

2005年度課題演 P2
Slow Positron を用いた β 崩壊における
parity の破れの検証

久保田達也
平岩聡彦
田島裕二郎
塩見公志

平成18年10月10日

目次

第 1 章	abstract	3
第 2 章	理論	4
2.1	パリティとは	4
2.2	positronium とは	4
2.3	V-A 理論による β 崩壊におけるパリティの破れ	5
2.4	$e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ 崩壊における偏極度と Asymmetry	9
第 3 章	実験装置	13
3.1	装置の概要	13
3.1.1	absorber	13
3.1.2	Tungsten moderator	13
3.1.3	slow positron の輸送	15
3.1.4	wien filter	15
第 4 章	アニール	17
4.1	前処理	17
4.1.1	アニール装置	17
4.1.2	電源	17
4.1.3	真空ポンプ	17
4.1.4	極板	19
4.1.5	放射温度計	19
4.2	装置及びタングステン板の抵抗測定	19
4.3	タングステン板の温度測定	20
第 5 章	熱電子による輸送系の確認	22
5.1	熱電子	22
5.2	ファラデーカップ	22
5.3	輸送系の確認	23
第 6 章	slow positron を用いた測定	25
6.1	positron の観測	25
6.2	parapositronium の同定	25
6.3	測定系	26

6.4	装置の設定と Energy Caliblation	29
6.5	実験目的と Slow Positron	30
6.6	moderator の性能評価測定	32
第 7 章	解析と結論	34
7.1	source 強度	34
7.2	moderator を通過してきた positron	35
7.3	slow positron と fast positron の分離	36
7.4	moderator の性能評価	40
7.5	結論	40
第 8 章	反省・改善点	41
第 9 章	謝辞	43

第1章 abstract

今回の実験では、 β 崩壊におけるパリティの破れの検証を行った。 ^{22}Na からの β 崩壊によって生じた positron をタングステンモデレータに通すことによって単色のエネルギーをもつ「slow positron」を生成する。それを適当に磁化させた target に衝突させると、target 中の electron と結びついて positronium を形成して 2γ を放出して崩壊する。positron の spin と target の spin が平行のときと反平行のときの 2γ 生成率を測定し、positron の偏極度を求めてパリティが破れているのを確認する。

第2章 理論

2.1 パリティとは

空間反転 $(t, x, y, z) \rightarrow (t, -x, -y, -z)$ に対する系の対称性をパリティと呼ぶ。 β 崩壊 $p \rightarrow ne^+\nu_e$ において、放出される e^+ の helicity (運動量方向の spin) は、空間の等方性の要請より、位置によらず一定である。ただし実際に測定できるのは helicity の期待値、すなわち偏極度である。一方パリティ変換によって helicity は符号を変えるので、この偏極度が 0 でないならば、パリティ変換の前後で測定値が変化し、パリティが破れていることになる。

2.2 positronium とは

positronium とは電子と陽電子の束縛状態で、水素原子と似た性質を持つ。positronium は金属中のように、電子密度の高い場合には形成されないが、気体や有機溶液、ポリマー、イオン結晶、分子性結晶などの中でかなりの割合で形成される。また、金属、半導体などの物質のボイド内や表面においても形成される場合がある。

positronium の基底状態は、1 重項状態 (parapositronium) と 3 重項状態 (orthopositronium) がある。1 重項状態と 3 重項状態のエネルギー差は $8.4 \times 10^{-4}[\text{eV}]$ で 1 重項状態の方が低いが、positronium の形成は通常このエネルギー感覚が無視できるほど高いエネルギーで起こるので、生成確率は状態数 $2s + 1$ に支配されることになり、parapositronium と orthopositronium の生成確率の比は 1 : 3 となる。また、荷電パリティ保存則から、parapositronium は 2γ 崩壊をし、orthopositronium は 3γ 崩壊をする。真空中での parapositronium の寿命は 123ps、orthopositronium の寿命は 140ns である。

2.3 V-A 理論による β 崩壊におけるパリティの破れ

β 崩壊: $p \rightarrow ne^+\nu_e$ を引き起こす Lagrangian 密度として、次のものを考える。

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} j^{\mu\dagger} j_\mu \quad (2.1)$$

但し

$$j^\mu = l^\mu + h^\mu \quad (2.2)$$

$$l^\mu = \bar{\psi}_\nu \gamma^\mu (1 + \alpha \gamma^5) \psi_e \quad (2.3)$$

$$h^\mu = \bar{\psi}_n \gamma^\mu (1 + \alpha' \gamma^5) \psi_p \quad (2.4)$$

ここで $\alpha = -1$ としたものが V-A 理論である。

今、スピノールを平面波展開して

$$\psi(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E}} \sum_s \left(a_s(\vec{p}) u_s(\vec{p}) e^{-ip \cdot x} + b_s^\dagger(\vec{p}) v_s(\vec{p}) e^{ip \cdot x} \right) \quad (2.5)$$

$$\{a_s(\vec{p}), a_{s'}^\dagger(\vec{p}')\} = \{b_s(\vec{p}), b_{s'}^\dagger(\vec{p}')\} = (2\pi)^3 \delta^3(\vec{p} - \vec{p}') \delta_{s,s'} \quad (2.6)$$

と書く。

この散乱過程の不変散乱振幅は、

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left(\bar{u}_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) v_e \bar{u}_n \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_p \right) \quad (2.7)$$

実験では positron 以外は spin を測定しないので、proton については平均し、neutron、neutrino については和をとる。positron 部分に関して以下の方法で計算する。

一般に、静止系での spin の向きが単位ベクトル \vec{e} 方向であるような spin 演算子は、

$$\begin{aligned} \hat{S} &= \frac{1}{2m} \gamma^5 \not{p} \not{e} \\ \left(a^\mu &= \left(\frac{\vec{p} \cdot \vec{e}}{m}, \vec{e} + \frac{\vec{p} \cdot \vec{e}}{(E+m)m} \vec{p} \right) \right) \end{aligned} \quad (2.8)$$

と書ける。ここで $a \cdot p = 0$ である。

\hat{S} の固有値を $\frac{s}{2}$ ($s = \pm 1$) とすると、

$$\hat{S} u(\vec{p}, s) = \frac{s}{2} u(\vec{p}, s) \quad (2.9)$$

$$\hat{S} v(\vec{p}, s) = \frac{s}{2} v(\vec{p}, s) \quad (2.10)$$

$u(\vec{p}, s)\bar{u}(\vec{p}, s), v(\vec{p}, s)\bar{v}(\vec{p}, s)$ を s で表すために、

$$\sum_s u(\vec{p}, s)\bar{u}(\vec{p}, s) = \not{p} + m \quad (2.11)$$

$$\sum_s v(\vec{p}, s)\bar{v}(\vec{p}, s) = \not{p} - m \quad (2.12)$$

の両辺に左から $\frac{1}{2}(1 + 2s\hat{S})$ をかけると、

$$\begin{aligned} \text{左辺} &\rightarrow \frac{1}{2}(1 + 2s\hat{S}) \sum_s u(\vec{p}, s)\bar{u}(\vec{p}, s) \\ &= \frac{1}{2} \sum_s u(\vec{p}, s)\bar{u}(\vec{p}, s) + s \sum_s \hat{S} u(\vec{p}, s)\bar{u}(\vec{p}, s) \\ &= \frac{1}{2} \left(u(\vec{p}, +)\bar{u}(\vec{p}, +) + u(\vec{p}, -)\bar{u}(\vec{p}, -) \right) + \frac{s}{2} \left(u(\vec{p}, +)\bar{u}(\vec{p}, +) - u(\vec{p}, -)\bar{u}(\vec{p}, -) \right) \\ &= u(\vec{p}, s)\bar{u}(\vec{p}, s) \quad \text{etc.} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{右辺} &\rightarrow \frac{1}{2}(1 + 2s\hat{S})(\not{p} + m) \\ &= \frac{1}{2}(\not{p} + m) + \frac{s}{2m}\gamma^5 \not{p} \not{p} (\not{p} + m) \\ &= \frac{1}{2}(\not{p} + m) + s \left(\frac{1}{2m}\gamma^5 \not{p} \not{p} \not{p} + \frac{1}{2}\gamma^5 \not{p} \not{p} \right) \\ &= \frac{1}{2}(\not{p} + m) + s \left(\frac{1}{2m}\gamma^5 \not{p} p^2 - \frac{1}{2}\gamma^5 \not{p} \not{p} \right) \quad \left(\because \not{p} \not{p} = 2a \cdot p - \not{p} \not{p} = -\not{p} \not{p} \right) \\ &= \frac{1}{2}(\not{p} + m) + s \left(\frac{m}{2}\gamma^5 \not{p} + \frac{1}{2}\not{p} \gamma^5 \not{p} \right) \\ &= \frac{1}{2}(\not{p} + m)(1 + s\gamma^5 \not{p}) \quad \text{etc.} \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\therefore u(\vec{p}, s)\bar{u}(\vec{p}, s) = \frac{1}{2}(\not{p} + m)(1 + s\gamma^5 \not{p}) \quad (2.14)$$

$$v(\vec{p}, s)\bar{v}(\vec{p}, s) = \frac{1}{2}(\not{p} - m)(1 - s\gamma^5 \not{p}) \quad (2.15)$$

これを使うとスピン和は、

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sum_{s_p, s_n, s_\nu} |\mathcal{M}|^2 &= \frac{1}{2} \sum_{s_p, s_n, s_\nu} \frac{G_F^2}{2} \left(\bar{u}_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) v_e \right) \left(\bar{u}_n \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_p \right) \\ &\quad \times \left(\bar{v}_e \gamma^\lambda (1 - \gamma^5) u_\nu \right) \left(\bar{u}_p \gamma_\lambda (1 - \gamma^5) u_n \right) \\ &= \frac{G_F^2}{4} \text{Tr}[(\not{p}_\nu + m_\nu) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\not{p}_e - m_e) \frac{1 - s\gamma^5 \not{p}}{2} \gamma^\lambda (1 - \gamma^5)] \\ &\quad \times \text{Tr}[(\not{p}_n + m_n) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) (\not{p}_p + m_p) \gamma_\lambda (1 - \gamma^5)] \\ &= \frac{G_F^2}{4} (T_{\text{lepton}})^{\mu\lambda} (T_{\text{hadron}})_{\mu\lambda} \end{aligned} \quad (2.16)$$

i)hadron 項

始状態の p は静止していると考えるので、

$$p_p + m_p \simeq m_p(\gamma^0 + 1) \quad (2.17)$$

^{22}Na の崩壊の際の positron の最大運動エネルギーは $546[\text{keV}]$ と n の質量に比べて小さいので n も静止していると考え、

$$p_n + m_n \simeq m_n(\gamma^0 + 1) \quad (2.18)$$

よって、

$$\begin{aligned} (T_{hadron})_{\mu\lambda} &\simeq \text{Tr}[m_n(\gamma^0 + 1)\gamma_\mu(1 - \gamma^5)m_p(\gamma^0 + 1)\gamma_\lambda(1 - \gamma^5)] \\ &= 8m_n m_p(2g_{\mu 0}g_{\lambda 0} - g_{\mu\lambda}) \end{aligned} \quad (2.19)$$

ii)lepton 項

neutrino の質量は無視すると、

$$\begin{aligned} (T_{lepton})^{\mu\lambda} &= \text{Tr}[\not{p}_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma^5)(\not{p}_e - m_e) \frac{1 - s\gamma^5 \not{a}}{2} \gamma^\lambda (1 - \gamma^5)] \\ &= 2 \left(p_\nu^\mu p_e^\lambda + p_\nu^\lambda p_e^\mu - g^{\mu\lambda} (p_\nu \cdot p_e) - sm_e (p_\nu^\mu a^\lambda + p_\nu^\lambda a^\mu - g^{\mu\lambda} (p_\nu \cdot a)) \right. \\ &\quad \left. + i(p_\nu)_\rho (p_e)_\sigma \varepsilon^{\rho\mu\sigma\lambda} - ism_e (p_\nu)_\rho a_\sigma \varepsilon^{\rho\mu\sigma\lambda} \right) \end{aligned} \quad (2.20)$$

ここで $(T_{hadron})_{\mu\lambda}$ は μ, λ について対称で、 $(T_{lepton})^{\mu\lambda}$ の中の $\varepsilon^{\rho\mu\sigma\lambda}$ に比例する項は μ, λ について反対称なので、この部分は散乱断面積に効いてこない。

以上から、

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sum_{s_p, s_n, s_\nu} |\mathcal{M}|^2 &= \frac{G_F^2}{4} \cdot 16m_n m_p (2g_{\mu 0}g_{\lambda 0} - g_{\mu\lambda}) \\ &\quad \times \left(p_\nu^\mu p_e^\lambda + p_\nu^\lambda p_e^\mu - g^{\mu\lambda} (p_\nu \cdot p_e) - sm_e (p_\nu^\mu a^\lambda + p_\nu^\lambda a^\mu - g^{\mu\lambda} (p_\nu \cdot a)) \right) \\ &= 8G_F^2 m_n m_p p_\nu^0 (p_e^0 - sm_e a^0) \end{aligned} \quad (2.21)$$

\vec{e} 方向の spins s_e 、運動量 p_e を持った positron の個数を $N_e(s_e, p_e)$ とおくと、

$$N_e(s_e, p_e) \propto |\mathcal{M}|^2 \propto p_e^0 - s_e m_e a^0 \quad (2.22)$$

今、helicity を見たいので、 $\vec{e} = \frac{\vec{p}_e}{|\vec{p}_e|}$ として、

$$a^\mu = \left(\frac{|\vec{p}_e|}{m_e}, \frac{p_e^0}{m_e} \frac{\vec{p}_e}{|\vec{p}_e|} \right) \quad (2.23)$$

これより、helicity s_e 、運動量 p_e を持つ positron の個数は、

$$\begin{aligned} N_e(s_e, p_e) &\propto p_e^0 (1 - s_e \beta) \\ &\quad \left(\beta = \frac{|\vec{p}_e|}{p_e^0} \right) \end{aligned} \quad (2.24)$$

よって positron の helicity 偏極度は、

$$\frac{N_e(+, p_e) - N_e(-, p_e)}{N_e(+, p_e) + N_e(-, p_e)} = -\beta \quad (2.25)$$

となり、確かに偏極しているのでパリティを破る。

2.4 $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ 崩壊における偏極度と Asymmetry

次に、 β 崩壊で放出される positron の偏極度を、

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.26)$$

の反応の散乱断面積から計算する。

この反応の不変散乱振幅は、

$$\begin{aligned} i\mathcal{M} &= \bar{v}(p_2)(-ie\gamma^\mu)\varepsilon_\mu^*(k_2)\frac{i(\not{p}_1 - \not{k}_1 + m)}{(p_1 - k_1)^2 - m^2}(-ie\gamma^\nu)\varepsilon_\nu^*(k_1)u(p_1) \\ &\quad + \bar{v}(p_2)(-ie\gamma^\nu)\varepsilon_\nu^*(k_1)\frac{i(\not{p}_1 - \not{k}_1 + m)}{(p_1 - k_2)^2 - m^2}(-ie\gamma^\mu)\varepsilon_\mu^*(k_2)u(p_1) \\ &= -ie^2\varepsilon_\mu^*(k_2)\varepsilon_\nu^*(k_1)\bar{v}(p_2)\left[\frac{\gamma^\mu(\not{p}_1 - \not{k}_1 + m)\gamma^\nu}{(p_1 - k_1)^2 - m^2} + \frac{\gamma^\nu(\not{p}_1 - \not{k}_2 + m)\gamma^\mu}{(p_1 - k_2)^2 - m^2}\right]u(p_1) \end{aligned} \quad (2.27)$$

ここで分母は、 $p^2 = m^2$ 、 $k^2 = 0$ ゆえ、

$$(p_1 - k_1)^2 - m^2 = -2p_1 \cdot k_1 \quad (2.28)$$

$$(p_1 - k_2)^2 - m^2 = -2p_1 \cdot k_2 \quad (2.29)$$

分子は $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g_{\mu\nu}$ 、 $(\not{p} - m)u(p) = 0$ ゆえ、

$$\begin{aligned} (\not{p}_1 + m)\gamma^\mu u(p_1) &= (2p_1^\mu - \gamma^\mu \not{p}_1 + \gamma^\mu m)u(p_1) \\ &= 2p_1^\mu u(p_1) - \gamma^\mu(\not{p}_1 - m)u(p_1) \\ &= 2p_1^\mu u(p_1) \end{aligned} \quad (2.30)$$

よって、

$$\mathcal{M} = -e^2\varepsilon_\mu^*(k_2)\varepsilon_\nu^*(k_1)\bar{v}(p_2)\left(\frac{-\gamma^\mu \not{k}_1 \gamma^\nu + 2\gamma^\mu p_1^\nu}{-2p_1 \cdot k_1} + \frac{-\gamma^\nu \not{k}_2 \gamma^\mu + 2\gamma^\nu p_1^\mu}{-2p_1 \cdot k_2}\right)u(p_1) \quad (2.31)$$

実験では、光子の偏極は測定しないので、和をとる。ここで偏極和をとるときには、

$$\sum \varepsilon_\mu^* \varepsilon_\nu \rightarrow -g_{\mu\nu} \quad (2.32)$$

と置き換えてよいことを示そう。

今、 $M = M^\mu(k)\varepsilon_\mu^*(k)$ の形をしてる。 $k^\mu = (k, 0, 0, k)$ ととると、2つの偏極ベクトルは、

$$\varepsilon_1^\mu = (0, 1, 0, 0) \quad \varepsilon_2^\mu = (0, 0, 1, 0) \quad (2.33)$$

ととれる。ここで外に向かう光子は相互作用 $\int d^4x e^{ik\cdot x} A_\mu$ から作られるので、 $M^\mu(k)$ は次のような形で与えられるはずである。

$$M^\mu(k) = \int d^4x e^{ik\cdot x} \langle f | j^\mu(x) | i \rangle \quad (2.34)$$

(ただし始状態と終状態は光子以外の全ての粒子を含む)

すると、

$$\begin{aligned} k_\mu M^\mu(k) &= \int d^4x k_\mu e^{ik\cdot x} \langle f | j^\mu(x) | i \rangle \\ &= \int d^4x (\partial_\mu e^{ik\cdot x}) \langle f | j^\mu(x) | i \rangle \\ &= \int d^4x \partial_\mu (e^{ik\cdot x} \langle f | j^\mu(x) | i \rangle) - \int d^4x e^{ik\cdot x} \partial_\mu \langle f | j^\mu(x) | i \rangle \\ &= - \int d^4x e^{ik\cdot x} \langle f | \partial_\mu j^\mu(x) | i \rangle \\ &= 0 \quad (\because \partial_\mu j^\mu(x) = 0) \end{aligned} \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} \therefore k M^0(k) - k M^3(k) &= 0 \\ \therefore M^0(k) &= M^3(k) \end{aligned} \quad (2.36)$$

散乱断面積は $\sum_\varepsilon |M^\mu(k)\varepsilon_\mu^*(k)|^2$ に比例し、

$$\begin{aligned} \sum_\varepsilon |M^\mu(k)\varepsilon_\mu^*(k)|^2 &= \sum_\varepsilon \varepsilon_\mu^*(k)\varepsilon_\nu(k) M^\mu(k) M^{\nu*}(k) \\ &= |M^1(k)|^2 + |M^2(k)|^2 \\ &= |M^0(k)|^2 + |M^1(k)|^2 + |M^2(k)|^2 - |M^3(k)|^2 \\ &= -g_{\mu\nu} M^\mu(k) M^{\nu*}(k) \end{aligned} \quad (2.37)$$

このように、偏極和をとるときには、 $\sum \varepsilon_\mu^* \varepsilon_\nu \rightarrow -g_{\mu\nu}$ と置き換えてよい。

また、electron と positron は spin 和をとらないので、式 (2.14)、(2.15) の関係式を使って計算する。

よって偏極和は、

$$\begin{aligned}
\sum_{\varepsilon} |\mathcal{M}|^2 &= \sum_{\varepsilon} e^4 \varepsilon_{\mu}^*(k_2) \varepsilon_{\nu}(k_1) \bar{v}(p_2) \\
&\quad \times \left(\frac{\gamma^{\mu} k_1 \gamma^{\nu} - 2\gamma^{\mu} p_1^{\nu}}{2p_1 \cdot k_1} + \frac{\gamma^{\nu} k_2 \gamma^{\mu} - 2\gamma^{\nu} p_1^{\mu}}{2p_1 \cdot k_2} \right) u(p_1) \\
&\quad \times \varepsilon_{\rho}(k_2) \varepsilon_{\sigma}^*(k_1) \bar{u}(p_1) \\
&\quad \times \left(\frac{\gamma^{\rho} k_1 \gamma^{\sigma} - 2\gamma^{\rho} p_1^{\sigma}}{2p_1 \cdot k_1} + \frac{\gamma^{\sigma} k_2 \gamma^{\rho} - 2\gamma^{\sigma} p_1^{\rho}}{2p_1 \cdot k_2} \right) v(p_2) \\
&= e^4 g_{\mu\rho} g_{\nu\sigma} \text{Tr} \left[(\not{p}_2 - m) \frac{1 - s_2 \gamma^5 \not{p}_2}{2} \right. \\
&\quad \times \left(\frac{\gamma^{\mu} k_1 \gamma^{\nu} - 2\gamma^{\mu} p_1^{\nu}}{2p_1 \cdot k_1} + \frac{\gamma^{\nu} k_2 \gamma^{\mu} - 2\gamma^{\nu} p_1^{\mu}}{2p_1 \cdot k_2} \right) \\
&\quad \times (\not{p}_1 + m) \frac{1 + s_1 \gamma^5 \not{p}_2}{2} \\
&\quad \left. \times \left(\frac{\gamma^{\rho} k_1 \gamma^{\sigma} - 2\gamma^{\rho} p_1^{\sigma}}{2p_1 \cdot k_1} + \frac{\gamma^{\sigma} k_2 \gamma^{\rho} - 2\gamma^{\sigma} p_1^{\rho}}{2p_1 \cdot k_2} \right) \right] \quad (2.38)
\end{aligned}$$

これを計算すると、

$$|\mathcal{M}|^2 = A + s_1 s_2 B \quad (2.39)$$

の形にまとまる。

散乱断面積 σ は $|\mathcal{M}|^2$ に比例するので、

$$\sigma = \sigma_0 + s_1 s_2 \sigma_1 \quad (2.40)$$

という形になる。

electron の spin と positron の spin が平行のときの散乱断面積を σ_p 、反平行のときの散乱断面積を σ_a と書くと、

$$\sigma_p = \sigma_0 - \sigma_1 \quad \sigma_a = \sigma_0 + \sigma_1 \quad (2.41)$$

さらに、electron の spin と positron の spin が平行のときの生成率を N_p 、反平行のときの生成率を N_a 、positron の偏極度を P_i 、electron (target) の偏極度を P_t とすると、

$$N_p \propto \sigma_0 - P_i P_t \sigma_1 \quad N_a \propto \sigma_0 + P_i P_t \sigma_1 \quad (2.42)$$

Asymmetry として次のものを考えると、

$$\begin{aligned}
\frac{N_a - N_p}{N_a + N_p} &= \frac{P_i P_t \sigma_1}{\sigma_0} \\
&= \frac{\sigma_a - \sigma_p}{\sigma_a + \sigma_p} P_i P_t \quad (2.43)
\end{aligned}$$

ただし、荷電パリティ保存則より spin が平行の場合の orthopositronium は 2γ には崩壊しないので、

$$\begin{aligned} \sigma_p &= 0 \\ \therefore \frac{N_a - N_p}{N_a + N_p} &= P_i P_t \end{aligned} \quad (2.44)$$

よって N_a 、 N_p 、 P_t を測定することにより、 P_i を求めることができる。

第3章 実験装置

3.1 装置の概要

図 3.1 に実験に用いた装置の概要を示す。source としては ^{22}Na を使用した。各装置についての説明をしていく。

3.1.1 absorber

source の上部に置くことにより、source から放出される高 energy の positron を減速させることができる。今回は、 $\text{Be}(2 \times 2\text{cm}, 0.1\text{mm 厚})$ を absorber として使用した。positron の偏極率は $\beta(= v/c)$ と表せるため、absorber を置くことにより、高偏極率の positron を slow positron に変換することが可能になる。

3.1.2 Tungsten moderator

moderator は今回の実験の鍵を握る重要な要素である。moderator の概念図を 3.2 に示した。moderator に入射した positron は Tungsten 中で熱化の後、熱拡散に至る。Tungsten は positron に対して負の仕事関数を持つため、熱拡散によって Tungsten の表面にたどり着いた positron は仕事関数分の energy を持って再放出される。この再放出された positron を slow positron と呼ぶ。表面付近にたどり着かなかった positron は金属中で対消滅する。また、熱拡散に至らず、高エネルギーのまま moderator を通過する positron も存在する。moderator を absorber の上に配置することにより、数百 keV の fast positron を数 eV の slow positron に変換することができる。今回 moderator は直径 0.02mm の Tungsten の wire をメッシュ状にした $7\text{mm} \times 7\text{mm}$ の物を用いた。これは去年使用した moderator よりもだいぶサイズが小さくなっている。しかし、 ^{22}Na の線源のサイズはとても小さいうえに、線源のすぐ上に moderator を置くのでこのサイズでも十分な立体角を確保できている。また、slow positron の変換効率を上げるために moderator にアニール（真空中での焼きなまし）を施した。具体的なアニールの方法は後述する。

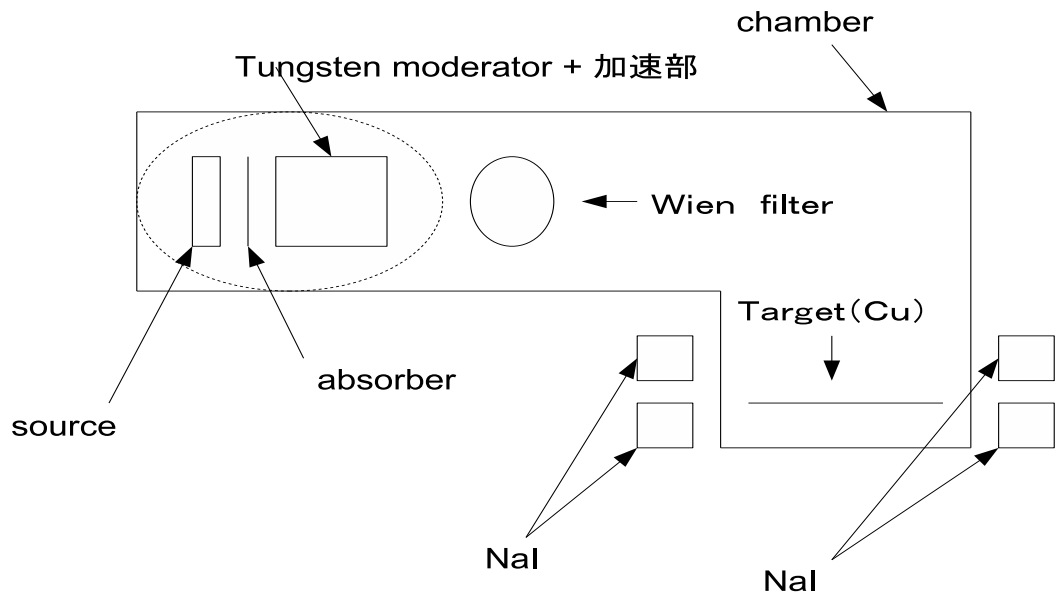


図 3.1: set up

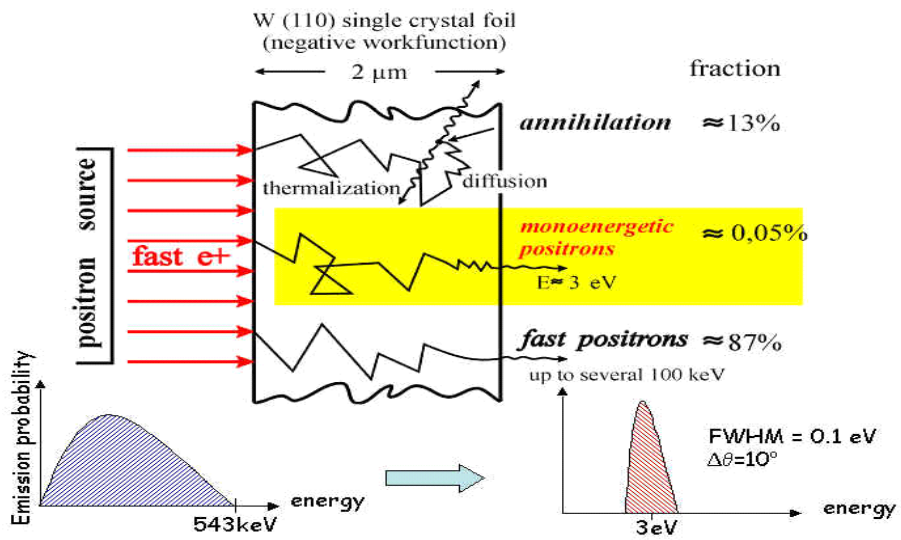


図 3.2: moderator の概念図

3.1.3 slow positron の輸送

線源から出た fast positron の内 moderator によって slow positron に変換される positron はごく一部である。観測したいのは slow positron だけなので、fast positron と slow positron を分離してやる必要がある。できるだけ background(fast positron) を減らすために、slow positron を十分な距離輸送する。その方法としては、まず moderator のすぐ上に加速用の銅版を置くことで、moderator から再放出された slow positron をすぐさま加速する。そして target(Cu) に電圧をかけることにより、slow positron のみ target まで輸送できるようにした。

3.1.4 wien filter

図のように粒子の進行方向に対してそれぞれ垂直に $v_0 = E/B$ の関係式が成り立つ強さの電場と磁場をかけてやると、荷電粒子の軌道の方法は全く変わらない。この特性によって荷電粒子を速度分離するものを wien filter と呼ぶ。特に磁場の大きさを $B = \pi v \gamma^2 / \mu_0 g L (\gamma = 1/\sqrt{1 + \beta^2}, \beta = v/c)$ にすれば positron の spin の向きを磁場及び進行方向に 90 度曲げることができる。今回は主に positron の spin の向きを 90 度曲げるために wien filter を使用する。

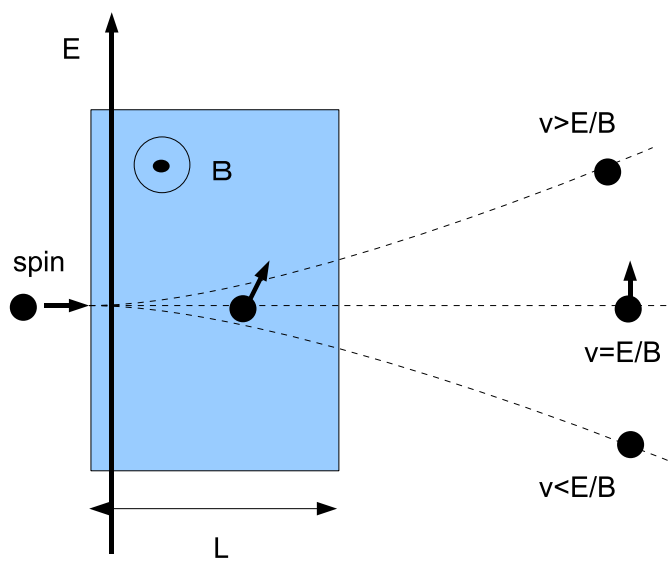


図 3.3: wienfilter の概念図

第4章 アニール

アニールとは真空中で物質を高温に熱してやることにより物質表面の不純物を除去することである。アニールの具体的な方法としては通電加熱を行った。

4.1 前処理

アニールを行う前に前処理として、etching を行った。etching 溶液としては NaOH 10g, ammonia(25~28%) 10ml, H₂O₂(30%) 26ml, distilled water 54ml の混合液を使用した。etching の時間は0分、5分、10分、30分と4種類用意したが、本実験で使用したのは0分の物であった。

4.1.1 アニール装置

アニール装置の概観を図 4.1 に示す。また正面から見た図を図 4.2 に示す。図 4.2 のタングステン板は 15mm×25mm の大きさの物を二つ折りにし、7.5mm×15mm の大きさにした物で中に 7mm×7mm の大きさの Tungsten moderator を入れている。また、温度を放射温度計で測定するために、アニール装置には窓 (アクリル板) がついてある。実際に窓から見えるのは図 4.2 の円で囲っている部分である。。

4.1.2 電源

今回使用した電源装置は電圧と電流を調節することによって 1500W まで出力可能な直流電源装置である。また、この電源の最大出力電圧は 60V、最大出力電流は 100A となっている。

4.1.3 真空ポンプ

アニールにおいて高真空にすることはきわめて重要である。今回、真空ポンプとしてターボ分子ポンプを用いた。ターボ分子ポンプには補助ポンプとしてロータリポンプがついており、大気圧から 10Pa まではロータリーポンプで排気し、その後ターボ分子ポンプを起動させる仕組みになっている。実際の実験において実現した真空度は、アニール開始時で 5.0×10^{-5} Pa, 通電開

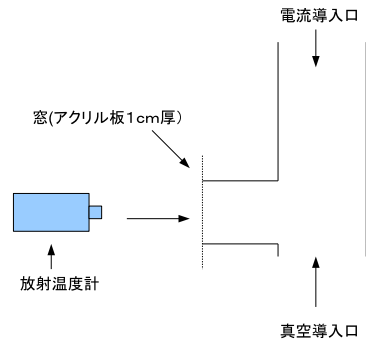
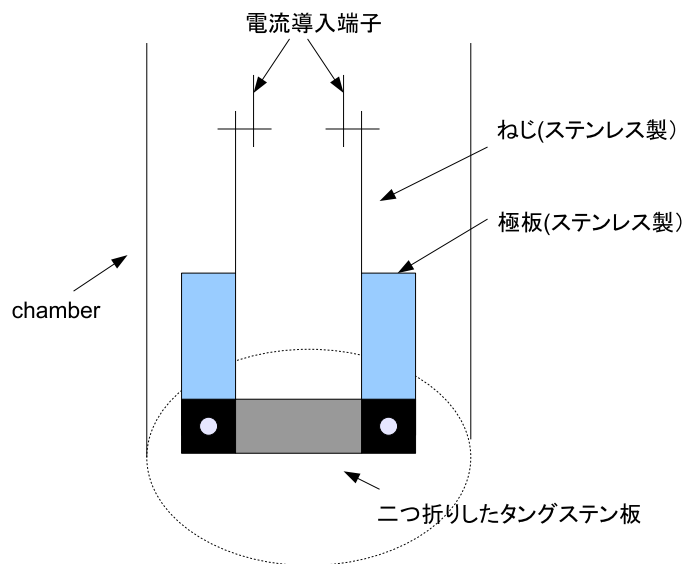


図 4.1: アニール装置



	電気伝導率 ($10^6/m \Omega$)	熱伝導率 (W/mK)
銅	59.6	401
タングステン	18.9	174
鉄	9.2	90
ステンレス	1.3	20

表 4.1: 金属の電気抵抗率、及び熱伝導率

始後で $5.0 \times 10^{-4} \text{Pa}$ 程度であった。また、真空計は大気圧から $1.0 \times 10^{-1} \text{Pa}$ まではピラニ真空計を使い、 $1.0 \times 10^{-1} \text{Pa}$ から $1.0 \times 10^{-6} \text{Pa}$ まではコールドカソード真空計を用いて、真空度をモニターした。

4.1.4 極板

極板の材質はステンレスにした。その理由はステンレスは金属のわりに熱伝導率が低いからである。表 4.1 にいくつかの金属の熱伝導率と電気伝導率の値を表した。これは、極板の材質に熱伝導率の低い金属を使用することによって、タングステン板からの熱流をできるだけ押さえるためである。また、タングステン板の部分だけを高温にしたいので、極板の抵抗はタングステン板の抵抗より 1 桁小さくなるように設計した。また、極板の形状をタングステン板と比べて大きくすることによって極板の熱容量を増やし、極板の温度上昇を抑えることにした。これはアニール温度の 2000 に対してステンレスの融点は 1400 程度なので、十分な熱容量を極板に持たせないと極板がアニール中に融けてしまう恐れがあるからである。

4.1.5 放射温度計

放射温度計とは物質から放射されるある波長域の赤外線強度を感知することによってその物質の温度を測る非接触式の温度計である。我々が使用した放射温度計には、2つの別々の波長域で捕らえた放射エネルギーの比率によって温度を決定する2色測定モードがある。この測定方法だと、物体から放射されるエネルギーの絶対量に依存することなく温度を測れるので、窓越しの温度測定が可能となった。また、この放射温度計の温度の測定範囲は 1000 ~ 3000 である。

4.2 装置及びタングステン板の抵抗測定

極板間をタングステンの板及び銅線で結んだときの電流電圧の測定をすることで、装置及びタングステン板の抵抗を確認した。その結果を図 4.3 に示

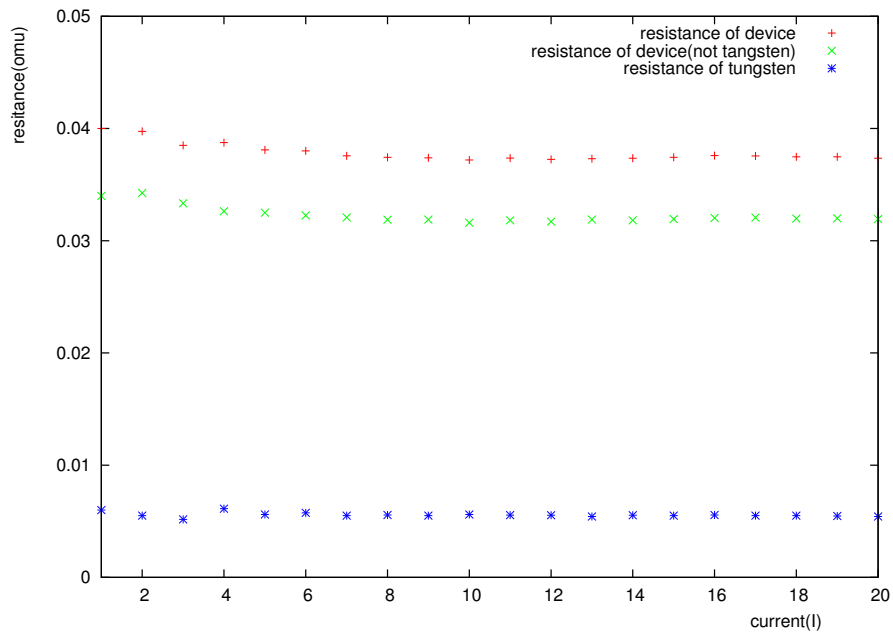


図 4.3: タングステン板の抵抗

す。この図からタングステン板の抵抗は 0.005Ω ということがわかる。これは表 4.1 のタングステンの電気伝導率を使って計算した値と同じオーダーである。またこの図から、装置全体の抵抗は 0.038Ω ということがわかる。これはタングステン板の抵抗より 1桁大きい値なので、消費電力的にかなり損をしている。では何処で損をしているのかというと、それは電源と真空への電流導入端子をつないだ銅線部分に大きな抵抗が生じていると思われる。これはこの銅線部分が 2 m もあるからである。実際にはこの銅線はこんなに長い必要はないので、この部分の長さを最小限に抑えたら、装置全体の抵抗はかなり小さくなると考えられる。

4.3 タングステン板の温度測定

次に、アニール装置に実際大電流 ($0 \sim 75\text{ A}$) を流して、タングステン板の温度がどう変化するかを測定した。高温の物体からはステファンボルツマンの法則により単位時間当たり $\sigma T^4 \times (\text{表面積})[\text{J}]$ の熱が放出される。ここで σ はステファンボルツマン定数である。我々はジュール熱によって単位時間当たり $RI^2[\text{J}]$ の熱をタングステン板に供給するので、 $\sigma T^4 \times (\text{表面積}) = RI^2$ となる点で温度は平衡点に達すると考えられる。つまり T は \sqrt{I} に比例する。そこで $T = a\sqrt{I} + b$ という関数で fitting したところ、データ点とよく一致

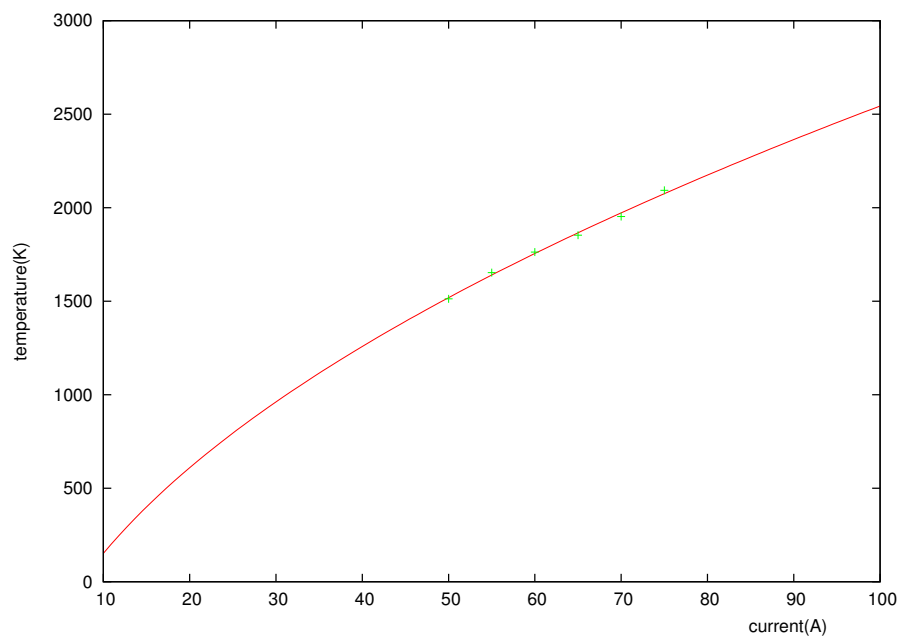


図 4.4: タングステン板の温度測定

した。その様子を図 4.4 に示す。

第5章 熱電子による輸送系の確認

我々は、最初に、タングステンフィラメントから出てくる熱電子を用いて、ビームの輸送系の確認を行った。

5.1 熱電子

金属を加熱すると、金属中の自由電子の運動エネルギーが増加し、それが金属の仕事函数を超えると、金属表面から数 meV から数百 meV のエネルギーの電子が放出される。これを熱電子と言う。

放出された熱電子は、カソードからアノードへと向かうのだが、放出された熱電子の密度が小さい場合、途中で空間の熱電子が溜まることなく全てアノードの到達する。このときの電流密度は、カソード(フィラメント)の温度で決まり、温度制限電流と呼ばれる。これは、以下の式で表される。

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \quad (5.1)$$

ただし、A:定数、T:温度、 ϕ :仕事函数である。

また、放出された熱電子の密度が大きい場合、熱電子は全てアノードに到達できず、空間に溜まってしまう。このとき、電流は電極間にかけられた電圧によって決まる。これを空間電荷制限電流と言い、以下の式で表される。

$$J = GV^2 \quad (5.2)$$

ただし、G:パービアンズ(電極によって定まる定数)、V:印加電圧である。

今回、我々は、ビーム輸送の確認のために用いる熱電子源として、手ごろに手に入るという理由から、市販の豆電球をつぶして使うことにした。買って来た豆電球のガラスを丁寧に割り、カソードの銅版にくっついているソケットに差し込んだ。フィラメントにかける電圧は、2.5V とした。

5.2 ファラデーカップ

フィラメントから出てきた熱電子が輸送系によって輸送されてきたことを確認するためにファラデーカップを用いた。これは、適当な形に切った銅版に銅線をつけたものである。この銅線を電流計につなぎ、電流計のもう一つ

の端子をグランドにつなぐことにより、輸送されきた電子を電流として検出した。

5.3 輸送系の確認

我々は、図 5.1 のような set up で輸送系の確認をした。図に示してある E_1 、 E_2 、 E_3 は、直径 8cm に丸く切った銅板の中心に、直径 3cm の穴を開けたもの、 E_0 はカソードで、これも直径 8cm に丸く切った銅板の中心にソケットを付けたものである。ファラデーカップは、直径 9cm に丸く切った銅板に銅線を付けたものである。また、 E_1 は、本実験で moderator をつけるためのものである。

また、図中にあるパラメーターの値は、次のとおりである。 $l_1 = l_2 = l_3 = 1\text{cm}$ 、 $l_4 = 16\text{cm}$ 、 $V_0 = 2.5\text{V}$ 、 $V_1 = -520\text{V}$ 、 $V_2 = -500\text{V}$ である。

測定は、ターゲット（ファラデーカップ）の電圧（ V_3 の値）を変化させていき、ターゲットの位置に置けたファラデーカップに流れる電流を測った。測定は、moderator ありの場合となしの場合で行った。測定結果は、図 5.2 に示してある。横軸はファラデー割賦の電圧、縦軸は、ファラデーカップに流れた電流を total の熱電流で規格化したものである。total の熱電流は、図 5.1 の中の A_1 の電流計の値である。測定結果からも分かるように、ターゲットの電圧を上げると輸送効率も上がる事が分かる。moderator ありとなしでは、ファラデーカップに流れる電流が大きく違うのは、熱電子の大部分が moderator に当たっていることを示している。

以上の測定の結果と、我々の使っていた電源は、最大 2.5kV までしかかけられなかったという理由から、ターゲット電圧は 2.5kV に決定した。ターゲット電圧を 2.5kV に設定したときの輸送効率は $\alpha = 0.454$ となる。

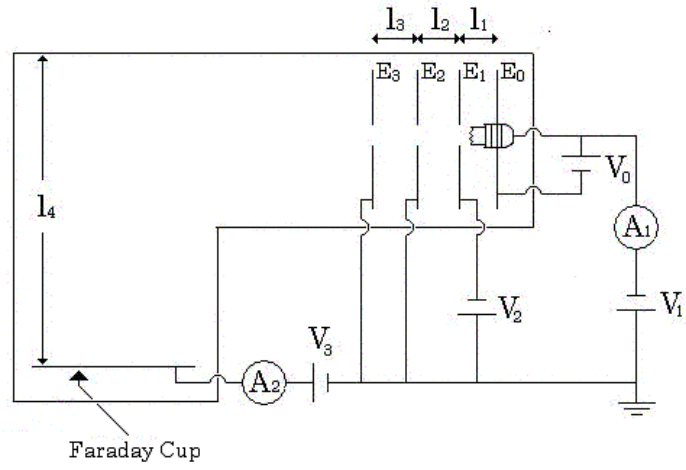


図 5.1: 熱電子による輸送系確認の set up

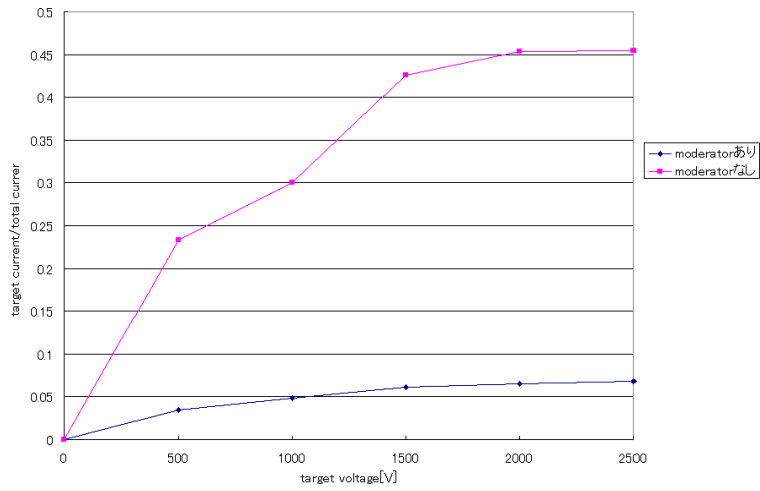


図 5.2: 電圧と熱電流の関係

第6章 slow positronを用いた測定

6.1 positronの観測

positron 線源として、 Na^{22} を用いた。この positron は Na^{22} の β^+ decay によるもので、546keV の kinetic energy を持っている。 β^+ decay によって生成された positron の一部は、以下に述べるように、線源内の electron と反応し γ 線に変わる。また、線源内で反応することなく外部に出て来る positron もある。

さて、positron は物質に衝突すると、高い確率で物質中の electron と結合し、positronium という electron と positron の束縛状態を作る。この positronium の基底状態には spin 状態により、parapositronium と orthopositronium の二種類があるが、共に短い寿命¹で崩壊し、 γ 線を放出する。parapositronium は 2γ decay をし、orthopositronium は 3γ decay をする。従って、 γ 線を測定すれば、間接的に positron を観測することができる。

6.2 parapositroniumの同定

parapositronium の 2γ decay は 2 体問題であり、kinematics により 2 つの γ が持ち去るエネルギーを決定することができる。その値は重心系で 511keV である。実験室系でも positronium はおよそ静止していると考えてよい。従って、実験室系で parapositronium の 2γ decay による γ 線のエネルギースペクトラムを測定すれば、511keV 近辺に鋭いピークが得られる。²また、同じ kinematics によって、 2γ decay による 2 つの γ 線は重心系で逆向きで同じ大きさの運動量を持つ。やはり、実験室系でも positronium は静止していると考えてよいことから、実験室系でも同じことが言える。従って、2 つの γ 線測定器を positronium³ を中心にし、同じ直線の上で逆向きに配置して γ 線を測定すれば⁴、parapositronium の 2γ decay に際して、2 つの測定器は同時に

¹真空中で parapositronium は 123ns、orthopositronium は 140ns。

²orthopositronium の 3γ decay は 3 体問題なので、そのエネルギーを一意に決めることはできない。しかし、positronium の mass は同じなので、 γ のエネルギーは 2γ の値 511keV よりも小さい。

³具体的には target や source を意味する。

⁴back to back という。

511keV の γ 線を観測するはずである。(図 6.1) 勿論、orthopositronium の 3γ decay による γ 線の内、2つないし3つの γ が2つの測定器に同時に入射する事は考えられるが、そのような確立は低いと考えられる。

我々は以上のような考え方の下、 γ 線を測定する中で、parapositronium の 2γ decay による γ 線を同定し、 2γ decay の event 数を実験的に求めた。

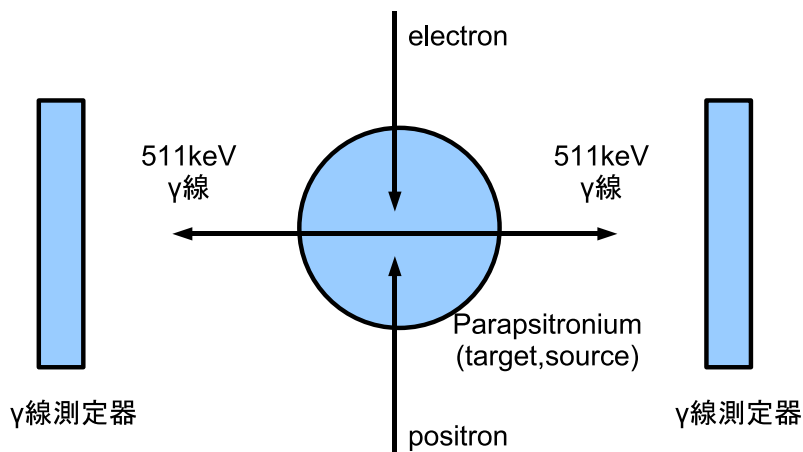


図 6.1: positron 測定概念図

6.3 測定系

γ 線測定器として、NaI scintillator と photomultiplier(PMT) を用いた。

この測定系を簡単に説明する。scintillator 内に粒子が飛んでくると、その粒子と scintillator 物質が衝突して、飛んできた粒子がエネルギーを落とすと同時に scintillator 物質が励起される。scintillator 物質のエネルギー準位が落ちるときに photon が放出される。この photon が photomultiplier 内の電極に衝突することによって光電効果を起こし、電子が放出される。この電子が photomultiplier 内で加速され、増幅器によって二次電子を生み、それを陽極で回収することによって電流を作る。この信号が粒子の通過を意味し、またその power が粒子が scintillator 内に落としたエネルギーに対応する。

今、 γ 線のエネルギーを完全に測定するためには、scintillator 内で γ 線が全てのエネルギーを落とさなければならない。よって scintillator 物質には高い stopping power が要求される。また、今回は数百 keV のオーダーのエネルギーを区別できるだけのエネルギー分解能が要求される。一方で、今回

の実験では数百 μsec 以上の時間分解能があれば十分である。⁵以上のことから、scintillator 物質として無機結晶である NaI を選択した。NaI は時間分解能が約 500nsec、1photon 生成当たりのエネルギー損失が約 25eV、radiation length は 2.59cm であり、今回は photon の運動量方向に対して厚みが 5cm の scintillator を用いた。

さて、photomultiplier からの粒子のエネルギー情報を含む信号は、CAMAC の ADC という機器を介して、channel 数として computer に記録される。channel 数は粒子のエネルギーに対応し、一般にエネルギーと線形の関係にある。

$$\text{kinetic energy} = a \times (\text{channel number} - \text{correction})$$

a : const

よって前もって、上式の定数 a と補正項⁶を決めておく必要がある。⁷

NIM と CAMAC の回路について説明する。(図 6.2) PMT からの信号を

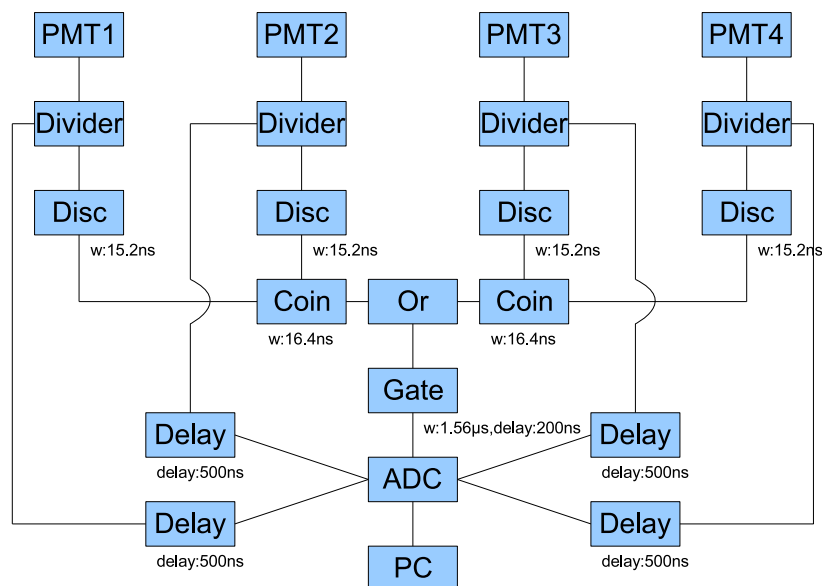


図 6.2: 本実験の回路図

Divider を通して、2 つの同じ信号を作る。2 つの信号の内、一方は Delay を

⁵本実験では 50,000 秒測定して 250,000event 程度で、200 $\mu\text{sec}/\text{event}$ であった。

⁶pedestal といひ、ADC に 0V が入力されたときに、ADC が computer に出力する channel 数のことを言う。

⁷この定数決定を energy calibration という。

かけて⁸ADC に入力し、他方は Discriminator(Disc) に通して論理信号⁹に変換する。論理信号を gategenerator(Gate) に入力すると、gategenerator はその論理信号が入力された一定時間後¹⁰からある時間までの間の時間幅¹¹を持つ論理信号を出力する。(図 6.3) この出力信号が gate 信号である。ADC は PMT からの生の信号の入力端子と gate 信号の入力端子を持つ。gate 信号が入力されると、ADC はこの信号が入力されている間だけ PMT からの信号の入力を受け付け、PMT からの生の信号を channel 数に変換して computer(PC) に出力する。よって gate 信号と PMT からの生の信号は同期している必要があり、適当に delay 回路を使って調整する必要がある。¹²

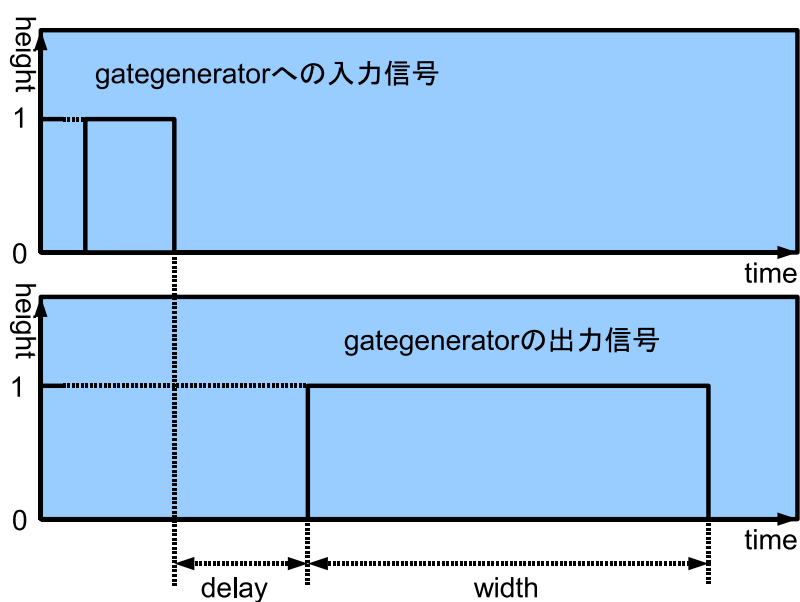


図 6.3: gate 信号の概念図

PMT からデータを得る方法は上記の通りであるが、本実験ではさらに Coincidence(Coin) と Or という機器を用いた。Coin は 2 つ以上の論理信号が同時に入力されたときにだけ論理信号を出力する。¹³ よって、Coincidence は target からの 2γ 崩壊に由来する 2 つの γ 線が対角に配置した 2 つの PMT に同時に入射することを反映する。Or は 2 つ以上の論理信号の入力に対してど

⁸gate 信号は Discriminator、Coincidence、Or、Gategenerator 等を介して ADC に入力されるので遅れる。

⁹そこに信号が「あるか」、「ないか」という信号のこと。

¹⁰delay。

¹¹width。

¹²ADC は gate が開いている間だけ PMT からの信号を受け付けるので、PMT からの信号の立ち上がりから、消えるまでをカバーできるように gate 信号の delay と width を調整しなければならない。

¹³「同時に」とはある時間幅を持つ複数の論理信号が時間的に交差したら、という意味である。

れか1つ以上が入力されたときに論理信号を出力する。今回の実験では合計4台のPMTを用いて、PMT1とPMT2、PMT3とPMT4をそれぞれtargetを中心に対角に配置したが、Orによって、PMT1とPMT2またはPMT3とPMT4のCoin信号が入力されたときにgateが開くようになっている。¹⁴

以上の測定系によって、ADCのchannel数の数列が実験データとして得られる。この数列をcalibrationによってエネルギー値の数列に読み換え、ヒストグラム化することによって、測定した時間の中に、ある値からある値の間のエネルギーを持つ γ 線が何個scintillatorに入射したか、というデータが得られる。

6.4 装置の設定とEnergy Calibration

PMTはmultiplierに1keVオーダーの高圧(HV)を必要とする。この電圧によってmultiplier内の電子のkinetic energyが決まるので、scintillatorに入射したphotonのエネルギーに対応する信号のpowerもPMTにかけるHVに依存する。Discriminatorは入力されるPMTからの信号がある高さ以上の電圧(閾値)を持つときにだけ、ある時間幅を持つ論理信号を出力する。この閾値と時間幅は調整することができる。また、前述のようにDividerから直接ADCに入力する信号とgate信号の同期を図らねばならないし、gateの幅も調整しなければならない。PMTのHVとDiscのthresholdは、calibrationのヒストグラムが図6.5のように511keVピーク全体を含むように決定した。Discの時間幅はCoinのタイミングに反映されるので、できるだけ短く設定した。gate信号の幅とdelayはoscilloscopeを見ながら調整した。

上記の機器の設定を行った上で、channel数からエネルギー値を求めるための定数を実験的に求めた。

pedestalは、calibrationしようとするPMTとは異なる他のPMTによってgate信号を強制的に作り、calibrationするPMTが何も出力しない状態、つまりそのPMTのscintillatorの近くに放射線源がない状態でchannel数を測定して決定した。¹⁵

傾き a は、 Na^{22} sourceを用いてchannel数を測定することによって求めた。 Na^{22} sourceから放射される γ 線のエネルギーが511keVであることは予めわかっているとす。¹⁶このsourceを用いてchannel数を測定し、得られ

¹⁴2 組計4台のPMTに対して1台のADCで測定を行ったが、ADCにはgate入力端子が1つしかないのでOrを挟んだ。

¹⁵実際には宇宙線や環境放射線があるので放射線がゼロというわけではない。しかし、そのようなイベントのカウントレートはclock generatorの周期よりも十分小さい。従って、得られたデータをヒストグラム化するとpedestalのchannel数の周りにだけピークが得られる。

¹⁶511keVは 2γ decayの値であり、当然 3γ decayによる511keVよりも小さい γ 線や、1275keVの γ 線、また、sourceからNaIに達するまでにcompton散乱によってエネルギーが低くなった γ 線も入射する。しかし、 3γ はエネルギーに大きな幅があること、1275keVイベントは元々少ないこと、compton散乱は511keVよりも低いエネルギーにedgeを作ること等を考慮すると、511keVピークの同定は可能である。

た channel 数列をヒストグラム化する。このとき、ある channel 数の周りにピークが得られた。511keV を得られたピークの channel 数-pedestal の値で割ることによって、傾きの値が決定される。Discriminator の threshold 及び calibration の値は図 6.6、6.7、6.8 の通りである。

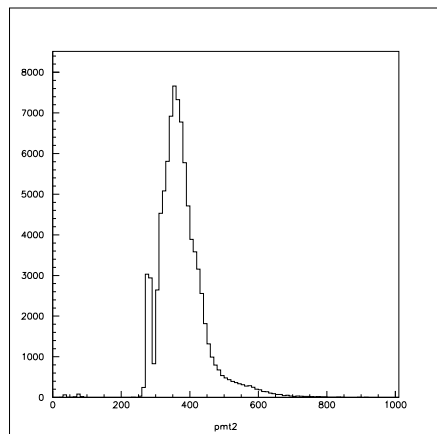


図 6.4: pedestal の実験データの一つ。横軸を channel 数とするヒストグラム。

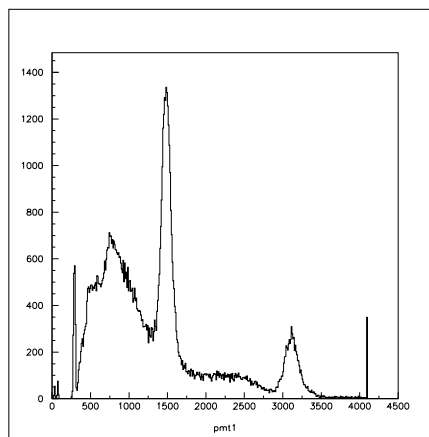


図 6.5: calibration の実験データの一つ。横軸を channel 数とするヒストグラム。1500ch 付近が 511keV ピーク、3200 付近が 1275keV ピーク、1000ch 付近の edge が compton edge と考えられる。

	HV [V]	threshold [mV]
PMT1	-1300	38.0
PMT2	-1248	38.5
PMT3	-1323	39.0
PMT4	-1350	39.0

図 6.6: PMT の HV と Discriminator の threshold

6.5 実験目的と Slow Positron

昨年 2005 年度から引き継いだ我々の実験は、source からの positron を、その運動量方向にそれぞれ平行、反平行に偏極つまり磁化させた target にぶつけ、electron と positron がその spin の向きを平行にして束縛状態になっている parapositronium は 2γ に崩壊し、反平行になっている orthopositronium は 3γ に崩壊する事を利用して、target から出てくる γ 線から parapositronium

	pedestal [ch]		
	before experiment	after experiment	average
PMT1	362.13 ± 34.340	355.38 ± 33.788	358.75 ± 34.064
PMT2	362.09 ± 39.757	351.71 ± 31.584	356.90 ± 35.670
PMT3	370.11 ± 29.015	352.24 ± 32.459	361.17 ± 30.737
PMT4	336.66 ± 32.548	332.44 ± 33.801	334.55 ± 33.174

図 6.7: ADC の pedestal

	511keV peak [ch]			a [keV/ch]
	before experiment	after experiment	average	
PMT1	1461.5 ± 65.223	1483.0 ± 71.054	1472.2 ± 68.138	0.45893
PMT2	1549.3 ± 57.889	1576.3 ± 63.428	1562.8 ± 60.658	0.42374
PMT3	1449.0 ± 58.205	1421.3 ± 62.852	1435.1 ± 60.528	0.47582
PMT4	1478.5 ± 52.246	1490.5 ± 58.015	1484.5 ± 55.130	0.44436

図 6.8: 511keV peak の channel 数と calibration 結果

に由来する γ 線を同定し、その 2γ の event 数を以って parapositronium の生成量とし、target の偏極方向の違いによる parapositronium の生成量の比すなわち positron の偏極率を測定しようとしている。もし target の偏極方向の違いによって parapositronium の生成量に違いが見出せれば、source からの $bata^+$ decay による positron が運動量方向に偏極していること、つまり parity violation が立証できる。将来的には、wien filter を導入して、装置自体の asymmetry を打ち消すことができる data 測定も計画している。Wien filter とはビーム軸の運動量方向に対して垂直に電場を、またこれら 2 つに垂直に磁場をかけて、電場からの力と Lorentz 力がつりあう特定の速度をもった荷電粒子のビームを選別すると同時に、磁場と spin の相互作用によってビームの spin を回転させる装置である。

上述によれば、source から出てくる positron をそのまま偏極させた target に当てればよいと考えられる。しかし、source から出てくる positron は 546keV の kinetic energy を持っている。これをビームとして扱い、wien filter に通したり収束させたりするには、大強度の電磁場を必要とするので、table top で行う我々の実験ではむかない。¹⁷そこで moderator を用いて数 eV から数 keV 程度のエネルギーの低い positron を作り、これを使おうというのが昨年来の考えである。この positron を slow positron と呼んでいる。

¹⁷table top で実現可能な電場が高々数 10kV であることから考えると、546keV というのはあまりに大きい。

6.6 moderator の性能評価測定

本年度は我々の力不足で parity violation を見るという本来の目的が達成できなかった。positron を用いた測定に関しては moderator の性能評価までに終わったので、そこまでの実験方法と結果を記す。

positron を用いた最初の実験として、 Na^{22} の positron source としての source 強度を測定した。実験の set up は図 6.9 のようにした。まず、target

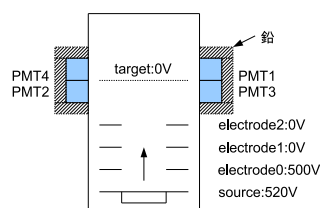


図 6.9: source 強度測定のための set up。

を取り外した状態で PMT で 2γ 測定を行った (測定 1)。次に、target を取り付けた状態で PMT で測定した (測定 2)。測定 1 は測定 2 に対する background の測定である。つまり、測定 2 の count rate から測定 1 の count rate を引けば、target に当たって 2γ 崩壊した positron の count rate が得られる。

次に図 6.9 の set up において、電極 0 の穴の部分に moderator を取り付けて、target の有 (測定 3) 無 (測定 4) による count rate の違いを測定した。このときも測定 4 は測定 3 に対する back ground になっている。先に測定した source 強度を N_0 、fast positron の内 moderator の通過によって slow positron になる割合¹⁸を α 、moderator を素通りする fast positron の割合¹⁹を β 、とすると、この測定によって $N_0(\alpha + \beta)$ の値が得られる。しかし今、 $\alpha \ll \beta$ なので、近似的にこのときの実験結果は $N_0\alpha$ とする。

最後に図 6.10 の set up で、target の電圧の on(測定 5)/off(測定 6) による count rate の違いを測定した。これまでと同様に測定 6 は測定 5 に対する back ground の測定である。熱電子を用いた測定によって得られた輸送効率を γ とすると、この測定によって $N_0\alpha\gamma$ の値が得られる。

以上 3 つの測定から、moderator の変換効率と透過効率とを実験的に求めた。

¹⁸変換効率:conversion efficiency

¹⁹透過効率:transmission efficiency

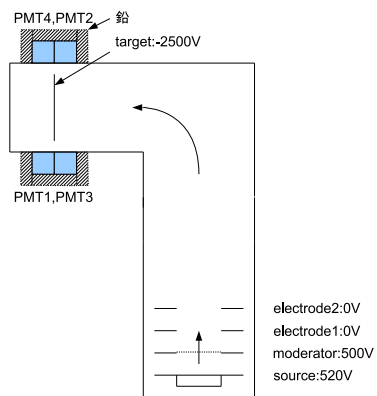


図 6.10: 測定 5,6 の set up

第7章 解析と結論

7.1 source 強度

source 強度は、測定 1 と測定 2 の結果から、次の式で与えられる。

$$N_0 (\text{source 強度})[s^{-1}] = (\text{測定 2 の count rate})[s^{-1}] - (\text{測定 1 の count rate})[s^{-1}] \quad (7.1)$$

測定 1 と測定 2 の結果は以下に示す。(図 7.1)

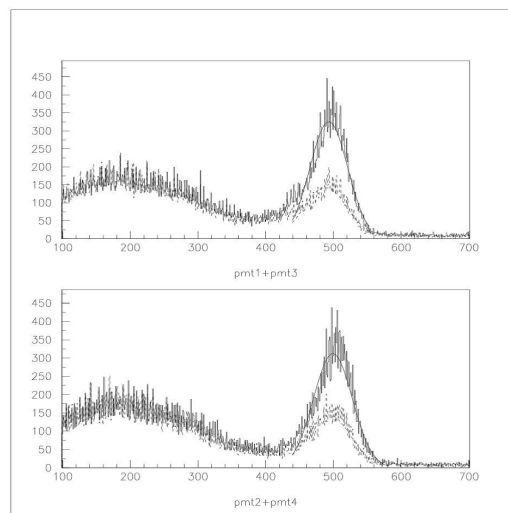


図 7.1: 測定 1 (点線) と測定 2 (実線)

	count 数 [60seconds]	mean [keV]	σ [keV]
PMT1+PMT3	8039	488.39	32.25
PMT2+PMT4	8266	493.37	31.88

表 7.1: 測定 1 の結果

	count 数 [60seconds]	mean [keV]	σ [keV]
PMT1+PMT3	16200	493.19	27.90
PMT2+PMT4	15940	499.17	28.64

表 7.2: 測定 2 の結果

下の点線の方が測定 1 で上の実線の方が測定 2 である。それぞれのスペクトル (図 7.1) には、511keV の光電ピークと思われるピークが見られるので、そこからから 1σ のところで cut した。これより、 N_0 の値を求めると、 $N_0 = 131.955 \pm 1.834[s^{-1}]$ となった。

7.2 moderator を通過してきた positron

次に、測定 3 と測定 4 の結果から、moderator を通過してきた positron の数が分かる。

$$N_0(\alpha+\beta) (\text{moderator を通過できた positron})[s^{-1}] = (\text{測定 4 の count rate})[s^{-1}] - (\text{測定 3 の count rate})[s^{-1}] \quad (7.2)$$

測定結果は以下ようになった。(図 7.2)

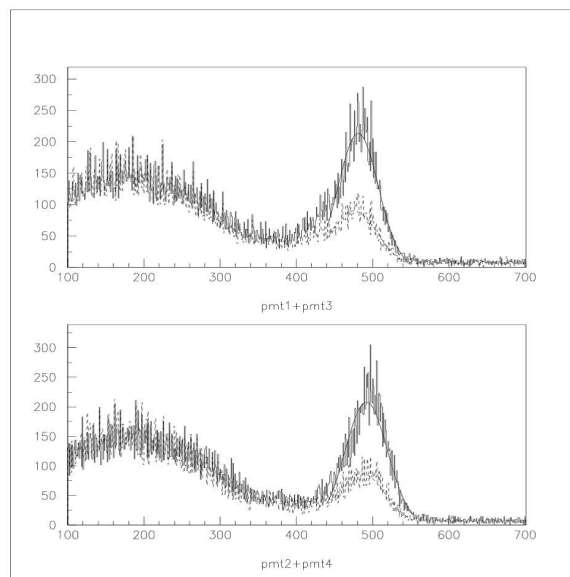


図 7.2: 測定 3 (点線) と測定 4 (実線)

	count 数 [60seconds]	mean [keV]	σ [keV]
PMT1+PMT3	4914	475.72	30.68
PMT2+PMT4	4858	485.49	31.19

表 7.3: 測定 3 の結果

	count 数 [60seconds]	mean [keV]	σ [keV]
PMT1+PMT3	10000	481.18	26.28
PMT2+PMT4	10026	491.83	27.67

表 7.4: 測定 4 の結果

上の実線の方が測定 3 で、下の点線の方が測定 4 である。これも、source 強度の測定のと看と同様に、それぞれのスペクトル (図 7.2) には、511keV の光電ピークと思われるピークが見られるので、そこから 1σ のところで cut した。これから、 $N_0(\alpha + \beta) = 85.45 \pm 1.44[s^{-1}]$ となった。

7.3 slow positron と fast positron の分離

測定 5 と測定 6 の結果から、moderator により slow positron に変換され、さらに、target に位置まで輸送することが出来た positron の数が分かる。

$$N_0\alpha\gamma (\text{輸送が可能な slow positron})[s^{-1}] = (\text{測定 6 の count rate})[s^{-1}] - (\text{測定 5 の count rate})[s^{-1}] \quad (7.3)$$

測定結果を以下に示す。(図 7.3、図 7.4、図 7.5)

	count 数 [12hours]	mean [keV]	σ [keV]
PMT1+PMT3	52800	474.24	33.96
PMT2+PMT4	53510	491.62	28.11

表 7.5: 測定 5 の結果 [1 日目]

図 7.3、図 7.4、図 7.5 から分かるように、それぞれのスペクトルには、511keV の光電ピークが見えるので、そこから 1σ のところで cut した。これより、 $N_0\alpha\gamma = 0.1399 \pm 1.438[s^{-1}]$ となった。

なお、slow positron と fast positron がきちんと分離されているのか否かについては、この測定 4、5 と同じ set up で moderator を外した状態で target の電圧を on/off して見て、count 数に変化がないことを確認することで確かめた。この結果を図 7.6 に示す。

	count 数 [12hours]	mean [keV]	σ [keV]
PMT1+PMT3	64180	488.15	36.94
PMT2+PMT4	58560	493.62	27.52

表 7.6: 測定 6 の結果 [1 日目]

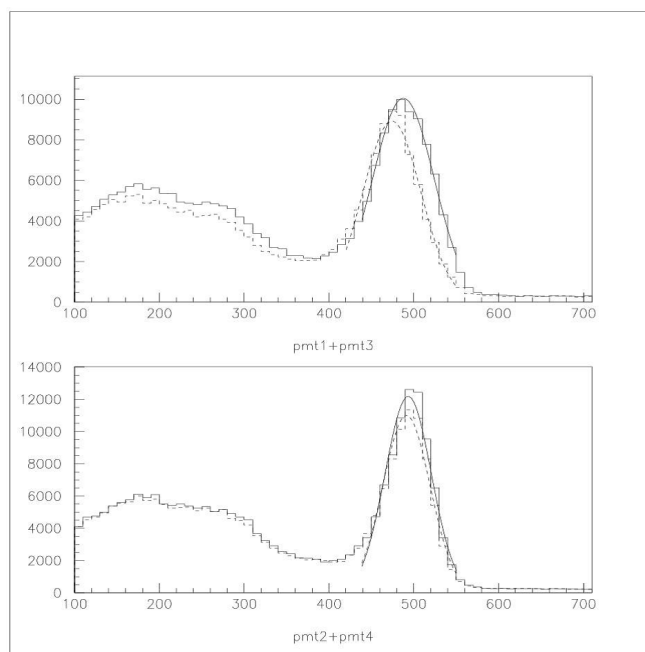


図 7.3: 測定 5 (点線) 測定 6 (実線) [1 日目]

	count 数 [12hours]	mean [keV]	σ [keV]
PMT1+PMT3	57820	481.55	36.98
PMT2+PMT4	53080	491.65	28.10

表 7.7: 測定 5 の結果 [2 日目]

	count 数 [12hours]	mean [keV]	σ [keV]
PMT1+PMT3	62730	480.43	34.29
PMT2+PMT4	57770	493.06	27.86

表 7.8: 測定 6 の結果 [2 日目]

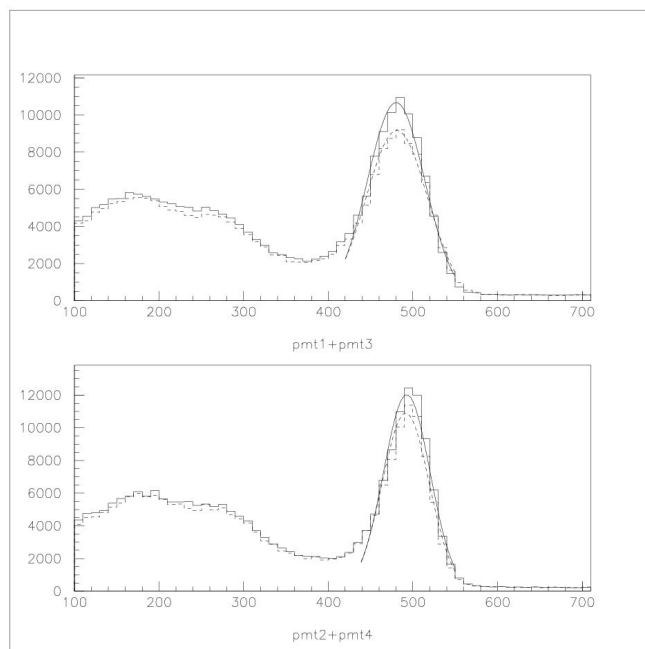


図 7.4: 測定 5 (点線) 測定 6 (実線) [2 日目]

	count 数 [12hours]	mean [keV]	σ [keV]
PMT1+PMT3	58260	477.48	35.22
PMT2+PMT4	52050	489.00	26.88

表 7.9: 測定 5 の結果 [3 日目]

	count 数 [12hours]	mean [keV]	σ [keV]
PMT1+PMT3	63210	478.71	35.91
PMT2+PMT4	57430	4490.07	27.07

表 7.10: 測定 6 の結果 [3 日目]

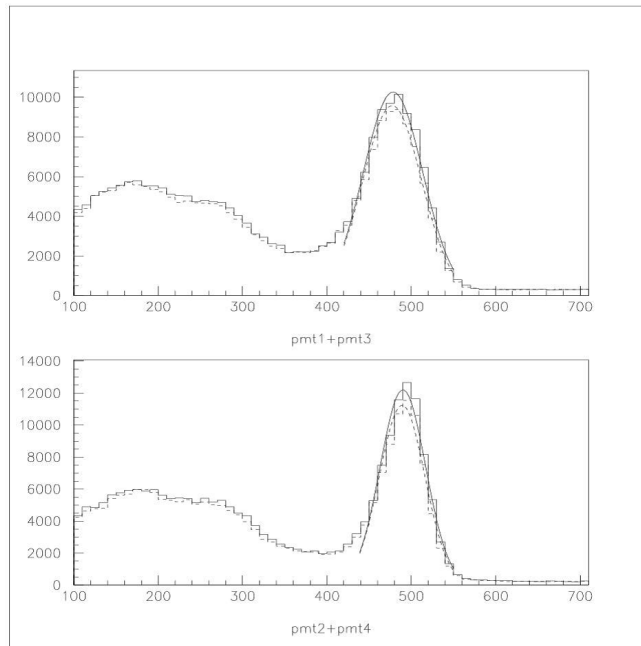


図 7.5: 測定 5 (点線) 測定 6 (実線) [3 日目]

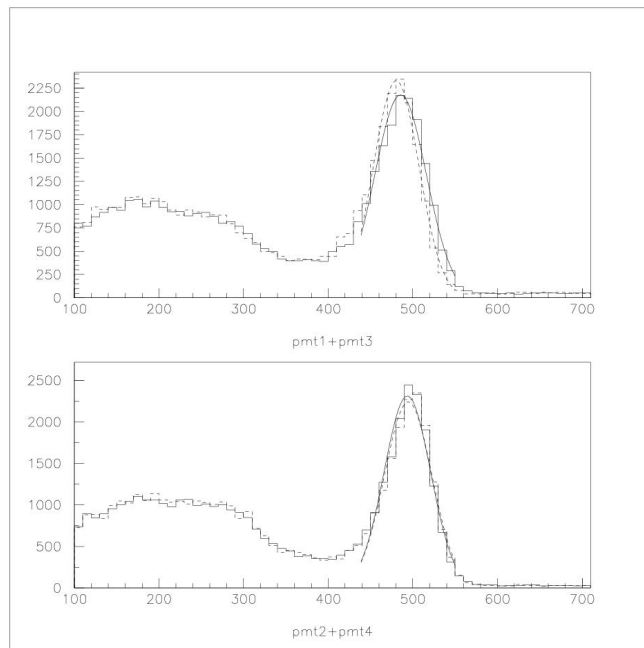


図 7.6: target 電圧 on (実線) target 電圧 off (点線)

図 7.6 から分かるように、target 電圧 on/off してみて count 数が変化しないことから、fast positron と slow positron が分離されている事が分かる。

7.4 moderator の性能評価

以上の測定から、moderator の性能を評価することが出来る。

$$\text{変換効率 } \alpha = \frac{N_0 \alpha \gamma}{\alpha \cdot N_0} \quad (7.4)$$

$$\text{透過効率 } \beta = \frac{N_0(\alpha + \beta) - \frac{N_0 \alpha \gamma}{\gamma}}{N_0} \quad (7.5)$$

これより、 α 、 β の値を求めると、 $\alpha = 2.33 \times 10^{-3}$ 、 $\beta = 0.645$ となった。

7.5 結論

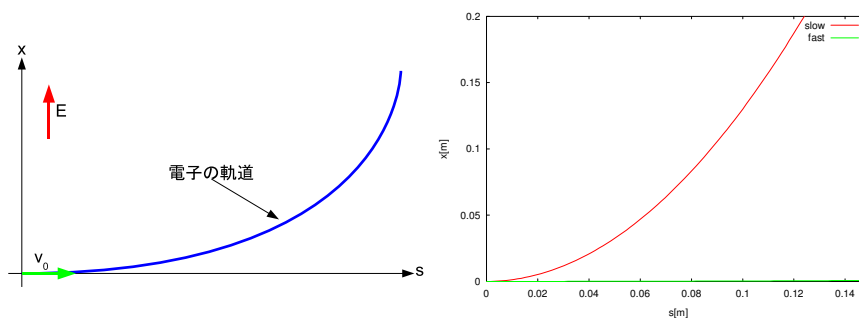
今年は、アニール装置として自分たちで設計したものを使い、そのおかげで、アニール時の真空度が前年に比べて 2 桁も良くなり、moderator の性能が向上していることが期待された。結果を見てみると、前年に比べ、変換効率が 2 桁も良くなっている。(← 数のカウントの仕方に問題ありか?) 一般的な moderator で性能の良いものだと、変換効率は $\alpha \sim 10^{-3}$ であることから考えても、かなり良い moderator ができたと思う。さらに、輸送系においては、ややこしい einzell lenz に別れを告げ、target に電圧をかけ、slow positron を引っ張るといった斬新なアイデア (?) により、輸送効率を飛躍的に向上させた。しかし、wien filter を入れるとなると、どうしても einzell lenz でビームを絞る必要があるような気がする。(ビームが広がっていたのでは wien filter として上手く機能しない) とはいうものの、時間的制約のため、実験の本来の目的にはたどり着くことが出来なかった。前年のレポートにも同じようなセリフが書かれていたような気もするが、今年度の P2 の皆さんが頑張ってもらって、本来の目的である positron の偏極度を測るところまで到達してくれる事を心から祈っています。

第8章 反省・改善点

電場で曲げるということについて考えたい。まず運動方程式から slow と fast の分離について考える。簡単のために古典論で考えると、運動方程式は

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{m}E \quad (8.1)$$

で与えられるので、左下図のような仮想的な状況を考えて、slow と fast の軌道は右下図のようになる。よって、slow と fast の分離が可能であると我々



は考えた。しかし、実際の chamber では、電場の形状が幾分異なることが予想される他、軌道の内側の chamber 壁による影の存在も否定できない。系の持つ対称性の問題からこの問題を Simulation にのせる事ができず、従って、十分に納得できる形でこの bending system を吟味することができなかった。ビームのコントロールの容易さからこの system を採用したわけだが、今後この system を採用するならば、上記も含めさらに詳しく考える必要がある。

次に、bending 後の back ground に関して考えたい。我々は上の bending system が成功している事を、moderator を装着した時には bending 電場の on/off によって on 側のイベント数の超過が確認できる一方、moderator がないときに bending 電場の on/off によって 2γ のイベント数が変化しないことをもって確認した。しかし、back ground においても 2γ ピークが確認できるのはなぜだろうか？これについては、discriminator の threshold が必要以上に低いことが原因で、従ってピークは bending corner での fast positron の崩壊を主とした accidental によるものだと考えている。我々はスペクトルを取る際にはイベントの選択を行わなかったため、back to back に配置した PMT の一方が 511keV を指し、他方が back ground を指すというイベントも含んでいる。しかし accidental にはイベント数が多すぎるという考え

方もあり、threshold を上げる、ヒストグラムを作るときにイベントを選別する、bending 後の target までの輸送距離を延長する等、改良を加え、background を明確にし軽減する必要があった。

最後にレンズについて。実は我々は前年度に引き続き、Einzell lenz に関する実験も行っていた。前年度から改良する形で電圧と電極間隔を解析的に計算した上で試作し、電子ビームを通して見た。しかし、beam current がレンズ通過前後で $\frac{1}{100}$ 以下に落ちるという結果を得た。この結果は輸送効率がそのまま $\frac{1}{100}$ 以上下がることを意味する。よって slow positron イベント数が激減するという理由から今回は装着を見送った。しかし、将来的に wien filter の導入を考えるならば、ビームを絞る事は必須である。wien filter はそのサイズに対してビーム径が無視できるくらい小さくなければ、解析的に扱うことができず、従って速度選別器、spin rotator として意味を持たなくなる。

第9章 謝辞

この実験を行うにあたり、さまざまな方にお世話になりました。まず、担当教官である笹尾先生、野村先生、および TA の横山さん、前 P2 の田口さん、には適切な指導と、数々の助言を頂き、深く感謝しています。また東京理科大の長嶋先生には、アニールのことについて色々教えていただき、その結果自分たちでアニールをすることに成功することが出来ました。これにより去年よりも変換効率をあげることが出来ました。その他にも、固体量子物性研究室の前野先生には、快く放射温度計を貸して下さり、本当に助かりました。この実験に携わった半年間は本当に実験の難しさについて学んだ半年間でした。我々の実験を見守ってくれた皆様、本当にありがとうございました。