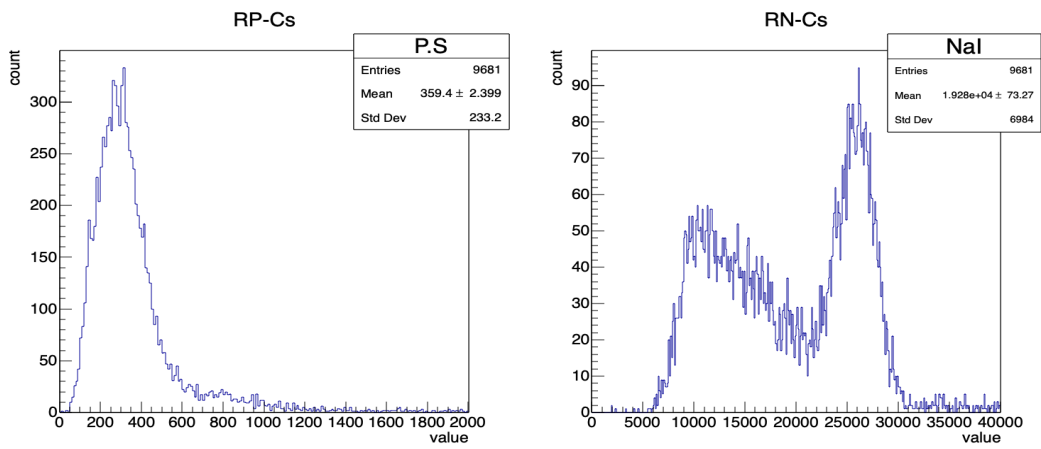


図4.5: scintiR Cs 線源での value

NaI と P.S でピークの位置でコインシデンスをとり各ピークをガウシアンで Fit した。Fit における mean と sigma を求め、横軸に計算されたエネルギー、縦軸に value の値を持ってきて線形 Fit することで各シンチレータでのキャリブレーション関数を求めた。2 本のシンチレータ R,L それぞれの結果を図4.6に示す。横軸 Energy の単位は KeV である。

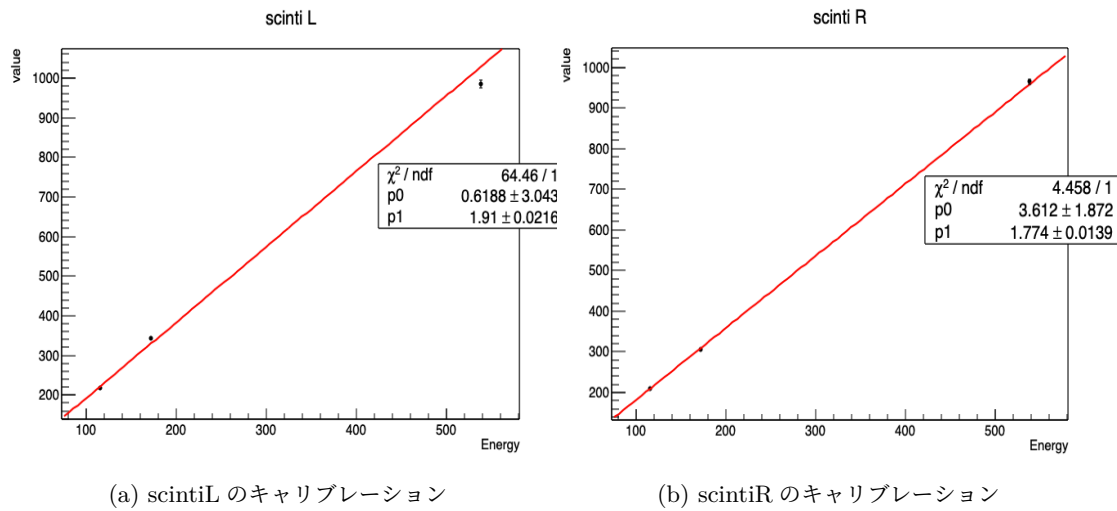


図4.6: キャリブレーションの結果

value と Energy の変換関数は

$$\text{scintiL: } Energy = (value - 0.619) / 1.91 \text{ KeV} \quad (4.5)$$

$$\text{scintiR: } Energy = (value - 3.612) / 1.77 \text{ KeV} \quad (4.6)$$

ともまとった。

実験期間が 1 ヶ月にも及ぶことから PMT & シンチレータのゲインの変化を随時測定する予定であった。二つのシンチレータでコインシデンスを取らず Sr と Na 線源でデータを取得しピークやエッジの位置の変化を測定しようとしていた。しかし PMT とシンチレータの接着をオプティカルグリッドで行っていたことから少し装置を動かしてしまうだけでも接着が剥がれる危険性があった (実際これによって何度か実験をやり直す羽目になった) ため定期的な線源の交換は断念し、Sr のピークと減衰位置を確認するにとどめた。

第 5 章

結果

5.1 観測されたイベント

scintiL,R 二つの検出器で得られた value をキャリブレーションによりエネルギーに変換して EL, ER に直した。anti,para それぞれの時での EL, ER のヒストグラムを図5.1、図5.2に示す。

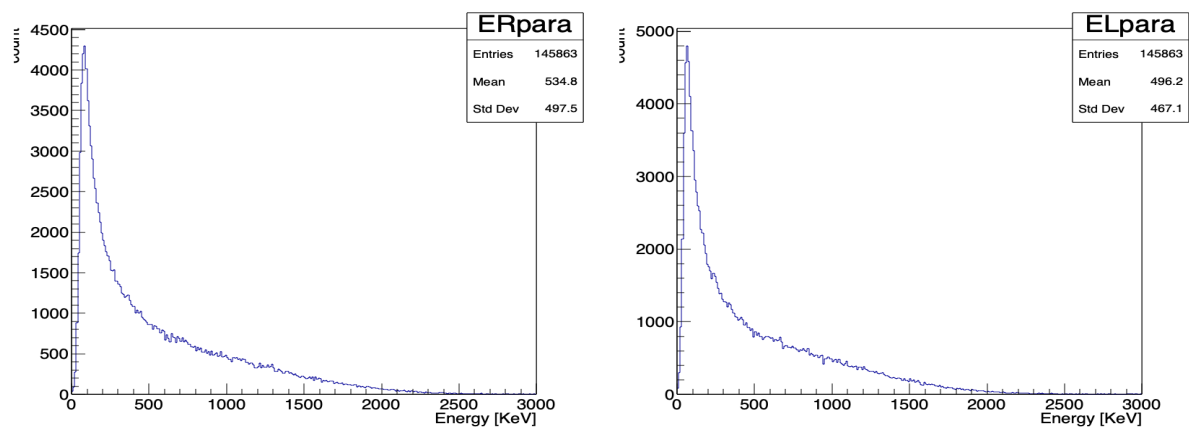


図5.1: anti における ER と EL

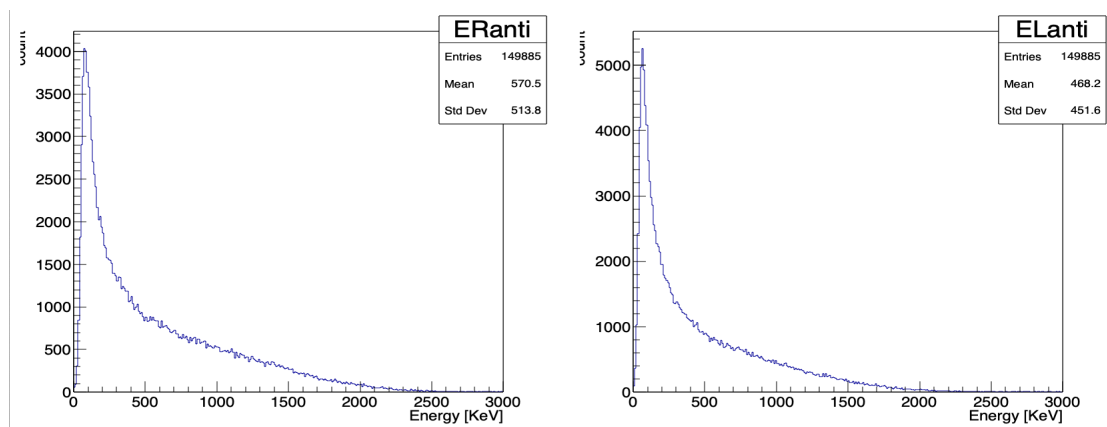


図5.2: para における ER と EL

横軸にエネルギー ER , 縦軸に EL を取ってプロットしたものを図5.3に示す。メラー散乱は弾性散乱なので $ER+EL$ が入射粒子の運動エネルギーに等しい。入射粒子の運動エネルギー E [KeV] と速度 β の変換は式 (5.1) で行うことができる。 m は電子質量 511 KeV である。

$$\beta = \sqrt{E^2 + 2E \cdot m} / (E + m) \quad (5.1)$$

またメラー散乱における重心系での散乱角は運動学により二つの電子運動エネルギー ER, EL を用いて式 (5.2) で計算される。

$$\cos\theta = \frac{1-R}{1+R} \quad R = \frac{EL}{ER} \quad (5.2)$$

図5.3中の緑線は下から順に $\beta = 0.88, 0.90, 0.92, 0.94$ を示し、赤線は下から順に $\cos\theta = -0.6, -0.5 \dots 0.5, 0.6$ を示している。

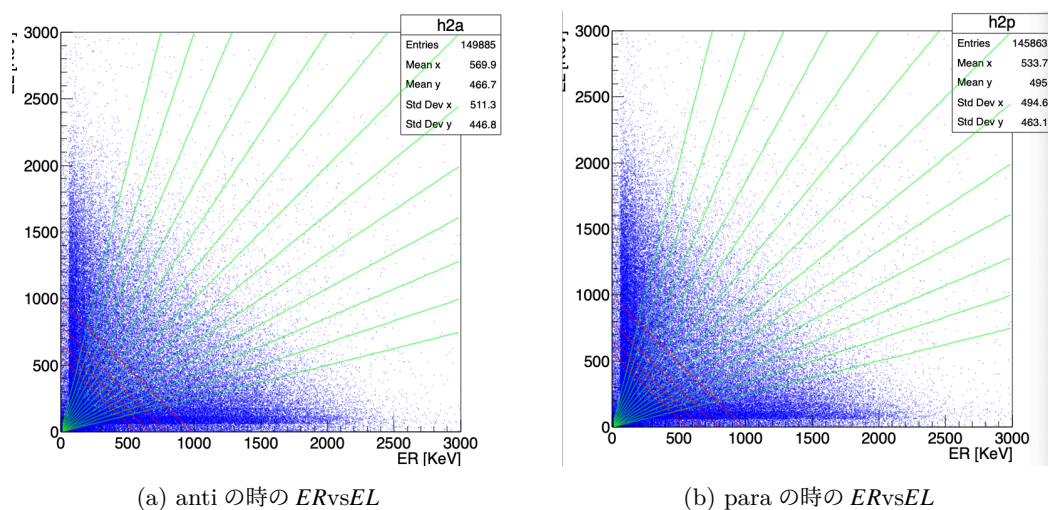


図5.3: $ERvsEL$

5.2 β と $\cos\theta$ によるカット

測定された全てのイベントの中からメラー散乱によるものを抜き出すため β と $\cos\theta$ によるカットを施した。GEANT 4の結果ではシンチレーターでコインシデンスが取れるイベントのうち約 26% がバックグラウンドイベントである。そのうち約 19% はメラー散乱のうち全てのエネルギーを落さなかったもので 2.5% は光子が発生しシンチレーター内でコンプトン散乱したものである。これらのイベントのほとんどが $ER < 200$ KeV または $EL < 200$ KeV である。また図5.1, 図5.2から scintiR,L の threshold は 100 KeV 付近で設定されていて 200 KeV のイベントは測定されている。この 2つの理由で目的のイベントのみを抜き出せる条件として $ER > 200$ KeV かつ $EL > 200$ KeV であることを要請する。それを満たす $\beta > 0.88$ かつ $|\cos\theta| < 0.6$ のイベントを最終的な偏極率を求めるのに使うことにする。

5.3 Asymmetry の $\cos\theta$ に対する分布

β と $\cos\theta$ について bin を区切り bin 内のイベント数をカウントした。 $\cos\theta = -0.6, -0.5 \dots 0.5, 0.6$ で前後 ± 0.1 の範囲。 $\beta = 0.88, 0.90, 0.92, 0.94$ で前後 ± 0.5 の範囲で区切った。 $\cos\theta, \beta$ どちらも bin の中央値を代表してカウント数を $C(\cos\theta, \beta)$ と表す。また anti, para を分けるためにそれぞれのカウント数を C_a, C_p と表す。この時カウント数の *Asymmetry* は

$$Asymmetry(\cos\theta, \beta) = \frac{C_a(\cos\theta, \beta) - C_p(\cos\theta, \beta)}{C_a(\cos\theta, \beta) + C_p(\cos\theta, \beta)} \quad (5.3)$$

である。図5.4に求められた *Asymmetry* を示す。図中の赤線は理論値を表す。誤差は統計誤差のみを考慮している。また横軸のエラーバーは bin の幅を示している。

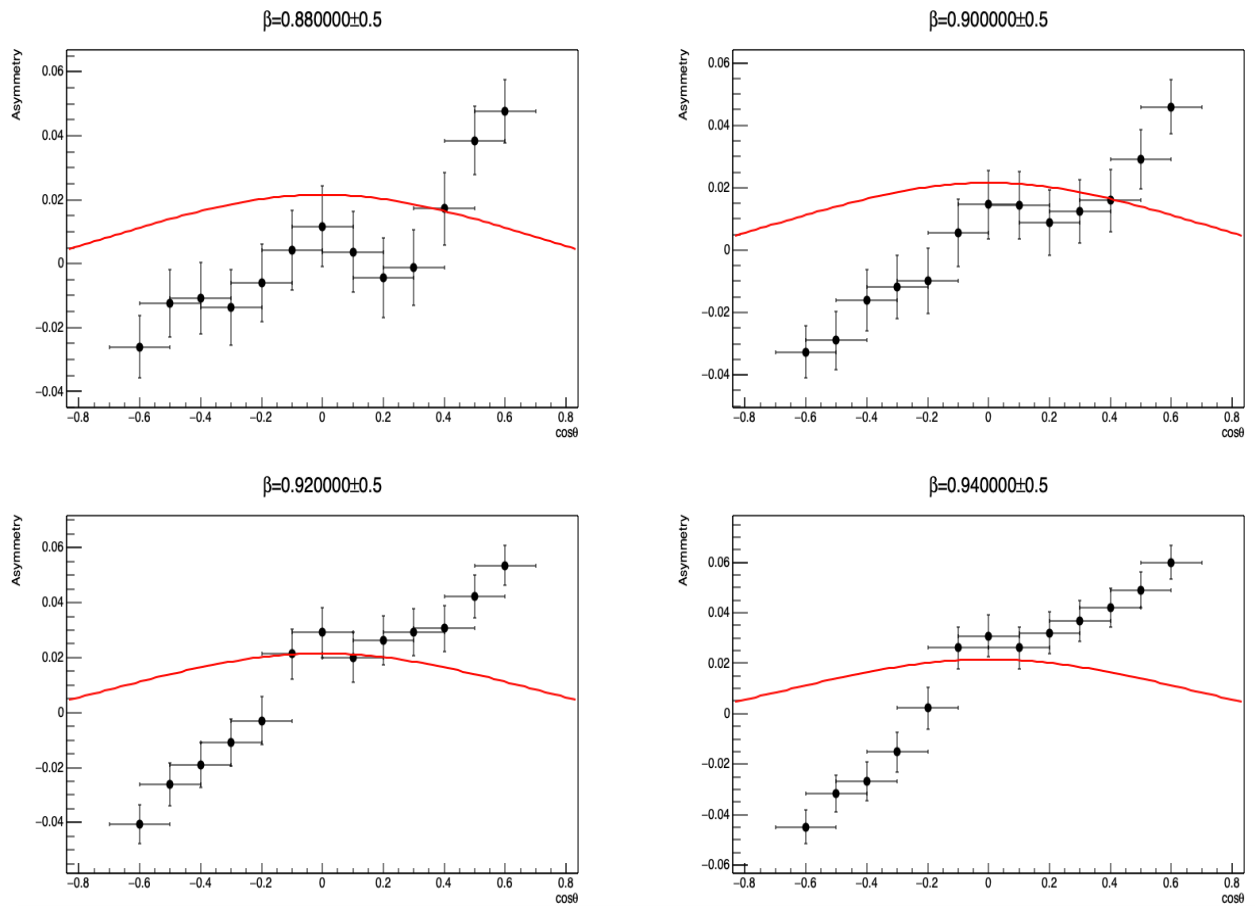


図5.4: 観測された *Asymmetry* と理論の予想

5.4 入射電子の polalization

入射電子の偏極率 P_1 はターゲットの偏極率 P_t とその時の *Asymmetry*, A を用いて

$$P_1 = \frac{A}{P_t} \cdot \frac{\sigma_0}{\sigma_1} \quad (5.4)$$

と計算される。*Asymmetry* の時と同様の bin に区切り各 bin ごとに P_1 を計算した。これによって一つの β につき 13 この P_1 の値とその誤差が得られる。これらは同じ物理量について測定した結果であるので加重平均を取ることで偏極率の値を得た。加重平均 (P) とその誤差 (ΔP) を得与える式は分割後の偏極率と誤差をそれぞれ $P_i, \sigma_i (i = 0, 1, \dots, 13)$ として

$$P = \frac{\sum_i (p_i / \sigma_i^2)}{\sum_i (1 / \sigma_i^2)} \quad (5.5)$$

$$\Delta P = \frac{1}{\sqrt{\sum_i (1 / \sigma_i^2)}} \quad (5.6)$$

でもとまる。計算した偏極率と β の関係を図5.5に示す。赤線は線形 Fit の結果である。理論では $P_1 = \beta$ であるので、大きく外れた結果となっている。

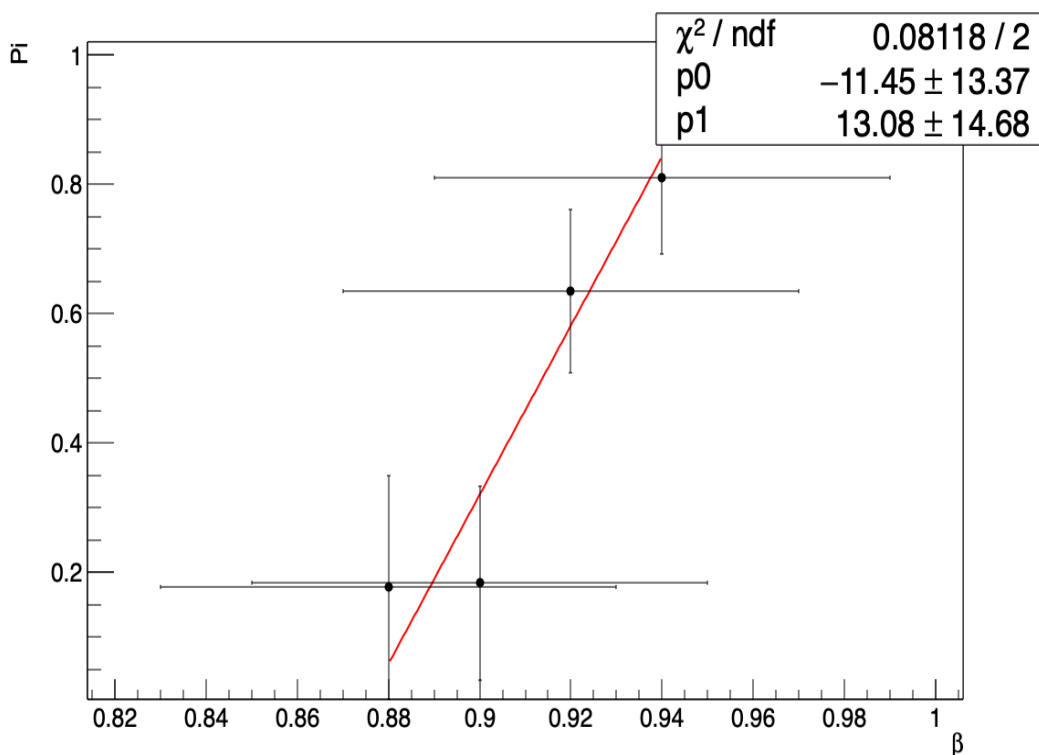


図5.5: 入射電子の偏極率 P_1 と β の関係

第 6 章

考察

6.1 左右非対称性について

実験は進行形で続いているのでこの章での解析には 2/24~3/19 までのデータを使用している。この実験では anti においても para においても断面積は $\cos^2 \theta$ に依存していて $\cos \theta$ の土で計数は対称なはずである。 $C_{anti}(\cos \theta) = C_{anti}(-\cos \theta), C_{para}(\cos \theta) = C_{para}(-\cos \theta)$ 。しかし前章の通り結果はそうになっていない。 $E_R + E_L > 10 \text{ KeV}$, での計数の $\cos \theta$ 依存性を図6.1と図6.2に示す。横軸が重心系の散乱角 $\cos \theta$, 縦軸は計数である。それぞれ統計誤差だけを考慮して表6.1のようになっている。anti,para どちらにおいても $\cos \theta > 0$ でのイベント数が $\cos \theta < 0$ でのイベント数より多くなっている。このことから geometry に由来した左右非対称が存在していることがわかる。anti/para に共通する原因としては PMT のゲインの違いで L,R で低エネルギー電子への threshold が異なっていることや仕切り板の穴を手作業で開けたことによる非対称が考えられる。しかし、バックグラウンドイベントが anti/para に同じだけ乗っていれば Asymmetry の符号が変わることはない (式6.2での $ba_m = bp_m = 0$)。注目すべきは para と anti でそのバックグラウンド数が異なることである。anti/para で同じだけ乗っている geometry 由来のバックグラウンドイベント数を $b_g(\cos \theta, \beta)$, anti/para すなわち磁場の向きで異なるバックグラウンドイベント数を $b_m(\cos \theta, \beta)$, その和を b とおく。観測された $\beta \pm 0.05, \cos \theta \pm 0.1$ の範囲の anti/para の計数を $Ca/p_{ob}(\cos \theta, \beta)$, 理想的な (バックグラウンドイベントがない) 計数を $Ca/p(\cos \theta, \beta)$ と表すと

$$\begin{aligned} Ca/p_{ob}(\cos \theta, \beta) &= Ca/p(\cos \theta, \beta) + ba/p(\cos \theta, \beta) \\ &= Ca/p(\cos \theta, \beta) + b_g(\cos \theta, \beta) + ba/p_m(\cos \theta, \beta) \end{aligned} \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} Asymmetry_{ob} &= \frac{Ca_{ob} - Cp_{ob}}{Ca_{ob} + Cp_{ob}} \\ &= \frac{Ca + ba_m - (Cp + bp_m)}{Ca + ba_m + b_g + Cp + bp_m + b_g} \end{aligned} \quad (6.2)$$

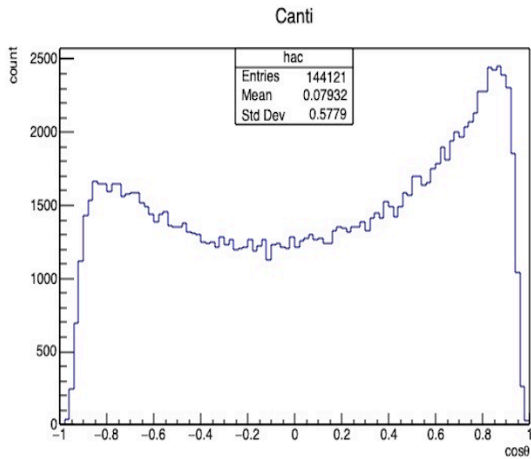


図6.1: $\cos\theta$ ごとの anti カウント数

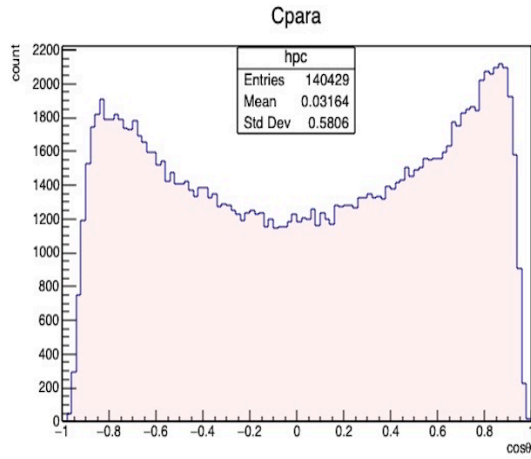


図6.2: $\cos\theta$ ごとの para カウント数

表6.1: $\cos\theta > 0$ と $\cos\theta < 0$ でのカウント数の違い

<i>count</i>	$\cos\theta > 0$	$\cos\theta < 0$
anti	80123 ± 283	63998 ± 253
para	73081 ± 270	67348 ± 260

磁場によって anti/para に依存したバックグラウンドイベントが存在しうるので確認するため GENT4 でシミュレーションを行った。 I_{coil} に 0.5 A 流した時 target 周りの漏れ磁場をガウスメーターで測定したところ一番大きいところで 1 mT の漏れ磁場が確認され、target の周辺 1.5 cm ほどの範囲で 0.1 mT 以上の漏れ磁場が確認された。漏れ磁場 B によって電子が曲げられる。ラーモア半径 R を計算すると $R = \frac{mc\beta\gamma}{eB}$ となりエネルギーが小さく遅い電子ほど大きく曲げられる。target からプラスチックシンチレーターまでの距離 $L \sim 0.05\text{m}$ で電子の曲げられる重心系角度を計算すると表6.2のようになっている。

表6.2: 漏れ磁場によって電子が曲げられうる重心系角度

の大きさ β	曲げられる角度 $^\circ$
0.7	1.72°
0.8	1.26°
0.9	0.81°

target まわり 1.5 cm にわたって 1 mT を加えた時のシミュレーション結果を図6.3, 図6.4, 表6.3に示す。

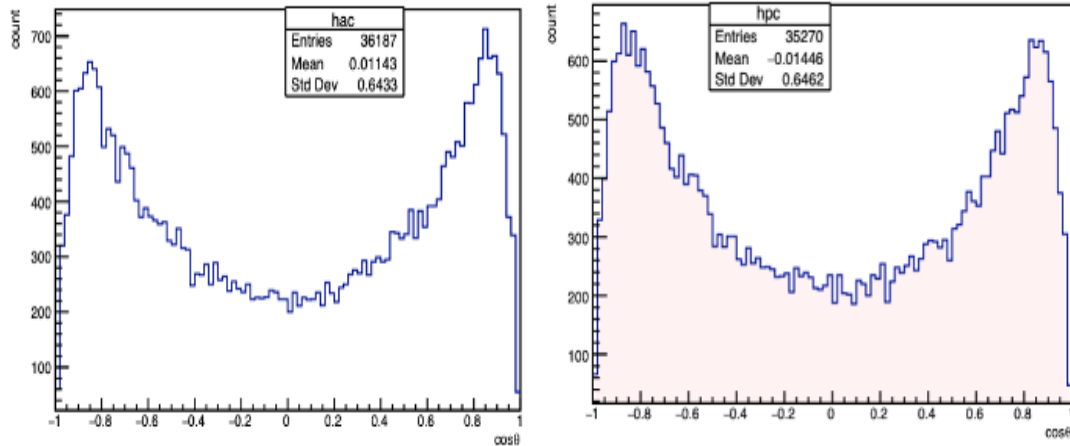


図6.3: $\cos\theta$ ごとの anti カウント数 GEANT4 によるシミュレーション
 図6.4: $\cos\theta$ ごとの anti カウント数 GEANT4 によるシミュレーション

表6.3: カウント数

<i>count</i>	$\cos\theta > 0$	$\cos\theta < 0$
anti	18348 ± 135	17839 ± 134
para	17196 ± 131	18074 ± 134

シミュレーションでは設計やゲインによる geomerty 由来のバックグラウンドは存在しない ($b_g = 0$) ので b_m のみの寄与を見ることができる。この結果から表6.4のような符号を持つ磁場由来のバックグラウンドが存在していることがわかる。

表6.4: b_m の符号

	bp_m	ba_m
$\cos\theta > 0$	+	-
$\cos\theta < 0$	-	+

シンチレータのゲイン由来の左右 Asymmetry 効果が小さくなるように $\beta = 0.94 \pm 0.05, -0.6 < \cos\theta < 0.6$ (この時の ER, EL > 200 KeV) での Asymmetry を求めると図6.5のようになる。横軸が重心系散乱角度 $\cos\theta$, 縦軸が Asymmetry である。赤い線が理論値を表している。式6.2で表6.4とすると Asymmetry が $\cos\theta > 0$ で+, $\cos\theta < 0$ で-となっているのが理解できる。

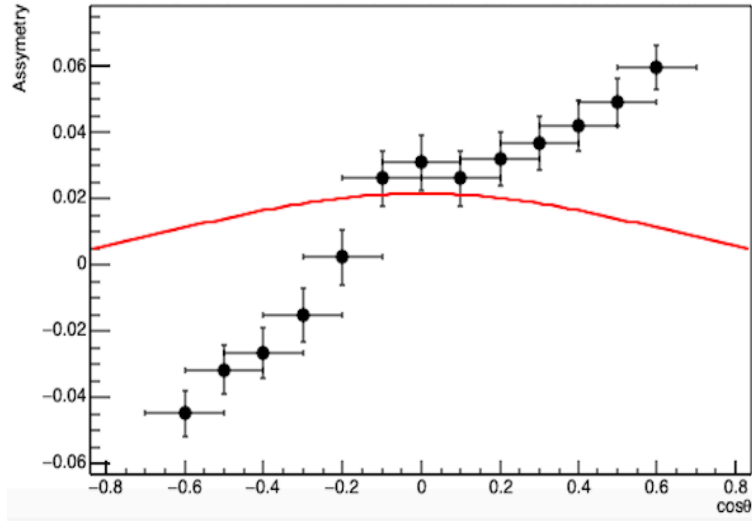


図6.5: $\beta = 0.94 \pm 0.05, -0.6 < \cos \theta < 0.6$ での Asymmetry

このままだと左右の Asymmetry によって目的の 0.01 程度の spin の Asymmetry が見えなくなっている。いくつかの仮定を置いてバックグラウンドの寄与を打ち消すことで Asymmetry の補正を試みた。また誤差は生の計数に関してはガウス分布を仮定し演算した値については誤差伝搬の式で計算したものをつけている。

仮定 1: $ba/p_m(\cos \theta, \beta) = -ba/p_m(-\cos \theta, \beta)$

これは anti/para それぞれについて磁場によって入るようになるイベント数 = 入らなくなるイベント数という仮定。 $\cos \theta$ の ± で計数を平均化することでバックグラウンドの寄与を相殺できて、 ($C \gg b_g$ より)

$$\begin{aligned}
 Ca/p_{ob}(|\cos \theta|) &= (Ca/p_{ob}(\cos \theta) + Ca/p_{ob}(-\cos \theta))/2 \\
 &= (Ca/p(\cos \theta) + ba/p(\cos \theta) + Ca/p(-\cos \theta) + ba/p(-\cos \theta))/2 \\
 &= (Ca/p(\cos \theta) + ba/p_g(\cos \theta) + Ca/p(-\cos \theta) + ba/p_g(-\cos \theta))/2 \\
 &\sim Ca/p(|\cos \theta|)
 \end{aligned} \tag{6.3}$$

これによって補正した $Asymmetry(|\cos \theta|)$ を図6.6に示す。 $\cos \theta = 0$ に関する補正ができないものの 1σ の範囲で Asymmetry は概ね理論値と一致している。

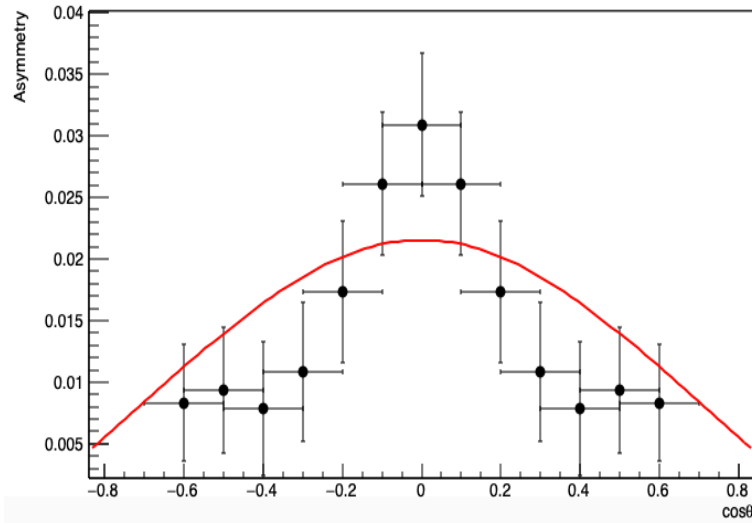


図6.6: $\beta = 0.94 \pm 0.05, -0.6 < \cos \theta < 0.6$ での補正 1 後の Asymmetry

仮定 2: $ba/p_m(\cos \theta) = bp/a_m(-\cos \theta)$

これは磁場によって anti に入るようになるイベント数 = para に入るようになるイベント数という過程である。anti の $\cos \theta$ と para の $-\cos \theta$ の差し引きで b_m を打ち消すことができ

$$\begin{aligned} Ca_{ob}(\cos \theta) - Cp_{ob}(-\cos \theta) &= Ca(\cos \theta) + b_g(\cos \theta) - Cp(-\cos \theta) - b_g(-\cos \theta) \\ &\sim Ca(\cos \theta) - Cp(-\cos \theta) \end{aligned} \quad (6.4)$$

これによって補正した $Asymmetry(\cos \theta)$ を図6.7に示す。

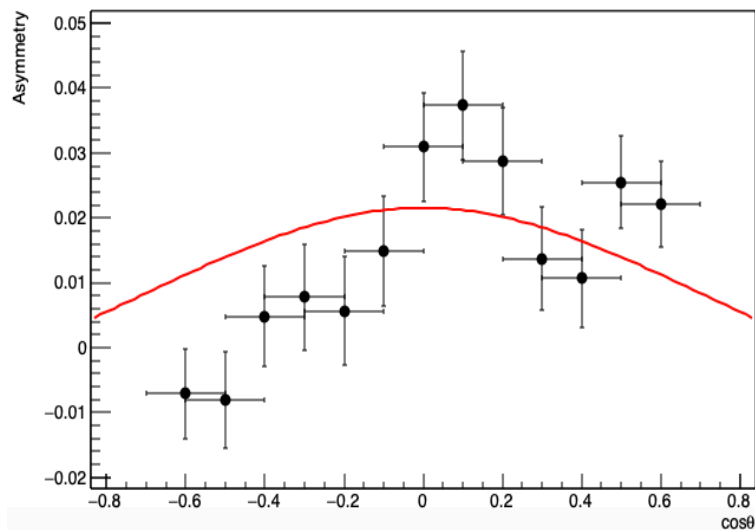


図6.7: $\beta = 0.94 \pm 0.05, -0.6 < \cos \theta < 0.6$ での補正 2 後の Asymmetry

仮定 3: $ba/p(\cos \theta) \propto Ca/p(\cos \theta)$

これは $b_g b_m$ 合わせたバックグラウンドは理想的な計数 C に比例し、その比例係数は target の種類によらず一定とする仮定である。比例係数を $r_b(\cos \theta)$ とする。

$$ba/p(\cos \theta) = ra/p_b(\cos \theta) \cdot Ca/p(\cos \theta) \quad (6.5)$$

この時、

$$\frac{C_{ob}(\cos \theta')}{C(\cos \theta')} = \frac{C(\cos \theta') + b(\cos \theta')}{C(\cos \theta')} = (1 + r_b(\cos \theta')) \quad (6.6)$$

$$C(\cos \theta') = C(\cos \theta = 0) \times \frac{\sigma(\cos \theta')}{\sigma(\cos \theta = 0)} \quad (6.7)$$

$$= C_{ob}(\cos \theta = 0) \times \frac{\sigma(\cos \theta')}{\sigma(\cos \theta = 0)} \quad (6.8)$$

$$Ca/p_r(\cos \theta) \equiv (1 + r_b(\cos \theta)) = \frac{C_{ob}(\cos \theta')}{C_{ob}(\cos \theta = 0)} \times \frac{\sigma(\cos \theta = 0)}{\sigma(\cos \theta')} \quad (6.9)$$

ただし (6.7) から (6.8) へは $\cos \theta = 0$ ではバックグラウンドの影響は無視できるとしている。以上より、係数と理論値を用いて r_b を求めることができる。今回の実験では target を磁性体ではない Al を用いて同様のセットアップで計数を測定し、geomytry と漏れ磁場によるバックグラウンドの理想値との比例係数 r_b を導出し、それをもとに Asymmetry の補正を行った。(ただ 3/19 日現在 target を Al に変えてのデータは 1 日分しか取れおらず統計誤差の大きさから物理の議論は難しくなっている。) target が Al の時とパーマロイの時の式 6.9 の Ca/p_r の様子を図 6.9、6.8 に示す。

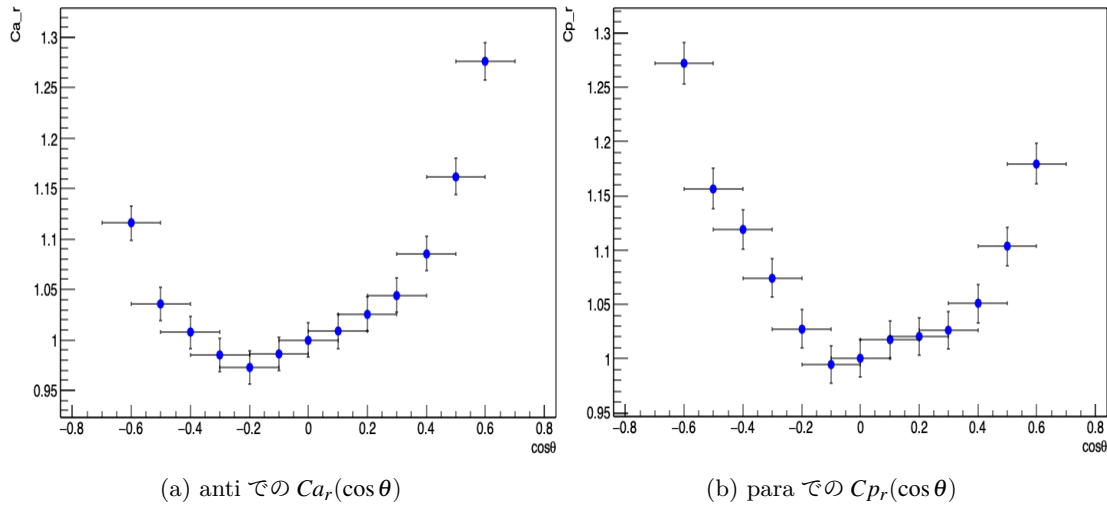


図6.8: パーマロイ, $\beta = 0.94 \pm 0.05$ での Cr の様子

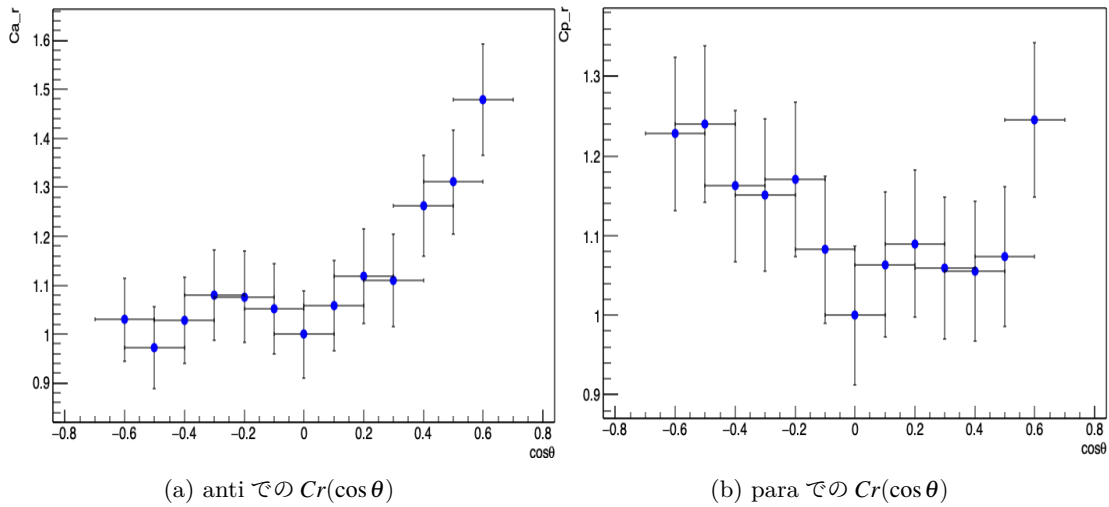


図6.9: $A1, \beta = 0.94 \pm 0.05$ での Cr の様子

補正後の Asymmetry は図6.10のようになる。A1 のデータを取ることが時間的制約からできなかったためこの補正方法については結論には使用できないが、 b_g, b_m どちらもひっくるめて補正できることから仮定 1,2 より有用な仮定であると思われる。時間があるならば A1 のデータを十分に集めて仮定 3 も検証してみたい。

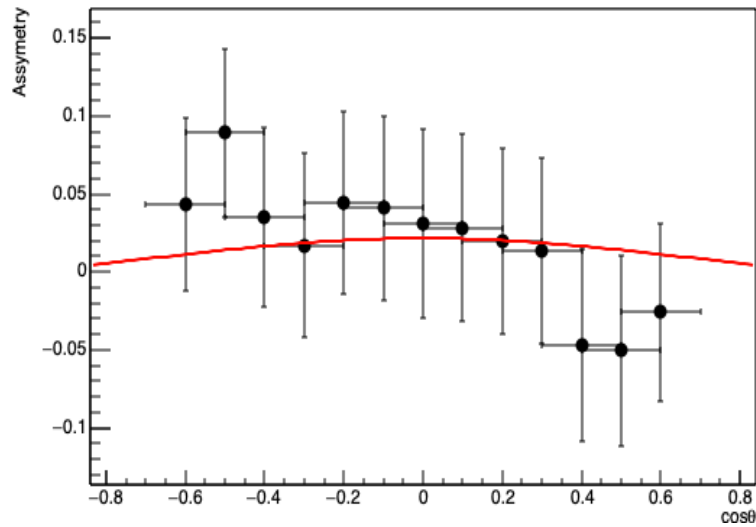


図6.10: $\beta = 0.94 \pm 0.05, -0.6 < \cos\theta < 0.6$ での補正 3 後の Asymmetry

左右 Asymmetry の補正に関して 3 つの方法で補正を試みた。どの補正が有用なのか定量的に評価できれば良いのだが今回は理論値に一番近づいていることから現時点では仮定 1 が最も有力な解析手段といえる。

6.2 バックグラウンドイベントについて

今回の実験でも過去の実験と同様、求まった偏極率が理論値よりも小さい傾向が見られる。この節では理論より小さくなってしまふ要因についてバックグラウンドイベントの観点から考える。この節でバックグラウンドと呼んでいるのは、前節の磁場由来のものではなく、観測したい純粋な Møller 散乱ではないイベントのことを指している。具体的には、

- 全エネルギーをシンチレーターで落とさないイベント
- 真空槽内で反射するイベント
- 多重 Møller 散乱したイベント
- target 以外で Møller 散乱したイベント
- 宇宙線イベント
- 線源からほぼ同時に出た電子が別々のシンチレーターに入射するイベント (アクシデンタルイベント)

などが挙げられる。このうち上の4つについては1つの線電子が起こすイベントであり純粋な Møller 散乱のイベントと今回の実験では区別することができない。そのためシミュレーションを用いて評価しようと試みたが定量的な評価ができるまでにいたらなかった。^{*1}

次に宇宙線イベントとして主に μ 粒子が考えられる。今回プラスチックシンチレーターの厚さは 1.5cm で設計しており、 μ 粒子の MIP 時のエネルギー損失が約 2MeV/cm であることから、エネルギーによるカットをすることで宇宙線による影響はほとんど取り除くことができると考えられる。

最後にアクシデンタルイベントについて考える。このイベントは過去の実験ではエネルギーの選択をしていた関係からエネルギーカットによって大部分が取り除けていたイベントであるが、今回の実験では考慮する必要がある。

以下では一番下のアクシデンタルイベントについて、どのくらい偏極率に寄与しているか検討する。まず仮定として実験で得られたデータの内線のエネルギー以上の部分は、アクシデンタルイベントが支配しているということを置いた。そのため、アクシデンタルイベントを再現した分布のうち高エネルギー部分を、実際の実験で得られた分布で規格化すればどの程度がアクシデンタルイベントなのか分かる。アクシデンタルイベントの再現については、まず本実験のジオメトリのままに信号のコインシデンスを取らずにデータを取得し、今回の実験で取れる1つの電子によるエネルギー分布を得る。その後乱数をふることでアクシデンタルに取れてしまう分布を再現した (図6.11)。

この分布をエネルギーが 3000keV 以上 4000keV 以下の部分で規格した結果は図6.12のようになった。ここで 4000keV 以下としたのはエネルギーが大きすぎると μ 粒子の影響が出てくると考えたためである。

^{*1} これらのバックグラウンドが偏極率に与える影響は 10% 程度ではないかと思積もりはしたがかなり怪しい概算なので付録に書いておく (付録B)。

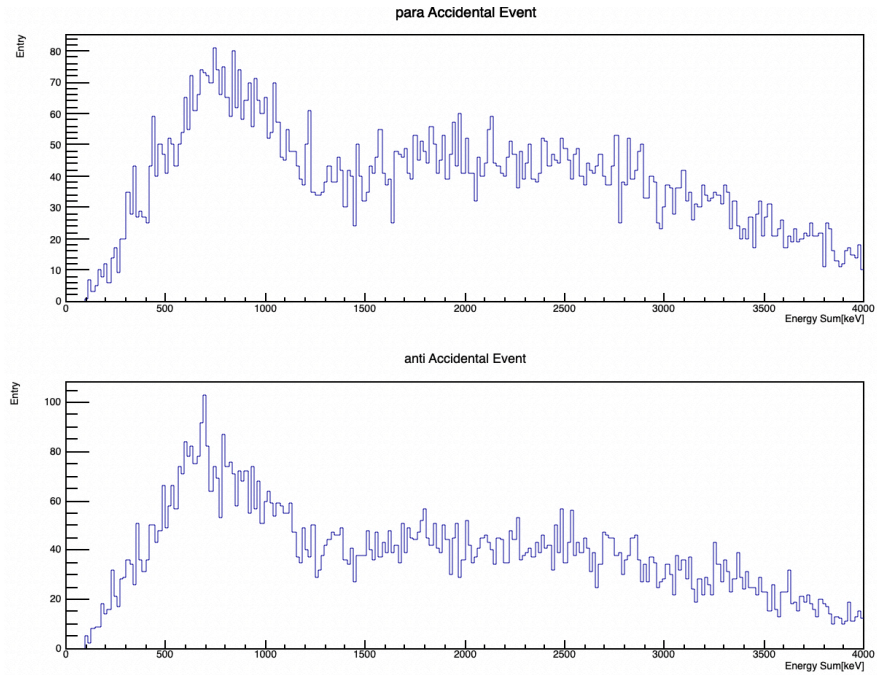


図6.11: 再現したアクシデンタルイベントのエネルギー分布 (L と R の和、 $-0.1 < \cos\theta$)

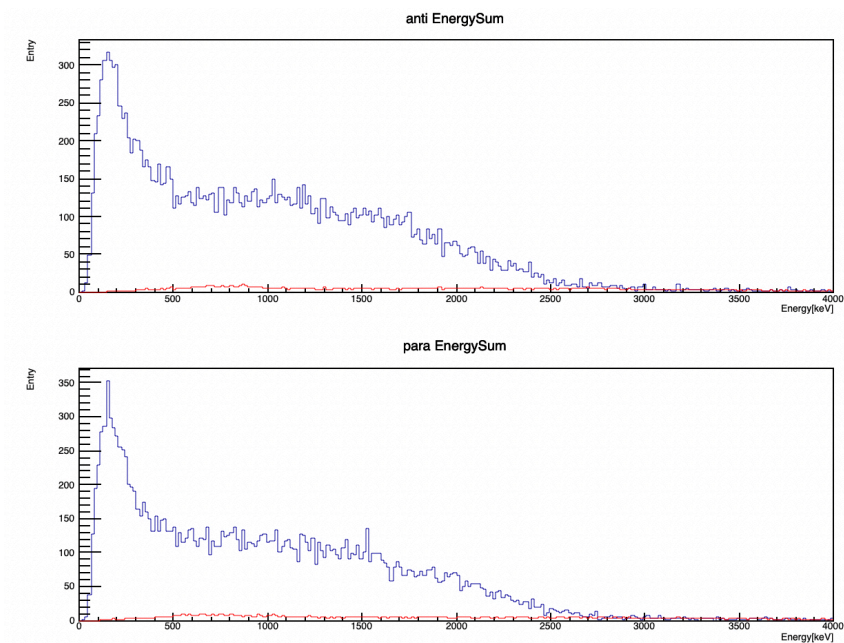


図6.12: 本実験で得られたエネルギー分布と規格化したアクシデンタルイベント (L と R の和、 $-0.1 < \cos\theta < 0.1$)

またこの結果をもとに β 、 $\cos \theta$ 毎のアクシデンタルイベントの割合を求めると表6.5のようになる。ここでこれまで電子の spin が anti-parallel か parallel かで分けていたが、両方で大きな差がなかったため以下の表では平均をとっている。また乱数を用いてアクシデンタルイベントを再現しているので、3回同じ計算を繰り返し平均をとった。

β の範囲	アクシデンタルイベントの割合 (%)				
	$-0.7 < \cos \theta < -0.5$	$-0.6 < \cos \theta < -0.4$	$-0.5 < \cos \theta < -0.3$	$-0.4 < \cos \theta < -0.2$	
$0.83 < \beta < 0.93$	4.8	4.3	4.5	5.0	
$0.85 < \beta < 0.95$	5.8	5.0	5.0	5.4	
$0.87 < \beta < 0.97$	7.5	6.2	5.7	5.8	
$0.89 < \beta < 0.99$	12	9.2	8.3	8.4	
	$-0.3 < \cos \theta < -0.1$	$-0.2 < \cos \theta < 0$	$-0.1 < \cos \theta < 0.1$	$0 < \cos \theta < 0.2$	
$0.83 < \beta < 0.93$	5.0	5.0	5.5	5.4	
$0.85 < \beta < 0.95$	5.2	5.0	5.7	5.6	
$0.87 < \beta < 0.97$	5.3	4.9	5.3	5.3	
$0.89 < \beta < 0.99$	7.8	7.2	7.8	7.7	
	$0.1 < \cos \theta < 0.3$	$0.2 < \cos \theta < 0.4$	$0.3 < \cos \theta < 0.5$	$0.4 < \cos \theta < 0.6$	$0.5 < \cos \theta < 0.7$
$0.83 < \beta < 0.93$	5.1	4.7	3.5	3.7	3.3
$0.85 < \beta < 0.95$	5.6	5.2	4.0	3.5	3.8
$0.87 < \beta < 0.97$	5.5	5.4	4.6	4.4	4.8
$0.89 < \beta < 0.99$	7.9	7.6	6.5	6.4	7.6

表6.5: β 、 $\cos \theta$ ごとのアクシデンタルイベントの割合

第 7 章

結論

データは 2/24~3/24(実験終了) までを使用した。左右 Asymmetry の改善とバックグラウンドイベントの差し引きによって最終的な結果を出す。まず生データから表6.5に従って計数を補正する。次に仮定 1 での補正により磁場の影響の補正を行った。この時の Asymmetry は図7.1となった。目的の偏極率は図7.2となった。

統計量については当初の予定通り P_i の誤差が 0.1 になるまで貯めることができた。バックグラウンドの差し引きによって Asymmetry の絶対値は大きくなったものの、左右 Asymmetry 由来のバックグラウンドを消し切れていないことから電子が遅い時 ($\beta = 0.88, 0.90$) に Asymmetry が多くの範囲で $-$ になってしまっている。このことから加重平均をとっても P_i は理論値より小さい値をとっている。セットアップ設計時には左右の Asymmetry が数% も計数に寄与してくると思っていたのだが、今回の実験ではそれが最後まで仇となって V-A 理論の検証には至らなかった。

約 10 年前まで P2 で行われていたメラー散乱実験による beta 電子の偏極率の測定精度向上を目指したが、これまでの測定精度を上回る結果とはならなかった。しかし予備実験段階でターゲットのヒステリシス曲線を精密に測定でき、加えて今回新たに GEANT4 などを用いた本実験シミュレーションから真空槽内での物理を詳細に予測することに成功し、これまで明らかでなかったバックグラウンドイベントの理解が非常に進んだのは大きな成果であった。実験装置全体のシンメトリー精度をより向上させ、アルミニウムなどの非磁性体を用いた対照実験も同時に十分な統計量で行うことができれば、バックグラウンドと実験装置アシンメトリーのより詳細な解析が可能となり更なる結果が期待できるだろうと思われるので、ぜひ後続に期待したい。

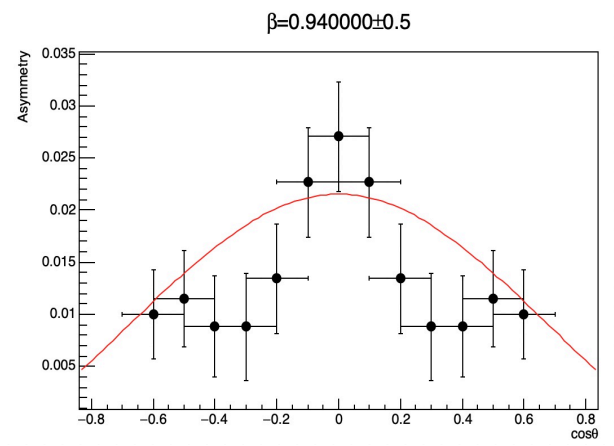
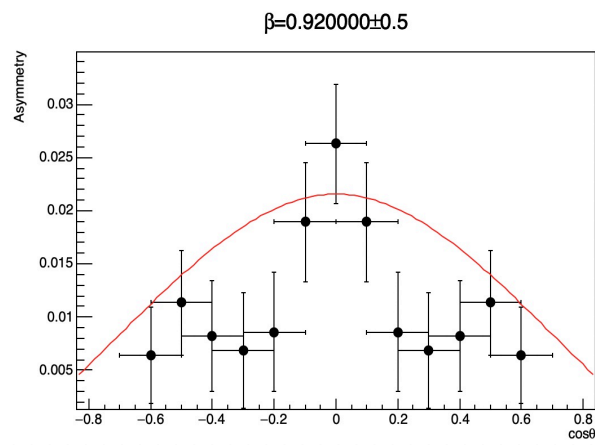
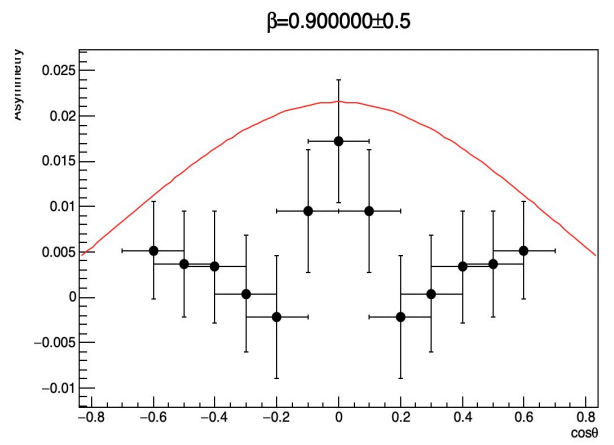
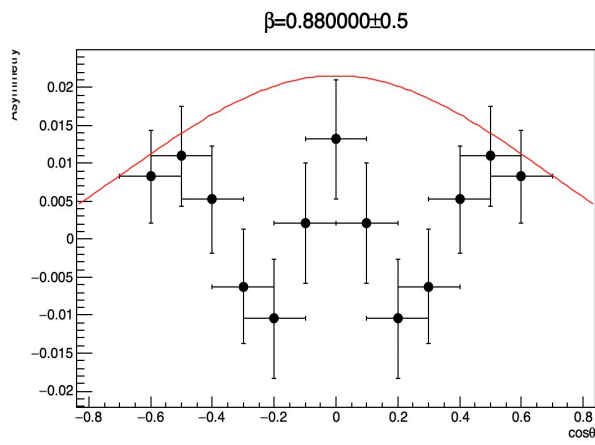


図7.1: 補正後の Asymmetry

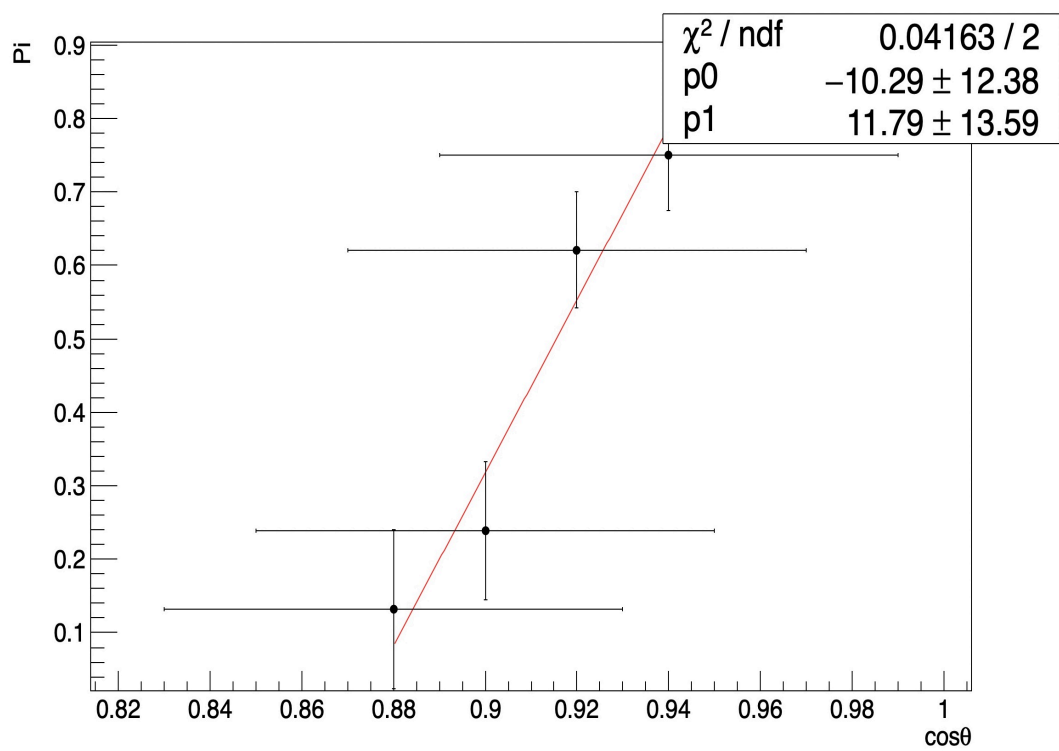


図7.2: 補正後の偏極率と β の関係

謝辞

一年間に渡り長く実験を指導して下さった中家先生、隅田先生、木川先生、また理論ゼミを指導していただいた橋本先生。そして実験に際して非常に多くのアドバイスと手助けをしていただいた TA の菅島さん、武市さん全員にこの場を借りて感謝申し上げます。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] David Griffiths (2008), *Introduction to Elementary Particles*. WILEY-VCH Verlag GmbH, & Co. KGaA. (花垣和則・波場直之共訳 (2019) グリフィス 素粒子物理学 丸善出版)
- [2] William R. Leo (1994), *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments; A How – to Approach*. Springer, Berlin, Heidelberg.
- [3] Mark Srednicki (2007), *Quantum Field Theory*, Cambridge University Press.
- [4] 2002 年度 P2 レポート https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/gakubu/P2/P2-02/p2_02_beta.pdf
- [5] 2003 年度 P2 レポート https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/gakubu/P2/P2-03/p2_03_moller_report.pdf
- [6] 2009 年度 P2 レポート <https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/nanjo/pukiwiki/index.php?plugin=attach&refer=P2&openfile=p2-moller.pdf>
- [7] 高梨弘毅 (2008) 『磁気工学入門』, 共立出版
- [8] 溝口正 (1995) 『磁気と磁性 I』, 培風館

付録 A

散乱角度分布

多重散乱による 10keV 程度のエネルギー損失があることはシミュレーションで確認されたが主なエネルギー分配は純粋なメラー散乱であると考えられる。メラー散乱は同種粒子の二体散乱であるから CM 系でエネルギー E 、運動量 p の入射粒子の運動方向を正にする事にすると、散乱角 θ_{CM} で散乱した入射粒子が FT 系で持つエネルギー E_1^{FT} は、

$$E_1^{FT} = \frac{E^2 + p^2 \cos \theta_{CM}}{m} \quad (\text{A.1})$$

よって運動エネルギー $E_{1,k}^{FT}$ は、

$$E_{1,k}^{FT} = E_1^{FT} - m \quad (\text{A.2})$$

$$= \frac{p^2}{m} (1 + \cos \theta_{CM}) \quad (\text{A.3})$$

$$(\text{A.4})$$

同様に FT 系の静止粒子が FT 系で持つエネルギー $E_{2,k}^{FT}$ は、

$$E_{2,k}^{FT} = \frac{p^2}{m} (1 - \cos \theta_{CM}) \quad (\text{A.5})$$

となる。したがって FT 系での運動エネルギーの比 $R = E_{1,k}^{FT}/E_{2,k}^{FT}$ を用いて θ_{CM} は

$$\cos \theta_{CM} = \frac{1 - R}{1 + R} \quad (\text{A.6})$$

となる。

付録 B

実験装置の設計

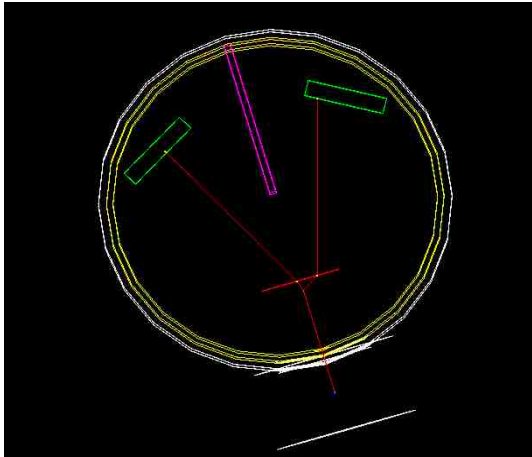
実験装置の設計には、Geant4 シミュレーションを用いた。この章では、具体的にどのようなシミュレーションを行ったかを紹介していく。

B.1 真空度と空気中でのエネルギー損失

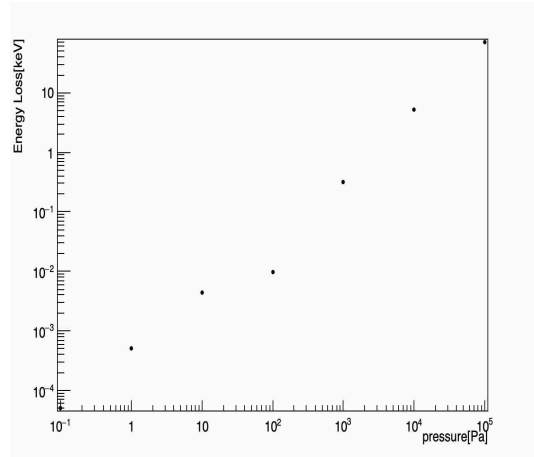
真空度によってどの程度空気中で曲がったり、エネルギーを失うかをシミュレーションを用いて検証した。電子は空気中でもかなりのエネルギーを損失してしまうことは分かっていたが、もし大気中でも実験が可能ならば装置の大型化などによってイベントの収集率を大きくすることができるので、このようなシミュレーションを行った。このシミュレーションは本番のセットアップとは違い、図B.1のような配置で行っている。また電子はエネルギーが 1MeV のものを使っている。シミュレーションの図の見方を説明しておく、青い点がソースの位置、ソースから出ている赤線が電子の軌道、そうでない赤い部分が target、緑の部分がプラスチックシンチレータである。この図は気圧を 10000pa でシミュレーションを行った結果であり、これは target 外で Møller 散乱してシンチレータに入射しているイベントであることが分かる。

シミュレーション結果を図B.2に示す。電子の空気中でのエネルギー損失は気圧 (密度) に比例し、大気圧 (~100000Pa) では約 100keV もエネルギーを損失してしまうことが分かった。

この結果から、実験は真空槽内で行うこととした。また、実際の実験で出した真空度は 140Pa 程度であり、図より空気中でのエネルギー損失は 1MeV の電子で 0.1keV 未満となり、空気中でのエネルギー損失によるズレはほぼ無視できると考えられる。



図B.1: シミュレーションの様子

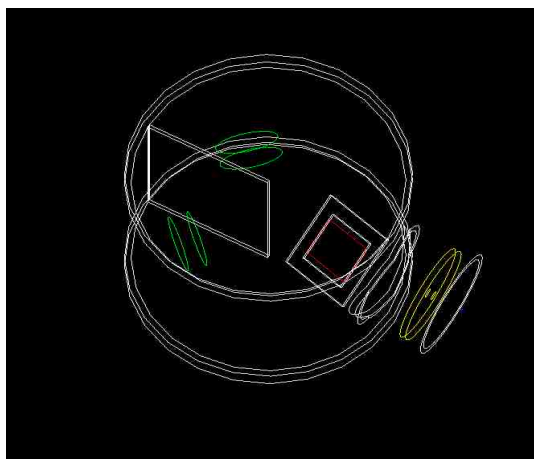


図B.2: シミュレーション結果

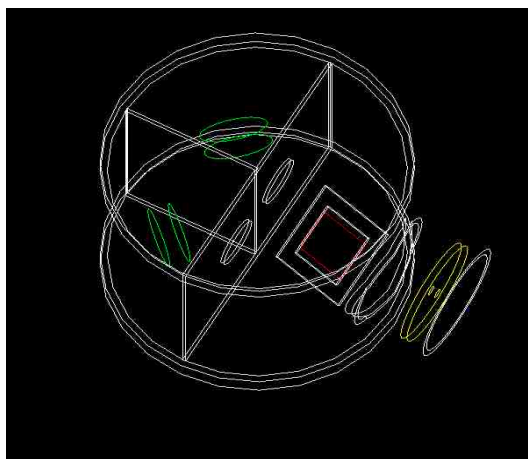
B.2 仕切りの設計とバックグラウンドイベント

前項の結果より実験は真空槽内で行うこととなったので、次に真空槽内のジオメトリを工夫することで、イベントの収集率を高めつつバックグラウンドなりうるイベントの特定と低減を Geant4 シミュレーションを用いて考えた。かなり色々なシミュレーションを行ったので、ここでは1例として target で散乱した電子のシンチレータまでの経路を制限する仕切りの有用性について検証したシミュレーションを紹介する。

シミュレーションは図B.3、図B.4の2つのジオメトリで行った。図B.3は、過去の P2 の実験を意識したシンチレータ同士が直接見えないように、Al の板を置いている。また図B.4は本実験で行ったものに近い、さらに経路を遮断するように Al 板を増やした配置である。シミュレーションは、 ^{90}Sr のエネルギー分布にしたがった電子によって行い、それぞれのイベントの軌跡を目視で確認することで分類した。各イベントがどのようなイベントかは次の節で紹介している。



図B.3: PMT 間の仕切り



図B.4: 本実験の仕切り

シミュレーション結果を図B.7に示す。図より、本実験の仕切りにすることで欲しい Møller 散乱のイベントをあまり減らさずにバックグラウンドを全体の 10% 以上減らすことが出来ていることが分かる。

またこのシミュレーション結果から今回の実験でバックグラウンドイベントが偏極率に与える影響は、最大でも 10% 程度ではないかと思われるが定量的な評価ができるまでにはいたっていない。^{*1}

^{*1} メラー散乱したが全てのエネルギーをシンチレーターに落とさなかったイベントは 20% 程度存在するが、ほぼすべてがシンチレーターの表面で電子が反射してしまったイベントであり、target 電子のスピンによるアシンメトリーがあるために偏極率に与える影響はこの割合よりも小さくなると考えられる。

	evts	%
total	1445	100
メラー散乱して全エネルギーをシンチレーターに落としたイベント	870	60.21
All Back Grounds	575	39.79

Back Grounds詳細

メラー散乱したが全エネルギーをシンチレーターに落とさなかったイベント	374	25.88
光子が発生し、シンチレーターでコンプトン散乱したイベント	35	2.42
真空槽内で反射して2つのシンチレーターに入射したイベント	152	10.52
その他	14	0.96

図B.5: PMT 間の仕切り

	evts	%
total	1166	100
メラー散乱して全エネルギーをシンチレーターに落としたイベント	857	73.50
All Back Grounds	309	26.50

Back Grounds詳細

メラー散乱したが全エネルギーをシンチレーターに落とさなかったイベント	228	19.55
光子が発生し、シンチレーターでコンプトン散乱したイベント	30	2.57
真空槽内で反射して2つのシンチレーターに入射したイベント	38	3.26
その他	13	1.11

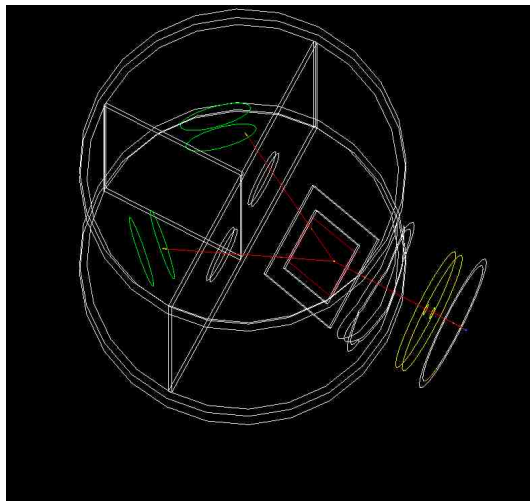
図B.6: 本実験の仕切り

図B.7: シミュレーション結果

B.3 バックグラウンドイベント例

この節では、前節のシミュレーションにおいてどのようなイベントが確認できたか簡単に紹介していく。

- Møller 散乱イベント
今回の実験で観測したいイベント。



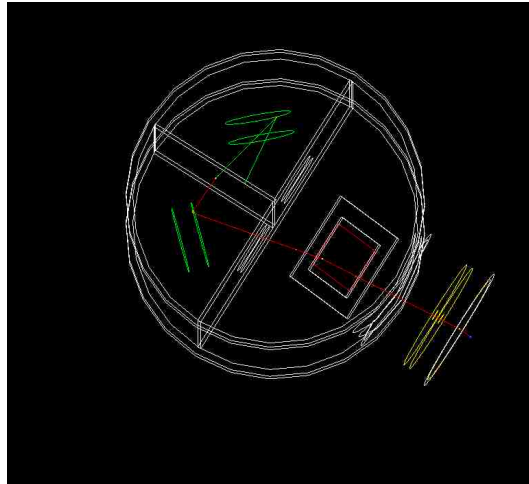
Møller 散乱イベント

- Møller 散乱したが全エネルギーをシンチレーターに落とさなかったイベント
target 電子のスピンに依存したアシンメトリを持っているが、本来のエネルギーよりも下のエネルギーとして観測されてしまうので低エネルギーでのアシンメトリの増加に繋がっていると予想されるイベント。



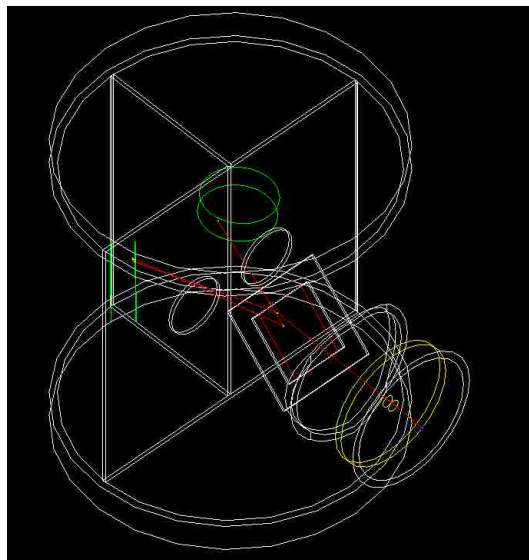
Møller 散乱したが全エネルギーをシンチレーターに落とさなかったイベント

- 光子が発生し、シンチレーターでコンプトン散乱したイベント
片方または両方のシンチレーターに落とすエネルギーが光子のコンプトン散乱によるものなので大きくても数 100keV 程度であることが多く、 \cos の絶対値が大きい場所でのアシンメトリを小さくすると予想されるイベント。



光子が発生し、シンチレーターでコンプトン散乱したイベント

- 真空槽内で反射して2つのシンチレーターに入射したイベント
本実験のセットアップでは主に電子が target で跳ね返ってしまうことによって発生するイベント。全体的にアシンメトリを小さくすると予想される。



真空槽内で反射して2つのシンチレーターに入射したイベント

付録 C

ソースメジャーユニット GS610 を用いた磁化率測定に際する注意

今後同テーマの実験が選択される場合に有用なように、ソースメジャーユニット GS610 を用いた磁化率の測定に際して注意。

ユニットを起動してからしばらく放置するとベースラインの変動は小さくなるという情報を TA の方からいただいていたが、我々の実験では数秒スケールでの数 μV 程度のベースライン変動を抑えることには結局成功しなかった。そのため電流スイープはヒステリシス曲線の各 4 線分で分けて測定しさらにスイープも 1.0A/s で終了させ、スイープ時間を短縮、誘導起電力の大きさを増大させるとともに数秒スケールで浮動するベースラインの変動の影響を最小化するように努めた。また実験初期段階では PC 側からスイープ中の電流値の変更を逐次送信して制御していたが、ユニット側で処理落ちしており、スイープが測定精度に対して十分なめらかでなく、階段状になってしまっていて誘導起電力がデルタ関数の羅列のように検出されてしまう事態となった。この問題を解決するため、ユニット側に内蔵されている線形スイープ機能を利用し、スタートトリガーのみを PC 側から送信、スイープ自体はユニット側で全て処理させるように変更を加え再測定を行ったところ、十分なめらかなスイープ電流が生成され、本論にあるように美しいヒステリシス曲線を測定することができた。

付録 D

統計誤差

今回の考える物理量はターゲットの磁化を反転させた際のアシンメトリー、

$$A = \frac{C_+ - C_-}{C_+ + C_-} = P_i P_t \frac{\sigma_1}{\sigma_0} \quad (\text{D.1})$$

である。ここで C_+ は β 線の入射方向に対してターゲットの磁化がアンチパラレルの時（すなわち電子対がアンチパラレルとなる可能性が高い時）のカウント数で、 C_- はそれらがパラレルの時のカウント数である。当然双方の測定時間は同じでなくてはならない。また P_t はターゲットの磁化率の絶対値。 P_i は入射する β 線の偏極率の絶対値で、 σ_0 および σ_1 はメラー散乱の断面積

$$\sigma = \sigma_0 + P_i P_t \sigma_1 \quad (\text{D.2})$$

として定義される、スピンに対する非依存項と依存項である。実験の目的は弱相互作用のパリティ破れの観測であるので β 電子の偏極率 P_i が 0 でないこと、具体的には、VA 理論等で計算される $P_i = \beta$ を確かめたい。

実験の目的は弱相互作用のパリティ破れの観測であるので、純粋に QED のみから計算される σ_0 および σ_1 は既知のものとして用いる。従って得る上で必要な測定量は C_+, C_- および P_t である。ある測定量 b の標準偏差を σ_b で表すことにして、 P_t の相対誤差 σ_{P_t}/P_t は誤差伝播の公式から

$$\left(\frac{\sigma_{P_t}}{P_t}\right)^2 = \frac{1}{P_t^2} \left(\left(\frac{P_t}{A} \sigma_A\right)^2 + \left(\frac{P_t}{P_t} \sigma_{P_t}\right)^2 \right) \quad (\text{D.3})$$

$$= \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{P_t}}{P_t}\right)^2 \quad (\text{D.4})$$

$$(\text{D.5})$$

ここで σ_A は C_+, C_- の関数としての A の標準偏差である。 C_+, C_- はポアソン分布 $\sigma = \sqrt{N}$ に従うほど十分に

統計量があるとするば

$$\sigma_A^2 = \left(\frac{A}{C_+} \sigma_{C_+} \right)^2 + \left(\frac{A}{C_-} \sigma_{C_-} \right)^2 \quad (\text{D.6})$$

$$= \left(\frac{2C_-}{(C_+ + C_-)^2} \right)^2 \sigma_{C_+}^2 + \left(\frac{2C_+}{(C_+ + C_-)^2} \right)^2 \sigma_{C_-}^2 \quad (\text{D.7})$$

$$= \frac{1}{(C_+ + C_-)^4} (4C_-^2 C_+ + 4C_+^2 C_-) \quad (\text{D.8})$$

$$= \frac{4C_+ C_-}{(C_+ + C_-)^3} \quad (\text{D.9})$$

$$= \frac{4N^2}{(2N)^3} \quad (\text{D.10})$$

$$= \frac{1}{2N} \quad (\text{D.11})$$

となる。ここで $C_+ - C_- \ll C_+ C_-$ と $C_+ \simeq C_- = N$ を用いた。電子の偏極率に戻れば、

$$\left(\frac{\sigma_{P_i}}{P_i} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_A}{A} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{P_i}}{P_i} \right)^2 \quad (\text{D.12})$$

$$= \frac{1}{2NA^2} + \left(\frac{\sigma_{P_i}}{P_i} \right)^2 \quad (\text{D.13})$$

$$(\text{D.14})$$

メラース散乱は散乱断面積が非常に小さいので、本実験ではメラース散乱に関わる第一項に比べて、第二項の寄与はほとんど無いと考えて良い。よって結局、

$$\frac{\sigma_{P_i}}{P_i} \simeq \frac{1}{\sqrt{2NA}} \quad (\text{D.15})$$

$$\sigma_{P_i} = \frac{P_i}{\sqrt{2NA}} \quad (\text{D.16})$$

$$(\text{D.17})$$

となる。