

PTFE粉末ターゲットからの(p,n)反応により
生成される ^{19}Ne の放出とその核偏極

2002年度P3 ^{19}Ne 組レポート

大佐賀 織田 久保田 早田

摘要

殆どの原子核は極めて小さいながらも磁気双極子モーメントを持っており、強い磁場勾配中を低速で長距離通過させると、スピンの平行反平行によって軌道が異なってくるため、その片方だけ取り出すことで偏極することができる。今回の実験では、PTFE ターゲットに proton ビームを当てることで、 $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ 反応により ^{19}Ne を生成した。そして PTFE 粉末ターゲットからの ^{19}Ne の放出、散乱槽で生成した ^{19}Ne の遠く離れた貯蔵槽への輸送、 ^{19}Ne の Stern-Gerlach 法による偏極の 3 点について検証を行った。

今回の実験では ^{19}Ne の貯蔵槽への到達を確認するために、 β 崩壊を利用した。ビーム入射中の β 線量と proton ビーム停止後の線量の減衰を調べることで、貯蔵槽内の ^{19}Ne の有無とその入射量を調べることが出来る。

この実験は、京都大学理学部物理学教室タンデム加速器実験棟で行われた。使用した proton beam のエネルギーは予備実験 1、本実験、追加実験時 10MeV、予備実験 2 時 12MeV で、ターゲットには直径 1-2 μm の PTFE 粉末を使用した。検出器にはプラスチックシンチレーターを使用した。本実験での ^{19}Ne の偏極には全長 500mm の四重極磁石を用いた。ビームを定期的に出し止めし、ビームを止めたときのイベント数の減衰を数回ずつ測定した。

この実験では、ターゲットとして使用された PTFE 粉末からの ^{19}Ne の放出率が測定され、十分に ^{19}Ne 生成用のターゲットとして使用可能であることがわかった。今回は予定していた実験装置での散乱槽から貯蔵槽への ^{19}Ne の輸送は確認できなかったが、追加実験により、スリットのアイメント次第で ^{19}Ne の輸送は十分に実現可能という確証を得た。 ^{19}Ne の偏極については、貯蔵槽まで到達する ^{19}Ne は少数であり、バックグラウンドにより偏極の確認に必要な時間が大きく左右されるため、シールドなどのバックグラウンドを減らす工夫が必要である。また今回採用した PTFE 粉末ターゲットは、長時間の測定に関しては耐久度に問題が出てくるため、偏極率の測定にはよりよいターゲットの選定も重要である。

目次

第 1 章 序論	4
第 2 章 実験の立案	5
2.1 β 崩壊	5
2.1.1 放出 (陽) 電子のエネルギーと反応の Q 値	5
2.1.2 Fermi の β 崩壊の理論	6
2.1.3 エネルギースペクトル	8
2.1.4 理論の一般化と対称性	8
2.1.5 β 崩壊における対称性の検証	9
2.2 (陽) 電子の電離損失	12
2.3 気体の運動	14
2.3.1 壁面を叩く気体分子数	14
2.3.2 速度分布関数	15
2.3.3 固体表面での散乱	16
2.3.4 コンダクタンス C と Clausing 係数 $K = 1/\kappa$	16
2.3.5 容器中で粒子が生成され、スリットから飛び出して行く過程	18
2.3.6 スリットから飛び出てきた粒子が一定の距離を飛んだ後、別のスリットに入射する過程	19
2.3.7 スリットに入射した粒子が容器中に貯蔵される過程	20
2.3.8 生成の開始および終了時の振る舞い	20
2.3.9 到達真空度と平均自由行程	21
2.4 ^{19}Ne の偏極	22
2.4.1 磁場中での原子の運動	22
2.4.2 磁場中での原子の運動方程式	23
2.4.3 偏極していることの確認	26
2.4.4 減偏極	29
2.5 実験装置の配置	30
2.5.1 シミュレーション	31
2.5.2 偏極率測定の所要時間	33
2.6 $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ の全断面積	36
2.6.1 $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ の全断面積	38
2.6.2 ^{19}Ne の生成量	38
2.7 陽子の入射で生成されうる核	39
2.7.1 陽子の入射エネルギーが $E_p < 12\text{MeV}$ のとき, 起こりうる反応	39
2.7.2 陽子の入射エネルギーが $E_p \leq 12\text{MeV}$ のとき, 生成されうる核	40

2.8	陽子の入射にともない β 崩壊して問題となる生成核	41
2.8.1	^{13}N	41
2.8.2	^{15}O	44
2.8.3	^{17}F	45
2.8.4	まとめ	46
第3章	実験方法とデータおよび解析	47
3.1	PTFE 粉末標的	47
3.1.1	PTFE の性質	47
3.1.2	PTFE 粉末の密度測定	48
3.1.3	PTFE 粉末標的の設置	49
3.2	β 線の検出	50
3.2.1	回路図	50
3.3	下位1ビット落ちのPoisson分布	51
3.3.1	NMCAの下位1ビット落ち	51
3.3.2	分布関数	51
3.3.3	定常的な値の最尤推定	52
3.3.4	多数回の観測時の誤差分布	53
3.4	予備実験1A	54
3.4.1	セットアップ	54
3.4.2	データおよび解析	55
3.5	予備実験1B	56
3.5.1	セットアップ	56
3.5.2	データおよび解析	56
3.5.3	考察	58
3.6	予備実験2	59
3.6.1	セットアップ	59
3.6.2	データおよび解析	60
3.6.3	考察 (^{19}Ne が放出されているか)	60
3.6.4	^{19}Ne の放出率	63
3.7	本実験	66
3.7.1	セットアップ	66
3.7.2	データおよび解析	71
3.8	追加実験	75
3.8.1	セットアップ	75
3.8.2	データ及び解析	77
第4章	考察	79
4.1	測定回数とバックグラウンド	79
4.2	1回の測定で観測できるイベントの数	79
4.3	非対称度の検定	80
4.3.1	非対称度の測定に要する時間の試算	80
4.3.2	粒子の同定について	81

第 5 章 結論	83
付録 A 補足	87
A.1 最尤推定法	87
付録 B 実験マニュアル	89
B.1 G コース真空装置マニュアル	89
B.1.1 真空引き	89
B.1.2 真空解除	89
B.2 F コース真空装置マニュアル	91
B.2.1 真空引き	91
B.2.2 真空解除	91
B.3 コース切り替えマニュアル	92
B.3.1 切り替え時	92
B.4 リークディテクタマニュアル	93
B.4.1 準備	93
B.4.2 リークチェック	93
B.4.3 停止方法	93

第1章 序論

物理作用は時間反転に対して不変であるという性質 (対称性) を持つとされていた。ところが K 中間子の崩壊のあるモードでは CP 対称性が破れていることがわかっており、CPT 定理からこのとき時間反転対称性もまた破れている可能性が示唆される。このように時間反転対称性はどのような場合でも成り立っているとは言えなくなっており、様々な事象について検証実験が行われている。その一つに ^{19}Ne の β 崩壊についてのものがあるが、そこで求められた時間反転対称性の破れの上限值を下回る値を得る実験ができないか、まずこのような動機を持った。それを確かめるためには偏極 ^{19}Ne が必要なため、その生成、貯蔵法を検証するという目的で今回実験を行った。今回の実験ではターゲットとして PTFE($(\text{CF}_2)_n$) 粉末を用い、 $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ 反応によって ^{19}Ne を生成させることにした。

proton が PTFE ターゲットに入射して生成された ^{19}Ne は、液体窒素温度に冷却された銅の容器の壁と衝突することで冷却され、低速で四重極磁石内の磁場勾配を通過する。このとき ^{19}Ne はスピンの平行反平行によって軌道が異なり、その一方がスリットを通過して貯蔵槽に入る。偏極された ^{19}Ne では崩壊にともなう β 線の角度分布が非対称になるため、貯蔵槽両側面での β 線の計数率を比べることで ^{19}Ne が偏極したか確かめることが出来る。

本文の構成は、本章を第 1 章 序論と題して以下第 5 章までを本論とし、それ以降は付録としてある。

第 2 章では今回の実験の立案に必要な β 崩壊、気体の運動論、 ^{19}Ne の偏極、 $p\text{-}^{19}\text{F}$ 反応における生成物の断面積、実験器具の配置についての説明をし、第 3 章では実際に行った実験について、実験セットアップ、回路等の説明を行い、実験データとその解析について述べた。第 4 章では実験結果より考察を行い、最後に第 5 章で考察から結論されることについて述べた。

付録は 2 つに分類し、付録 A ではデータの解析に用いた最尤推定法について、付録 B では今回の実験に使われた機器の操作法についてまとめた。

第2章 実験の立案

2002年度の課題研究P3では β 崩壊における時間反転対称性の検証をしたいと考えた。崩壊確率のうちで時間反転で負の変換をする部分を探索するのである。今回狙った方法では β 崩壊する核が偏極していること、崩壊後の核の反跳を測れることが条件となる。そこで我々はこの条件を満たす核をつくることを目標に置いた。そして、PTFE(テフロン、 $-(CF_2)_n$)粉末標的に陽子ビームを入射し、 $^{19}F(p,n)^{19}Ne$ 反応で β 崩壊する核 ^{19}Ne をつくり、粉末標的から染み出してきた ^{19}Ne を液体窒素温度に冷却し、スリットを通し、四重極磁石を通過させて偏極させ、貯蔵して、偏極していることを β 崩壊の放出陽電子の非対称分布をプラスチックシンチレータで確認する、という方法に行き着いた。この章では、この方法で実験を行うために必要なこととして、§2.1では β 崩壊の理論について、§2.2から§2.4にかけては実験装置の決定に必要な事項である、 β 線の電離損失、気体の運動論、 ^{19}Ne の偏極について述べ、これらを用いて§2.5で実験装置の配置について述べた。また§2.6と§2.7では $^{19}F(p,n)^{19}Ne$ で生成する核種に関する考察を述べた。

2.1 β 崩壊

β 崩壊は弱い相互作用によって生じる現象の一種であり、以下の3つに分けられる。

- (1) β^- 崩壊: 中性子 n が電子 e^- と反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ を放出して陽子 p に移り変わるもの。
($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$)
- (2) β^+ 崩壊: 陽子 p が陽電子 e^+ と電子ニュートリノ ν_e を放出して中性子 n に移り変わるもの。
($p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$)
- (3)軌道電子捕獲: 陽子 p が原子核のまわりの電子 e^- を捕獲し、電子ニュートリノ ν_e を放出して中性子 n に移り変わるもの。($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$)

中性子の質量 $M_n (\simeq 939.565 \text{ MeV}/c^2)$ の方が陽子の質量 $M_p (\simeq 938.272 \text{ MeV}/c^2)$ より大きいので、 β^+ 崩壊は核内のみで起こり得る。

2.1.1 放出(陽)電子のエネルギーと反応の Q 値

今回の実験では ^{19}Ne が β^+ 崩壊する際の陽電子を検出することで、 ^{19}Ne の存在と偏極を確認する。そのため、 ^{19}Ne 以外の β 崩壊する核、およびそれから放出される電子・陽電子のエネルギーについて理解しておく必要がある。

β 崩壊は3体崩壊であるので放出される(陽)電子の運動エネルギーは連続スペクトルになる。その連続エネルギー・スペクトルの最大値、最大運動エネルギー(end point energy)をここでは T_e^{\max} とかくことにする。

ニュートリノの質量は無視できるほど小さいので、 β 崩壊の反応の Q 値は、崩壊前と崩壊後の核の中性原子としての質量(つまり、原子番号 Z で中性子数 N の原子核の質量と、 Z 個の電子の質量の和)をそれぞれ M_i 、 M_f とすると、 $Q \equiv M_i - M_f$ で定義される。この Q 値と放出される

(陽)電子の最大運動エネルギー T_e^{\max} との関係は(陽)電子の質量を $m_e (\simeq 0.511 \text{ MeV}/c^2)$ としたときに、

$$\beta^- \text{ 崩壊: } T_e^{\max} = Q$$

$$\beta^+ \text{ 崩壊: } T_e^{\max} = Q - 2m_e \text{ で与えられる。}$$

核の反跳を無視すると、 E_0 は系の全エネルギー、 E_e 、 E_ν をそれぞれ(陽)電子、(反)電子ニュートリノの全エネルギーとして、

$$E_0 = E_e + E_\nu = T_e^{\max} + m_e c^2 \quad (2.1)$$

となる。

2.1.2 Fermi の β 崩壊の理論

[1]§ 21, [2]15.5, 17.6, [3]p.682

電磁場 \mathbf{A} と電流 \mathbf{j} との電磁相互作用は、

$$H_{\text{em}} = -\frac{1}{c} \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{A} d\mathbf{r} \quad (2.2)$$

で与えられる。Fermi は非相対論近似のもとで β 崩壊を記述する相互作用として式 (2.2) からの類推で、 $\mathbf{j} \rightarrow (\psi_p^\dagger \psi_n)$ 、 $\mathbf{A} \rightarrow (\psi_e^\dagger \psi_\nu)$ の対応をさせ、

$$H_\beta = g \int (\psi_p^\dagger \psi_n) (\psi_e^\dagger \psi_\nu) d\mathbf{r} + \text{Hermitian conjugate} \quad (2.3)$$

を仮定した。ここで ψ_a は粒子 a の消滅あるいは反粒子 \bar{a} の生成を表わす場の演算子である。したがって、式 (2.3) の第 1 項は β^- 崩壊を表わしており、その Hermite 共役の第 2 項は β^+ 崩壊に対応する。 g は相互作用の強さを表わす定数である。

電子の全エネルギーが E_e の状態への単位時間の遷移確率 dW/dE_e は Fermi の黄金律より、

$$\frac{dW}{dE_e} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_\beta | i \rangle|^2 \frac{d\rho_f(E_0, E_e)}{dE_e} \quad (2.4)$$

となる。ここで $|i\rangle$ 、 $|f\rangle$ は遷移前後の系全体の状態、 $d\rho_f/dE_e$ は終状態の状態密度である。なお、平均寿命 τ の逆数は単位時間の全遷移確率である。

$$\frac{1}{\tau} = \int_{m_e c^2}^{E_0} \frac{dW}{dE_e} dE_e \quad (2.5)$$

まず状態密度 $d\rho_f/dE_e$ を求める。全ての現象を充分大きな体積 V の箱の中で考える。 p_e 、 p_ν をそれぞれ電子、ニュートリノの運動量とすると 3 体崩壊なので p_e 、 p_ν は独立にとれるから、 $(p_e, p_e + dp_e)$ と $(p_\nu, p_\nu + dp_\nu)$ の状態数 $d\rho_f$ は、

$$d\rho_f(E_0, E_e) = V^2 \frac{4\pi p_e^2 dp_e \cdot 4\pi p_\nu^2 dp_\nu}{(2\pi\hbar)^6 dE_0} \quad (2.6)$$

である。 $E_0 = E_e + E_\nu$ であるので E_e を固定すれば $dE_0 = dE_\nu$ である。相対論的なエネルギーと運動量の関係 $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$ を使うと、

$$p_e^2 dp_e = \frac{1}{c^2} p_e E_e dE_e = \frac{1}{c^3} E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} dE_e \quad (2.7)$$

となり、ニュートリノの $p_\nu^2 dp_\nu$ についても同様であるがニュートリノの質量は充分小さく無視できるので、

$$d\rho_f(E_0, E_e) = (4\pi)^2 V^2 \frac{E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} (E_0 - E_e)^2}{(2\pi \hbar c)^6} dE_e \quad (2.8)$$

となる。

次に行列要素 $\langle f | H_\beta | i \rangle$ を求める。まず簡単のために ψ_e, ψ_ν は平面波であると仮定する。

$$\psi_e = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{p}_e \cdot \mathbf{r} / \hbar}, \quad \psi_\nu = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{-i\mathbf{p}_\nu \cdot \mathbf{r} / \hbar} \quad (2.9)$$

これを式 (2.3) に代入すると、

$$\langle f | H_\beta | i \rangle = \frac{g}{V} \int \Psi_f^* e^{-i(\mathbf{p}_e + \mathbf{p}_\nu) \cdot \mathbf{r} / \hbar} \Psi_i d\mathbf{r} = \frac{g}{V} M_{fi} \quad (2.10)$$

$$M_{fi} = \int \Psi_f^* e^{-i(\mathbf{p}_e + \mathbf{p}_\nu) \cdot \mathbf{r} / \hbar} \Psi_i d\mathbf{r} \quad (2.11)$$

となる。ただし、 Ψ_i, Ψ_f は β 崩壊前後の核の波動関数である。

ここまでは ψ_e として平面波を用いてきたが、実際には終状態の原子核の電荷 Z_e のクーロン場の影響を受ける。この効果は Fermi 関数 $F(Z, E_e)$ で記述され、それは

$$F(Z, E_e) = \frac{2(1+s)}{[\Gamma(1+2s)]^2} (2p_e \rho)^{2s-2} e^{\pi\eta} |\Gamma(s+i\eta)|^2 \quad (2.12)$$

で与えられる。ただし、

Z : 終状態の核の原子番号

$s = [1 - Z^2 \alpha^2]^{1/2}$

$\alpha \simeq 1/137.036$: 微細構造定数

p_e : $m_e c$ を単位にして計った e^\pm の運動量

$\rho = R / (\hbar c / m_e c^2)$

R : 原子核の半径 ($R \simeq 1.21 A^{1/3}$ fm)

$\eta = \mp Z \alpha / \beta_e$ (複号は e^\pm に対応する)

$\beta_e c$: e^\pm の速度

である

したがって β 崩壊で放出される電子・陽電子のスペクトルは、

$$\frac{dW}{dE_e} = \frac{g^2 |M_{fi}|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^6} E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} \cdot (E_0 - E_e)^2 \cdot F(Z, E_e) \quad (2.13)$$

となる。

クーロン相互作用の補正により、

- ・ β^+ 崩壊の場合には崩壊確率は減少し、ピークはエネルギー、運動量が高い方にずれる、
- ・ β^- 崩壊の場合には崩壊確率は増加し、ピークはエネルギー、運動量が低い方にずれる。

β^- 崩壊では、

- ・ 横軸を運動エネルギー T_e にとった場合には $T_e=0$ でもスペクトルはゼロにならないが、
- ・ 横軸を運動量 p_e にとると $p_e=0$ でスペクトルはゼロになる。

電子とニュートリノの波動関数を平面波で近似したが、 $\mathbf{l} = \mathbf{x} \times \mathbf{p}$ であるので、

$$\psi(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} / \hbar} = \frac{1}{\sqrt{V}} (1 + i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} + \dots) \quad (2.14)$$

という展開は軌道角運動量子数 l による展開に相当する。 $l=0$ の遷移を許容遷移、 $l=1$ の遷移を 1 次禁止遷移、 $l=2$ の遷移を 2 次禁止遷移という。特に遷移の前後の原子核が同一のアイソスピン多重項に属するとき、波動関数の重なりが大きく、遷移確率が大きくなる。この遷移を超許容遷移という。 ${}^{17}_9\text{F}_8 \rightarrow {}^{17}_8\text{O}_9$ のような鏡像核遷移はすべてこれに属する。

今まで考えてきた β 崩壊は、崩壊の前後で核のスピンは変化しない ($\Delta I = |I_f - I_i| = 0$) ものもので、Fermi 遷移と呼ばれる。この他に $\Delta I \neq 0$ である遷移もあり、Gamov-Teller 遷移と呼ばれる。それぞれの許容遷移の行列要素 M は、崩壊の前後の核の波動関数を Ψ_i 、 Ψ_f として、

$$M_F = \int \Psi_f^* \Psi_i dr \quad (\text{Fermi 遷移}) \quad (2.15)$$

$$M_{GT} = \int \Psi_f^* \sigma \Psi_i dr \quad (\text{Gamov - Teller 遷移}) \quad (2.16)$$

で表わされる。ただし、 σ は Pauli 行列である。

2.1.3 エネルギースペクトル

今回の実験で用いた陽子ビームのエネルギーは 12 MeV 以下であるので、このビームを PTFE (Teflon、 $-(\text{CF}_2)_n$) 標的に照射したときに生成される核のうちで β^\pm 崩壊する核は以下の表の 8 種に限られる。[4], [5], [6], [7]

生成核	J^π	半減期 $\tau_{1/2}$	壊変 形式	Q [MeV]	T_e^{\max} [MeV]	核磁気モーメント [μ_N]	質量数
n	$\frac{1}{2}^+$	613.9±0.6 sec	β^-	0.782354	0.782	-1.9130427(5)	1.008664923(2)
t	$\frac{1}{2}^+$	12.33 year	β^-	0.018591	0.019	+2.97896244(4)	
${}^{13}\text{N}$	$\frac{1}{2}^-$	9.965±0.004 min	β^+	2.2204	1.198	-0.3222(4)	13.0057386(3)
${}^{14}\text{C}$	0^+	5730 year	β^-	0.156475	0.156		
${}^{15}\text{O}$	$\frac{1}{2}^-$	122.24±0.16 sec	β^+	2.7539	1.732	+0.71951(12)	15.0030654(5)
${}^{17}\text{F}$	$\frac{5}{2}^+$	64.49±0.16 sec	β^+	2.7607	1.739	+4.7213(3)	17.0020952(3)
${}^{18}\text{F}$	1^+	109.77 min	β^+	1.6555	0.634		
${}^{19}\text{Ne}$	$\frac{1}{2}^+$	17.34±0.09 sec	β^+	3.2385	2.216	-1.88542(8)	19.0018798(6)

・質量過剰の表 ($A=0\sim 273$)

http://csnwww.in2p3.fr/AMDC/masstabes/Ame1995/mass_rmd.mas95

・磁気モーメントの表

http://www.nndc.bnl.gov/nndc/stone_moments/

反応の断面積、閾値、および放出される電子・陽電子の最大運動エネルギーを考慮すると、今回の実験で ${}^{19}\text{Ne}$ の存在の確認の邪魔になり得るのは ${}^{15}\text{O}$ のみである。式 (2.13) を使って計算した ${}^{19}\text{Ne}$ と ${}^{15}\text{O}$ と ${}^{13}\text{N}$ のエネルギースペクトルを図 2.1 に示す。

2.1.4 理論の一般化と対称性

式 (2.3) を一般化する。相互作用 H_β に Lorentz 不変性のみを要求した最も一般的な場合、Dirac の γ 行列を用いて、 H_β は以下のようにかける。

$$H_\beta = (\bar{\psi}_p \psi_n) \left(C_S \bar{\psi}_e \psi_\nu + C_S' \bar{\psi}_e \gamma_5 \psi_\nu \right) \\ + (\bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_n) \left(C_V \bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_\nu + C_V' \bar{\psi}_e \gamma_\mu \gamma_5 \psi_\nu \right)$$

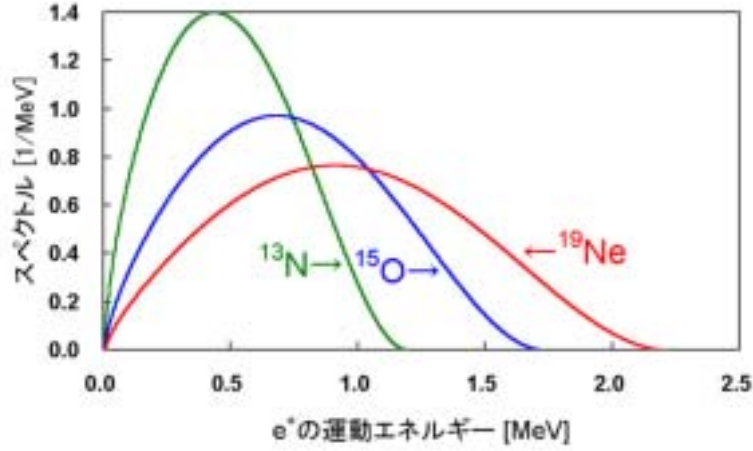


図 2.1: β^+ 崩壊の際に放出される陽電子のエネルギースペクトル

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2} (\overline{\psi}_p \sigma_{\lambda\mu} \psi_n) \left(C_T \overline{\psi}_e \sigma_{\lambda\mu} \psi_\nu + C_T' \overline{\psi}_e \sigma_{\lambda\mu} \gamma_5 \psi_\nu \right) \\
& - (\overline{\psi}_p \gamma_\mu \gamma_5 \psi_n) \left(C_A \overline{\psi}_e \gamma_\mu \gamma_5 \psi_\nu + C_A' \overline{\psi}_e \gamma_\mu \psi_\nu \right) \\
& + (\overline{\psi}_p \gamma_5 \psi_n) \left(C_P \overline{\psi}_e \gamma_5 \psi_\nu + C_P' \overline{\psi}_e \psi_\nu \right) \\
& + \text{Hermitian conjugate}
\end{aligned} \tag{2.17}$$

C_i, C_i' はそれぞれの項全体がスカラーまたは擬スカラーとなっている項の結合定数を意味し、一般に複素数である。

相互作用 H_β に Lorentz 不変性の他に以下のような不変性が存在すれば結合定数 C_i, C_i' ($i = S, V, T, A, P$) に制限が加わる。

1. H_β が空間反転に対して不変ならば、

$$C_i' = 0 \tag{2.18}$$

2. H_β が時間反転に対して不変ならば、

$$C_i, C_i' = \text{実数} \tag{2.19}$$

3. H_β が荷電共役変換に対して不変ならば、

$$C_i = \text{実数}, C_i' = \text{虚数} \tag{2.20}$$

となる。

2.1.5 β 崩壊における対称性の検証

[1]§ 22, [8], [9]

偏極した原子核の許容 β 崩壊で放出される電子とニュートリノの運動量を測定する実験を考える。始状態がスピン J が $J=1/2$ の偏極した原子核で、終状態も $J'=J=1/2$ の原子核である場合の

許容 β 崩壊の崩壊確率 $\omega(\langle J \rangle | E_e, \Omega_e, \Omega_\nu)$ は、終状態の電磁氣的補正と β 崩壊の行列要素の運動量移行に依存する項を無視する近似で、終状態のレプトン（電子、電子ニュートリノ）のスピンを足し上げれば、

$$\omega(\langle J \rangle | E_e, \Omega_e, \Omega_\nu) = \frac{1}{(2\pi)^5} F(Z, E) (E_0 - E)^2 p E dE d\Omega_e d\Omega_\nu \times \xi \left\{ 1 + a \mathbf{v} \cdot \mathbf{q} + b \frac{m_e}{E_e} + \frac{\langle \mathbf{J} \rangle}{J} \cdot [A \mathbf{v} + B \mathbf{q} + D \mathbf{v} \times \mathbf{q}] \right\} \quad (2.21)$$

となる。ただし、 $\hbar=c=1$ とした。ここで、 Z は終状態の核の原子番号、 $F(Z, E)$ は Fermi 関数である。 $E, E_0, p, \mathbf{v}, m_e$ はそれぞれ電子の運動エネルギー、最大運動エネルギー、運動量、速度、質量である。 \mathbf{q} はニュートリノの運動量方向の単位ベクトルであり、 $d\Omega_e$ と $d\Omega_\nu$ はそれぞれ電子とニュートリノの微小立体角であり、 $\langle \mathbf{J} \rangle / J$ は始状態の核の偏極率である。係数 ξ, a, b, A, B, D は以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} \xi &= |M_F|^2 \left(|C_S|^2 + |C_V|^2 + |C_S'|^2 + |C_V'|^2 \right) \\ &\quad + |M_{GT}|^2 \left(|C_T|^2 + |C_A|^2 + |C_T'|^2 + |C_A'|^2 \right) \\ a\xi &= |M_F|^2 \left(-|C_S|^2 + |C_V|^2 - |C_S'|^2 + |C_V'|^2 \right) \\ &\quad + \frac{|M_{GT}|^2}{3} \left(|C_T|^2 - |C_A|^2 + |C_T'|^2 - |C_A'|^2 \right) \\ b\xi &= \pm 2\gamma \text{Re} \left[|M_F|^2 \left(C_S C_V^* + C_S' C_V'^* \right) + |M_{GT}|^2 \left(C_T C_A^* + C_T' C_A'^* \right) \right] \\ A\xi &= 2\text{Re} \left[\pm |M_{GT}|^2 \frac{2}{3} \left(C_T C_T'^* - C_A C_A'^* \right) \right. \\ &\quad \left. + |M_F| |M_{GT}| \frac{1}{\sqrt{3}} \left(C_S C_T'^* + C_S' C_T'^* - C_V C_A'^* - C_V' C_A'^* \right) \right] \\ B\xi &= 2\text{Re} \left\{ |M_{GT}|^2 \frac{2}{3} \left[\frac{m}{E_e} \left(C_T C_A'^* + C_T' C_A^* \right) \pm \left(C_T C_T'^* + C_A C_A'^* \right) \right] \right. \\ &\quad \left. - |M_F| |M_{GT}| \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\left(C_S C_T'^* + C_S' C_T'^* + C_V C_A'^* + C_V' C_A'^* \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \pm \left(C_S C_A'^* + C_S' C_A^* - C_V C_T'^* - C_V' C_T^* \right) \right] \right\} \\ D\xi &= 2\text{Im} \left\{ |M_F| |M_{GT}| \frac{1}{\sqrt{3}} \left(C_S C_T^* - C_V C_A^* + C_S' C_T'^* - C_V' C_A'^* \right) \right\} \quad (2.22) \end{aligned}$$

ただし、 γ は $\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$ であり、 α は微細構造定数である。また核を非相対論的に扱っているので C_P, C_P' は無視したベクトル \mathbf{v}, \mathbf{q} と軸性ベクトル \mathbf{J} は、

1. 空間反転に対しては、

$$\mathbf{v} \rightarrow -\mathbf{v}, \quad \mathbf{q} \rightarrow -\mathbf{q}, \quad \mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J}$$

と変換し、

2. 時間反転に対しては、

$$\mathbf{v} \rightarrow -\mathbf{v}, \quad \mathbf{q} \rightarrow -\mathbf{q}, \quad \mathbf{J} \rightarrow -\mathbf{J}$$

と変換する。

したがって、式 (2.21) で特に係数 A の項は空間反転に対して負の変換をする。

$$A \langle \mathbf{J} \rangle / J \cdot \mathbf{v} \rightarrow -A \langle \mathbf{J} \rangle / J \cdot \mathbf{v}$$

また、係数 D の項は時間反転に対して負の変換をする。

$$D \langle \mathbf{J} \rangle / J \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{q} \rightarrow -D \langle \mathbf{J} \rangle / J \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{q}$$

係数 A がゼロでなければ、空間反転の前後で崩壊確率 (2.21) が変化する、つまり、空間反転対称性が成立しない。同様に、係数 D がゼロでなければ、時間反転対称性が成立しない。

したがって、これらの係数 a, b, A, B, D を実験で求めることにより β 崩壊における対称性の検証を行なうことができ、結合定数 C_i, C_i' を決定できる。

これまでの実験結果は、

$$\begin{aligned} C_i &= C_i' = 0 & (i = S, T, P) \\ C_i, C_i' &= \text{実数} & (i = V, A) \\ C_V &= C_V', C_A = C_A', C_V \sim -C_A \end{aligned} \quad (2.23)$$

となっている。時間反転対称性は成立しているが、空間反転対称性と荷電共役変換対称性は成立していない。

相互作用はベクトルおよび軸性ベクトル型 (V-A 型) である。

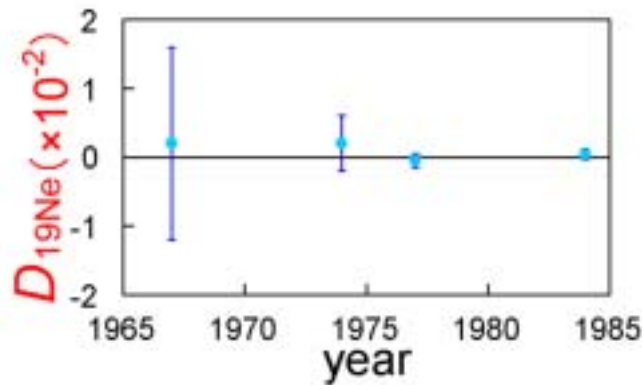


図 2.2: ^{19}Ne の β^+ 崩壊における係数 D の実験値の変遷 [10], [11], [12], [13], [14]

係数 D を求めるには、ニュートリノの運動量を測るのは無理なので、

- ・ 始状態の核が偏極していること
- ・ 終状態の核の反跳を測れること

が条件になる。

係数 D の実験値の変遷を図 2.1.5 に示す。

式 (2.21) の係数 A がわかっているならば、放出電子数を測定することにより、始状態の核の偏極率 $\langle \mathbf{J} \rangle / J$ を決定できる。

2.2 (陽)電子の電離損失

[15]p.252

今回の実験では ^{19}Ne の β 崩壊で放出される陽電子をプラスチックシンチレータで検出するが、 ^{19}Ne の崩壊数が少ないのでバックグラウンドを除去するために、薄いプラスチックシンチレータを通過させた後に、厚いプラスチックシンチレータで陽電子を止める。プラスチックシンチレータの厚さを決めるときに問題になるのは、陽電子が物質中を通るときに、物質を構成している原子の電子と衝突し、わずかずつエネルギーを失ってゆく過程、電離損失である。

電離損失で、物質層 g/cm^2 当りにつき失うエネルギーは、

$$-\frac{dE}{dx} = 4C \frac{m_e c^2}{\beta^2} \left\{ \log \frac{m_e c^2}{I} + \log \beta + \frac{1}{2} \log(\gamma - 1) + \log \gamma - \frac{1}{\gamma} \left(1 - \frac{1}{2\gamma}\right) \log 2 + \frac{1}{2\gamma^2} + \frac{1}{16} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)^2 - \frac{1}{2} \log 2 \right\} \quad (2.24)$$

与えられる。ただし、 $C = 0.150 \frac{Z}{A} [\text{cm}^2/\text{g}]$ 、 $I = 9.1(1 + 1.9Z^{-2/3})Z [\text{eV}]$ 、 $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ である。

注意点

- ・電子と陽電子では多少異なる。
- ・電離損失は揺らぐこと (energy loss straggling) を考慮しなければならない。

陽電子に対してもこの式を使うことにして、一定の厚さのプラスチックシンチレータ (C_8H_8) の通過の前後での陽電子の運動エネルギーをプロットしたのが図 2.3 であり、最初の運動エネルギーが T_e の陽電子が、一定の厚さのマイラー ($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$) を通過した後、プラスチックシンチレータ (C_8H_8) 中を止まるまでにどれくらい進むかをプロットしたのが図 2.4 である。 ^{19}Ne の崩壊で出て来る e^+ の運動エネルギーは最高 2.216 MeV である。図 2.4 より、マイラーの厚さが $250\mu\text{m}$ 、 $500\mu\text{m}$ のいずれでもプラスチックシンチレータ中での e^+ の飛程はそれほど変わらないため、実験では $250\mu\text{m}$ のマイラーを使用することにした。

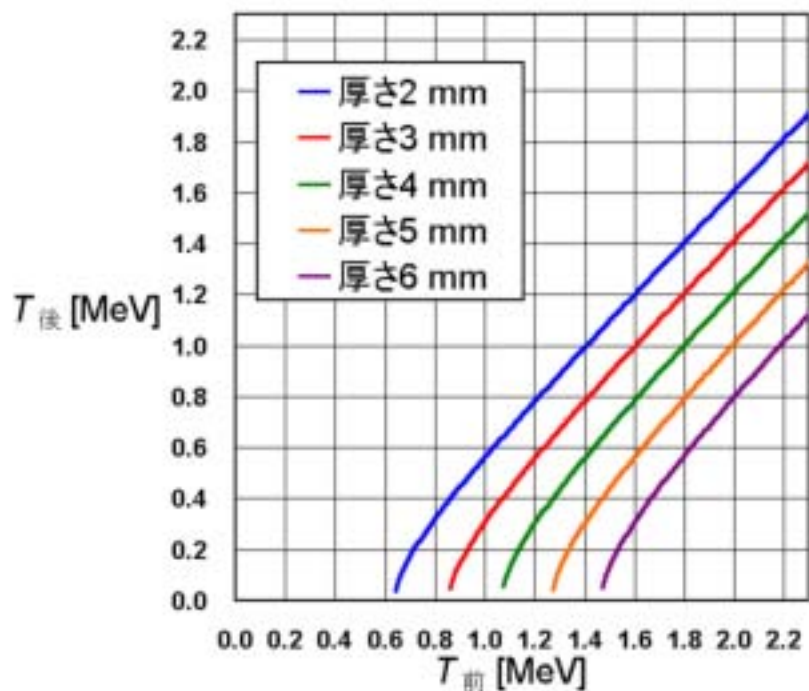


図 2.3: 一定の厚さのプラスチックシンチレータ (C_8H_8) の通過の前後での陽電子の運動エネルギー

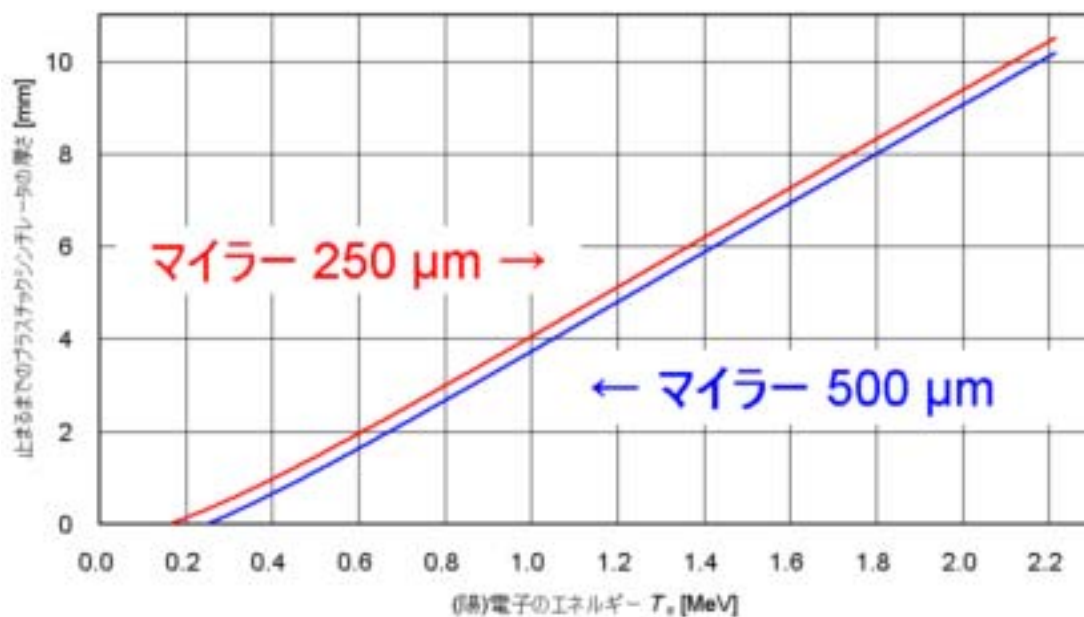


図 2.4: 陽電子が一定の厚さのマイラー ($C_{10}H_8O_4$) を通過した後のプラスチックシンチレータ中での飛程

2.3 気体の運動

[16], [19]

今回の実験では、真空中で ^{19}Ne 原子を容器からスリットを通して放出し、スリットを通して容器に入射させ、貯蔵する。そこで希薄気体のふるまいについて理解しておく必要がある。

ここでは重要であって、なおかつ取り扱いが簡単である場合、

1. 気体分子の分布は一様である。
2. 気体分子の運動は等方的である。
3. 気体分子同士の衝突は無視できる。
4. 固体表面で気体分子は拡散反射をする。

の4つの条件が成り立つ場合を考えていく。最後の「拡散反射」という語については2.3.3で説明する。3番めの条件を自由分子条件といい、この条件が成り立つ「流れ」を分子流という。自由分子条件の下では気体分子と固体表面との衝突が重要な問題になる。

2.3.1 壁面を叩く気体分子数

[16]p.15

容器壁の一部に面素片 dS を考え、 dS に立てた法線を z 軸とする。 dt を充分短い時間とし、その間に分子同士は全く衝突を起こさないとする。 v の方向からやってきて dt 間に dS を叩く分子は、 dS を底面、 vdt を母線とする円柱内にあり、かつ速度 v を有する分子である。これをすべての v について加え合わせることで、 dS を叩く分子の総数 $d\Gamma$ が求まる。

v のまわりの微小幅として、

速度の大きさ : v と $v + dv$ との間、

速度の方向 : v の方向を含む立体角 $d\Omega$ 内のすべての方向ととる。

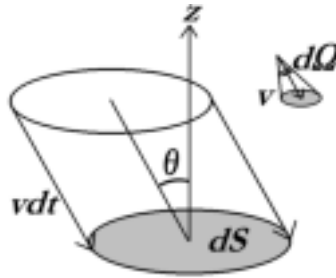


図 2.5: 壁面を叩く分子数

$f(v)$ を速度分布関数とすると、この微小範囲内にある分子の密度 dn は、分子密度 n のごく一部であり、

$$dn = n f(v) dv \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (2.25)$$

と表せ、図 2.5 の円柱内部における、上記の v のまわりの微小幅内の、分子の総数 dN は

$$dN = n f(v) dv \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \cdot dS \cdot v \cos \theta \cdot dt \quad (2.26)$$

となる。ただし θ は z 軸と v とのなす角である。この (2.26) は余弦法則と呼ばれる。したがって、面素片 dS を dt の間に叩く分子数 $d\Gamma$ は、

$$d\Gamma = \left[\int_v \int_{\Omega} n f(v) \cdot v \cos \theta \frac{d\Omega}{4\pi} \cdot dv \right] dS dt \quad (2.27)$$

となり、 $d\Omega = 2\pi d \cos \theta$ を用いて $\cos \theta = 0$ から $\cos \theta = 1$ まで積分すれば、

$$d\Gamma = \frac{1}{4} n \bar{v} dS dt \quad (2.28)$$

となる。ただし、 \bar{v} は平均速度で、

$$\bar{v} = \int_0^{\infty} v f(v) dv \quad (2.29)$$

である。

2.3.2 速度分布関数

[16]_{p.31}, [17]_{p.58}

平衡状態にある分子の速度分布関数は Maxwell 分布となり、次式で表される。

$$f(v) dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp \left(-\frac{m}{2kT} v^2 \right) dv \quad (2.30)$$

平均速度 \bar{v} は式 (2.29)、式 (2.30) より、

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (2.31)$$

となる。式 (2.26)、式 (2.30) より、固体表面に入射する分子の速度分布関数は、余弦法則に従って、

$$g(v, \theta) dv d\Omega = \frac{2}{\pi} \left(\frac{m}{2kT} \right)^2 v^3 \exp \left(-\frac{m}{2kT} v^2 \right) \cos \theta dv d\Omega \quad (2.32)$$

となる。この分布を Maxwell-beam 分布ということもある。

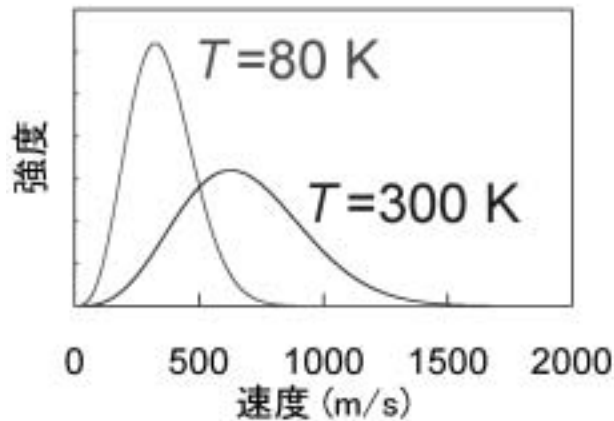


図 2.6: ^{19}Ne 原子の場合の Maxwell-beam 分布 (2.30) 温度 $T = 80, 300$ K

この速度分布から求まる入射分子の平均速度 \bar{v}' は

$$\bar{v}' = \sqrt{\frac{9\pi kT}{8m}} \quad (2.33)$$

である。

一方、固体表面で反射される分子の角度分布は、固体表面の状況、入射分子の性質によって異なると考えるのが妥当であるが、詳細つりあいの原理に従うものとすれば、反射分子も余弦法則に従い、速度分布は (2.32) となる。

2.3.3 固体表面での散乱

[16]_{p.33}, [17]_{p.66}, [18]_{1.11}, [19]_{p.35}

反射分子に対する情報を得るには、境界面に入射した分子と境界の構成分子との相互作用を調べる必要がある。この問題は理論的にも実験的にも充分には解明されていない。現在のところ、多少の物理的考察の下に構成されたモデル境界条件が広く用いられている。

そのうちの一つの単純境界は、境界に入射した分子が境界の構成分子と干渉し、すぐに（我々が問題とする時間尺度に比べると無視できるずっと短い時間の後に）境界から離れていく場合である。以下にこの単純境界についての反射則のモデルをあげる。

1. 鏡面反射

分子は境界と完全弾性衝突をする。すなわち分子が境界面上で反射するとき、その前後で境界に相対的な分子の速度の境界面に沿う成分は変化しないが、その法線成分は反転する。鏡面反射の場合、反射分子の分布には境界面のその面に沿う速度およびその温度は反映されず、分子が境界面を通過できないということのみが気体に伝えられる。

2. 拡散反射（散乱反射）

鏡面反射の場合とは対照的に、入射分子は境界分子と充分に相互作用し、境界面の条件で規定される平衡分布で余弦法則に基づいて反射される。すなわち反射分子の分布は境界面の速度、温度をその対応するパラメータとする Maxwell-beam 分布 (2.32) である。

3. lobular（葉状）散乱

比較的表面温度の高い清浄な表面においては、衝突回数が少なくなるために吸着されずに散乱される分子のみとなる。

実験で得られている結果を以下にあげる。

- ・多くの場合には拡散反射と lobular 散乱が組み合わさった分布となる。
- ・非常に粗い表面や汚染された表面では、散乱分子は拡散反射される。
- ・汚染された多結晶面（Pt, Ni 等）からの散乱においては、表面温度の上昇とともに表面が清浄となり、lobular 散乱される。

2.3.4 コンダクタンス C と Clausing 係数 $K = 1/\kappa$

[16]_{p.38}, [19]_{p.13}

導管を通過する気体の流量 Q は導管の両端の圧力差 Δp に比例する。

$$Q = C \Delta p \quad (2.34)$$

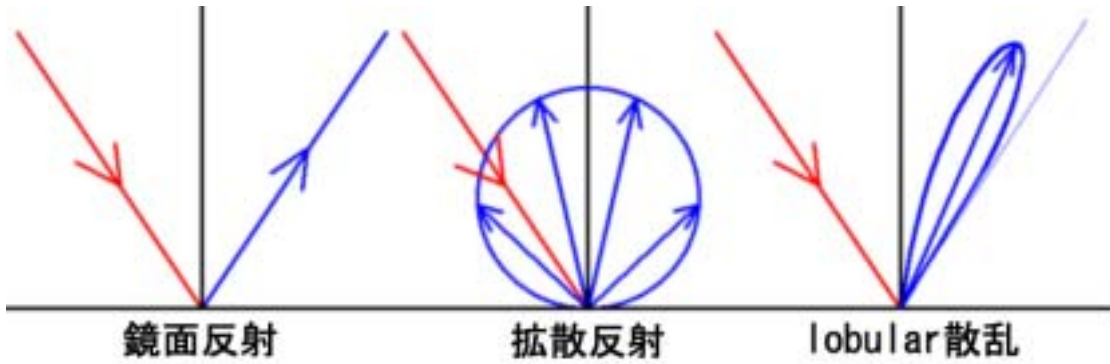


図 2.7: 固体表面での散乱のモデル 赤が入射粒子、青が反射粒子

比例係数 C は導管の流れやすさを表わすもので、コンダクタンスと呼ばれ、次元は長さの 3 乗、時間の -1 乗である。導管を通しての気体の流れの問題は、導管のコンダクタンスの問題に帰着される。

任意の形をした導管を考える。それぞれの開口部 1、2 における断面積を S_1 、 S_2 、分子密度を n_1 、 $n_2 (< n_1)$ とする。 S_1 あるいは S_2 から管内に入射した分子は、管壁との衝突を繰り返しながら管内を動き回るが、結局は管内から外部に飛び出す。次のように確率 P_{mn} を導入する。

P_{mn} : 開口 m から入って開口 n から出てくる確率
とすると、

$$\begin{aligned} P_{11} + P_{12} &= 1 \\ P_{21} + P_{22} &= 1 \end{aligned} \quad (2.35)$$

の関係がある。 P は導管の幾何学的形状および管壁で気体分子が反射されるときに反射の法則だけに依存する量である。開口 1 から開口 2 への気体分子の流れは

$$Q = \frac{1}{4} p_1 \bar{v} S_1 P_{12} - \frac{1}{4} p_2 \bar{v} S_2 P_{21} \quad (2.36)$$

である。ここで $p_1 = p_2 = p$ とすると、圧力差がゼロなので、気体の流れはゼロであるから、

$$0 = \frac{1}{4} p \bar{v} (S_1 P_{12} - S_2 P_{21})$$

なので、

$$S_1 P_{12} = S_2 P_{21} \quad (2.37)$$

であることがわかる。これを式 (2.36) に代入して、

$$Q = \frac{1}{4} S_1 \bar{v} P_{12} (p_1 - p_2) \quad (2.38)$$

を得る。式 (2.34) と比較すると

$$C = \frac{1}{4} S_1 \bar{v} P_{12} \quad (2.39)$$

となるが、 $\frac{1}{4} S_1 \bar{v}$ は導管の入口開口のコンダクタンスであり (式 (2.28) を参照)、 P_{12} は入口 1 から入った気体分子が出口 2 に到達する確率である。このように P_{12} は導管を決定する上で重要な量で

あり、厚みない場合からのずれを示す因子で、Clausing 係数 ($K = 1/\kappa = P_{12}$) と呼ばれる。 $1/\kappa$ を用いて、開口部の面積が S の導管のコンダクタンス C は、

$$C = \frac{1}{\kappa} \frac{1}{4} \bar{v} S \quad (2.40)$$

によって与えられる。

Clausing 係数の値を解析的に求めることは一般に容易ではないが、計算機によるシミュレーションで、気体分子の導管内面での反射の法則を仮定すれば（多くの場合を余弦法則を仮定している）求められる。

2.3.5 容器中で粒子が生成され、スリットから飛び出して行く過程

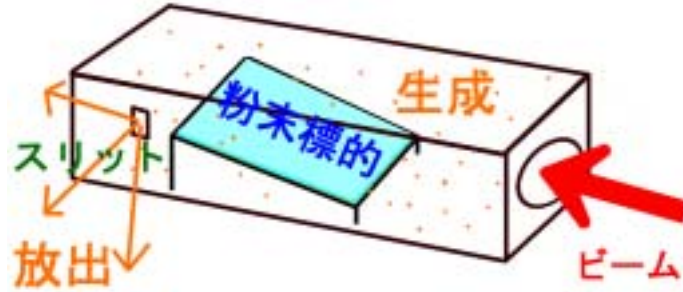


図 2.8: 容器中で粒子が生成され、スリットから飛び出して行く過程のイメージ

注目している粒子の時刻 t での容器中の全粒子数を $N(t)$ とし、 $t = 0$ で $N(t = 0) = 0$ とする。単位時間に生成される粒子の数は一定値 p_0 とし、粒子の平均寿命を τ とする。粒子は面積 A_s のスリットから単位時間当り

$$q(t) = \frac{1}{\kappa} \frac{1}{4} n(t) \bar{v} A_s \quad (2.41)$$

だけ放出される。ここで、 $n(t) = N(t)/V$ は粒子数密度であり、 \bar{v} は容器中での平均速度であり、式 (2.31) で与えられる。 $1/\kappa$ は Clausing 係数である。

すると、 $N(t)$ の微分方程式は、 $N(t)$ の単位時間の増減が、容器内での単位時間の生成量 p_0 と、容器内で単位時間に崩壊する量 $\frac{1}{\tau} N(t)$ と、単位時間にスリットから容器外へ出て行く量 $q(t)$ との和に等しいことより、

$$\frac{dN(t)}{dt} = p_0 - \frac{1}{\tau} N(t) - q(t) \quad (2.42)$$

$$= p_0 - \left(\frac{1}{\tau} + \frac{\bar{v} A_s}{4\kappa V} \right) N(t) \quad (2.43)$$

$$= p_0 - C_1 N(t) \quad (2.44)$$

ここで、 $C_1 \equiv \frac{1}{\tau} + \frac{\bar{v} A_s}{4\kappa V}$ とした。

式 (2.43) より、容器から出るのにかかる平均寿命 τ_{out} が

$$\tau_{\text{out}} = \frac{4\kappa V}{\bar{v} A_s} \quad (2.45)$$

であり、生成された粒子が、容器中で崩壊する割合 P_{decay} と容器外へ放出される割合 P_{out} との比が、

$$P_{\text{decay}} : P_{\text{out}} = \frac{1}{\tau} : \frac{1}{\tau_{\text{out}}} = \frac{\frac{4\kappa V}{A_s \bar{v} \tau}}{1 + \frac{4\kappa V}{A_s \bar{v} \tau}} : \frac{1}{1 + \frac{4\kappa V}{A_s \bar{v} \tau}} \quad (2.46)$$

であることがわかる。

式 (2.44) を解くと、

$$N(t) = \frac{1}{C_1} (1 - e^{-C_1 t}) p_0 \quad (2.47)$$

$$q(t) = \frac{\bar{v} A_s}{4\kappa V} N(t) \quad (2.48)$$

$$= \frac{1}{1 + \frac{4\kappa V}{A_s \bar{v} \tau}} (1 - e^{-C_1 t}) p_0 \quad (2.49)$$

となるから、時間が充分経過する ($t \gg 1/C_1$) と $q(t)$ は、

$$q(t) \rightarrow q_{\infty} = \frac{1}{1 + \frac{4\kappa V}{A_s \bar{v} \tau}} p_0 \quad (t \rightarrow +\infty) \quad (2.50)$$

と一定値になる。

粒子の生成が時刻 $t = t'$ に停止すれば、 $N(t), q(t)$ はそれぞれ、

$$N(t) = \frac{1}{C_1} (1 - e^{-C_1 t'}) e^{-C_1 (t-t')} p_0 \quad (2.51)$$

$$q(t) = \frac{1}{1 + \frac{4\kappa V}{A_s \bar{v} \tau}} (1 - e^{-C_1 t'}) e^{-C_1 (t-t')} p_0 \quad (2.52)$$

となる。

2.3.6 スリットから飛び出てきた粒子が一定の距離を飛んだ後、別のスリットに入射する過程

[19]p.13

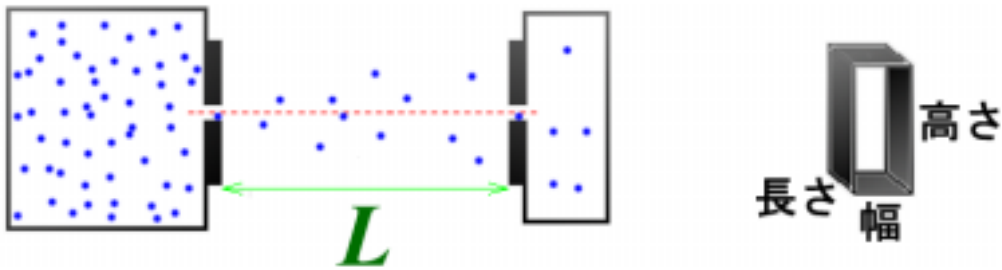


図 2.9: スリットから飛び出てきた粒子が一定の距離を飛んだ後、別のスリットに入射する過程のイメージとスリットの長さ、高さ、幅

粒子の飛び出てくるスリットを S_1 、飛び出てきた粒子の一部が飛び込むスリットを S_2 とする。スリット S_1 とスリット S_2 は中心を合わせて、平行に置かれ、その間の距離が L であるとす

る。

スリット S_2 が長方形で、高さが h_2 、幅が w_2 であって、長さが l_2 であるとする、 $L \gg h_2, w_2, l_2$ のときには、スリット S_1 の中心から見たスリット S_2 の立体角 ω_{12} は

$$\omega_{12} = \frac{h_2 w_2}{L^2} \quad (2.53)$$

である。

スリットから出て来る粒子数は $\cos \theta$ に比例する（余弦法則）が、 $\theta=0$ 付近では $\cos \theta \simeq 1$ である。また、Clausing 係数 $1/\kappa$ をもつスリットでも $\theta=0$ 付近の前方に飛ぶ粒子は $1/\kappa$ にほとんど依存しない。

したがって、 S_1 の Clausing 係数を $1/\kappa_1$ として、スリット S_1 から飛び出した粒子が、スリット S_2 に入る割合 f_{12} は、

$$f_{12} = \int_{\omega_{12}} \cos \theta \frac{d\Omega}{4\pi} \bigg/ \frac{1}{\kappa_1} \int_{\Omega} \cos \theta \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (2.54)$$

$$= \frac{\omega_{12} \kappa_1}{\pi} \quad (2.55)$$

となる（式 (2.27) 参照）。

スリット S_1 からの単位時間の放出数を前節で用いた $q(t)$ とすれば、スリット S_2 への単位時間の入射数 $q^{\text{in}}(t)$ は、

$$q^{\text{in}}(t) = f_{12} q(t) \quad (2.56)$$

で与えられる。

2.3.7 スリットに入射した粒子が容器中に貯蔵される過程

スリットに入射した粒子が容器中に貯蔵され、容器中で崩壊するか容器外へされる過程は、2.3.5 での生成量を入射数に読み替えれば同じことである。入射数を一定値 q_0^{in} とし、スリットのクラウジング係数を $1/\kappa$ 、面積を A_s 、容器の体積を V 、平均速度を \bar{v} 、粒子の寿命を τ とすると、容器中の粒子の数 $N(t)$ は充分時間が経った後には、

$$N_{\infty} = \frac{1}{\frac{1}{\tau} + \frac{\bar{v} A_s}{4\kappa V}} q_0^{\text{in}} \quad (2.57)$$

になる。このときの単位時間の容器内での崩壊数 $q_{\infty}^{\text{decay}}$ と容器からの放出数 q_{∞}^{out} はそれぞれ式 (2.46) からわかるように、

$$q_{\infty}^{\text{decay}} = \frac{\frac{4\kappa V}{\bar{v} A_s \tau}}{1 + \frac{4\kappa V}{\bar{v} A_s \tau}} q_0^{\text{in}} \quad (2.58)$$

$$q_{\infty}^{\text{out}} = \frac{1}{1 + \frac{4\kappa V}{\bar{v} A_s \tau}} q_0^{\text{in}} \quad (2.59)$$

である。

2.3.8 生成の開始および終了時の振る舞い

今までは生成量や入射量をゼロまたは一定の有限値にとっていたが、生成、入射、放出の過程が連続して複数個ある場合には、このようにはならず、いくつかの指数関数の和になる。

式 (2.42) の形の微分方程式を考える。 t の関数 $N_1(t)$ を

$$N_1(t) = \sum_{i=1}^n N_{1i} e^{-\alpha_i t} \quad (\alpha_i \geq 0) \quad (2.60)$$

としたとき、微分方程式

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \beta N_1(t) - \gamma N_2(t) \quad (2.61)$$

の解 $N_2(t)$ は、

(i) $\gamma \neq \alpha_i$ のときには、

$$N_2(t) = \sum_{i=1}^n N_{2i} e^{-\alpha_i t} + N_{2\gamma} e^{-\gamma t} \quad (2.62)$$

$$N_{2i} = \frac{\beta}{\gamma - \alpha_i} N_{1i} \quad (2.63)$$

$$N_{2\gamma} = N_2(t=0) - \sum_{i=1}^n N_{2i} \quad (2.64)$$

である。

(ii) ある i について $\gamma = \alpha_i$ であるときは、それを α_1 とすれば、

$$N_2(t) = \sum_{i=1}^n N_{2i} e^{-\alpha_i t} + \beta N_{11} t e^{-\alpha_1 t} \quad (2.65)$$

$$N_{2i} = \frac{\beta}{\alpha_1 - \alpha_i} N_{1i} \quad (i \geq 2) \quad (2.66)$$

$$N_{21} = N_2(t=0) - \sum_{i=2}^n N_{2i} \quad (2.67)$$

である。

$N_2(t)$ に $N_1(t)$ に含まれる時定数 α_i の影響が及ぶことがわかる。

したがって、放出にかかる時間が崩壊の平均寿命 τ に比べて充分小さいとは言えない場合には、生成を瞬時に止めても、粒子数は平均寿命 τ の指数関数では減衰しなくなる。

2.3.9 到達真空度と平均自由行程

[16]5.1, 5.3, [20]

ここまでは自由分子条件が成り立つ場合だけを考えたが、ポンプの性能、真空装置などの性質によってはこの条件が成り立たない。

ガス放出率を q 、導管の内表面積を A とすれば、導管内面からのガス放出量 $Q_{\text{放出}}$ は

$$Q_{\text{放出}} = q \cdot A \quad (2.68)$$

である。ガス放出率 q は材質、表面の汚れ具合などによって大幅に変化するので、一般性のあるデータは得られないが、おおよそ $10^{-8} \sim 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ である。材質が同じでも、処理の仕方によってガス放出現象は大幅に変わる。またガス放出は、排気の継続時間によっても変化する。

真空装置の到達圧力を p_∞ 、真空装置からのガス放出量を $Q_{\text{放出}} = q \cdot A$ 、ポンプの排気速度を S 、ポンプ自身の到達圧力を p_0 とすると、

$$p_\infty = \frac{Q_{\text{放出}}}{S} + p_0 = \frac{qA}{S} + p_0 \quad (2.69)$$

となるが、真空装置のコンダクタンス C が $C < S$ の場合には

$$p_\infty = \frac{Q_{\text{放出}}}{C} + p_0 \quad (2.70)$$

となる。

分子の半径を r 、 r' 、温度を T 、圧力を p としたときに、平均自由行程 λ は

$$\lambda = 3.31 \times 10^{-4} \frac{T[\text{K}]}{p[\text{Torr}](r + r')^2} \text{ cm} \quad (2.71)$$

となる。分子の半径は O_2 で 1.8、 Ag で 1.5 とあまり変わらないので、 T を常温にとると、ほぼ

$$\lambda \sim \frac{10^{-2}}{p[\text{Torr}]} \text{ cm} \sim \frac{1.3 \times 10^{-2}}{p[\text{Torr}]} \text{ m} \quad (2.72)$$

が成り立つ。

2.4 ^{19}Ne の偏極

2.4.1 磁場中での原子の運動

原子の磁気双極子モーメント

[21]

電子のスピンを S 、軌道角運動量を L とすると電子の磁気双極子モーメント μ_j は、

$$\mu_j = \mu_B \frac{g_l L + g_s S}{\hbar} = \frac{g_j \mu_B J}{\hbar} \quad (2.73)$$

となる。 μ_B は Bohr 磁子といい、電子の質量 m_e を用いて、

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (2.74)$$

で定義される。 g は g 因子といい、一般に $g_l \neq g_s$ であるので、磁気双極子モーメント μ_j と電子の全角運動量 $J (= L + S)$ の方向と一致しない。

原子核についても同様に、磁気双極子モーメント μ_i は、原子核のスピン I を用いて、

$$\mu_i = \frac{g_i \mu_N I}{\hbar} \quad (2.75)$$

であり、 μ_N は核磁子といい、陽子の質量 m_p を用いて、

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} \quad (2.76)$$

で定義される。

原子の全角運動量 F は $F = I + J$ であり、全磁気双極子モーメント μ_f は、

$$\mu_f = \mu_i + \mu_j = \frac{g_f \mu_B F}{\hbar} \quad (2.77)$$

となる。陽子の質量は電子の質量の約 1836 倍なので、原子核の磁気双極子モーメント μ_i は電子の磁気双極子モーメント μ_j のおよそ 1000 分の 1 しかないことになる。しかし、閉殻 ($J = 0$) の原子では (2.73) より $\mu_j = 0$ であるから、このときには原子の磁気モーメント μ_f は原子核の磁気モーメント μ_i そのものになる。

この節の以下に述べる方法で偏極させるには原子が電氣的に中性である必要がある。また、原子核の磁気双極子モーメントを用いて原子核を偏極させるには、閉殻の原子である必要がある。中性子 n や希ガス (He, Ne, Ar, Xe, Rn) などの原子の基底状態ではこの条件が満たされる。 β^+ 崩壊をする ^{19}Ne は希ガスであり、その原子核のスピン i は $i = 1/2$ であるので、特に $i = 1/2$ の場合を念頭において調べていく。

2.4.2 磁場中での原子の運動方程式

以下の 3 つの項の説明は KEK Internal 99-8[22]_{1,2} に基づく。

t を時間、 r を位置ベクトル、 m を原子の質量、 μ を原子の磁気双極子モーメント (ここでは磁気モーメントの値が負の場合 (8 ページの表にあるように n や ^{19}Ne の場合にはそうになっている) を考える) $\alpha = |\mu/m|$ とし、原子のスピン J に平行な単位ベクトルを σ とし、 $\gamma = \mu/(j\hbar) = \mu/J$ を磁気回転比とすると、運動方程式は次の連立微分方程式である。

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -\alpha\nabla(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}) \quad (2.78)$$

$$\frac{d\boldsymbol{\sigma}}{dt} = \gamma \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{B} \quad (2.79)$$

式 (2.79) によって、原子のスピンは磁場中では磁場の方向を軸として Larmor 歳差運動をする。Larmor 角振動数を ω_L とおくと、

$$\omega_L = \gamma |\mathbf{B}| \quad (2.80)$$

となる。

一方、原子は磁場中を運動するので、磁場の方向が一定でない場合には、原子とともに動く座標系から見ると磁場が回転する。原子から見た磁場の回転角振動数を ω_B とおくと、

$$\omega_B = \frac{ds}{dt} \left| \frac{\partial \hat{\mathbf{B}}}{\partial s} \right| \quad (2.81)$$

となる。ただし、

$$\hat{\mathbf{B}} = \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \quad (2.82)$$

であり、 s は原子の軌道に沿った座標で、

$$s = \int \left| \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right| dt \quad (2.83)$$

で与えられる。

ここで、

$$\Gamma = \frac{\omega_L}{\omega_B} \quad (2.84)$$

とおく。 Γ が 1 に比べて充分大きい場合には、磁場の方向があまり変化しないうちに充分な回数の歳差運動が起こり、結果的に原子のスピンは磁場の回転に追従する。逆に Γ が 1 に比べて小さいと、歳差運動がほとんど起こらないうちに磁場が回転してしまい、原子のスピンは磁場の回転に追従できない。原子のスピンが磁場の回転に追従する状態を断熱的であるという。 Γ はその値が大きければより断熱的であることを意味する。

原子の軌道に沿って Γ の値が充分に大きく、原子のスピン j が $j = 1/2$ で磁場に対して常に平行か反平行かに固定される場合には、連立微分方程式 (2.78)、(2.79) は、

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \mp \alpha \nabla |\mathbf{B}| \quad (2.85)$$

と単純になる。ただし複号 \mp は、 $-$ が原子のスピンが磁場に平行な場合、 $+$ が原子のスピンが磁場に反平行な場合に対応する。

磁場の多重極展開

[22]_{1.2.1, 1.2.4}

電流がなく透磁率が一定である場合には Maxwell 方程式は、

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0 \quad (2.86)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.87)$$

となる。したがって、磁場は Laplace 方程式、

$$\nabla^2 V = 0 \quad (2.88)$$

を満たすスカラーポテンシャル V を用いて、

$$\mathbf{B} = \nabla V \quad (2.89)$$

と表わすことができる。

磁石が z 軸方向に充分長い場合には、 z 方向の依存性を無視して、式 (2.89) を 2 次元問題にすることができる。円筒座標を (ρ, φ, z) で表わすと、一般解は次の形で与えられる。

$$V = \sum_{j=0}^{\infty} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^j (A_j \cos j\varphi + B_j \sin j\varphi) \quad (2.90)$$

ρ_0 は基準となる長さで、例えば磁石の内半径などにする。

磁場が $2j$ 極の場合、 x 軸を適当にとり $\sin j\varphi$ の項を消去すると、円筒座標系では磁場の大きさは

$$|\mathbf{B}| = |A_j| \mu \frac{\rho^{j-1}}{\rho_0^j} \quad (2.91)$$

となり、運動方程式は以下ようになる。

$$\rho \dot{\varphi}^2 \mp j(j-1) A_j \alpha \frac{\rho^{j-2}}{\rho_0^j} - \frac{d}{dt}(\dot{\rho}) = 0 \quad (2.92)$$

$$\frac{d}{dt}(\rho^2 \dot{\varphi}) = 0 \quad (2.93)$$

$$\frac{dz}{dt} = 0 \quad (2.94)$$

式 (2.93) は角運動量の保存を示すので、

$$l = \rho^2 \dot{\varphi} \quad (2.95)$$

は定数である。したがって運動方程式は

$$\ddot{\rho} = \frac{l^2}{\rho^3} \mp j(j-1)A_j \alpha \frac{\rho^{j-2}}{\rho_0^j} \quad (2.96)$$

となる。

四極磁場の場合

[22]1.2.3

四重極磁場は式 (2.90) の $j = 2$ の項で与えられる。 x 軸を適当にとり $\sin 2\varphi$ の項を消去すると、

$$V = \frac{A_2}{\rho_0^2} (x^2 - y^2) \quad (2.97)$$

となる。したがって磁場は、

$$\mathbf{B} = \frac{2A_2}{\rho_0^2} \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.98)$$

で与えられ、その大きさは

$$|\mathbf{B}| = \frac{2|A_2|}{\rho_0^2} \sqrt{x^2 + y^2} \quad (2.99)$$

となる。

$$\omega^2 = \frac{2\alpha|A_2|}{\rho_0^3} \quad (2.100)$$

とおくと、式 (2.85) は、

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \mp \omega^2 \rho_0 \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = \mp \omega^2 \rho_0 \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \quad \frac{d^2z}{dt^2} = 0 \quad (2.101)$$

となる。ただし、複号 \mp は、 $-$ が原子のスピンが磁場に平行な場合、 $+$ が原子のスピンが磁場に反平行な場合に対応する。実際には重力が効くので鉛直上方を $+y$ 方向にとれば、

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \mp \omega^2 \rho_0 \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = \mp \omega^2 \rho_0 \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} - g, \quad \frac{d^2z}{dt^2} = 0 \quad (2.102)$$

となる。スピンの方向によって運動方程式が異なるので、スピンの方向によって軌道が分離され、一方の軌道のみ選択することで偏極させることができる。

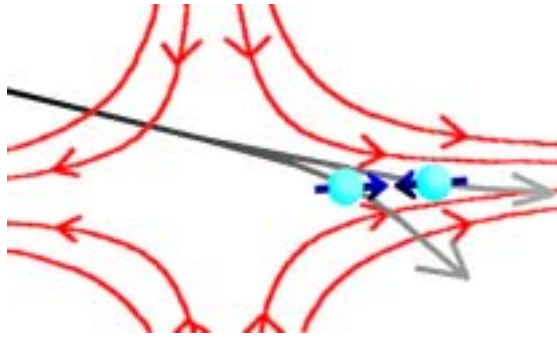


図 2.10: 四重極磁場による分離 (Stern-Gerlach 法) のイメージ

双極磁場の場合

双極磁場は式 (2.90) の $j = 2$ の項で与えられる。 x 軸を適当にとれば、

$$V = \frac{A_1}{\rho_0} x \quad (2.103)$$

となり、磁場は、

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} A_1/\rho_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.104)$$

の一様磁場になる。式 (2.85) より、双極磁場中では中性原子は力を受けない。しかしスピンの方向は磁場に平行か反平行かに固定され続ける。

2.4.3 偏極していることの確認

^{19}Ne が存在していることは ^{19}Ne が β^+ 崩壊するときに出される陽電子の検出数から半減期を求めることにより確認できる。また陽電子のエネルギースペクトルを求めることによっても確認できる。

^{19}Ne が偏極していることは ^{19}Ne が β^+ 崩壊するときに出される陽電子の非対称分布により確認できる。

偏極率を求める

[11]

2.1.4 と 2.1.5 で述べたように、偏極した原子核の β 崩壊では放出される (陽) 電子の分布が非対称になる。2 つの検出器に入る陽電子の数を N_1 、 N_2 とし、検出器の位置を入れ換えて 2 回の測定を組にして行なう (それを up と down と書くことにする)。 $N_i \propto (1 \pm APGS\langle v/c \rangle)$ なので、

$$(1 + \Delta)^2 = \left(\frac{N_1}{N_2} \right)_{\text{up}} \left(\frac{N_2}{N_1} \right)_{\text{down}}$$

と定義すれば (こうすると検出器自体の検出効率が打ち消す)

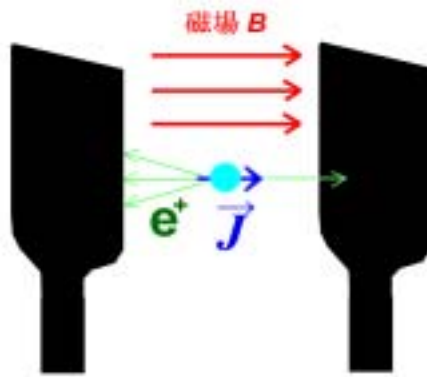


図 2.11: 放出陽電子の非対称分布とその測定のイメージ

偏極率は $P = \frac{1}{AGS} \frac{\Delta}{\langle \frac{v}{c} \rangle} \frac{1}{2 + \Delta}$ と求まる。

ここで、 $A = -0.039 \pm 0.002$: 非対称度因子 (^{19}Ne の実験値 [11])

$$\left\langle \frac{v}{c} \right\rangle = \left\langle \frac{p_e}{E_e} \right\rangle : \text{陽電子の速度の平均値}$$

観測したエネルギースペクトルから推定できる

G : geometry factor

S : backscattering correction

である。補正因子 G 、 S については次項で述べる。

偏極率の補正因子

geometry factor[11]

貯蔵容器が有限の体積を持ち、検出器が有限の体積を持つため、 $p_e \cdot J = p_e J \cos \theta$ の $\cos \theta$ を観測される陽電子について平均する必要がある。この補正因子を geometry factor という。

$$1 + A(p_e/E_e) \cdot (\langle J \rangle / J) \rightarrow 1 + A \langle v/c \rangle \langle \cos \theta \rangle$$

$$G = \langle \cos \theta \rangle$$

backscattering correction

貯蔵容器内で崩壊して飛び出してくる陽電子の多くは、プラスチックシンチレータに当たる前に、貯蔵容器に当たってしまう。その貯蔵容器に当たった陽電子のうちいくつかは跳ね返ってきて、プラスチックシンチレータに入ってしまう。

検出器の配置は対称的であるから、陽電子の放出も（非対称度因子 A が小さいので）ほとんど等方的だと仮定し、対になる検出器では跳ね返ってきてプラスチックシンチレータに入る数は同一であるなどと仮定して、補正因子 backscattering correction S を推測することも可能ではある。[11]

この backscattering を厳密に扱うのは難しい [23] が、 Z の小さい物質では backscattering が小さいことが知られている [24] ので、今回の実験では貯蔵容器内に 2.2 MeV の電子の飛程と同程度の厚さ (3 mm) のアルミ板をステンレス容器と PTFE シートとの間に内装することで backscattering を減少させた。

放出電子を測定するプラスチックシンチレータの配置について

偏極度を P 、非対称度因子を A 、原子核の偏極の方向から測った電子の放出方向の角度を θ とすると、電子の分布 $f(\theta)$ は

$$f(\theta) = \frac{1}{4\pi}(1 + AP \cos \theta)$$

である。

このとき、「偏極している」と言うためには、

1. 統計誤差を少なくするために多くの電子を測定すること（大きな立体角を覆うこと）
 2. 非対称度 $AP \cos \theta$ の大きなところを測定すること（ $\theta=0$ 、 $\theta=\pi$ 前後の方向だけ測定する）
- が必要だが、1.、2. は対立するので、最適な角度 θ_{opt} が決まる。

一方の測定器 1 では $\cos \theta = \alpha$ から $\cos \theta = 1$ までの範囲を測定し、もう一方の測定器 2 では $\cos \theta = -1$ から $\cos \theta = -\alpha$ の範囲を測定するとすれば、測定器 1 に入る電子の割合 p_1 は、

$$\begin{aligned} p_1 &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\alpha}^1 d\cos \theta \frac{1}{4\pi}(1 + AP \cos \theta) \\ &= \frac{1}{2} \left[(1 - \alpha) + \frac{1}{2} AP(1 - \alpha^2) \right] \end{aligned}$$

であり、同じく、測定器 2 に入る電子の割合 p_2 は

$$\begin{aligned} p_2 &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{-\alpha} d\cos \theta \frac{1}{4\pi}(1 + AP \cos \theta) \\ &= \frac{1}{2} \left[(1 - \alpha) - \frac{1}{2} AP(1 - \alpha^2) \right] \end{aligned}$$

となる。 p_1 と p_2 の比 p_1/p_2 は

$$p_1/p_2 = \left\{ 1 + \frac{1}{2} AP(1 + \alpha) \right\} / \left\{ 1 - \frac{1}{2} AP(1 + \alpha) \right\}$$

である。

実際に測定器 1 に入る電子の数を N_1 、測定器 2 に入る数を N_2 とすると、 N_1 には $\sqrt{N_1}$ 程度のゆらぎがあり、 N_2 には $\sqrt{N_2}$ 程度のゆらぎがある。

「偏極している」というにはこのゆらぎ以上の有意な差がなければいけない。

全崩壊数を N_0 とすると、 N_1 、 N_2 の期待値はそれぞれ、 $p_1 N_0$ 、 $p_2 N_0$ であるから、観測される p_1 と p_2 の比 $(p_1/p_2)_{\text{obs}} = N_1/N_2$ は

$$\begin{aligned} (p_1/p_2)_{\text{obs}\pm} &= \frac{N_1 \pm \sqrt{N_1}}{N_2 \mp \sqrt{N_2}} \\ &= \frac{p_1 N_0 \pm \sqrt{p_1 N_0}}{p_2 N_0 \mp \sqrt{p_2 N_0}} \end{aligned}$$

程度は揺らぐ。

全く偏極していない $P = 0$ の場合には、 $p_1 = p_2 = p = \frac{1}{2}(1 - \alpha)$ であり、 $(p_1/p_2)_{\text{obs}+}$ は

$$\begin{aligned} (p_1/p_2)_{\text{obs}+} \Big|_{P=0} &= \frac{pN_0 + \sqrt{pN_0}}{pN_0 - \sqrt{pN_0}} \\ &= \left\{ 1 + \sqrt{\frac{2}{N_0(1 - \alpha)}} \right\} / \left\{ 1 - \sqrt{\frac{2}{N_0(1 - \alpha)}} \right\} \end{aligned}$$

となる。

「偏極している」というのに必要な有意な差があるというのは、

$$p_1/p_2 \gg (p_1/p_2)_{\text{obs}} \Big|_{P=0}$$

であることである。これは、

$$\left\{ 1 + \frac{1}{2}AP(1+\alpha) \right\} / \left\{ 1 - \frac{1}{2}AP(1+\alpha) \right\} \gg \left\{ 1 + \sqrt{\frac{2}{N_0(1-\alpha)}} \right\} / \left\{ 1 - \sqrt{\frac{2}{N_0(1-\alpha)}} \right\}$$

であって、単純に

$$\frac{1}{2}AP(1+\alpha) \gg \sqrt{\frac{2}{N_0(1-\alpha)}}$$

となる。整理すると、

$$N_0 \gg \frac{8}{(AP)^2} \frac{1}{(1-\alpha)(1+\alpha)^2}$$

となり、右辺を α で微分すると、

$$\frac{d}{d\alpha} \frac{8}{(AP)^2} \frac{1}{(1-\alpha)(1+\alpha)^2} = \frac{8}{(AP)^2} \frac{3\alpha-1}{(1-\alpha)^2(1+\alpha)^3}$$

となるから、最適な角度 θ_{opt} は $\alpha = \cos \theta_{\text{opt}} = 1/3$ より

$$\theta_{\text{opt}} = 70.53 \text{ 度}$$

であることがわかる。

実際の測定では電子の発生源（貯蔵容器）の大きさも関係してくる (geometry factor G : 前述)。
偏極率の測定で最大化するべきものは検出数に偏極率の 2 乗を乗じたものである。

2.4.4 減偏極

四重極磁石の磁場勾配によってスピンの方向により原子を分離して、偏極させても、磁場の非断熱的变化や表面の磁場によってスピンの方向が変わってしまうことがある。これを減偏極 (depolarization) という。

磁場の非断熱的变化による減偏極

[22]_{1.2}

2.4.2 で述べたように、十分な回数の回転歳差運動がほとんど起こらないうちに磁場が回転してしまうと、原子のスピンは磁場の回転に追従できない。原子のスピンの磁場の回転に追従する状態を断熱的であるという。

四重極磁石中については 2.5.1 のシミュレーションで考慮した。 $\Gamma < 8$ の領域で ^{19}Ne スピンは完全に制御を失い非偏極 ^{19}Ne としてふるまうものとし、再び $\Gamma > 8$ の領域に突入するとき、そのまま四重極磁石から出るときに、スピンの再量子化されるものとして、磁場に平行になる確率と、

反平行になる確率をともに $1/2$ とした。その結果、今回の設定では四重極磁場にスピンの追従できないことは無いことがわかった。

四重極磁石から双極磁場への接続が断熱的であるかどうかについては今回は考えなかった。

貯蔵容器中での減偏極

偏極水素原子の場合には C-F 結合を含む物質で容器内壁ができていと減偏極しにくいことが知られている [25]。

これは C-F 結合の分極率が小さいので、ファンデル・ワールス力が小さいから、吸着エネルギーが小さく、表面での滞留時間が短くなることから理解できる。

今回の実験では貯蔵容器を厚さ 0.1 mm の PTFE 樹脂のシートで内装した。

2.5 実験装置の配置

今回の実験での実験装置の配置を図 2.12 に示す。以下にそれぞれの装置を説明する。

ターゲット容器：銅製の容器で、その中に置いた PTFE 粉末標的に容器の壁に開けた穴（ただし



図 2.12: 実験装置の配置

薄膜を張ってある)を通して陽子ビームを照射し、 $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ 反応で ^{19}Ne を生成する。容器の壁には スリット 1 が付いていて、粉末標的にから染み出してきた ^{19}Ne がこのスリット 1 を通って飛び出して行く。飛び出して行く速度を小さくするために銅壁を液体窒素のコールドフィンガーに接続させる。

四重極磁石：長さ 500 mm 、内部の空洞が 5 mm 四方で、磁場勾配は $|\nabla B| = 150 \text{ T/m}$ である。その前面に スリット 2 が取り付けられていて、スリット 1 から飛び出た ^{19}Ne の速度発散を抑える。 ^{19}Ne が磁石の中心からある程度の距離離れたところを通過すると、磁場勾配によりそのスピンの方向に応じてある程度分離される。

自由空間：四重極磁石で分離された ^{19}Ne の分離の度合いを大きくするために一定距離飛ばす。その間にスピンの方向を固定しつづけるために双極磁場のガイド磁場を設ける。

貯蔵容器：スピンの方向により分離された ^{19}Ne を貯蔵し、その中で崩壊させ、偏極していることを確認する。分離されている部分だけを集め、一定時間貯蔵するために貯蔵容器の前に スリット 3 を置く。スリット 3 にはスピンの方向に平行の粒子用の穴、反平行の粒子用の穴、位置調整用の穴の 3 つの穴が開いている。スリット 3 の前に置いたマイクロメータで開ける穴を選択できる。貯蔵している間もスピンの方向を固定し続けるために Helmholtz コイルを設置する。貯蔵容器自体はステンレス製で、側面は $100 \mu\text{m}$ のマイラーと、 $50 \mu\text{m}$ のカプトンを張り、そこを陽電子が通過できるようにした。ステンレスの部分には陽電子の backscattering を抑えるために厚さ 3 mm の

アルミ板を内装し (2.4.3)、さらにその上に ^{19}Ne の減偏極を抑えるために厚さ 0.1 mm の PTFE シートを内装した (2.4.4)。

^{19}Ne が β^+ 崩壊して放出される陽電子をプラスチックシンチレータで検出する。プラスチックシンチレータはライトガイドを通して、光電子増倍管につなぎ、さらに回路へとつながる。

2.5.1 シミュレーション

今回の実験での用いた装置の大きさを以下に記す。

これらの値は偏極率の測定で最大化すべき検出数に偏極率の 2 乗を乗じたものになるべく大きくなるように設定したものである。

ターゲット容器の体積 $V_t = 0.000225 \text{ m}^3$

スリット 1 の長さ $l_1 = 3.0 \text{ mm}$

スリット 1 の幅 $w_1 = 0.35 \text{ mm}$

スリット 1 の高さ $h_1 = 3.6 \text{ mm}$

スリット 1 とスリット 2 の間の長さ $L_0 = 1030 \text{ mm}$

磁石の中心からのずれ $x_{\text{disp}} = 1.7 \text{ mm}$

スリット 2 の幅 $w_2 = 0.70 \text{ mm}$

スリット 2 の高さ $h_2 = 1.9 \text{ mm}$

四重極磁石の長さ $L_1 = 500 \text{ mm}$

四重極磁石の末端とスリット 3 の間の長さ $L_2 = 820 \text{ mm}$

スリット 3 の長さ $l_3 = 35 \text{ mm}$

スリット 3 の幅 $w_3 = 0.50 \text{ mm} \times 3$

スリット 3 の高さ (平行用) $h_{3p} = 4.6 \text{ mm}$

スリット 3 の高さ (調整用) $h_{3c} = 2.1 \text{ mm}$

スリット 3 の高さ (反平行用) $h_{3a} = 5.1 \text{ mm}$

貯蔵容器の体積 $V_c = 0.0012 \text{ m}^3$

スリット 1,3 の Clausing 係数は拡散反射を仮定し、モンテカルロ計算で求めた。

スリット 1 の Clausing 係数 $\kappa_1 = 4.2$

スリット 3 の Clausing 係数 (平行用) $\kappa_{3p} = 23$

スリット 3 の Clausing 係数 (調整用) $\kappa_{3c} = 28$

スリット 3 の Clausing 係数 (反平行用) $\kappa_{3a} = 22$

geometry factor G もモンテカルロ計算で求めた。

$G = 0.71$

また、ターゲット容器の温度 T_t 、貯蔵容器の温度 T_c はともに測定室内の温度 $T = 285 \text{ K}$ に等しかったと仮定する。今回の実験では行わなかったがターゲット容器の温度が $T_t = 80 \text{ K}$ の場合も考えてみる。

なお、今回は偏極させることを目的とせずに ^{19}Ne が存在していることのみを確認するための実験も行った。そのときはスリット 2 と四重極磁石を用いず、スリット 1 とスリット 3 の間に何も挟まなかった。その間の距離 L_3 は $L_3 = 525 \text{ mm}$ であった。

この設定で、ターゲット容器で毎秒 8.2×10^7 個の ^{19}Ne が生成されるとし、式 (2.32)、(2.50)、(2.55)、(2.56)、(2.58)、(2.102) を用いて数値計算を行い、得られる ^{19}Ne の崩壊数、偏極率を求めた。その値を以下の表に載せる。



図 2.13: 今回の実験での設定 (1) 四重極磁石あり (2) 四重極磁石なし

得られる崩壊数と開けるスリット

設定	ターゲット 容器の温度 T_t (K)	スピンの磁場に平行の ^{19}Ne の崩壊数 (個/秒)			スピンの磁場に反平行の ^{19}Ne の崩壊数 (個/秒)		
		平行用	調整用	反平行用	平行用	調整用	反平行用
(1) 磁石なし	285	2.2×10^2	9.7×10	2.3×10^2	2.2×10^2	9.7×10	2.4×10^2
(2) 磁石あり	285	2.2	4.2	0.81	0.77	4.1	2.3
(2) 磁石あり	80	3.7	3.5	0.22	0.22	3.3	3.6

得られる偏極率と開けるスリット

設定	ターゲット 容器の温度 T_t (K)	偏極率	
		平行用	反平行用
(2) 磁石あり	285	48%	48%
(2) 磁石あり	80	89%	89%

そのときの ^{19}Ne の分布を図 2.14, 2.15, 2.16 に示す。青色で示されているのはスピンの磁場に平行の粒子、赤色で示されているのはスピンの磁場に反平行の粒子である。

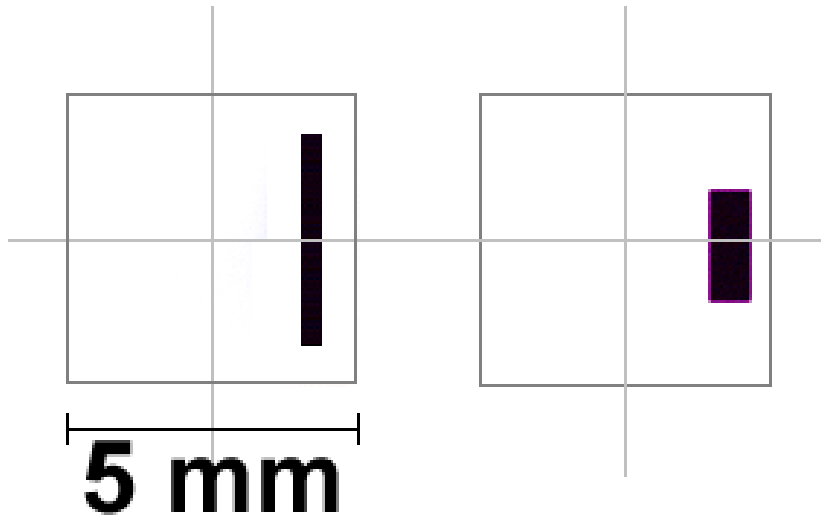


図 2.14: スリット 1(左) とスリット 2(右) : 黒い部分がスリットを表わし、灰色の枠は今回用いた四重極磁石の空洞の大きさ 5 mm 四方を表わす。

2.5.2 偏極率測定の所要時間

2.5.1 で得られた結果から偏極率を測定するのにかかる時間を見積もる。問題になるのはバックグラウンドである。

(i) 存在の確認

陽電子の検出数 : $N_0 \exp(-t/\tau)$ 個/秒 τ :平均寿命

バックグラウンド : B 個/秒

とし、 $\alpha\tau$ 秒の測定を n 回繰り返す場合を考える。

総検出数は、

$$\begin{aligned} \text{陽電子 + バックグラウンド} &: n \{ N_0(1 - e^{-\alpha}) + B\alpha \} \tau \pm \sqrt{n \{ N_0(1 - e^{-\alpha}) + B\alpha \} \tau} \text{ 個/秒} \\ \text{バックグラウンド} &: nB\alpha\tau \pm \sqrt{nB\alpha\tau} \text{ 個/秒} \end{aligned}$$

であるから、引き算すると正味の陽電子の分は、

$$n\tau N_0(1 - e^{-\alpha}) \pm \sqrt{n\tau \{ N_0(1 - e^{-\alpha}) + 2B\alpha \}} \text{ 個/秒} \quad (2.105)$$

である。 2σ で有意に陽電子がゼロではないこと言うには、

$$n\tau N_0(1 - e^{-\alpha}) > 2\sqrt{n\tau \{ N_0(1 - e^{-\alpha}) + 2B\alpha \}}$$

より

$$n > 4 \left\{ \frac{1}{N_0\tau(1 - e^{-\alpha})} + \frac{2B\alpha}{N_0^2(1 - e^{-\alpha})\tau} \right\} \text{ 回} \quad (2.106)$$

の測定が必要であることがわかる。時間にするると $4\alpha\tau \left\{ \frac{1}{N_0\tau(1 - e^{-\alpha})} + \frac{2B\alpha}{N_0^2(1 - e^{-\alpha})\tau} \right\}$ 秒以上の測定である。

(ii) 偏極していることの確認 1

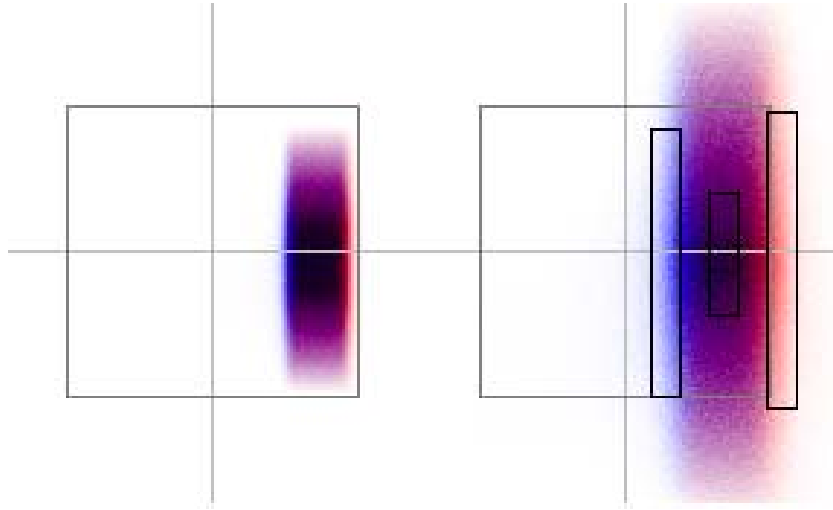


図 2.15: ターゲット容器の温度 $T_t=80$ K のときの四重極磁石末端 (左) とスリット 3(右) での ^{19}Ne 原子の分布 : 青がスピンの磁場に平行な粒子を、赤がスピンの磁場に反平行な粒子を表わす。右図の 3 つの黒枠がスリット 3 を表わす。左から平行用、調整用、反平行用である。

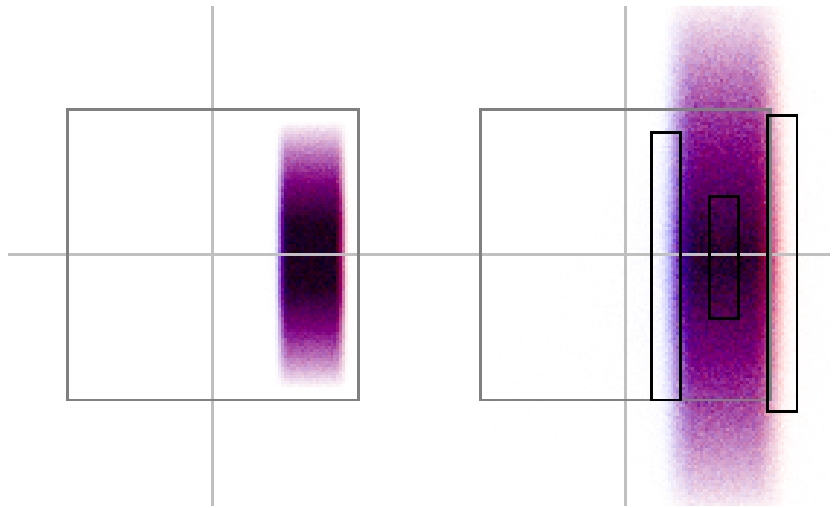


図 2.16: ターゲット容器の温度 $T_t=285$ K のときの四重極磁石末端 (左) とスリット 3(右) での ^{19}Ne 原子の分布 : 青がスピンの磁場に平行な粒子を、赤がスピンの磁場に反平行な粒子を表わす。右図の 3 つの黒枠がスリット 3 を表わす。左から平行用、調整用、反平行用である。

非対称度を β として、

検出器 A には $N_0(1 + \beta) \exp(-t/\tau)$ 個/秒

検出器 B には $N_0(1 - \beta) \exp(-t/\tau)$ 個/秒

の検出があるとする。(i) の τ, B, α, n を使えば、総検出数は

$$\text{検出器 A: } n\tau \{N_0(1 + \beta)(1 - e^{-\alpha}) + B\} \pm \sqrt{n\tau \{N_0(1 + \beta)(1 - e^{-\alpha}) + B\alpha\}} \text{ 個} \quad (2.107)$$

$$\text{検出器 B: } n\tau \{N_0(1 - \beta)(1 - e^{-\alpha}) + B\} \pm \sqrt{n\tau \{N_0(1 - \beta)(1 - e^{-\alpha}) + B\alpha\}} \text{ 個} \quad (2.108)$$

となる。2つの差は

$$2n\tau N_0\beta(1 - e^{-\alpha}) \pm \sqrt{2n\tau \{N_0(1 - e^{-\alpha}) + B\alpha\}} \text{ 個} \quad (2.109)$$

これが 2σ で有意にゼロでないためには、

$$n > \frac{2}{\beta^2} \left\{ \frac{1}{N_0\tau(1 - e^{-\alpha})} + \frac{B\alpha}{N_0^2(1 - e^{-\alpha})\tau} \right\} \text{ 回} \quad (2.110)$$

の測定が必要であることがわかる。時間にすると $\frac{2\alpha\tau}{\beta^2} \left\{ \frac{1}{N_0\tau(1 - e^{-\alpha})} + \frac{B\alpha}{N_0^2(1 - e^{-\alpha})\tau} \right\}$ 秒以上の測定である。

ただし、ビームを出しているときはバックグラウンドが多過ぎるので、ビームを止めてから測定しなければならないからさらに数倍の時間が必要になる。

(iii) 偏極していることの確認 2

ビームを出しつづけ平衡状態になっている場合について考える。(ii) の β を使って、

検出器 A には $N_0(1 + \beta)$ 個/秒

検出器 B には $N_0(1 - \beta)$ 個/秒

の検出があるとする。測定時間 t 、(i) の B を使えば、総検出数は

$$\text{検出器 A: } t \{N_0(1 + \beta) + B\} \pm \sqrt{t \{N_0(1 + \beta) + B\}} \text{ 個} \quad (2.111)$$

$$\text{検出器 B: } t \{N_0(1 - \beta) + B\} \pm \sqrt{t \{N_0(1 - \beta) + B\}} \text{ 個} \quad (2.112)$$

となる。2つの差は

$$2tN_0\beta \pm \sqrt{2t \{N_0 + B\}} \text{ 個} \quad (2.113)$$

これが 2σ で有意にゼロでないためには、

$$t > \frac{2}{\beta^2} \left(\frac{1}{N_0} + \frac{B}{N_0^2} \right) \text{ 秒} \quad (2.114)$$

の測定が必要であることがわかる。

ただし、ビームを出しているとバックグラウンドが大きく増えるため、その分測定時間が長くなってしまふ。それを防ぐためには貯蔵槽、シンチレータ周りの遮蔽は必須である。

2.6 $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ の全断面積

$^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ の断面積を、今回の実験では事前に自分達で測定することは試みず、過去の実験データから推定することにした。過去 $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ の全断面積を調べている実験の論文として [26], [27], [28] がある。以下に、この3つの実験のデータを載せる。

[26] でのデータ

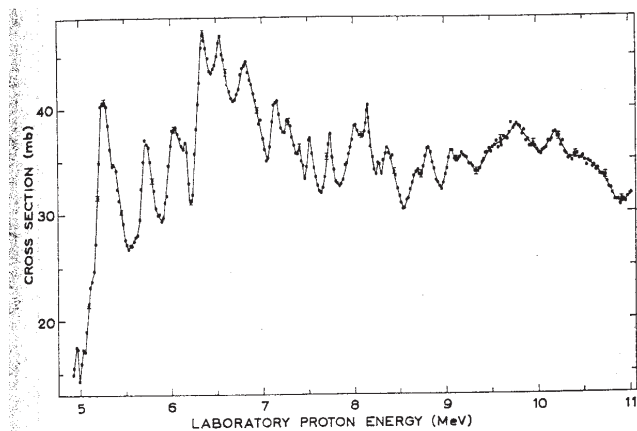


Fig. 3. The total $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ cross section as a function of proton energy.

図 2.17:

[27] でのデータ

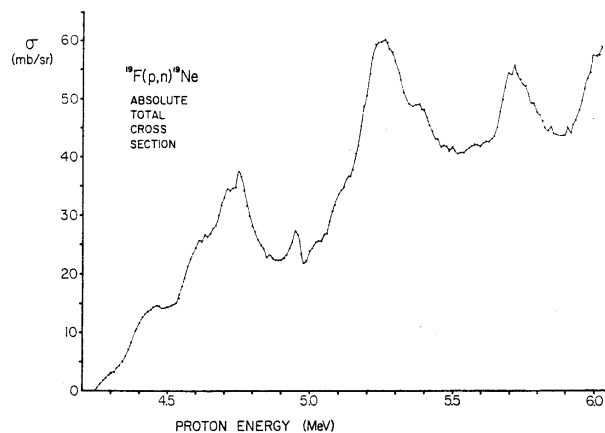


Fig. 3. The absolute total cross section for the reaction $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ as a function of proton energy. The energy resolution is ± 5 keV at 5.0 MeV.

図 2.18:

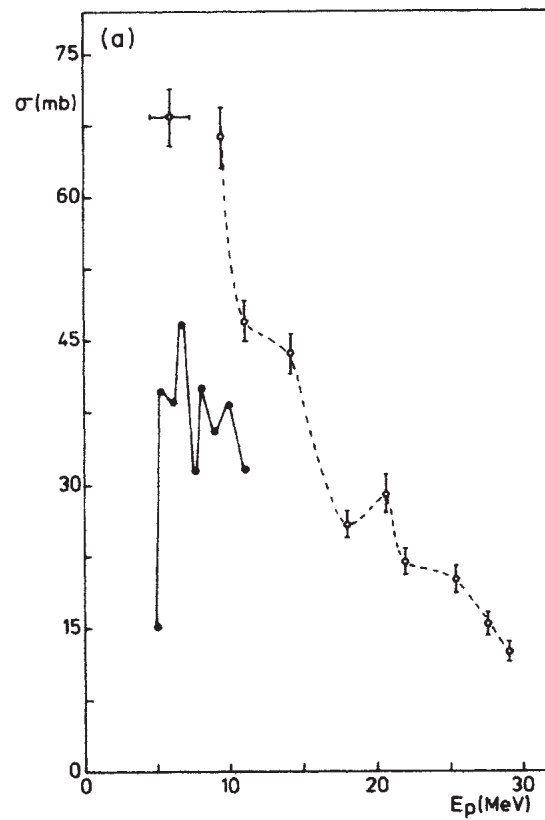


FIG. 4. (a) Total cross section for the $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ reaction, from this work (open dots) and from Ref. 18 (closed dots). The uncertainty on the data of Ref. 18 is $\pm 15\%$. (b) Thick target yields from the $p + ^{19}\text{F}$ reaction from this work, for the production of ^{19}Ne (closed dots) and of ^{15}O (open dots).

図 2.19:

2.6.1 $^{19}\text{F}(\text{p},\text{n})^{19}\text{Ne}$ の全断面積

[26] のデータ (図 2.17) は, proton beam の入射エネルギー E_p が 4.9MeV から 11.0MeV までのものであるが, この筆者たちが $\pm 15\%$ の不確定さがあると述べている.

また, [27] のデータ (図 2.18) は E_p がしきい値の 4.324MeV から 6.010MeV までのものであり, [28] のデータ (図 2.19) はしきい値の 4.24MeV から 28MeV までのものである.

この 3 つのデータから今回の実験 (proton beam の入射エネルギー E_p は 10MeV から 12MeV 程度) において, $^{19}\text{F}(\text{p},\text{n})^{19}\text{Ne}$ の全断面積 σ は

$$\sigma \simeq 50\text{barn}$$

と推定される.

2.6.2 ^{19}Ne の生成量

陽子ビーム (入射エネルギー E_p , 強度 $I=100\text{nA}$) を PTFE 粉末 (Polytetrafluoroethylene, $-\text{CF}_2-$) に照射した場合の (p,n) 反応による ^{19}Ne の生成量は以下の表のとおりである. (ただし, ここでの ^{19}Ne の生成量は PTFE 粉末中で生成された ^{19}Ne はすべて粉末中から出てくるものと仮定している)

陽子入射エネルギー E_p [MeV]	^{19}Ne の生成量 [個/sec]
5	3.4×10^6
6	1.5×10^7
7	2.9×10^7
8	4.5×10^7
9	6.3×10^7
10	8.2×10^7
11	1.0×10^8
12	1.3×10^8

今回の実験で用いた陽子ビームは, 予備実験 2 で 12MeV, 予備実験 1, 本実験, 追加実験で 10MeV であるので, 今回の実験での ^{19}Ne の生成量は以下の表のように推定される.

	入射エネルギー E_p [MeV]	^{19}Ne の生成量 [個/sec]
予備実験 1	10	8.2×10^7
予備実験 2	12	1.3×10^8
本実験	10	8.2×10^7
追加実験	10	8.2×10^7

2.7 陽子の入射で生成される核

今回の実験ではPTFE(Polytetrafluoroethylene, -CF₂-) 粉末に陽子 p を入射し, ¹⁹F(p,n)¹⁹Ne 反応で生成される ¹⁹Ne を、その原子核の磁気双極子モーメントにより Stern-Gerlach 法で偏極させることを考えた。ところが、PTFE 粉末中は ¹²C, ¹³C, ¹⁹F(天然存在比 C:¹²C:¹³C=98.90%:1.10%, F:¹⁹F=100%) を含んでおり、また陽子の入射エネルギーが 10 ~ 12MeV と小さくないものであるため、様々な反応が起こる。そこで以下で実際に起こりうる反応を列挙し、¹⁹Ne 以外に β 崩壊をし我々の測定に問題となる核が生成されるかについて考察した (¹⁹Ne の β 崩壊で出てくる e⁺ をプラスチックシンチレーターのみで観測したため)。

2.7.1 陽子の入射エネルギーが $E_p < 12\text{MeV}$ のとき、起こりうる反応

¹²C, ¹³C, ¹⁹F に陽子 (入射エネルギーが $E_p \leq 12\text{MeV}$) を照射し、終状態の原子核の数が 7 つ以下である場合に起こりうる反応は下記の反応 (表 2.7.1) に限られる (ただし, Q[MeV] は反応の Q 値である)。

¹² C		
反応	Q[MeV]	$E_p^{\text{しきい}}$
¹² C(p,γ) ¹³ N	1.944	-2.107
¹² C(p,p) ¹² C	0	0
¹² C(p,α) ⁹ B	-7.552	8.186
¹² C(p, ⁵ Li) ⁸ Be	-9.332	10.115
¹² C(p,pα) ⁸ Be	-7.367	7.985
¹² C(p,2α) ⁵ Li	-9.240	10.015
¹² C(p,2α) ⁵ Li	-7.275	7.885
¹³ C		
反応	Q[MeV]	$E_p^{\text{しきい}}$
¹³ C(p,γ) ¹⁴ N	7.551	-8.135
¹³ C(p,p) ¹³ C	0	0
¹³ C(p,d) ¹² C	-2.722	2.933
¹³ C(p,n) ¹³ N	-3.003	3.235
¹³ C(p,α) ¹⁰ B	-4.062	4.376
¹³ C(p, ⁶ Li) ⁸ Be	-8.614	9.281
¹³ C(p,pn) ¹² C	-4.946	5.329
¹³ C(p,2α) ⁶ Li	-8.522	9.182
¹³ C(p,dα) ⁸ Be	-10.088	10.870
¹³ C(p,pα) ⁹ Be	-10.647	11.472
¹³ C(p,d)3α	-9.996	10.771

¹⁹ F		
反応	Q[MeV]	$E_p^{\text{しきい}}$
¹⁹ F(p,γ) ²⁰ Ne	12.843	-13.524
¹⁹ F(p,p) ¹⁹ F	0	0
¹⁹ F(p,α) ¹⁶ O	8.114	-8.544
¹⁹ F(p, ⁸ Be) ¹² C	0.860	-0.905
¹⁹ F(p,n) ¹⁹ Ne	-4.021	4.234
¹⁹ F(p, ⁵ Li) ¹⁵ N	-5.979	6.296
¹⁹ F(p,d) ¹⁸ F	-8.208	8.643
¹⁹ F(p, ³ He) ¹⁷ O	-8.321	8.762
¹⁹ F(p, ⁵ He) ¹⁵ O	-8.440	8.888
¹⁹ F(p,t) ¹⁷ F	-11.100	11.688
¹⁹ F(p, ⁶ Li) ¹⁴ N	-11.148	11.739
¹⁹ F(p,2α) ¹² C	0.952	-1.002
¹⁹ F(p,pα) ¹⁵ N	-4.014	4.227
¹⁹ F(p,α)2 ⁸ Be	-6.507	6.852
¹⁹ F(p,nα) ¹⁵ O	-7.550	7.950
¹⁹ F(p,2p) ¹⁸ O	-7.994	8.418
¹⁹ F(p,pn) ¹⁸ F	-10.432	10.985
¹⁹ F(p,3α) ⁸ Be	-6.415	6.755
¹⁹ F 5α	-6.323	6.658

表 2.6.1 陽子の入射エネルギーが $E_p < 12\text{MeV}$ のとき、起こりうる反応

2.7.2 陽子の入射エネルギーが $E_p \leq 12\text{MeV}$ のとき, 生成されうる核

^{12}C , ^{13}C , ^{19}F に陽子 (入射エネルギーが $E_p \leq 12\text{MeV}$) を照射し, 終状態の原子核の数が7つ以下であり, さらにいずれもその基底状態になる場合に生成されうる核は表 2.7.1 で考えた反応から下記の表 2.7.2 の核に限られる.

Q は反応の Q 値, T_e^{max} は出てくる (陽) 電子の運動エネルギーの最大値である.

$$\beta^- \text{崩壊のとき} : T_e^{max} = Q$$

$$\beta^+ \text{崩壊のとき} : T_e^{max} = Q - 2m_e (m_e \text{は電子の質量})$$

生成核	J^π	$\tau_{1/2}$ or Γ	壊変形式	Q [MeV]	T_e^{max} [MeV]	核磁気モーメント [μ_N]	質量数
γ	1^-	stable					
n	$\frac{1}{2}^+$	613.9 \pm 0.6 sec	β^-	0.782354	0.782	-1.9130427(5)	1.008664923(2)
p	$\frac{1}{2}^+$	stable					
d	1^+	stable					
t	$\frac{1}{2}^+$	12.33 year	β^-	0.018591	0.019	+2.97896244(4)	
^3He	$\frac{1}{2}^+$	stable					
α	0^+	stable					
^5He	$\frac{3}{2}^-$	0.60MeV	αn	0.89			
^5Li	$\frac{3}{2}^-$	1.5MeV	αp	1.97			
^6Li	1^+	stable					
^8Be	0^+	6.8eV	2α	0.09184			
^9Be	$\frac{3}{2}^-$	stable					
^{10}B	3^+	stable					
^{12}C	0^+	stable					
^{13}C	$\frac{1}{2}^-$	stable					
^{13}N	$\frac{1}{2}^-$	9.965 \pm 0.004 min	β^+	2.2204	1.198	-0.3222(4)	13.0057386(3)
^{14}N	1^+	stable					
^{15}N	$\frac{1}{2}^-$	stable					
^{15}O	$\frac{1}{2}^-$	122.24 \pm 0.16 sec	β^+	2.7539	1.732	+0.71951(12)	15.0030654(5)
^{16}O	0^+	stable					
^{17}O	$\frac{5}{2}^+$	stable					
^{17}F	$\frac{5}{2}^+$	64.49 \pm 0.16 sec	β^+	2.7607	1.739	+4.7213(3)	17.0020952(3)
^{18}O	0^+	stable					
^{18}F	1^+	109.77 min	β^+	1.6555	0.634		
^{19}F	$0\frac{1}{2}^+$	stable					
^{19}Ne	$\frac{1}{2}^+$	17.34 \pm 0.09 sec	β^+	3.2385	2.216	-1.88542(8)	19.0018798(6)
^{20}Ne	0^+	stable					

表 2.6.2 陽子の入射エネルギーが $E_p \leq 12\text{MeV}$ のとき, 生成されうる核

2.8 陽子の入射にともない β 崩壊して問題となる生成核

陽子が入射エネルギー $E_p \leq 12\text{MeV}$ で PTFE 粉末に入射したとき生成される核で ^{19}Ne 以外に β^- or β^+ 崩壊する核 (核子) は中性子 n, トリチウム t, ^{13}N , ^{15}O , ^{17}F , ^{18}F がある. しかし, トリチウム t, ^{18}F については出てくる (陽) 電子のエネルギー T_e^{max} が中性子 n からの電子のそれより小さいので問題にはならないと判断した. また中性子 n についても半減期が 10min 以上と ^{19}Ne の半減期がおよそ 17sec ということから問題にはならないと判断した. 以下で ^{13}N , ^{15}O , ^{17}F について, さらに詳しく考察していく.

2.8.1 ^{13}N

以下の2つの反応で ^{13}N が生成される.

反応	Q[MeV]	$E_p^{\text{しきい}}$
1. $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$	1.944	-2.107
2. $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$	-3.003	3.235

図 2.20([29]), 図 2.21([30]) は 1. の反応の微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ のデータである.

この2つのデータから $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ の全断面積 σ_{tot} は $\sigma_{\text{tot}} \simeq 50\mu\text{barn}$ くらいであると推定される.

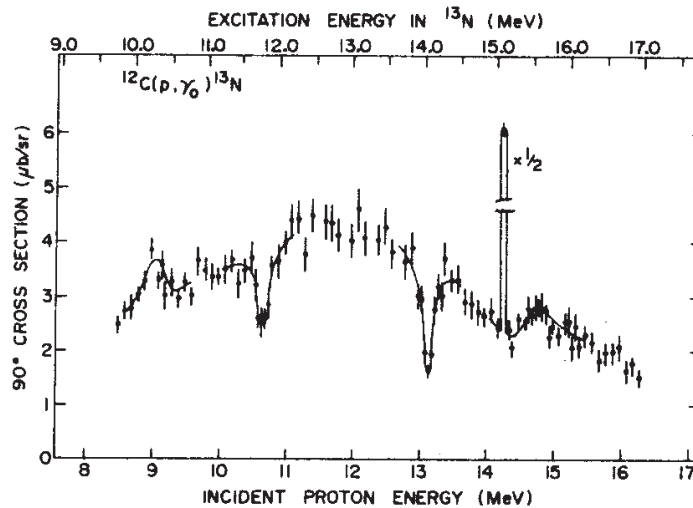
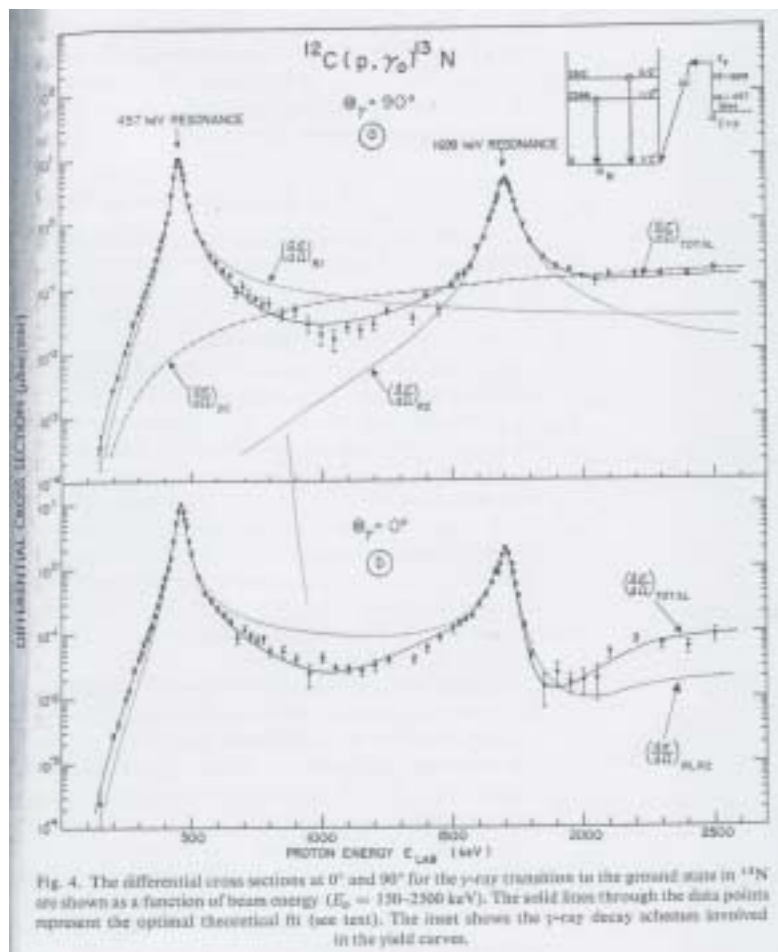


FIG. 4. The 90° yield curve for the reaction $^{12}\text{C}(p,\gamma_0)^{13}\text{N}$. The solid lines are fits to the data as described in the text. The narrow peak at $E_x = 15.1\text{ MeV}$ is due to the first $T = 3/2$ level in ^{13}N . The errors shown are purely statistical and do not include a $\pm 25\%$ uncertainty in the absolute normalization.

図 2.20:



☒ 2.21:

図 2.22([31]) は 2. の反応の全断面積 σ_T のデータである。

このデータから $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$ の全断面積 σ_T は $\sigma_T \simeq 150\text{mbarn}$ くらいであると推定される。

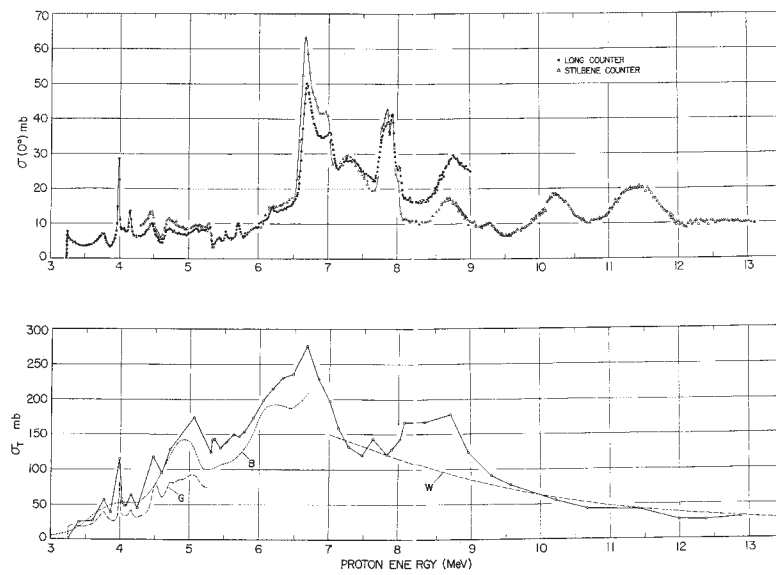


Fig. 2. Upper part: The $\text{C}^{13}(p, n)\text{N}^{13}$ reaction cross section (per unit solid angle) at 0° . Abscissa and ordinates are given in the laboratory system. The open triangles represent the cross section to the ground state of N^{13} only, the dots the cross section for all neutrons. Lower part: Total cross section of the $\text{C}^{13}(p, n)\text{N}^{13}$ reaction to the ground state of N^{13} as a function of the proton laboratory energy. The open circles represent the present data. The results of Gibbons and Macklin ⁽¹⁾ (G), Blaser *et al.* ⁽²⁾ (B), and Whitehead and Foster ⁽³⁾ (W) are also shown for comparison.

☒ 2.22:

2.8.2 ^{15}O

以下の2つの反応で ^{15}O が生成される.

反応	Q[MeV]	E_p しきい
1. $^{19}\text{F}(p, n\alpha)^{15}\text{O}$	-7.550	7.950
2. $^{19}\text{F}(p, ^5\text{He})^{15}\text{O}$	-8.440	8.888

図 2.23([28]) は, $^{19}\text{F}+p$ での ^{15}O の生成量のデータ(^{19}Ne の生成量との比較)である.

このデータから proton beam の入射エネルギー $E_p \geq 10\text{MeV}$ であると ^{15}O の割合が多くなること
 がわかる(断面積のデータは見つかりませんでした).

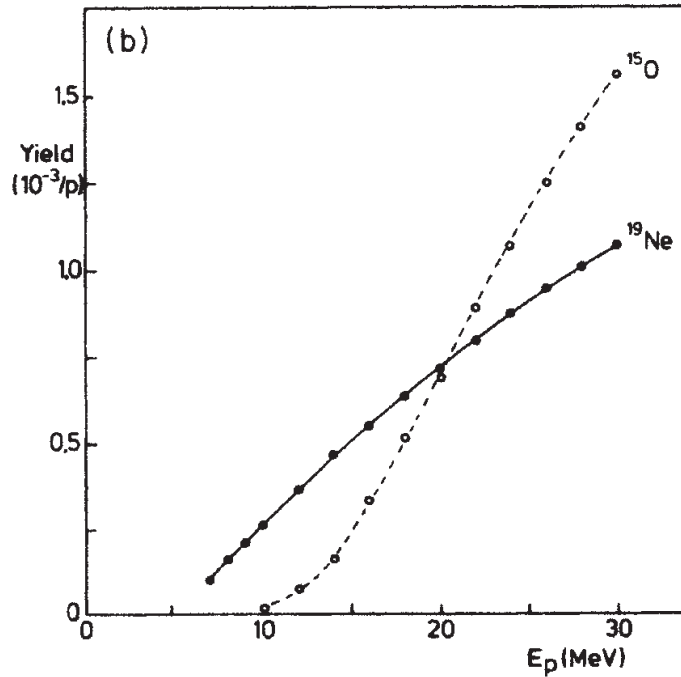


FIG. 4. (a) Total cross section for the $^{19}\text{F}(p, n)^{19}\text{Ne}$ reaction, from this work (open dots) and from Ref. 18 (closed dots). The uncertainty on the data of Ref. 18 is $\pm 15\%$. (b) Thick target yields from the $p + ^{19}\text{F}$ reaction from this work, for the production of ^{19}Ne (closed dots) and of ^{15}O (open dots).

図 2.23:

2.8.3 ^{17}F

以下の1つの反応で ^{17}F が生成される.

反応	Q[MeV]	$E_p^{\text{しきい}}$
$^{19}\text{F}(p,t)^{17}\text{F}$	-11.100	11.688

図 2.24([32]) は,proton beam の入射エネルギー $E_p=22.8\text{MeV}$ での微分断面積 $\sigma(\theta)_{\text{C.M.}}$ のデータである.

このデータから全断面積 σ_{tot} は, $\sigma_{\text{tot}} < 10\text{mbarn}$ であると推定される.

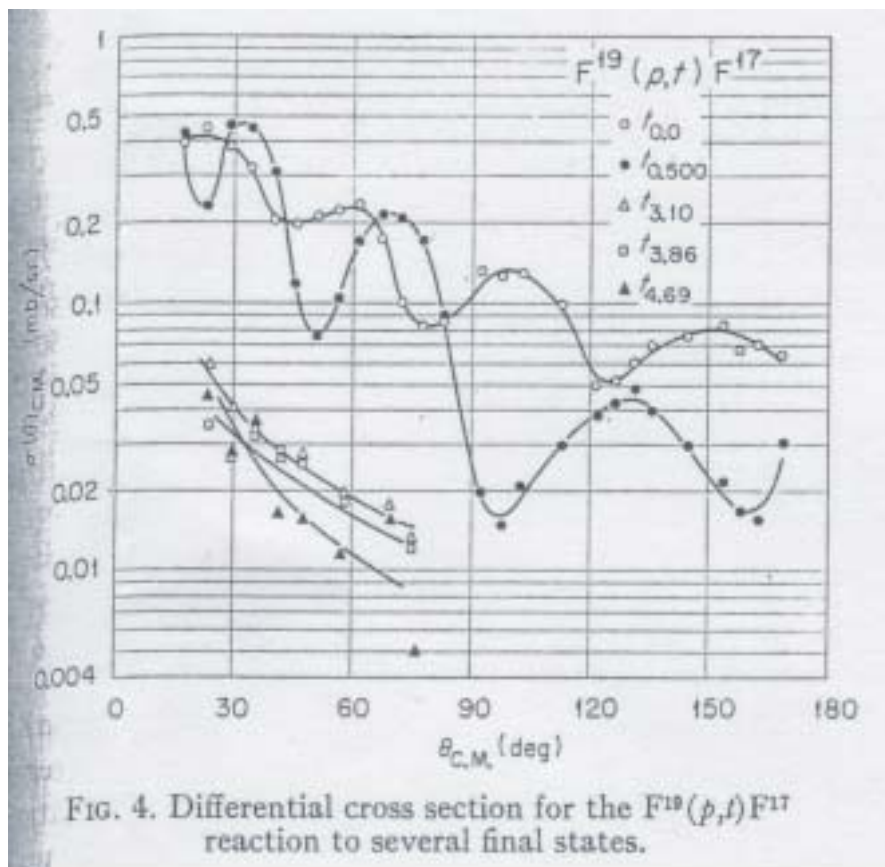


図 2.24:

2.8.4 まとめ

仮に, ^{13}N , ^{15}O , ^{19}Ne , おのこの核の生成量が等しいとして, 常に ^{19}Ne を1に規格化すると各段階でのこの核の数は, 下の表ようになる. ただし, source cavity の体積を $2.2 \times 10^{-4}\text{m}^3$, source cavity の温度を80K, 貯蔵容器の体積を $1.26 \times 10^{-3}\text{m}^3$, 貯蔵容器の温度を290Kとして計算した.

	^{19}Ne	^{15}O	^{13}N
ターゲットでの生成数	1	1	1
四重極磁石 (スリット 2) への入射数	1	1.79	1.97
貯蔵容器 (スリット 3) への入射数	1	1.24	1.18
貯蔵容器内での崩壊数	1	0.28	0.06

ここで, ^{17}F は反応のしきい値 $E_p^{\text{しきい}}$ が11.688MeVと高いので, 表よりは除外することにした.

天然存在比 C; ^{12}C : ^{13}C =98.90%:1.10%, F; ^{19}F =100%であることを考慮すると,

(1) ^{17}F

$^{19}\text{F}(p,t)^{17}\text{F}$ の反応はしきい値 $E_p^{\text{しきい}}$ が11.688MeVと高く, 全断面積も $E_p = 22.8\text{MeV}$ でも $\sigma < 10\text{mbarn}$ と小さめである.

以上から, ^{17}F は今回の実験では問題にならないと推定される. (2) ^{13}N

$^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ は全断面積が $\sigma \simeq 50\mu\text{barn}$ と小さく,

$^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$ は全断面積が $\sigma \simeq 150\text{mbarn}$ と大きい, PTFE粉末中の ^{13}C の比率は ^{19}Ne の約1/180と小さい.

さらに, ^{13}N の寿命が長く, 貯蔵容器内で崩壊する割合も小さい. また, 出てくる e^+ のend point energyも1.198MeVと ^{19}Ne の場合の2.216MeVと差がある.

以上から, ^{13}N は今回の実験では問題にならないと推定される.

(3) ^{15}O

$^{19}\text{F}(p,n\alpha)^{15}\text{O}$, $^{19}\text{F}(p,^5\text{He})^{15}\text{O}$ の反応は, しきい値 $E_p^{\text{しきい}}$ がそれぞれ7.950MeV, 8.888MeVと低めであり, 出てくる e^+ のend point energyも1.732MeVと高めで, ^{19}Ne の場合の2.216MeVに被っているので, 今回の実験で問題になる生成核と思われる.

しかし, 図2.23よりproton beamの入射エネルギー E_p が10MeVより小さければ, ^{15}O は ^{19}Ne に比べて生成量が少ないことがわかる.

以上から, ^{15}O は今回の実験で問題になるので, $E_p < 10\text{MeV}$ ぐらいで実験するのがよいと考えられる.

第3章 実験方法とデータおよび解析

予備実験では12MeVに加速したprotonを、Gコース散乱槽先の角チェンバー及びその先の管の末端に置かれた標的に入射し、角チェンバーに生成した ^{19}Ne を溜め、 ^{19}Ne が β^+ 崩壊して発生する e^+ が減衰していく様を観測した。本実験及び追加実験では10MeVのprotonビームを、Gコース散乱槽中央に吊り下げた標的に入射し、生成された ^{19}Ne を本実験では3枚の、追加実験では2枚のスリットを通して、側面に伸ばした管の先に接続した貯蔵槽に溜め、予備実験と同じく ^{19}Ne が β^+ 崩壊して発生する e^+ が減衰していく様をプラスチックシンチレータで観測した。本実験では ^{19}Ne の偏極のため、散乱槽と貯蔵槽の間の管内に四重極磁石を置いた。

ターゲットとしてはPTFE粉末を用いた。PTFEを選んだ理由は後述する(3.1)。

実験は京都大学理学部物理学教室にあるタンデム加速器実験棟Gコースで行った。

3.1 PTFE粉末標的

$^{19}\text{F}(p, n)^{19}\text{Ne}$ 反応で生成された ^{19}Ne をその原子核の磁気双極子モーメントによりStern-Gerlach法で偏極させるには、 ^{19}Ne が1個の中性原子として標的から真空中に現れる必要があるため、生成物が放出されやすい標的であることが必要である。また大規模な循環系を用いる必要が無く、取り扱いが容易であることも重要である。これらを満たす標的の候補として1999年度課題研究P1で用いられた粉末標的がある。今回の実験では標的は ^{19}F を含む必要があったので、粉末標的としてPTFE(Polytetrafluoroethylene、 $-\text{CF}_2-$)粉末を用いた。

3.1.1 PTFEの性質

PTFE(Polytetrafluoroethylene、 $-\text{CF}_2-$)は一般にはTeflonとして知られる。

今回の実験で用いたのはShamrock Technologies, Inc.のFluoroPURE 100Cである。Shamrock Technologies, Inc.の検査によるFluoroPURE 100Cの性質を以下の表に記す。

項目	物性値	検査方法
概観	白色微粉末、流動性が良い	目視
臭気	ほとんど無臭	
融点	320±10	ASTM D-4591
比重	2.15±0.05	
平均粒子半径	1-2 μm	顕微鏡
純度	99%以上	FTIR

3.1.2 PTFE 粉末の密度測定

PTFE 粉末の密度を測定し、実験に使うふるいを決め、実験の際に必要な粉の厚さを求めた。

方法

1. メッシュの密度がそれぞれ 60 mesh/inch, 100 mesh/inch, 150 mesh/inch である 3 種類のふるい（久宝金属製作所製、ステンレス製）を用意した。
2. 方眼紙を用いて、縦 × 横 × 高さ = 30 mm × 30 mm × 10 mm の升を作った。
3. ふるいに PTFE 粉末を入れ、高さが 10 mm になるまで、升の上で粉をふるった。
4. 時間がかかる場合には、高さが 10 mm になる前にふるうのをやめ、その時点での粉の高さを測った（目測）。
5. ふるう前とふるった後の質量差を電子天秤で計測し、PTFE 粉末の密度を求めた。
6. また、ふるいをういずにスプーンで直接升に盛った場合の密度も測定した。

結果

条件	平均密度 [g/cm ³]	所要時間
ふるわない	0.48	約 1 分
60 mesh/inch	0.45	約 3 分
100 mesh/inch	0.32	約 25 分
150 mesh/inch	0.42	約 1 時間 (3mm)

・ 60 mesh/inch のふるいは密度はふるわない場合とほぼ同じであるが、すぐに粉をふるうことができた。

・ 100 mesh/inch のふるいをういたときの密度は、60 mesh/inch のふるいをういたときの密度の約 7 割であるが、ふるうのに時間がかかった。

結論

- ・ 所要時間を考慮し、60 mesh/inch のふるいをういて実験をする。
- ・ 12 MeV の陽子が PTFE 中で $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ 反応での敷居値に落ちるまでの飛程 d は $d=0.175$ g/cm² であり、PTFE 粉末の密度は 0.32~0.45 g/cm³ であって、PTFE 粉末をふるう台の傾斜角は 15° 程度なので、飛程 d に対応する粉の厚さは 1.0~1.5 mm 程度である。

3.1.3 PTFE 粉末標的の設置

予備実験と本実験で用いた PTFE 粉末をふるった台は下記のとおりである。

	台の材質	台の厚み [μm]	台の大きさ [mm] (長さ \times 幅 \times 高さ)	PTFE 粉末の厚み (目視)	傾斜角
予備実験	アルミ箔	40	180 \times 35 \times 35	2 mm 以上	11°
本実験	カプトン箔	10	70 \times 25 \times 20 を 2 台	1 mm 程度と 2 mm 程度	16°

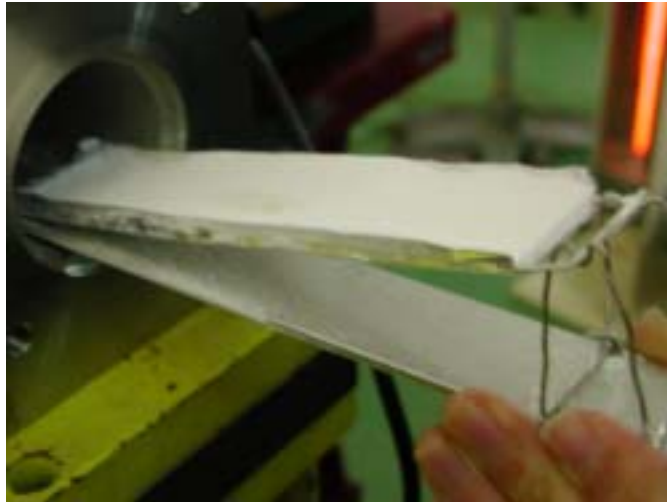


図 3.1: 予備実験ターゲット



図 3.2: 本実験ターゲット

3.2 β 線の検出

この実験では、 ^{19}Ne の崩壊によって放出される β 線を観測するのにプラスチックシンチレータを利用した。入射した β 線によるプラスチックシンチレータの発光は微弱なので、その光をライトガイドを通して光電子増倍管に入れることで観測した。ただし光電子増倍管を用いる場合、暗電流によってノイズが発生してしまうため、このノイズが測定されないように工夫する必要がある。この実験では光電子増倍管を2個1対で使用し、その信号のcoincidenceをとることで暗電流ノイズを減らすことにした。

3.2.1 回路図

β 線が検出器に入ってから信号を処理して実際に測定するまでの様子を図に示す。

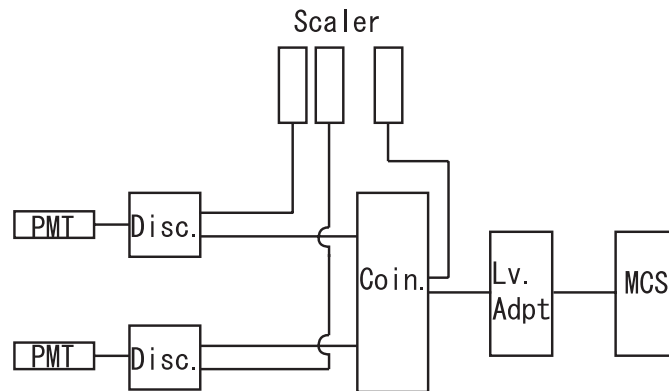


図 3.3: 回路図 (予備、追加実験時)

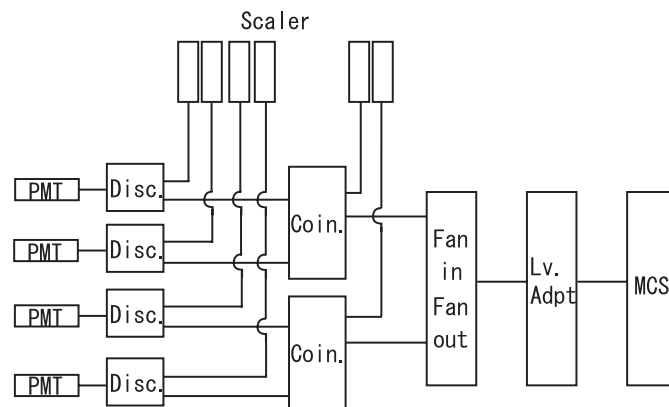


図 3.4: 回路図 (本実験時)

β 線は、シンチレータを通過した際の発光をフォトマルが検出することで信号に変換される。その信号は Discriminator によって微弱なノイズと分けられ一定時間幅の矩形波に変換される。この

信号は2系統の信号に分けられ一方が Scaler に入力してシグナル数としてカウントされ、もう一方が Coincidence に入力する。Coincidence は入力された2つの信号に時間的に重なりがあるときにパルス波を出力し、その信号はまた2系統に分けられ一方が Scaler に、もう一方が Level Adapter に入力して NIM から TTL の論理に変換される。この信号が MCS に入力しその情報が PC に送られて、 β 線の検出頻度の時間変化を測定することが出来る。

本実験についての補足

本実験ではシンチレータを2対4枚使用したが、イベント数が少なかったため、本来の2系統の非対称度の測定に代えて、まずカウント数の稼げる2系統の和によって ^{19}Ne の貯蔵槽までの到達を確認することにした。これらの信号を一元化して MCS に入力するために Coincidence を出た2つの信号を Fan-in Fan-out に入力して2つの信号の和をとり、それを Level Adapter に入力した。

3.3 下位1ビット落ちの Poisson 分布

この実験ではイベント係数手段として Laboratory Equipment 社の Network MCA LN-6400(以後, NMCA と略す)を用いたが、この NMCA は計測数の下位1ビットが落ちており、計測数が少ない領域において特別な扱いが必要であった。

3.3.1 NMCA の下位1ビット落ち

予備実験の開始すぐに NMCA が出力する値が全て偶数である事が判明した。当初は他の回路の不具合によるダブルカウンティングも疑われたが、同一の 10^5 個程度のパルスを他の Scaler にも送り比較してみたところ、計測数は倍の値ではなく1%程度の範囲で精度で一致していた。よって、偶数値しか観測されない原因は NMCA が値を出力する際に下位1ビットを落としている事と推定された。下位1ビット落ちとは例えば、5は2進数で101であるが、下位1ビットが落ちて常に0を示すようになると、本来5であった信号が100、つまり4とみられてしまうという事である。

3.3.2 分布関数

真値 ν の Poisson 分布が測定値 y を与える確率は以下ようになる。

$$P(y; \nu) = \frac{\nu^y}{y!} e^{-\nu} \quad (3.1)$$

今、下位1ビットが落ちている時、測定値 y' が得られる確率は、真の測定値が $y = y', y' + 1$ の時だから、

$$\begin{aligned} P'(y'; \nu) &= P(y'; \nu) + P(y' + 1; \nu) \\ &= \frac{\nu^{y'}}{y'!} e^{-\nu} + \frac{\nu^{y'+1}}{(y'+1)!} e^{-\nu} \\ &= \frac{\nu^{y'}}{(y'+1)!} e^{-\nu} (\nu + y' + 1) \end{aligned} \quad (3.2)$$

となる。これを元に1回のみ測定に対して最尤推定を行った場合、結果は $\nu = \sqrt{y(y+1)}$ となる。

3.3.3 定常的な値の最尤推定

さて、多数回の測定に対して最尤推定をためには、それぞれの測定に対して確率の積をとる必要がある。

$$P' = \prod_{i=1}^n P'_i(y_i; \nu) \quad (3.3)$$

この P' を最小にするような ν を求めたいのだから、 ν について微分すると、

$$\frac{\partial P'}{\partial \nu} = P' \sum_{i=1}^n \frac{1}{P'_i} \frac{\partial P'_i}{\partial \nu}. \quad (3.4)$$

このように和の形に直すことができる。下位 1 ビット落ちの系について各項を計算すると、

$$\begin{aligned} \frac{1}{P'_i} \frac{\partial P'_i}{\partial \nu} &= \frac{(y_i + 1)!}{\nu^{y_i} e^{-\nu}} \times \frac{1}{\nu + y_i + 1} \times \frac{\nu^{y_i - 1} e^{-\nu}}{(y_i + 1)!} \times \{(y_i - \nu)(\nu + y_i + 1) + \nu\} \\ &= \frac{y_i}{\nu} + \frac{1}{\nu + y_i + 1} - 1 \end{aligned} \quad (3.5)$$

となるので、結局、最尤推定を行うために解くべき方程式は、

$$\frac{1}{n} \frac{\partial P'}{\partial \nu} = \frac{\bar{y}}{\nu} - 1 + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\nu + y_i + 1} = 0 \quad (3.6)$$

となる。通常の Poisson 分布を考える場合は第 3 項がなく、この第 3 項が下位 1 ビット落ちの効果による補正項となる。この方程式は分母を全て上げれば ν に関する $n + 1$ 次方程式であり、一応、解析的に求める事が可能である。

さて、試行回数 n が十分に大きい場合には $\nu \sim y_i \gg 1$ より、

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\nu + y_i + 1} \rightarrow \frac{1}{2\nu} \quad (3.7)$$

となり、結局、これを (3.6) 式に代入すれば、

$$\nu \simeq \bar{y} + \frac{1}{2} \quad (3.8)$$

となり、下位 1 ビット落ちに対しての対策として、値の平均に単純に 0.5 を足すという直感的な方法がよい近似を与える事が分かる。

図 3.5 は追加実験で得られた測定値と補正值の差とその近似値である 0.5 のグラフに、補正值とバックグラウンドのグラフを付加したものである。測定値がバックグラウンド程度の辺りまでは $\nu = \bar{y} + 0.5$ の近似がよく効いている事が分かる。バックグラウンド以下の領域では補正の結果がばらついていて、バックグラウンドの影響を受けて大きくはみ出した値に引きずられているものと思われる。

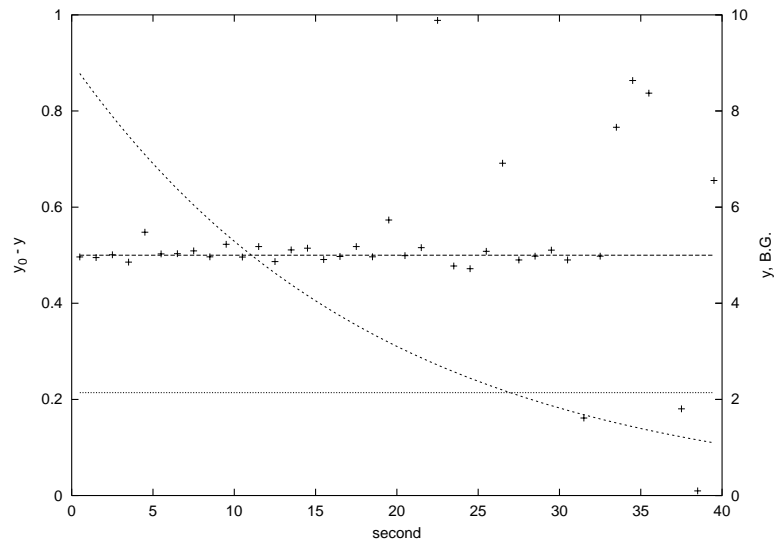


図 3.5: 補正值と測定値の差 (補正值と B.G.)

3.3.4 多数回の観測時の誤差分布

普通の真値 ν の Poisson 分布に対し n 回の観測を行った時, その期待値は $n\nu$ となり, その誤差分布は $\sqrt{n\mu}$ となる. これを試行回数 n で割れば測定値が $\nu \pm \sqrt{\mu/n}$ となり, 観測数を増やした分だけ測定値の誤差を減らすことができる.

しかし, 下位 1 ビット落ちの系では n 回の観測を行ってもその期待値は $n\nu$ とはならない. ただし, 下位 1 ビット落ちの系は試行回数や測定数が多ければ, 普通の Poisson 分布に収束するようであるから, 今回は誤差分布として Poisson 分布と同じ $\sqrt{\nu/n}$ を用いる事とする.

3.4 予備実験 1A

本実験は京都大学理学部物理学教室タンデム加速器実験棟 G コースを用いて行われた。なおこの施設内にある使用器具の使用方法は、付録にまとめてある。

3.4.1 セットアップ

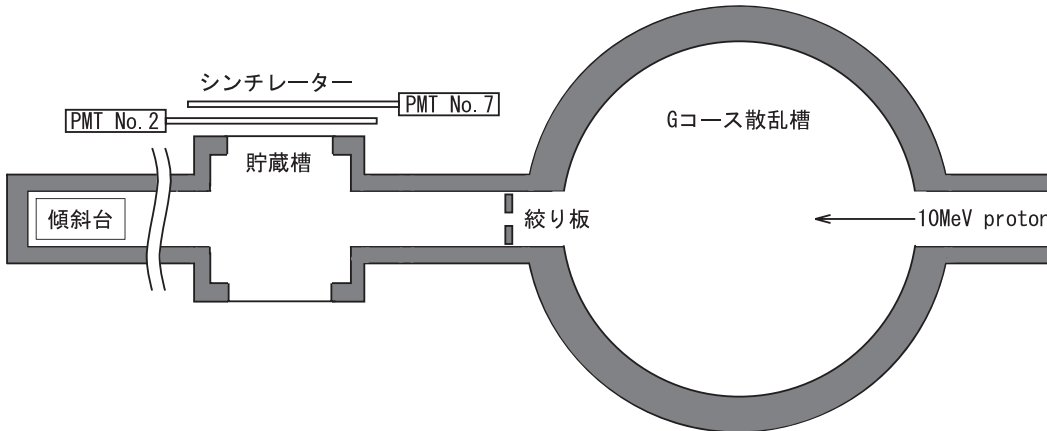


図 3.6: 予備実験 1A のセットアップ概要

予備実験 1 は PTFE 粉末ターゲットからの ^{19}Ne の放出を確認するために行われた。タンデムバンデグラフ加速器で 10MeV まで加速された proton beam は、散乱槽を横断して散乱槽と貯蔵槽間に置かれた絞り板の中央の $\phi 20$ の穴を通過し、貯蔵槽下流の管内に置かれたビーム方向に傾斜した台にふられた PTFE 粉末に入射する。生成物の崩壊によって出る β 線は貯蔵槽側面のマイラーを通過して二枚のシンチレータを通過し計測される。ターゲットから貯蔵槽は離れているため、ターゲット付近で発生した放射線は途中の障害物に遮蔽されるなどしてほとんどカウントされない。この実験ではビームを定期的に出し止めし、ラダーと傾斜台 (3.1.3) の PTFE ターゲットそれぞれについて二枚のシンチレータの coincidence の時間変化を測定した。

二枚のシンチレータを貯蔵槽に平行に並べその出力を回路に接続して、散乱槽及び貯蔵槽の真空引きをした。表 3.1 にセットアップパラメータを示す。

シンチレータの厚さ	: 5.0mm
貯蔵槽～シンチ No.2 の距離	: 25mm
貯蔵槽～シンチ No.7 の距離	: 68mm
PMT No.2 電圧	: -1800V
PMT No.7 電圧	: -2000V
散乱槽内の平均真空度	: $3.0 \times 10^{-6}\text{Torr}$

表 3.1 セットアップパラメータ

3.4.2 データおよび解析

予備実験 1 での測定データを図 3.7 に示す. 図で count 数が立ち上がっているところが beam on であり, その後 count 数がほぼ一定になり, count 数が減っていくところが beam off である.

図 3.7 は, 貯蔵槽下流の管内に置かれた (ビーム方向に傾斜した台にふられた) PTFE 粉末ターゲットに proton beam が入射したときの測定データである.

図 3.7 のデータについて, 秒間イベント数が最大値の $1/2$ 未満に落ち込んだ時点 beam off のタイミングとみなして時刻 0sec として重ね合わせ, 平均を取ったものが図 3.8 のヒストグラムである. このヒストグラムにおける崩壊 count 数 N は, Poisson 分布に従うと考えられるので, その統計誤差は $\sqrt{N/8} + 1/2$ と見積もることができる (下位 1 ビット落ちの効果を考慮して).

図 3.8 のヒストグラムから beam off してすぐに background 程度の count 数になってしまい, このデータからは半減期 (寿命) を持つような粒子を検出しているとは言いがたいと判断できる.

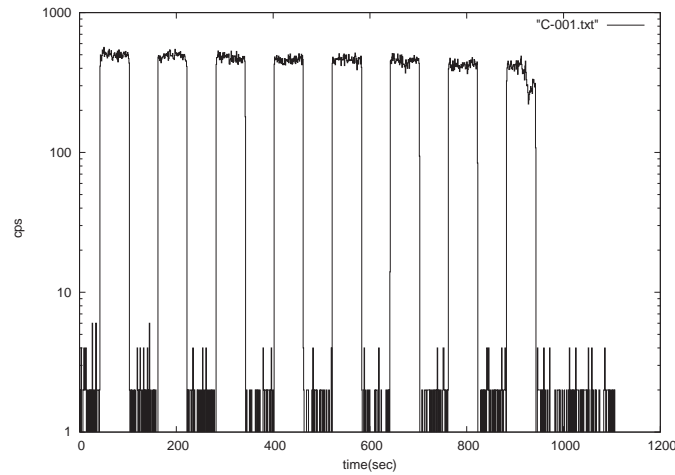


図 3.7:

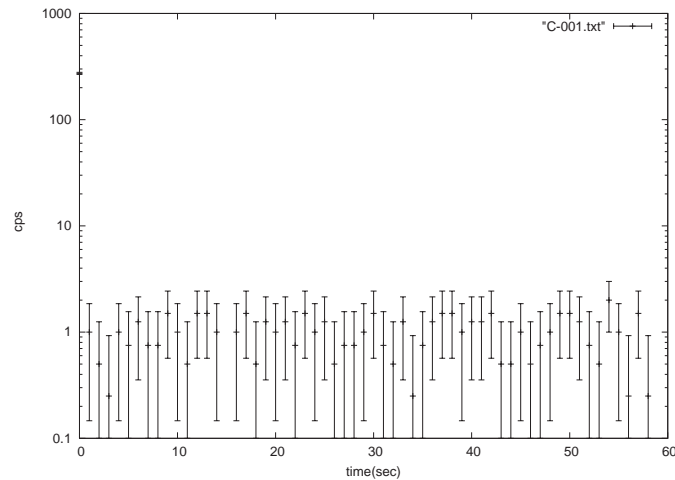


図 3.8:

3.5 予備実験 1B

3.5.1 セットアップ

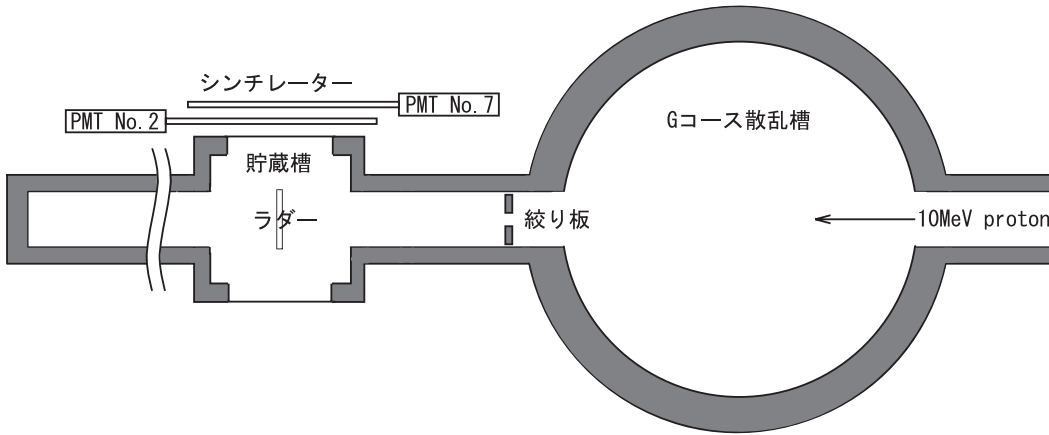


図 3.9: 予備実験 1B のセットアップ概要

予備実験 1A からは、貯蔵槽下流の管内にある PTFE 粉末ターゲットから ^{19}Ne が放出されているとは言えなかったため、生成した ^{19}Ne がそもそも PTFE 粉末から出て来れていない可能性と放出されているが崩壊前に殆どが散乱槽に抜けていってしまっている可能性を考え、ターゲットをアルミ箔に包まれてラダーに取り付けられた PTFE 粉末ターゲットに変更して、予備実験 1A と同様の測定を行った。beam のエネルギーやシンチレータの配置、フォトマルの電圧はそのままである。表 3.2 にセットアップパラメータを示す。

シンチレータの厚さ	: 5.0mm
貯蔵槽～シンチ No.2 の距離	: 25mm
貯蔵槽～シンチ No.7 の距離	: 68mm
PMT No.2 電圧	: -1800V
PMT No.7 電圧	: -2000V
散乱槽内の平均真空度	: $3.0 \times 10^{-6}\text{Torr}$

表 3.2 セットアップパラメータ

3.5.2 データおよび解析

図 3.8 のヒストグラムから貯蔵槽下流の管内にある PTFE 粉末ターゲットから ^{19}Ne が放出しているとは言えなかったため、proton beam の照射先を貯蔵槽内のラダーに取り付けられた PTFE 粉末ターゲットに変更し、PTFE 粉末をシンチレータに直視させることで ^{19}Ne の放出の有無を確認することにした。 ^{19}Ne が PTFE 粉末から放出されていないならば、この観測では ^{19}Ne の崩壊によるイベントが多数観測されるはずである。ここで測定されたデータが図 3.10 である。

図 3.10 のデータを beam off 時を時刻 0sec として重ね合わせ、平均を取り、background を差し引いたものが図 3.11 のヒストグラムである。このヒストグラムにおける崩壊 count 数 N は、Poisson

分布に従うと考えられるので, その統計誤差は下位 1 ビット落ちの効果 considering $\sqrt{N/3} + 1/2$ と見積もることができる.

図 3.11 のヒストグラムで 1sec から 20sec のところで

$$y = A \times 2^{-\frac{t}{\tau_{1/2}}}$$

として最小二乗法で fit させた (fit させたグラフは図 3.11 である). fit させた結果は

$$\tau_{1/2} = 3.8 \pm 0.2 \text{sec}$$

$$A = 37.0 \pm 1.4 \text{cps}$$

となった.

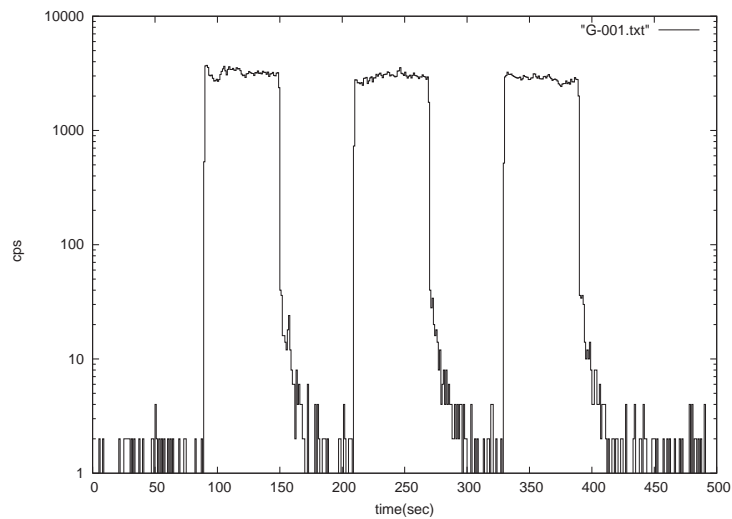


図 3.10:

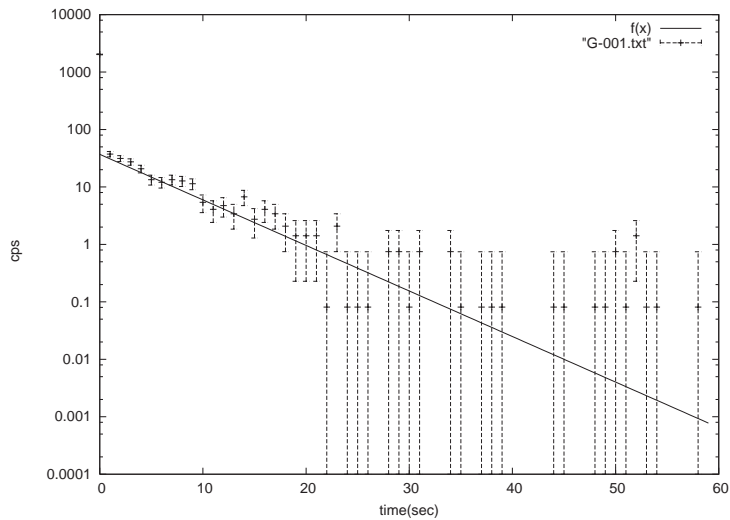


図 3.11:

3.5.3 考察

貯蔵槽下流の管内にある PTFE 粉末ターゲットから proton beam の照射先を貯蔵槽内のラダーに取り付けられた (ラダーに取り付けるためアルミ箔に包まれた) PTFE 粉末ターゲットに変更したものの, 先の解析の結果から ^{19}Ne が放出されているとは言いがたいと言える。

ここで問題となったこととして, G コースの散乱槽と貯蔵層の間に $\phi 20$ の絞り板を入れることで G コースの散乱槽の真空引きが緩和されると考えていたが, 予想以上に貯蔵槽内が真空引きされているのではないか, ということがあった. そのため ^{19}Ne が放出されても, ほとんど G コースの散乱槽の真空引きでなくなってしまい半減期が短く見えてしまっていると考えた (PTFE 粉末ターゲットを貯蔵槽内のラダーに取り付けたなら, ^{19}Ne が放出されているのを測定できると判断したため).

そこで, 絞り板を取り除いて貯蔵槽直前のフランジに Harver foil を取り付け, 貯蔵槽と散乱槽をバルブを挟んでフレキシブルホースで連絡し, これにより proton beam は散乱槽を横切ったのち, Harver foil を通過してターゲットに入射する. バルブを閉めると散乱槽内と貯蔵槽内の気体は隔離されるようなセットアップの予備実験 2 をすることにした。

3.6 予備実験 2

3.6.1 セットアップ

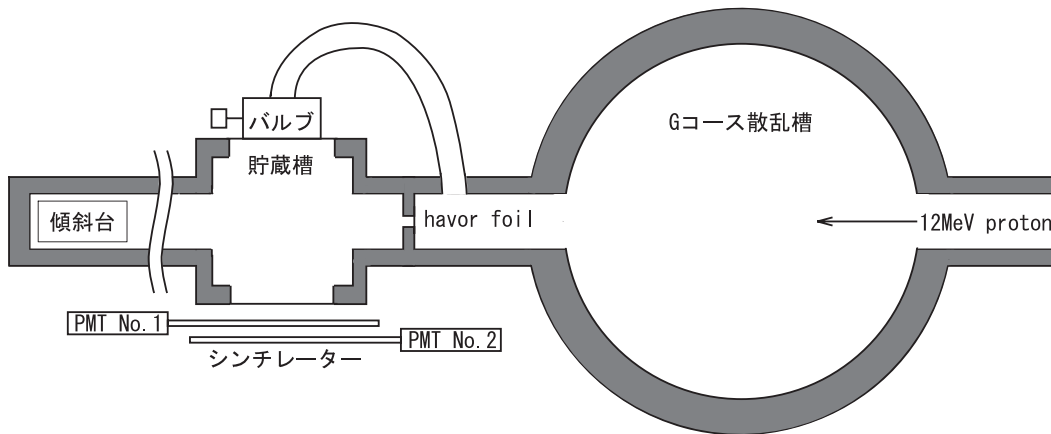


図 3.12: 予備実験 2 のセットアップ概要

予備実験 2 は予備実験 1AB で確認できなかったターゲットからの ^{19}Ne の放出を確認するために行われた。予備実験 1AB からの変更点として、絞り板を取り除いて貯蔵槽直前のフランジに Harver foil を取り付け、貯蔵槽と散乱槽をバルブを挟んでフレキシブルホースで連絡した。これにより 12MeV に加速された proton beam は散乱槽を横切ったのち、Harver foil を通過してターゲットに入射する。バルブを閉めると散乱槽内と貯蔵槽内の気体は隔離される。この実験では、バルブが開いている時、閉じている時それぞれについて二枚のシンチレータの coincidence の時間変化を測定した。表 3.3 にセットアップパラメータを示す。

シンチレータの厚さ	: 2.7mm
貯蔵槽～シンチ No.1 の距離	: 31mm
貯蔵槽～シンチ No.2 の距離	: 78mm
PMT No.1 電圧	: -1840V
PMT No.2 電圧	: -2300V
散乱槽内の平均気圧	: $5.0 \times 10^{-7}\text{Torr}$

表 3.3 セットアップパラメータ

3.6.2 データおよび解析

予備実験 2 での測定データを図 3.13, 図 3.14 に示す. 図で count 数が立ち上がっているところが beam on であり, count 数がほぼ一定になり, count 数が減っていくところが beam off である.

図 3.13 は, バルブを閉じたままにして測定をしたものであり, 図 3.14 は, バルブを開けたままにして測定をしたものである. 測定数の絶対値に格差があるのは, バルブを開けているときには G コースの散乱槽の真空ポンプで真空を引いているためビームを出しているときでも生成された核が貯蔵槽からなくなってしまったためであると考えられる.

図 3.13 のデータを beam off 時を時刻 0sec として重ね合わせ, 平均を取ったものが図 3.15 のヒストグラムである. このヒストグラムにおける崩壊 count 数 N は, Poisson 分布に従うと考えられるので, その統計誤差は $\sqrt{N/2}$ と見積もることができる (ここでは下位 1 ビット落ちの効果は count 数が大きいので, 無視している).

3.6.3 考察 (^{19}Ne が放出されているか)

図 3.15 のヒストグラムで 0sec から 30sec のところで

$$y = A \times 2^{-\frac{t}{\tau_{1/2}}}$$

として最小二乗法で fit させた (fit させたグラフは図 3.16 である).

fit させた結果は

$$\begin{aligned}\tau_{1/2} &= 15.0 \pm 0.2 \text{sec} \\ A &= (40.5 \pm 0.2) \times 10^3 \text{cps}\end{aligned}$$

となった.

^{19}Ne の半減期はおよそ 17.3sec であり, PTFE 粉末に proton beam が入射したときこの半減期に近い核が生成されることはないということから, この結果より貯蔵槽下流の管内にある PTFE 粉末に proton beam が入射し, ^{19}Ne が生成し, 貯蔵層のところまで放出されたことがわかる (実際, 本当に放出されたことを確かめるためには半減期 (寿命) の測定からだけでなく, β 崩壊ででてくる陽電子のエネルギーなども測り, 同定する必要がある).

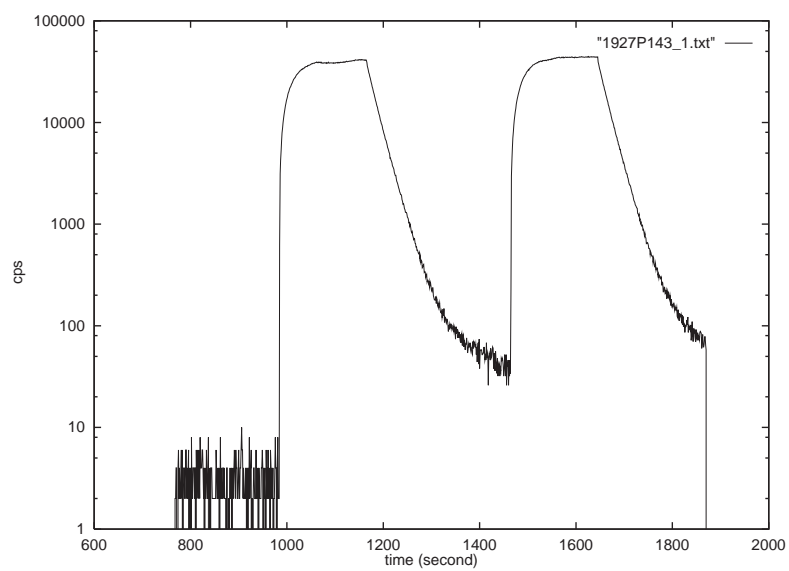


図 3.13: バルブ閉での測定データ

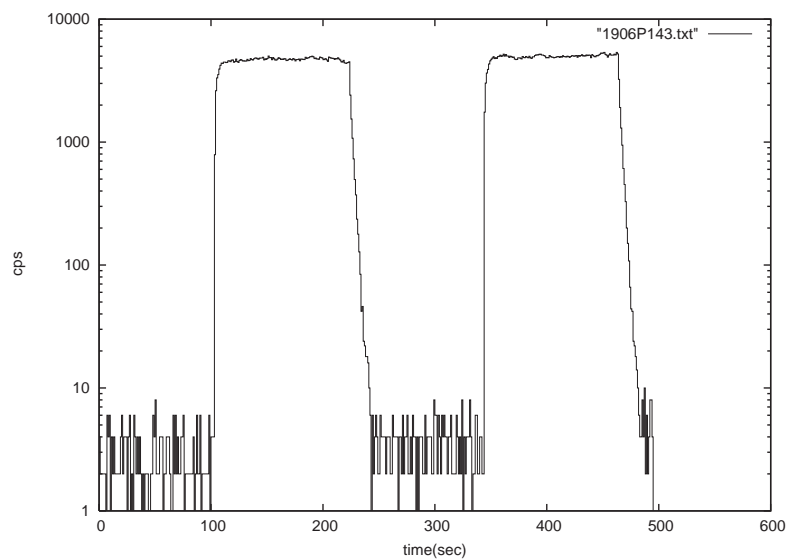


図 3.14: バルブ開での測定データ

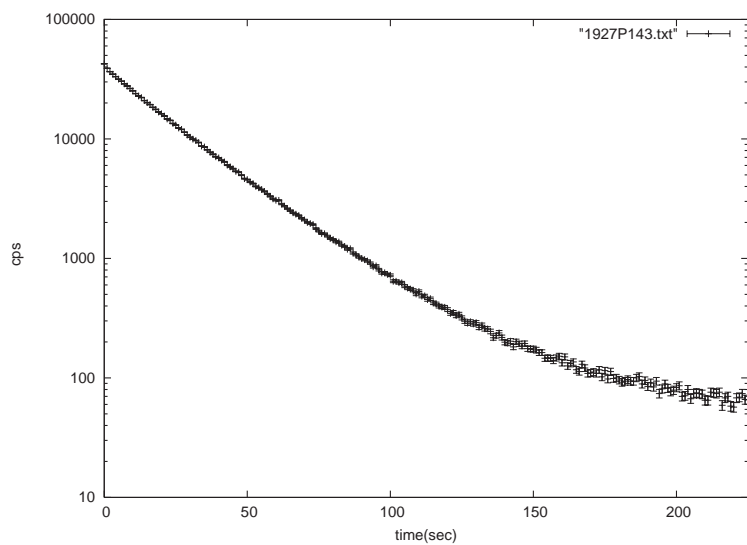


図 3.15: バルブ閉での全崩壊データのヒストグラム

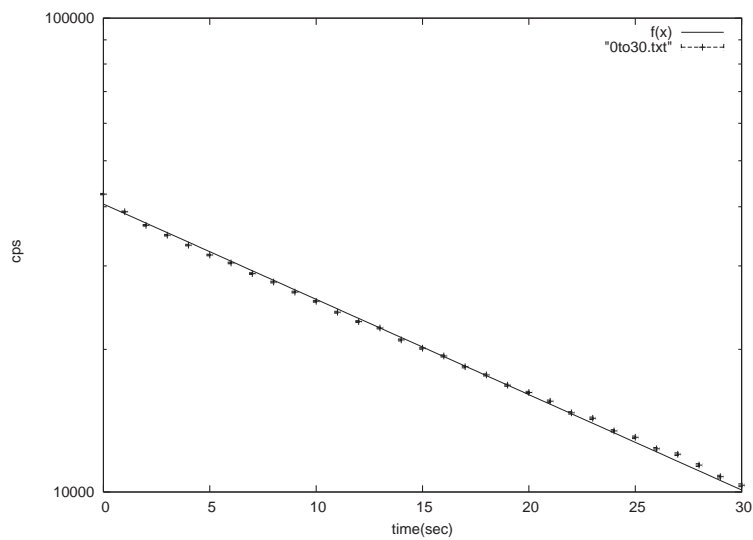


図 3.16: $\tau_{\frac{1}{2}}(^{19}\text{Ne})$ の fit

3.6.4 ^{19}Ne の放出率

この予備実験 2 で ^{19}Ne が PTFE 粉末で生成され、粉末中から放出されることが確認できたが、どのくらいの放出率で ^{19}Ne が放出されるのかを以下のモデルで考えることにした。

- 時刻 t に今問題にしている小型散乱槽後方の管の中にある ^{19}Ne の数を $N(t)$ とする。ただし、自由に動き回っているもののみを考え、粉末標的にとどまっているものは除く。
- 単位時間に粉末標的から出てくる ^{19}Ne の数を Q とする。 Q は、陽子ビームのエネルギー・電流と粉末標的の密度・形状で決まる。
- 単位時間に小型散乱槽後方の管の中の ^{19}Ne が、小型散乱槽に出て行く割合を f_1 とする。このとき、出て行く絶対数は $f_1 N(t)$ である。
- 単位時間に小型散乱槽から小型散乱槽後方の管の中に戻ってくる ^{19}Ne の数を、戻ってくる割合 f_2 を定数と仮定して、 $f_2 N(t)$ とする。これは本来、管の中にある ^{19}Ne の数 $N(t)$ ではなく、小型散乱槽の中にある ^{19}Ne の数に比例するが、小型散乱槽の中にある ^{19}Ne の数は、管の中にある ^{19}Ne の数 $N(t)$ に比例していると考える。
- 単位時間に β^+ 崩壊する ^{19}Ne の割合は $1/\tau$ である。 τ は ^{19}Ne の平均寿命で $\tau=25.02[\text{sec}]$ である。
- 小型散乱槽の中にある ^{19}Ne に対するプラスチックシンチレータの持つ有効な立体角を ω とする。

すると、

ビームが出ているときの管の中の ^{19}Ne の数 $N(t)$ に対する微分方程式は、

$$\frac{d}{dt}N(t) = +Q - (f_1 - f_2)N(t) - \frac{1}{\tau}N(t) \quad (3.9)$$

となり、初期条件を $N(t=0) = 0$ とすると、 $f = f_1 - f_2$ として、

$$N(t) = \frac{Q}{f + \frac{1}{\tau}}(1 - e^{-(f + \frac{1}{\tau})t})$$

となり、一定値

$$\frac{Q}{f + \frac{1}{\tau}} \quad (3.10)$$

に近づく。一方、

ビームが出ていないときの管の中の ^{19}Ne の数 $N(t)$ に対する微分方程式は、

$$\frac{d}{dt}N(t) = -(f_1 - f_2)N(t) - \frac{1}{\tau}N(t) \quad (3.11)$$

である (と比較して Q がなくなる) から、時刻 $t = T$ にビームを止めるものとし、 $N(t = T) = \frac{Q}{f + \frac{1}{\tau}}$ として、

$$N(t) = \frac{Q}{f + \frac{1}{\tau}}e^{-(f + \frac{1}{\tau})(t-T)} \quad (3.12)$$

となる。

以上より, τ はわかっているので, ビームを出し始めた時の陽電子の数の増え方, ビームを止めてからの陽電子の数の減り方のどちらからでも管の中から出て行く正味の割合 $f (= f_1 - f_2)$ がわかる.

単位時間の陽電子のプラスチックシンチレータでの検出数を $M(t)$ とすると, 陽電子のうちで1枚目のシンチレータを通過し2枚目のシンチレータに到達し検出される割合を g として, $M(t)$ は

$$M(t) = g \frac{\omega}{4\pi} \frac{1}{\tau} N(t) \quad (3.13)$$

と表すことができる.

ビームを出し始めてから十分時間が経って一定値になった単位時間の陽電子の検出数 M_0 と, 貯蔵槽の中にある粒子に対するプラスチックシンチレータの持つ有効な立体角 ω および f から Q が求まる.

$$M_0 = g \frac{\omega}{4\pi} \frac{1}{\tau} \frac{Q}{f + \frac{1}{\tau}} \quad (3.14)$$

$$Q = (1 + f\tau) \frac{1}{g} \frac{4\pi}{\omega} M_0 \quad (3.15)$$

立体角 ω は小型散乱槽の設計図とプラスチックシンチレータの配置から計算できる. また, 陽電子のうちで1枚目のシンチレータを通過し, 2枚目のシンチレータに到達し検出される割合 g はエネルギースペクトル, エネルギー損失の式から推測できる.

このモデルの注意点:

(1) 小型散乱槽から小型散乱槽後方の管の中に戻ってくる ^{19}Ne の単位時間の数を, f_2 を定数と仮定して, $f_2 N(t)$ としたがこの仮定が正しいかは不明.

(2) 粉末標的から出てくるのに多くの時間 (数 sec 以上) がかかる場合は, ビームを止めても Q はゼロにはならない.

このモデルに従うとき, ^{19}Ne の数 $N(t)$ は次の図のようなグラフになる.

実際, 図 3.13 からほぼこのモデルで推定することができると判断できる. そこで図 3.15 のヒストグラムで 0sec から 30sec のところで式

$$y = A \times e^{-at}$$

として最小二乗法で fit させた. fit させた結果は

$$a = 0.046 \pm 0.00048$$

$$A = 40522.6 \pm 217.2$$

となり, 式より

$$f + \frac{1}{\tau} = 0.046 \pm 0.00048 \simeq 0.046$$

$$M_0 = 40522.6 \pm 217.2 \simeq 4.0 \times 10^4 [\text{個/sec}].$$

$\tau = 25.02\text{sec}$ なので

$$f = 6.0 \times 10^{-3}.$$

以上より, 式により貯蔵槽の中にある粒子に対するプラスチックシンチレータの持つ有効な立体角 $\omega \simeq 8 \times 10^{-3}$ なので

$$\begin{aligned} Q &= (1 + (6.0 \times 10^{-3}) \times 25.02) \times \frac{1}{g} \times \frac{4\pi}{(8 \times 10^{-3}) \times 4\pi} \times 4.0 \times 10^4 \\ &= \frac{5750600}{g} \simeq \frac{5.8 \times 10^6}{g} [\text{個/sec}] \end{aligned}$$

となる. このとき陽電子のうちで 1 枚目のシンチレータを通過し, 2 枚目のシンチレータに到達し検出される割合 g は 0.4 であり, また proton beam の入射エネルギーは 12MeV であるので放出率 100% での ^{19}Ne の生成量は 1.3×10^8 [個/sec] (強度 $I = 100$ [nA]) である. さらに, このときのビーム強度は $I \simeq 25$ [nA] (FC4 で) なので放出率は,

$$\begin{aligned} \frac{5.8 \times 10^6}{0.4} \times \frac{1}{1.3 \times 10^8} \times \frac{100}{25} \times 100 &= 44.615 \dots \\ &\simeq 44.6\% \end{aligned}$$

と推定される.

3.7 本実験

3.7.1 セットアップ

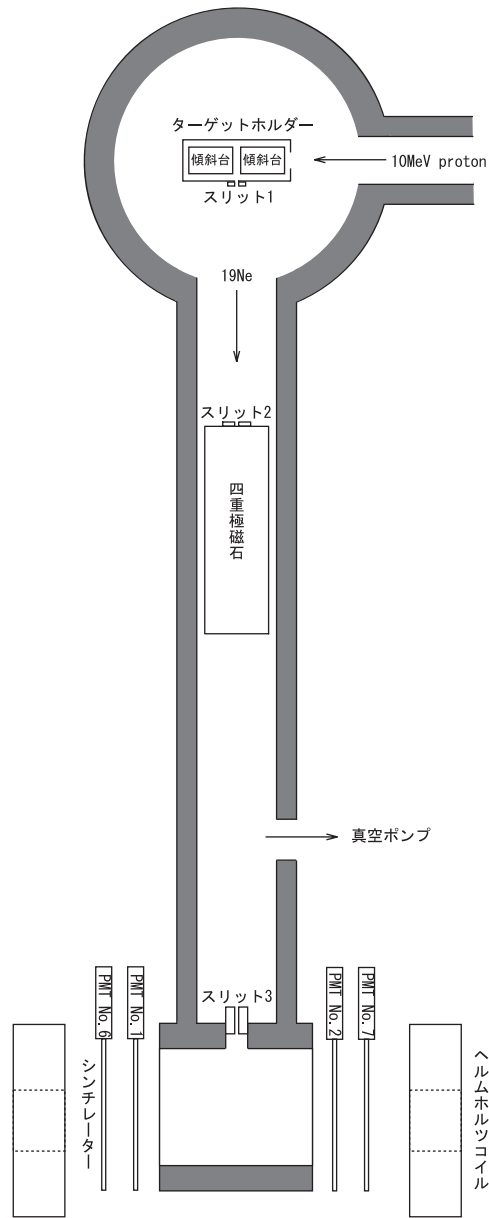


図 3.17: 本実験のセットアップ概要

本実験は ^{19}Ne の散乱槽から貯蔵槽へのスリット 1、2、3 を通しての入射の確認、 ^{19}Ne の偏極の検証、以上の 2 つを目的として行われた。タンデムバンデグラフ加速器で 10 MeV まで加速された proton beam は、散乱槽中央のトップフランジから下げられたターゲットボックスの側面の Harver foil を通過して、ボックス内の傾斜台にふられた PTFE 粉末ターゲットに入射する。生成物はボックス側面のスリット 1 を通過してビーム方向より垂直に伸びた管に入り、その一部がスリット 2 を

通過する。スリット2を通過したものは四重極磁石の空孔を通過し、さらにその一部が下流にあるスリット3を通過して貯蔵槽に入る。生成物の崩壊による β 線は貯蔵槽側面のマイラー及びカプトンを通過して、貯蔵槽の両側面に二枚ずつ対になって置かれたシンチレーターを通過し計測される。この実験では予備実験同様にビームを定期的に出し止めし、貯蔵槽の真空引き電磁バルブを開閉したそれぞれについて対になったシンチレータの coincidence の時間変化を測定した。

スリット同士のアライメントは、スリット1上流から白熱灯光を当ててその光をスリット2及びスリット3から見ることによって合わせた。シンチレーターは二枚ずつ貯蔵槽両側面に平行に並べて出力を回路に接続した。真空ポンプを四重極磁石下流、貯蔵槽(こちらには電磁バルブを挟んでいる)にそれぞれ別個に繋ぎ真空引きをした。

貯蔵槽の両脇には偏極した ^{19}Ne の減偏極を防ぐためのガイド磁場発生用として、ヘルムホルツコイルがセットされている。表3.4にセットアップパラメータを示す。

シンチレータ No.1, No.2 の厚さ	: 2.7mm
シンチレータ No.6, No.7 の厚さ	: 5.0mm
シンチ No.1 ~ シンチ No.6 の距離	: 32mm
シンチ No.2 ~ シンチ No.7 の距離	: 25mm
シンチ No.1 ~ シンチ No.2 の距離	: 140mm
スリット1 ~ スリット2 の距離	: 1030mm
スリット2 ~ スリット3 の距離	: 1320mm
PMT No.1 電圧	: -1930V
PMT No.2 電圧	: -2070V
PMT No.6 電圧	: -2170V
PMT No.7 電圧	: -1690V
貯蔵槽側面の膜	: マイラー (250 μm) + カプトン (78 μm)
散乱槽内の平均気圧	: 2.0×10^{-6} Torr

表 3.4 セットアップパラメータ

ターゲットボックス

ターゲットボックスは G コース散乱槽のトップフランジ中央に、ボックス冷却用のデュワーの
コールドフィンガー先端に取り付ける形で吊り下げられている。

ターゲットボックスは、ビーム入射口には Harver foil が張っておりボックスからの気体の流出
はスリットからのみとなっている。内部には 2 つの傾斜台 (3.1.3) が置いてあり、その上に PTFE
粉末がふられた。スリット逆面はアクリル製になっており、スリット 1、2、3 のアライメントに必
要な光の入射口として用いられた。

ターゲットボックスは一面を除いて銅板で出来ており、上面には cold finger 取り付けられてい
て、 ^{19}Ne 偏極時にはデュワーに注がれた液体窒素によって冷却される。PTFE 粉末が冷却されて
 ^{19}Ne が出にくくなるのを防ぐため、傾斜台の下には PTFE シートを敷き、冷却されたターゲット
ボックスと傾斜台間の熱伝導を抑えた。

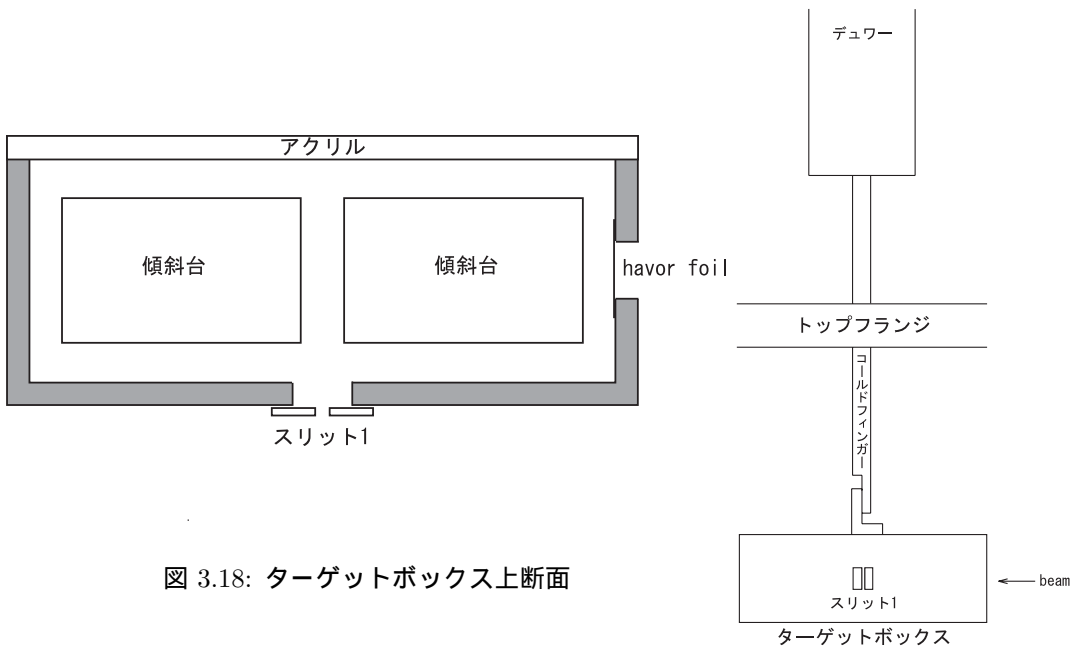


図 3.18: ターゲットボックス上断面

図 3.19: ^{19}Ne 冷却機構

四重極磁石

この実験で用いた四重極磁石は、長さ 50mm のアルミ製ブロックの中央以外の 4 つの空孔に永久磁石が入り、中央の空孔に四重極磁場が生じる仕組みとなっている。アルミブロックは 10 個が磁石をそろえて磁石ケースに入り、合計 500mm の四重極磁石となる。

四重極磁石ケースの散乱槽側にはスリット 2 が取り付けられていて、 ^{19}Ne はこれによって四重極磁石中の適当な場所を通過するものに絞り込まれる。

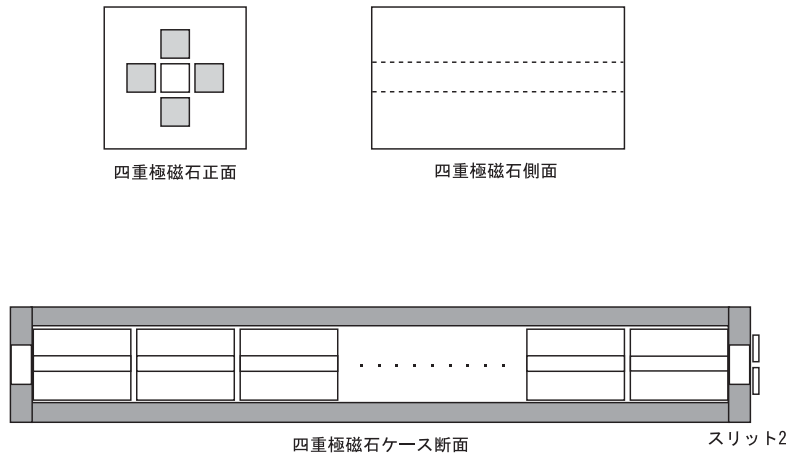


図 3.20: 四重極磁石

スリット 3

貯蔵槽の入り口にはスリット 3 が設けられていて、四重極磁場中でそのスピンの従い軌道を変えた ^{19}Ne を、磁場に対するスピンの向き (平行か反平行か) によって選択的に通過させる。スリット 3 には磁場に平行なスピンを持った ^{19}Ne を通す穴、反平行なものを通す穴、スリットアライメント用の覗き穴の 3 つの穴が開いていて、スリット 3 の直前に置かれた仕切りをマイクロメーターで前後させることで、不必要な穴を塞ぐことができる。

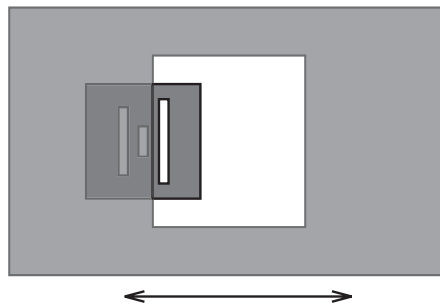


図 3.21: スリット 3 + 仕切り

貯蔵槽

貯蔵槽の ^{19}Ne 入射口は散乱槽から伸びた管の末端に接続され、覗き穴にはアクリル製の穴の無いフランジが取り付けられ、スリット 1、2、3 のアライメント用の光を見るために使用された。上部の引出し口には電磁バルブを挟んで真空ポンプが取り付けられ、貯蔵槽内気体の排気等の遠隔操作に用いられた。

貯蔵槽の両側面にはマイラーとカプトンが重ねて張られた。二枚張りにしたのは側面からの気体の流入を防ぐためである。追加実験時に変更があるが、それは後述する。

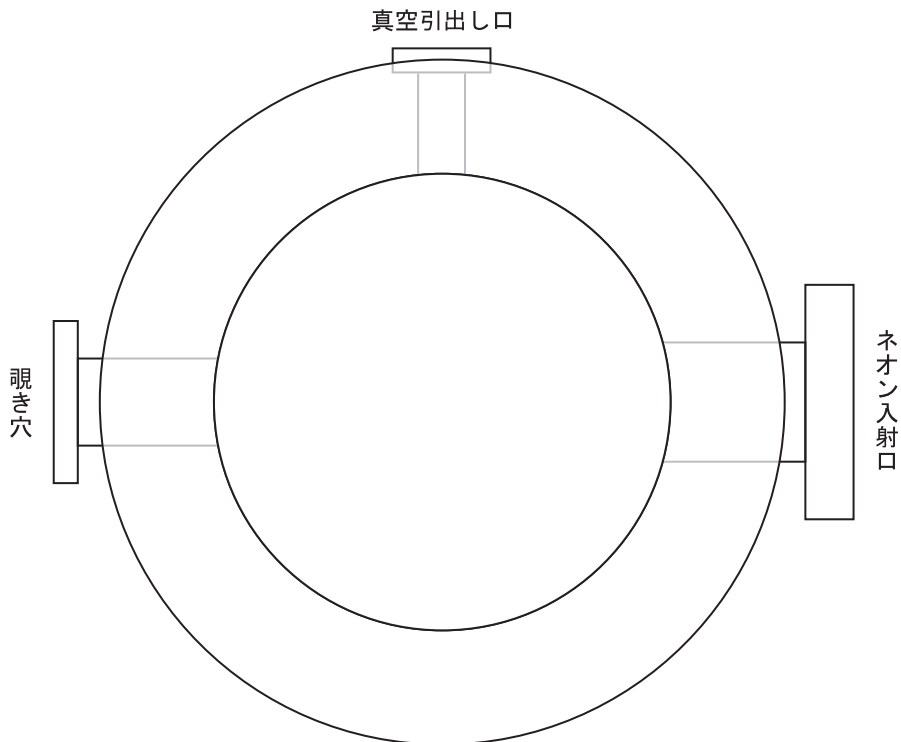


図 3.22: 貯蔵槽

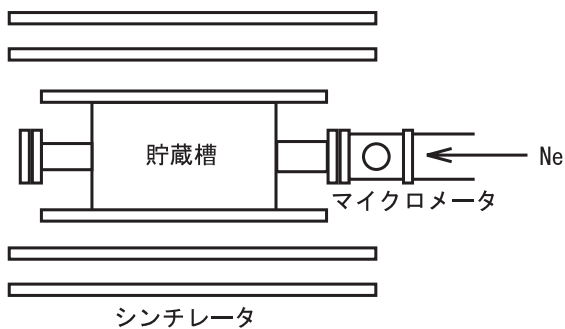


図 3.23: 見取り図

3.7.2 データおよび解析

観測は、ターゲットへのビーム照射を 120 秒、観測時間を 120 秒、排気時間を 120 秒とし、これを計 5 回観測した。図 3.24 がそのデータであるが、データを見る限り有意の差は認められない。別に計測したバックグラウンドは

$$B.G. = 3.1 \pm 0.79 \text{ cps} \quad (3.16)$$

であるがすでに差し引いてある。念のため偏差を計算してみたが、

$$\Delta y = 0.715 \sim \Delta B.G. \quad (3.17)$$

となり、これはバックグラウンドの偏差そのものである。

よって、仮に ^{19}Ne がバックグラウンドにかき消されているとしたら、多くとも $2 \times \Delta B.G. \simeq 1.58 \text{ cps}$ 程度であると考えられる。尚、 $2\Delta B.G.$ の範囲のバックグラウンド成分は全体の 95.4% である。

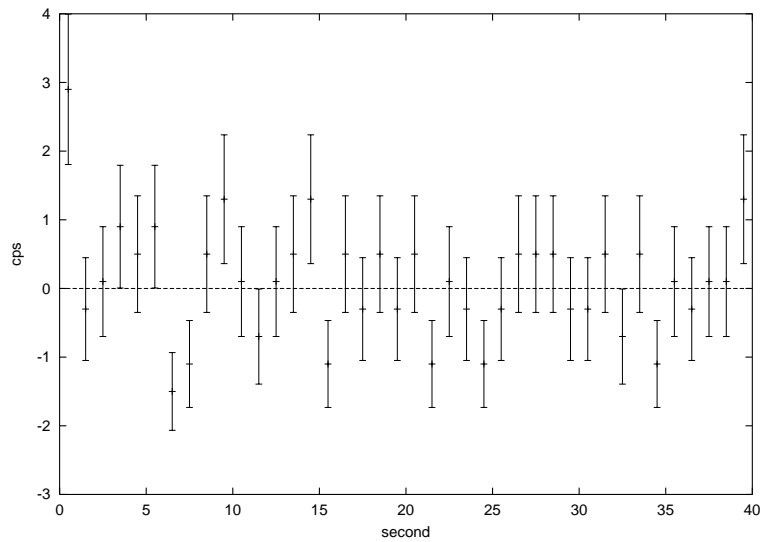


図 3.24: 本実験データの平均

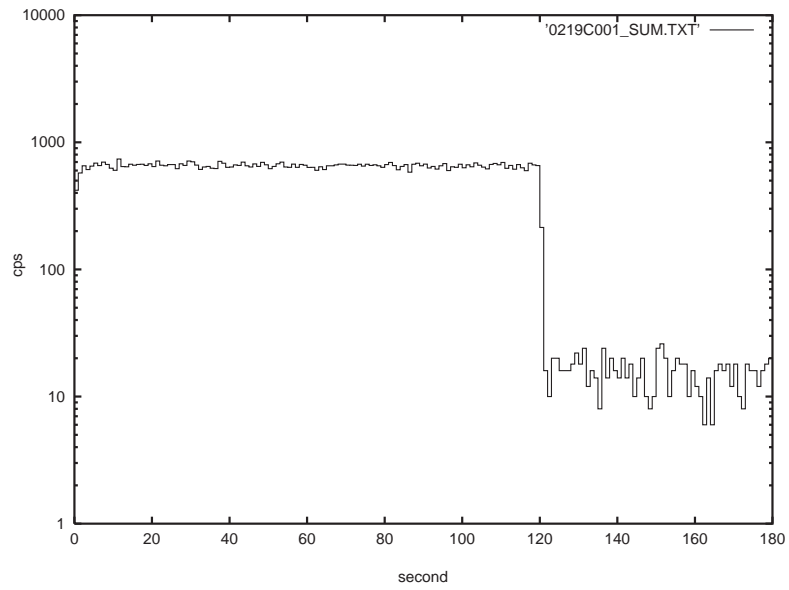


図 3.25: 本実験データ 1

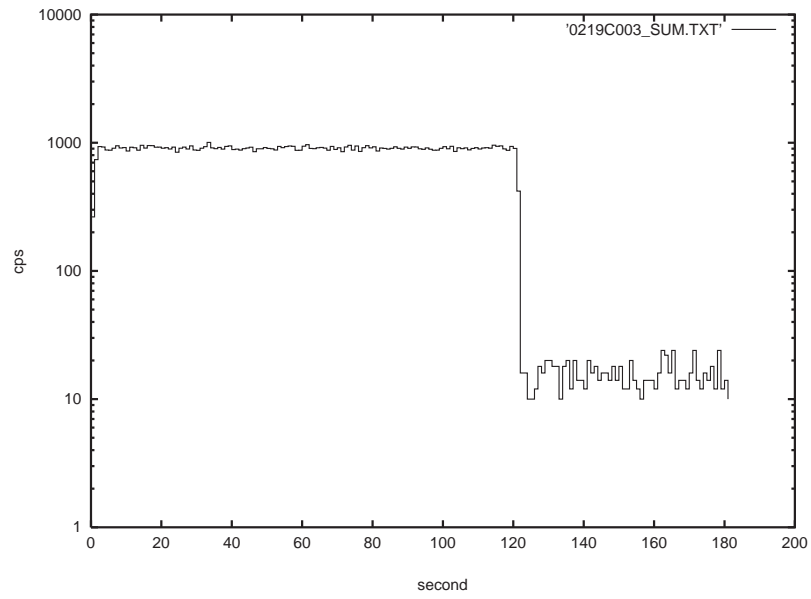


図 3.26: 本実験データ 2

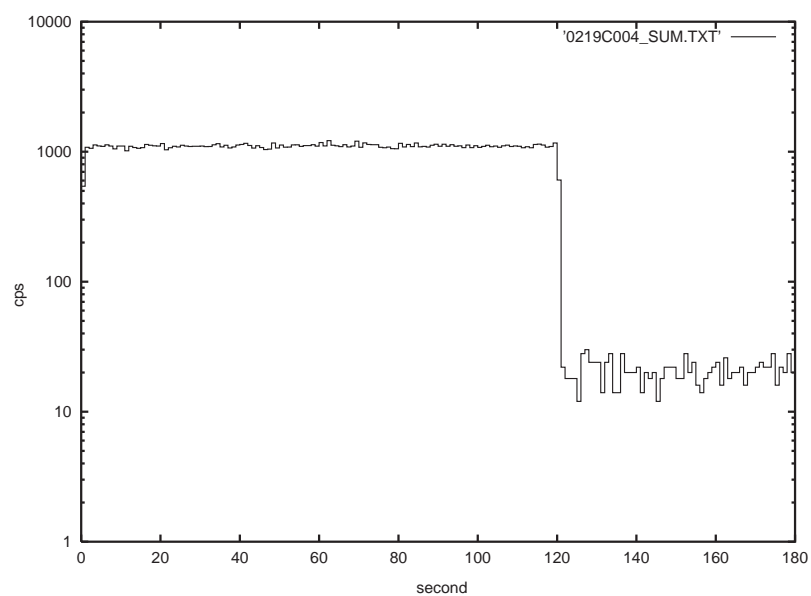


図 3.27: 本実験データ 3

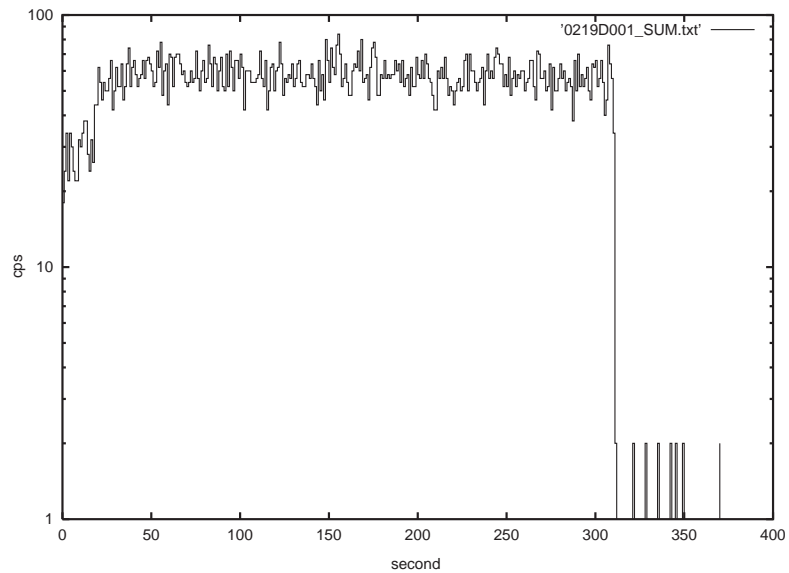


図 3.28: 本実験データ 4

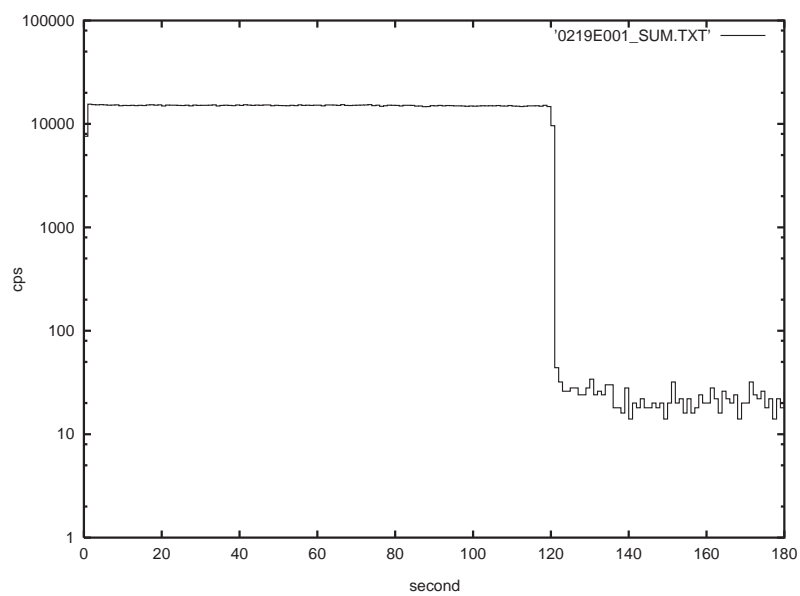


図 3.29: 本実験データ 5

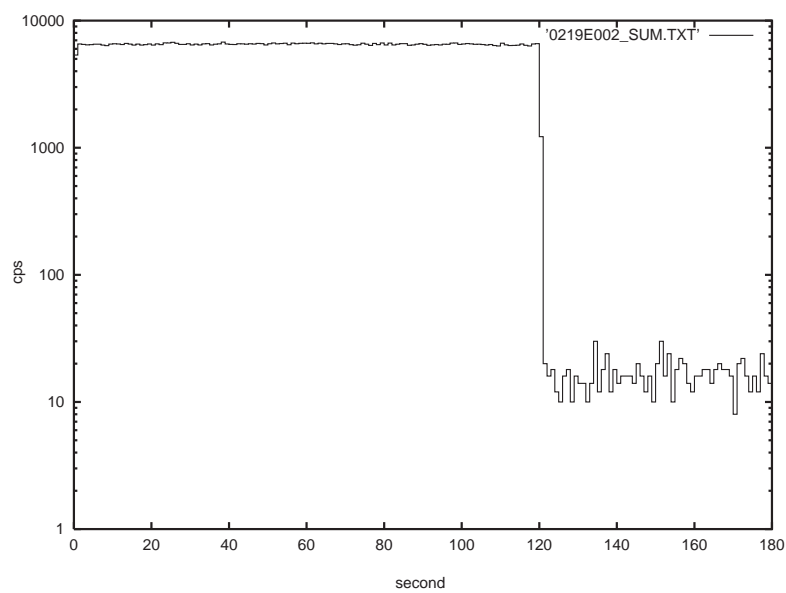


図 3.30: 本実験データ 6

3.8 追加実験

3.8.1 セットアップ

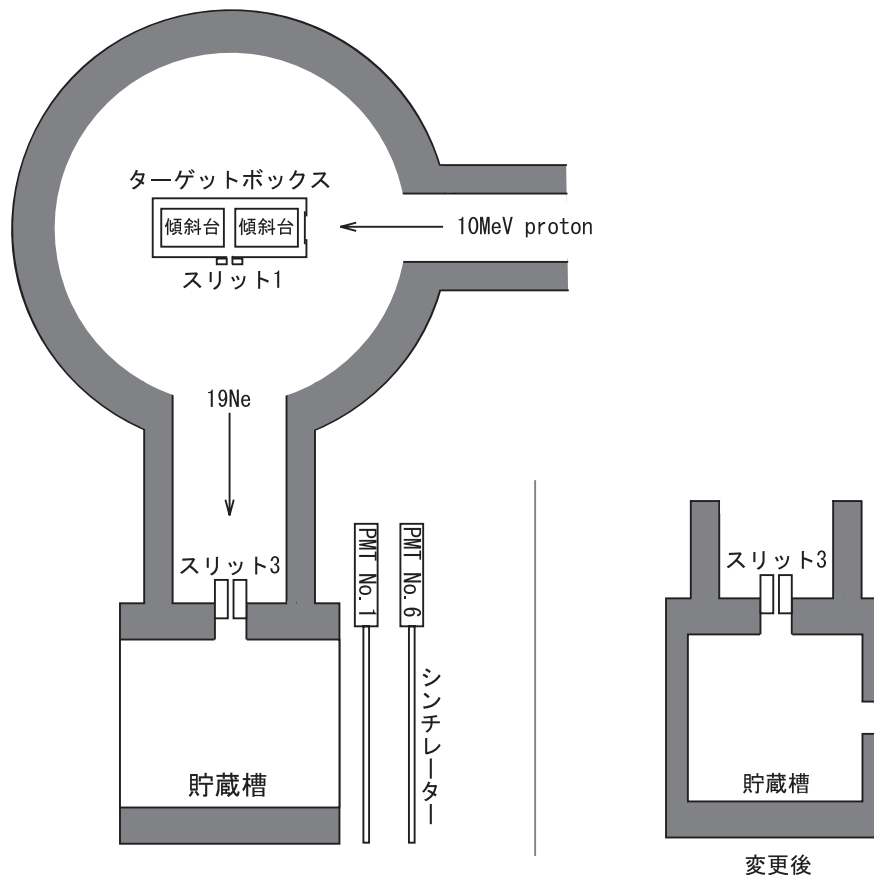


図 3.31: 追加実験のセットアップ概要

追加実験は本実験で確認できなかった ^{19}Ne の貯蔵槽への入射を確認するために行われた。本実験のターゲットはそのままに、スリット 1 からスリット 3 の間にあったスリット 2 と四重極磁石を取り除いて短絡した。途中貯蔵槽側面の膜を通してのリークによって貯蔵槽内の真空度が悪化して ^{19}Ne がスリット 3 から入れない可能性が指摘されたため、貯蔵槽側面の片方は穴の無いフランジに、逆面は $\phi 50$ の穴をカプトンで覆ったフランジに変更した。シンチレータはカプトンの貼られた面側に二枚平行に並べ、真空ポンプは電磁バルブを入れて貯蔵槽に繋いだ。測定は本実験 1 と同様に行った。表 3.5 にセットアップパラメータを示す。

シンチレータ No.1 の厚さ	: 2.7mm
シンチレータ No.6 の厚さ	: 5.0mm
貯蔵槽～シンチ No.1 の距離	: 18mm
貯蔵槽～シンチ No.6 の距離	: 38mm
スリット 1～スリット 3 の距離	: 525mm
PMT No.1 電圧	: -2080V
PMT No.6 電圧	: -2260V
貯蔵槽側面の膜	: カプトン (78 μ m)
散乱槽内の平均気圧	: 2.5×10^{-6} Torr

表 3.5 セットアップパラメータ

3.8.2 データ及び解析

本実験では ^{19}Ne が観測されなかったため、経路を短縮してターゲットボックスから ^{19}Ne が放出されているのかどうかを観測した。観測は、ターゲットへのビーム照射を 20 秒、観測時間を 40 秒、排気時間を 20 秒とし、これを計 10 回観測した。図 3.32 にバックグラウンド除去後のデータを示す。これは単純に最小二乗法を用いた結果、

$$y = A \times 2^{-t/T}$$
$$A = 9.36 \pm 0.41 \text{ cps}$$
$$T = 13.0 \pm 0.89 \text{ sec}$$

となる。他にこの半減期を与える放射性同位元素の候補がない事から、 ^{19}Ne が毎秒 9.36 個程度観測された事が分かる。尚、 ^{19}Ne の寿命は 17.34 秒だが、貯蔵層には ^{19}Ne を入射するためのスリットがあり、そこから ^{19}Ne が抜けていくため見かけの半減期が減っていると考えられる。また、この値は貯蔵層内で生成された陽電子のうち観測窓を抜けたものの数であるが、貯蔵層の観測窓の立体角はおよそ 0.14 程度である事を用いれば、結局、ターゲットボックスで生成されこの位置まで届いた ^{19}Ne の数は、定常状態で 84 個程度と考えられる。

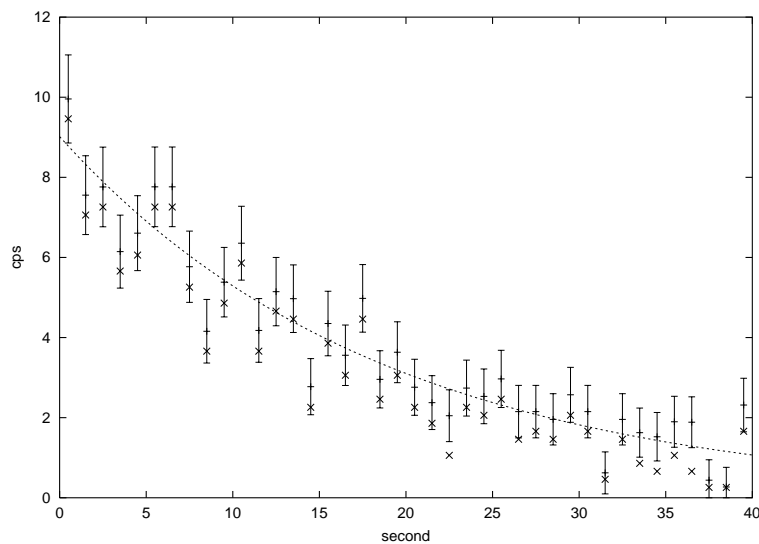


図 3.32: 追加実験データ平均

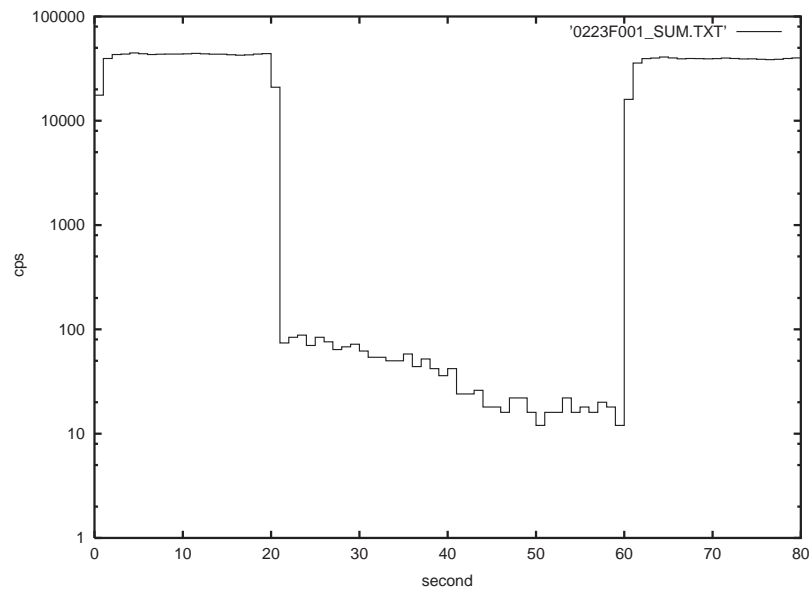


図 3.33: 追加実験データ 1

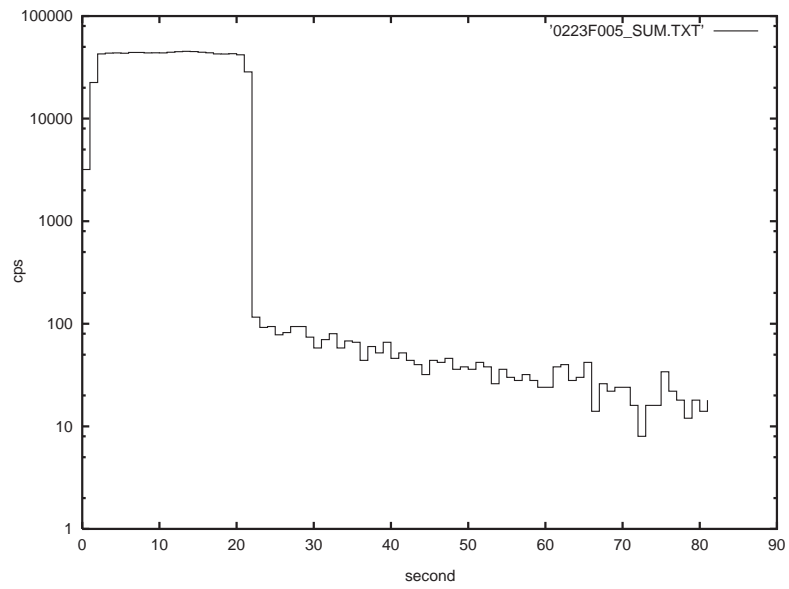


図 3.34: 追加実験データ 2

第4章 考察

4.1 測定回数とバックグラウンド

本実験では ^{19}Ne らしき成分は見つからなかったわけだが、単に数が少なかつただけならば測定回数を増やすか、バックグラウンドを低減すれば測定にかかる事になる。 ^{19}Ne の観測数を D 、バックグラウンドを B 、試行回数を N とすると、 ^{19}Ne が測定にかかるには次の条件が満たされている必要がある。

$$\frac{B}{N} < \frac{D^2}{4} \quad (4.1)$$

表 4.1 で、試行回数を増やした場合とバックグラウンドを低減した場合の双方について、最低限必要な ^{19}Ne の観測数を試算してみた。試行回数とバックグラウンドは反比例の関係にあるので、バックグラウンド対策を徹底する事がまず求められよう。

表 4.1: 試行回数と ^{19}Ne 数の下限

A	バックグラウンド			
N	3.1	2.14	1.0	0.1
1	3.52	2.92	2.00	0.63
5	1.57	1.31	0.89	0.28
10	1.11	0.93	0.63	0.20
100	0.35	0.29	0.20	0.063
310	0.20	0.17	0.11	0.036
1000	0.11	0.093	0.063	0.020

4.2 1回の測定で観測できるイベントの数

^{19}Ne の有無を考える時には $t = 0$ の値がバックグラウンドと有意な差がある事が必要だったが、非対称度について考える場合は2つのシンチレーターの測定値の差を求めればよいのだから減衰中の値も利用できる。以下、それについて検討する。

半減期 T , $t = 0$ で A の測定数を持った成分を t_{obs} 秒間観測した場合に得られる総イベント数は、

$$N_{all} = \int_0^{t_{obs}} A 2^{-t/T} dt = \frac{AT}{\log 2} \left(1 - 2^{-t_{obs}/T}\right) \quad (4.2)$$

となる。

これに追加実験1回辺りの平均総測定数(補正済み)は150程度だったが、式(4.2)に実験での値、

$$t_{obs} = 40 \text{ sec}$$

$$A = 9.36 \pm 0.41 \text{ cps}$$

$$T = 13.0 \pm 0.89 \text{ sec}$$

を代入して計算してみると,

$$N_{all} = 154 \quad (4.3)$$

となり, よく一致しており, 指数曲線をもって減衰する成分である事を支持している.

さて, 測定に用いなかったビーム照射時間と排気時間の和を t_{other} とすれば, 一回の測定の時間当たりの検出効率 R は,

$$R = \frac{AT(1 - 2^{-t_{obs}/T})}{\log 2(t_{obs} + t_{other})} \quad (4.4)$$

となり, 追加実験の場合 ($t_{other} = 40$), $R = 1.925$ であった. この最大値を出す t_{obs} は簡単には求められないが, 数値計算の結果,

$$R_{max} = R(t_{other} = 30) \simeq 2.0 \quad (4.5)$$

となった. この式を用いるにはまず半減期等を決定する必要があるため, 今回の一連の実験でこれを考慮する必要はなかったが, 次回諸条件を変えて再実験する際の目安とはなるだろう. また, t_{other} は少なければ少ないほどよいが, これも再検討の余地がある.

4.3 非対称度の検定

値 B で Poisson 分布するバックグラウンドがある時に, 測定効率 R の事象を t 秒間観測するものとする. 非対称度 β が 2 のシンチレーターで観測されるイベント数は,

$$N_1 = R(1 + \beta) + B \pm \sqrt{(R(1 + \beta) + B)/t} \quad (4.6)$$

$$N_2 = R(1 - \beta) + B \pm \sqrt{(R(1 - \beta) + B)/t} \quad (4.7)$$

$$N_1 - N_2 = 2R\beta \pm \sqrt{2(R + B)/t} \quad (4.8)$$

N_1, N_2 の間に有意な差がある事を 2σ で言うならば,

$$2R\beta > 2 \times \sqrt{2(R + B)/t} \quad (4.9)$$

測定時間 t について書き直せば,

$$t > \frac{2(R + B)}{R^2\beta^2} \quad (4.10)$$

これが見積もられる測定時間である.

4.3.1 非対称度の測定に要する時間の試算

理論より, 定常状態で貯蔵層で観測される ^{19}Ne が 0.5 cps 程度と仮定する, この場合の追加実験と同じ条件で $t_{obs} = 30$ とした時, 本実験と同じ観測窓を用いれば検出効率は $R = 0.543$, これを元にいくつかのバックグラウンドの値について総測定時間を計算してみると, 表 4.2 の通りとなる.

表 4.2: バックグラウンドと総測定時間

B.G. (cps)	総測定時間 (hour)
3.1	17.7
1.0	7.5
0.1	3.1

測定時間は上のようになるが、ここで粉末ターゲットの耐久性の問題が出てくる。次ページの図は追加実験後の粉末ターゲット及び傾斜台である。PTFE 粉末は本来白色だが、図ではビームにより劣化している。また追加実験後には、傾斜台に振られたターゲット粉末のビームに当たっていた部分が吹き飛んでいた。このことと追加実験でのビーム照射時間が2時間程度だったことを考えると、長時間の観測ではターゲットの耐久性の面で問題が出てくることが考えられる。バックグラウンドを0.1 cps 程度まで下げられるのならば、観測時間が3時間程度であるため、測定は可能だろう。しかし、定常状態での測定数が0.5 cps を下回るようだと、もはやターゲットの交換なしでは無理と思われる。

4.3.2 粒子の同定について

今回、貯蔵層に到達した粒子を同定するために半減期を計測したのだが、1秒当たりの個数が減っていく過程を見る必要があるため、どうしてもある程度のイベント数が必要となる。追加実験の場合、40秒間の測定10回で約1500イベントが観測されているが、これが100イベント程度となると半減期の決定が厳しくなってくるだろう。

他に粒子を同定する手段としてはエネルギースペクトルを見る方法があるが、非対称性を測定するためには数千個のイベントが必要であり、これにより先の方法での粒子同定は十分に可能であるため、ここでは割愛する。

今回の実験でターゲットの交換の際に必要なスリットの位置合わせに半日近く、真空を引くだけでも2時間も使っている事、さらに液体窒素で冷却すればそれを冷ますためにまた長い時間が必要である事を考えれば、度重なるターゲット交換は現実的でない。

ターゲットの耐久性や測定サイクルの見直しである程度の改善は見込めるが、それでもターゲットの交換が必要か不要かの微妙なラインでの勝負となるだろう。また、定常状態での測定数が0.5cpsを大幅に下回るようだと、複数回のターゲットの交換が必要な事もあって総測定時間は跳ね上がり、非対称度を見出すことは困難になるだろう。

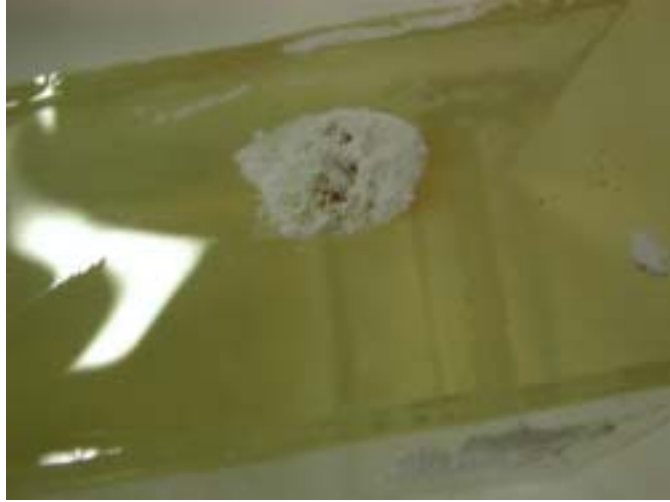


図 4.1: 追加実験後の粉末ターゲット



図 4.2: 追加実験後の傾斜台

第5章 結論

今回の実験ではまず、密閉された貯蔵槽中で $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ 反応より生成した ^{19}Ne の β 崩壊の様子をターゲットから離れた場所で観測することで、PTFE 粉末 (Shamrock Technologies, Inc. FluoroPURE 100C) からの ^{19}Ne の放出率が測定された。この放出率の値は 50% 近くあり、用いた PTFE 粉末は ^{19}Ne 生成用のターゲットとして十分利用できることがわかった。当初予定していた実験装置での散乱槽から貯蔵槽への ^{19}Ne の輸送は確認できなかったが、その後の追加実験で ^{19}Ne が貯蔵槽へ入ることを確認できたことから、3つのスリットのアライメントを突き詰めれば ^{19}Ne の輸送の確認は十分に可能という確証を得た。 ^{19}Ne の偏極の確認については、貯蔵槽まで到達する ^{19}Ne は少数であり、バックグラウンドにより偏極の確認に必要な時間が大きく左右されるため、シールドなどのバックグラウンドを減らす工夫が必要であることがわかった。また今回採用した PTFE 粉末ターゲットは、長時間の測定に関しては耐久度の問題が出てくるため、偏極率の測定のためにはよりよいターゲットの選定も重要である。

関連図書

- [1] 八木浩輔、原子核物理学 (朝倉書店, 1971).
- [2] B. ポッフ他、素粒子・原子核物理入門 (シュプリンガー・フェアラーク東京, 1997).
- [3] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics" (John Wiley and Sons, New York, 1952).
- [4] R. B. Firestone *et al.*, "Table of Isotopes Eighth Edition" (Wiley, New York, 1998).
- [5] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A523, 1(1991).
- [6] D. R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A565, 1(1993).
- [7] D. R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A595, 1(1995).
- [8] J.D. Jackson, S.B. Treiman and H.W. Wyld jr., Nucl. Phys. 4, 206 (1957).
- [9] J.D. Jackson, S.B. Treiman and H.W. Wyld jr., Phys. Rev. 106, 517 (1957).
- [10] F. P. Calaprice *et al.*, Phys. Rev. Lett. 18, 918(1967).
- [11] F. P. Calaprice *et al.*, Phys. Rev. 184, 1117(1969).
- [12] F. P. Calaprice *et al.*, Phys. Rev. D 9, 519(1974).
- [13] R. M. Baltrusaitis *et al.*, Phys. Rev. Lett. 38, 464(1977).
- [14] A. L. Hallin *et al.*, Phys. Rev. Lett. 52, 337(1984).
- [15] J. Ashkin, H. Bethe *et al.*, "EXPERIMENTAL NUCLEAR PHYSICS VOLUME I" (JOHN WILEY & SONS, INC., NEW YORK, CHAPMAN & HALL, LIMITED, LONDON ,1953).
- [16] 堀越源一、物理工学実験 4 真空技術 [第 3 版] (東京大学出版会, 1994).
- [17] 日本機械学会編、原子分子の流れ:希薄気体力学とその応用 (共立出版, 1996)
- [18] 曾根良夫、青木一生、分子気体力学 (朝倉書店, 1994)
- [19] N. F. Ramsey, "Molecular Beams" (Oxford University Press, 1956).
- [20] 金原稔、物理工学実験 5 薄膜の基本技術 (東京大学出版会, 1976).
- [21] 久保謙一、鹿取謙二、スピンと偏極 (培風館, 1994).
- [22] 清水裕彦、奥隆之、曾山和彦、鈴木淳市、田崎誠司、川端祐司、鬼柳善明、「低エネルギー中性子ビームの光学的制御」 KEK Internal 99-8 (1999).

- [23] D. H. Rester and J. H. Derrickson, Nucl. Instr. and Meth. 86, 261(1970).
- [24] T. Tabata, R. Ito and S. Okabe, Nucl. Instr. and Meth. 94, 509(1971).
- [25] J.S. Price and W. Haeberli, Nucl. Instr. Meth A 349, 321 (1994).
- [26] J.G.Jenkin *et al.*,Nucl.Phys.**44**,453(1963)
- [27] F.L.Riffle *et al.*,Nucl.Phys.**A115**,120(1968)
- [28] S.W.Kitwanga *et al.*,Phys.Rev.**C42**,748(1990)
- [29] D.F.Measday *et al.*,Can.J.Phys.**51**,1227(1973)
- [30] C.Rolfs and R.E.Azuma,Nucl.Phys.**A227**,291(1974)
- [31] P.Dagley *et al.*,Nucl.Phys.**24**,353(1961)
- [32] H.D.Holmgren and C.B.Fulmer,Phys.Rev.**132**,2644(1963)

謝辞

本実験においては、多くの方々に御助力を頂きました。皆様の御厚情に深く感謝いたします。特に P3 の実験担当教官である今井憲一教授、舟橋春彦助手には、実験の立案を始めとして、実験全般及び論文作成等に関して多くの助言、御指導を頂きました。また P3 の理論担当教官である浅川正之助教授には、実験に関係した幅広い事柄に関する理論を懇切丁寧に御教授頂きました。心より感謝申し上げます。

理化学研究所の奥隆之氏には、四重極磁石を快く貸して頂きました。深く御礼申し上げます。

京都大学大学院理学研究科物理第二教室原子核・ハドロン研究室の中村正信講師には、実験の準備段階から様々な御指導を頂きました。また、同研究室の與曾井優助手には、実験に使われるカプトンを調達して頂きました。同研究室の三輪浩司氏には、御多忙にも関わらず実験中に御指導を頂きました。誠に感謝しております。

京都大学タンデム加速器実験棟の技官の方々には、ビーム入射までの一連の作業を行っていただきました。また、物理教室技術開発室の方々には、実験に用いる様々な部品を製作して頂きました。本当にどうもありがとうございました。

付録A 補足

A.1 最尤推定法

最尤推定法とは測定値から最もよいモデルを推定するための方法である。今回の放射性同位元素の崩壊から出てくる β 線を観測するような確率を含む 0 回以上の事象を求める場合、測定値のばらつきが理想的であると考えらるならば Poisson 分布を用いる。Poisson 分布は十分に事象の数が多い場合 ($n \geq 30$), Gauss 分布に帰結する。

本節では、よく用いられる Gauss 分布の最尤推定法である最小二乗法の導出を復習しつつ、Poisson 分布で用いるべき最尤推定法について検討する。

Gauss 分布の最尤推定法・最小二乗法

真のモデルがパラメータを $\vec{\theta}$ とする関数 $y = f(x; \vec{\theta})$ であるような事象のばらつきが Gauss 分布

$$\Phi(y; f(\vec{\theta}; x), \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[-\frac{(y - f(\vec{\theta}; x))^2}{2\sigma^2} \right] \quad (\text{A.1})$$

で与えられる時、ある測定値 (x_i, y_i) が実際に観測される確率は、

$$L_i = \Phi(y_i; f(\vec{\theta}; x_i), \sigma_i). \quad (\text{A.2})$$

従って、ある n 個の測定値の組が得られた時、その確率は、

$$\begin{aligned} P &= \prod_i \Phi(y_i; f(\vec{\theta}; x_i), \sigma_i) \\ &= \prod_i \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \exp \left[-\frac{(y_i - f(\vec{\theta}; x_i))^2}{2\sigma_i^2} \right] \\ &= \prod_i \left[\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \right] \times \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_i \frac{(y_i - f(\vec{\theta}; x_i))^2}{\sigma_i^2} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

となる。この確率 P が最も大きいようなパラメータの組 $\vec{\theta}$ が、最もよい推定と考えられるから、結局、

$$S(\vec{\theta}) \equiv \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \left[y_i - f(\vec{\theta}; x_i) \right]^2 = \min \quad (\text{A.4})$$

が求めるべき $\vec{\theta}$ の最小二乗条件である。

一般に、誤差を与えるものが同一の測定器による測定誤差の場合、 σ_i は全て同一と考えられるので、 $\sigma_i = \sigma_0$ として、

標準偏差 σ の二乗, つまり分散が最小になるような条件,

$$\sigma^2 = \frac{\sigma_0^2 S(\vec{\theta})}{n-m} \equiv \frac{1}{n-m} \sum_i [y_i - f(\vec{\theta}; x_i)]^2 = \min \quad (\text{A.5})$$

を最小二乗条件として用いる事もある. ここで用いた n と m はそれぞれ観測数 (x_1, \dots, x_n) とパラメータの数 ($\theta_1, \dots, \theta_m$) である.

Poisson 分布の最尤推定法

真のモデル $f(x; \vec{\theta})$ に対しばらつきが Poisson 分布

$$P(y; f(x; \vec{\theta})) = \frac{\{f(x; \vec{\theta})\}^y \exp[-f(x; \vec{\theta})]}{y!} \quad (\text{A.6})$$

で与えられる時, ある測定値の組が得られる確率は,

$$\begin{aligned} P &= \prod_i P(y_i; f(x_i; \vec{\theta})) \\ &= \prod_i \frac{\{f(x_i; \vec{\theta})\}^{y_i} \exp[-f(x_i; \vec{\theta})]}{y_i!} \\ &= \prod_i \left[\frac{\{f(x_i; \vec{\theta})\}^{y_i}}{y_i!} \right] \times \exp \left[-\sum_i f(x_i; \vec{\theta}) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

と与えられる. この最小値を与える $\vec{\theta}$ を計算して最尤推定を行う事は Gauss 分布ほど容易ではないが, $f(x_i; \vec{\theta})$ が定数の時は簡単に解けて,

$$f(x_i; \vec{\theta}) = C = \bar{y}_i \quad (\text{A.8})$$

となる.

付録B 実験マニュアル

B.1 Gコース真空装置マニュアル

図 B.1、図 B.2 はそれぞれタンデムの実験室内の真空ポンプの操作パネルと実験室内部の概略図である。ここで使用しないボタン名や配置は省略してある。

B.1.1 真空引き

1. 散乱槽真空ステーション 3 の手動ボタンを押し、手動モードに変更する。
2. RP3 を ON にするとまもなく FV3 が点灯するので開く。
3. ターボポンプの真空が引かれると TP3 が点灯するので ON にする。
4. RP3R を ON にする。
5. 散乱槽底面横のリークバルブと可変バルブが閉まっていることを確認する。
6. BV3R を開き、可変バルブを徐々に開いて散乱槽の真空を引く。
7. TG3 が 140Torr あたりを示したら、RV3R を開く。
8. 散乱槽真空ステーション 3 を自動モードに変更し、運転ボタンを押し。
9. IG3 が 5×10^{-6} Torr を切るあたりで GV3 を開く。
10. IG3 が 3.5×10^{-6} Torr を切るあたりで GV2 を開く。
11. 共通ダクト、振分電磁石直後の真空計があまり変化していないことを確認する。

B.1.2 真空解除

1. コースセレクトを行う。
現在のコース (G コース) から、次に実験を行うコースへ変更する。変更方法はコース切り替えマニュアル参照のこと。
2. GV2、GV3 を閉じる
3. 散乱槽真空ステーション 3 を停止し、手動モードに変更する。
またすぐに真空引きをする場合は、停止ボタンを押さずに手動モードに移行する方が TP3 の再起動が必要ないので時間短縮になる。
4. TV3、RV3R、BV3R が閉じていることを確認してから、散乱槽底面横のリークバルブからリークする。
散乱槽に一番近いメインバルブを少し開けてから、最も外側のニードルバルブで少しずつリークする。間のバルブは大量にリークできるが多用は禁物 (特にリーク初期)。
5. TP3 を手動で停止させる必要がある場合は、TP3 を OFF、FV3 を閉、RP3 を OFF の順で停止させる。

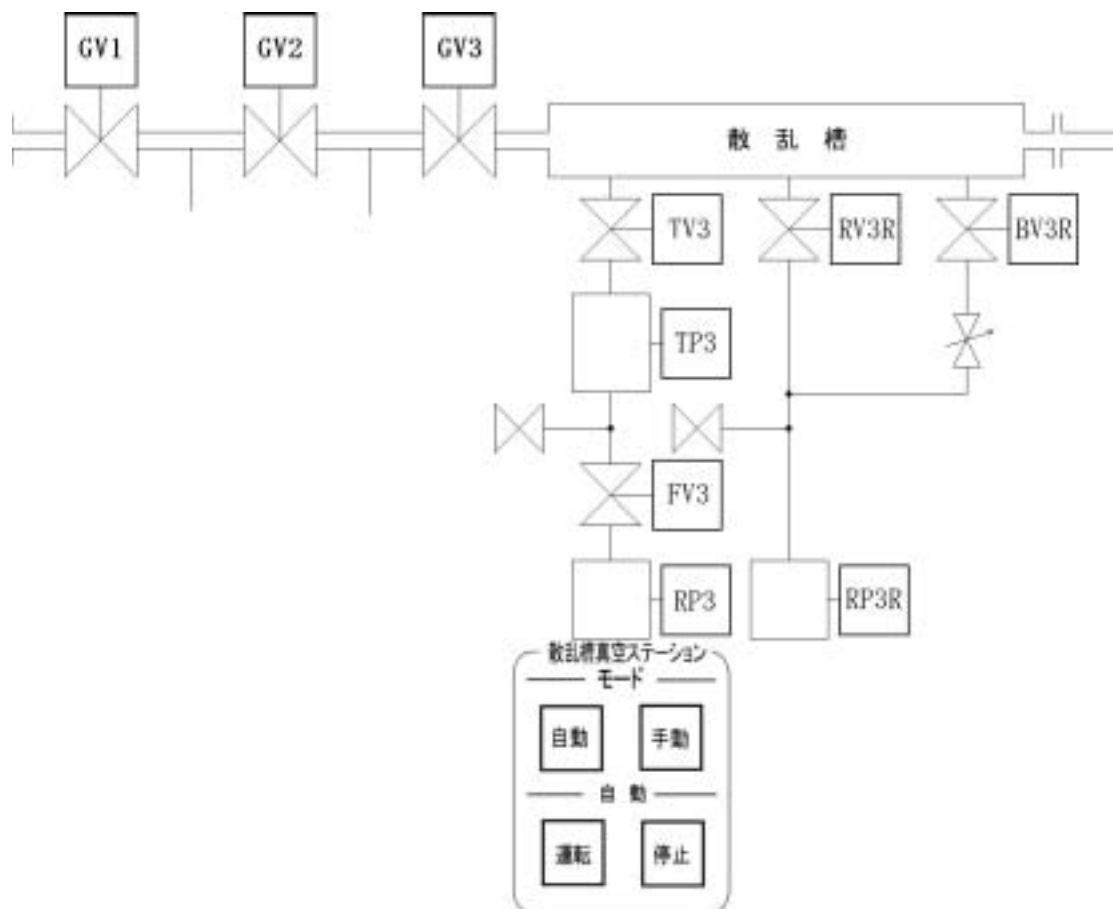


図 B.1 真空ポンプ操作パネル概略図

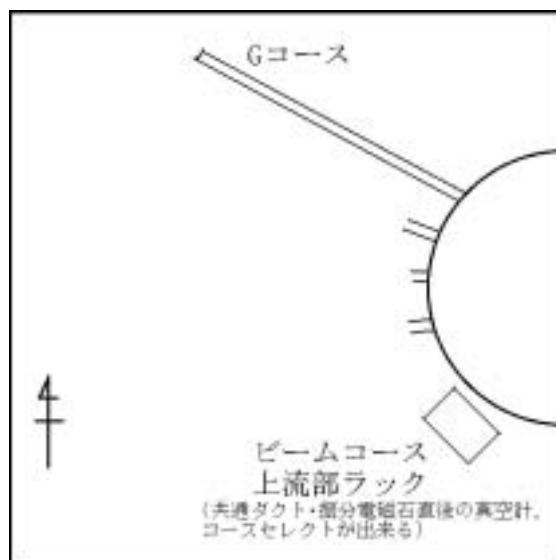


図 B.2 実験室内部の配置

B.2 F コース真空装置マニュアル

図 B.3 はタンデムの実験室内の F コース真空装置の操作パネルの概略図である。

B.2.1 真空引き

1. F コース奥の電源を入れる。 パネルの POWER 点灯
2. 真空ポンプのゲートバルブとリークバルブを締める。
3. RP ON を押す。
4. START を押して NORMAL が点灯するまで待つ。
5. NORMAL が点灯したらゲートバルブを開く。

B.2.2 真空解除

1. ゲートバルブを締める。
2. STOP/RESET を押し BRAKE が点灯するまで待つ。
3. BRAKE が点灯したら、RP OFF を押す。
4. リークバルブを開ける。

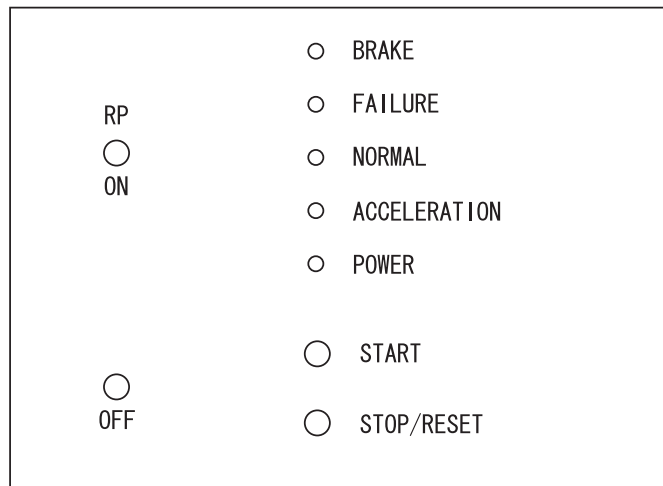


図 B.3 F コース真空装置操作パネル概略図

B.3 コース切り替えマニュアル

図 B.4 はタンデムのコースセクタの操作パネルの概略図である。

B.3.1 切り替え時

1. TPG300GAUGE を OFF にする。 コース SELECT ENABLE 点灯
2. コース SELECT で使用するコースを選択する。 選んだコースの赤 LED 点灯
3. TPG300GAUGE を ON にする。 コース SELECT DISABLE 点灯
4. IGC05-1AB が 3×10^{-7} Torr 以下で VALVE OPEN OP ENABLE の緑 LED が点灯する。
5. BLV05-1 の赤スイッチを IGC05-1AB が 2×10^{-7} Torr 以下になるまで押しつづける。

補足

BLV05-1 のインターロックが働いたとき (IGC05-1AB の真空度が 2×10^{-7} Torr を越えた時) は、原因を調査対策後、緑の RESET スイッチを押す。

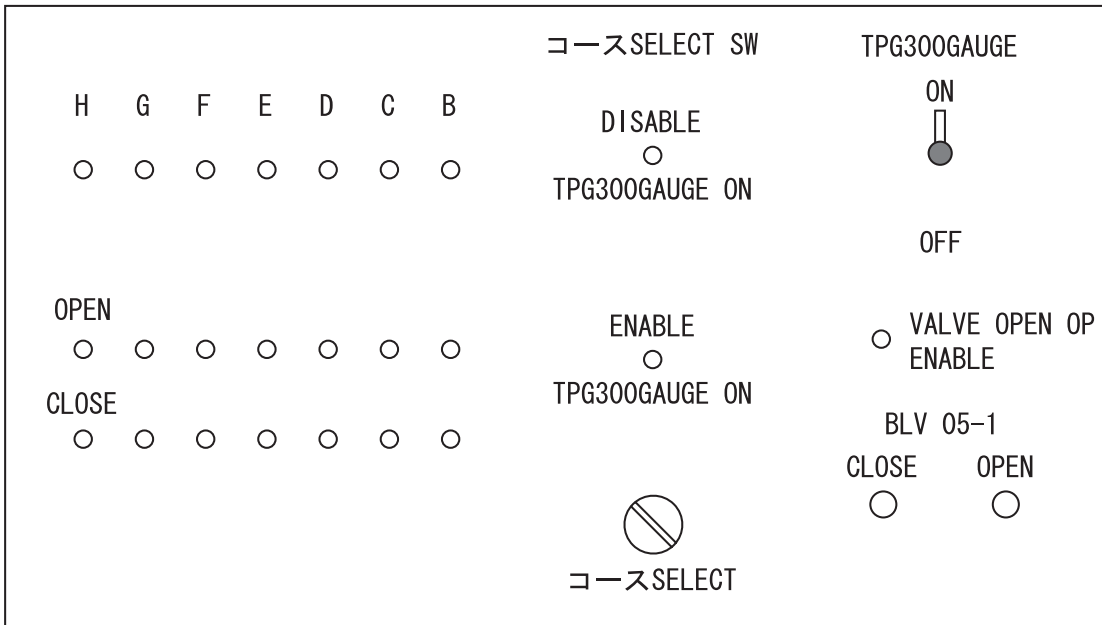


図 B.4 コースセクタ概略図

B.4 リークディテクタマニュアル

図 B.5、B.6 はそれぞれリークディテクタの上面パネルと背面下部のリアパネルの概略図である。

B.4.1 準備

1. THROTTLE、ROUGHING、FORELINE バルブが全て閉まっていることを確認する。
THROTTLE は手動式、ROUGHING、FORELINE はスイッチ式で ON が開、OFF が閉である。
2. CONTROL、PROTECT、PUMPING UNIT、STAND BY、HEATING が全て OFF であることを確認する。
3. リアパネルの POWER ON/OFF スイッチを ON にする。
4. フォアポンプスイッチを ON にする (スイッチは前面下部にある)。
5. FORELINE バルブスイッチを ON(開) にする。
6. 1 分後に TMP の PUMPING UNIT スイッチを ON にする。
チュルチュルという音がしなくなれば (ターボポンプが引けたら)OK
7. ROTATION メーターが緑の部分 (右側) にいていることを確認したら、CONTROL スイッチを ON にする。
8. PRESSURE メーターが 1×10^{-5} Torr を示したら準備完了。

B.4.2 リークチェック

1. テストポートにサンプルを接続する。
2. FORELINE バルブスイッチを OFF(閉) にする。
3. ROUGHING バルブスイッチを ON(開) にする。
4. サンプル内の粗引きが終わったら、ROUGHING バルブを閉じる。
5. FORELINE バルブを開く。
6. THROTTLE バルブを開いていく。その際 PRESSURE メーターが右に振り切れないように注意する。
7. メーターが 2×10^{-4} Torr 以下になったことを確認したら、PROTECT を ON にした後 FILAMENT を ON にする。
真空は 10^{-5} Torr レンジまで引いたほうが良い。FILAMENT は低い真空度では破損の恐れがあるのでリークテスト中以外は OFF にしておくこと。
8. PUSH EMISSION スイッチを押しながら、PRESSURE メーターで示されるエミッション電流が 2mA であることを確認する。
9. ヘリウムをテスト部に吹き付け、リークテストをする。テストのレンジは適当に調節する。
10. サンプルを取り替えるときは、FILAMENT を OFF にして THROTTLE バルブを閉じ、サンプルを外す。

B.4.3 停止方法

1. THROTTLE バルブを閉じ、ROUGHING バルブが閉じていることを確認する。
2. PUMPING UNIT、CONTROL を OFF にする。

3. 1~2分後 FORELINE バルブを閉じる。
4. フォアポンプスイッチを OFF にする。
5. リアパネルの TMP VENT を ON にしてターボポンプをリークする。
6. POWER ON/OFF スイッチを OFF にする。

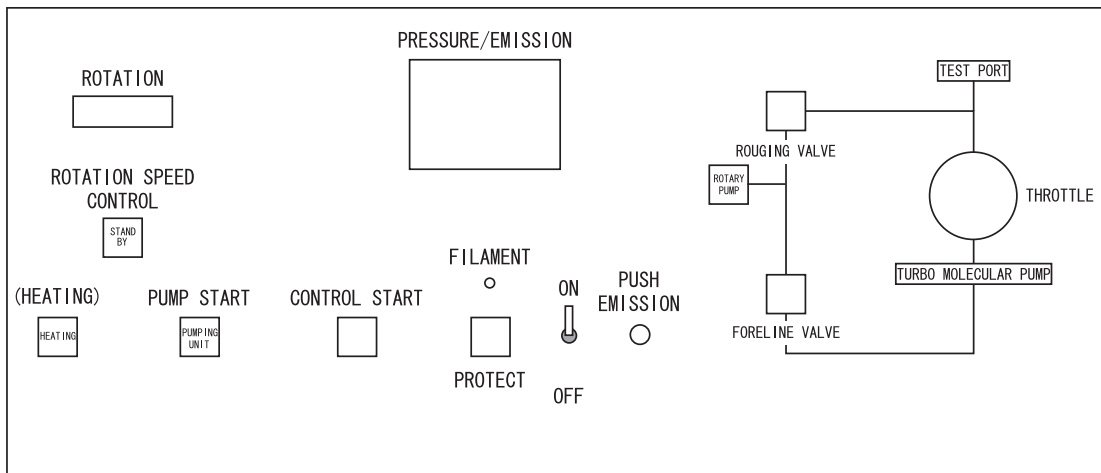


図 B.5 上部操作パネル概略図

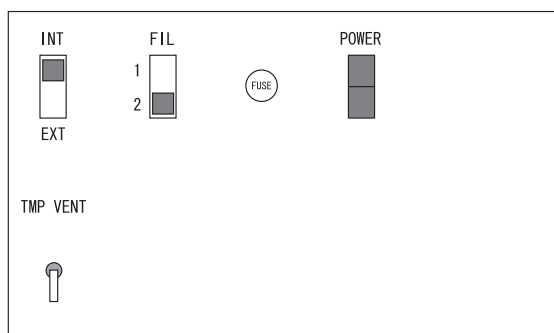


図 B.6 リアパネル概略図