

2014 年度 修士論文

J-PARC における中性子寿命精密測定実験
- 2014 年度取得データの解析 -

九州大学大学院 理学府 物理学専攻
粒子物理学分野 素粒子実験研究室

田中 元気

指導教員 吉岡 瑞樹

2015 年 2 月 26 日

概要

中性子寿命は宇宙初期の軽元素合成比を予言するビッグバン元素合成理論や、CKM 行列のユニタリ性の検証において重要なパラメータである。

現在中性子寿命の値の世界平均は 880.3 ± 1.1 [sec](PDG 2014) となっており、その測定手法は 2 つに大別できる。1 つは中性子崩壊生成物の陽子を計測する陽子捕獲法、もう 1 つは超冷中性子 (UCN : Ultra Cold Neutron) を貯蔵し、その減少割合を数える UCN 貯蔵法である。これら 2 つの方法は、各々 0.1% の精度を主張しているものの、それぞれの結果の間には 1% の乖離が見られている。そこで我々は茨城県東海村、大強度陽子加速器施設 J-PARC / 物質・生命科学実験施設 / ビームライン BL05 においてこれまでと異なる手法を用いた中性子寿命測定実験を開始した。本実験は Kossakowski らの手法を改良したもので、Time Projection Chamber(TPC) というガス検出器を用いて、中性子崩壊の生成物である電子を計数する。本実験では陽子捕獲法で最も大きな系統誤差になっているフラックス測定に伴う不定性を取り除くため、TPC ガス中に混ぜた ^3He に対する中性子吸収反応を用いてフラックスを同時測定する。また、UCN 貯蔵法で最も大きな系統誤差になっている壁との相互作用に関しても、中性子貯蔵容器を用いないため問題にならない。このため、従来の実験よりもより精度のよい結果を得る事ができると期待される。

本実験は 2014 年度に最初の物理データを取得しており、本研究ではここで取得したデータの解析を行った。まず中性子崩壊イベント抽出に用いるカットに伴う検出効率導出のため、モンテカルロシミュレーションを開発した。シミュレーションでは粒子の相互作用を Geant4 を用いて計算した後、エネルギーデポジット情報を波形に変換し実験と同様の解析を行った。シミュレーションには実験のビーム分布やドリフト電子の減衰、拡散などの効果も実装し、実験結果を良く再現するシミュレーションの開発ができた。解析では様々なイベントについて、その起源や特徴を検出器の応答も考慮しながら調査した。そしてそれを踏まえてシグナル抽出のためのカット開発を行い、シグナル数やバックグラウンドのイベント数の評価を行った。その結果本研究で確立した解析手法により、2014 年度のデータから $O(1\%)$ の精度で中性子寿命の値を導出することができた。

目次

第 1 章	研究背景	1
1.1	中性子	1
1.2	中性子寿命測定実験	1
1.3	中性子寿命測定モチベーション	2
1.3.1	ビッグバン元素合成	2
1.3.2	Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 行列	5
1.4	本研究以前の中性子寿命測定実験	5
1.4.1	陽子捕獲法	7
1.4.2	UCN 貯蔵法	7
1.4.3	Kossakowski らの実験	8
第 2 章	J-PARC における中性子寿命測定実験	11
2.1	実験施設	11
2.1.1	J-PARC	11
2.1.2	MLF	11
2.1.3	BL05	12
2.2	J-PARC における中性子寿命測定実験装置群	12
2.2.1	本実験の全体像と特徴	12
2.2.2	スピンドリフチョッパー	17
2.2.3	Time Projection Chamber (TPC)	18
2.2.4	その他装置群	20
2.3	データ収集系と取得したデータ	22
第 3 章	データ解析の方針	25
3.1	中性子寿命導出の方針	25
3.2	荷電粒子の飛跡情報	26
3.2.1	DTIME	26
3.2.2	RANGE	26

3.2.3	DC	26
3.2.4	ENERGY	27
3.3	β 崩壊事象と ^3He 吸収事象の特徴	29
第 4 章	データ解析	31
4.1	フォアグラウンドの見積もり	31
4.2	バックグラウンドの見積もり	33
4.2.1	環境バックグラウンド	33
4.2.2	上流起因バックグラウンド	34
4.2.3	ガス起因バックグラウンド	35
4.2.4	^3He 吸収事象の漏れ込み	36
4.2.5	CO_2 吸収事象	36
4.2.6	バックグラウンドのまとめ	37
第 5 章	モンテカルロシミュレーションの構築と検出効率の導出	39
5.1	使用ソフトと実装した装置群	39
5.2	ビーム分布の実装	40
5.2.1	X 分布と Z 分布の調整	40
5.2.2	Y 分布の調整	41
5.3	波形の実装	42
5.4	拡散の実装	43
5.5	ゲイン、アテネーションの調整	43
5.6	ドリフト速度の算出	44
5.7	検出効率の導出	45
第 6 章	まとめとこれから	47
	参考文献	51

1.1	エネルギーによる中性子の分類	2
1.2	中性子寿命の変遷	2
1.3	ビッグバン元素合成理論による軽元素合成割合	4
1.4	バリオン-光子比 (横軸) と、H と ^4He の比 (縦軸) の関係	4
1.5	$ V_{ud} $ と λ の関係	6
1.6	陽子捕獲法と UCN 貯蔵法により測定された中性子寿命の変遷	6
1.7	陽子捕獲法実験のセットアップ	8
1.8	UCN 貯蔵実験のセットアップ	9
1.9	Kossakowski らの実験のセットアップ	10
2.1	J-PARC の鳥瞰図	13
2.2	BL05 実験エリアの写真	13
2.3	偏極ビームブランチ 16m 位置での TOF スペクトル。	14
2.4	本実験のセットアップ	15
2.5	実験セットアップの全体写真	16
2.6	スピンドリッパチョッパーのセットアップ	17
2.7	スピンドリッパチョッパーの概念図	18
2.8	スピンドリッパチョッパーのパフォーマンス	18
2.9	TPC とワイヤーの位置関係	20
2.10	TPC の写真	20
2.11	TPC の内部を下流側から上流側から見ている写真	21
2.12	鉛遮蔽の写真	22
2.13	ビームシャッターの写真	22
2.14	DAQ 回路	23
3.1	DC の概念図	27
3.2	ゲインの時間変動	28
3.3	宇宙線事象の ENRGY と RANGE の関係	28

3.4	横軸 RANGE、縦軸 ENERGY プロット	29
3.5	β 崩壊事象 (上) と、 ^3He 吸収事象 (下) の TPC から再構成された飛跡 (Z-X 平面)	30
4.1	TOF-Z 分布	32
4.2	TOF 信号領域決定方法の概念図	32
4.3	TOF 分布	34
4.4	上流起因バックグラウンドの見積もり方法	35
4.5	β 崩壊事象選択条件を課した後の Anode DC 分布	36
4.6	^3He 吸収事象の信号領域への漏れ込みの評価方法	37
4.7	^3He 吸収事象の ENRGY 分布	37
4.8	モンテカルロシミュレーションによる CO_2 吸収事象の RANGE 分布	38
5.1	Geant4 を用いて実装した中性子寿命測定装置群。	40
5.2	CH_4 吸収事象の発生過程。	41
5.3	中性子ビームの X 分布	41
5.4	中性子ビームの Z 分布	41
5.5	TPC 上方向に突き抜けた β 崩壊事象候補と下方向に突き抜けた β 崩壊事象候補の DTIME 分布	42
5.6	鉄イベントの典型的な波形	43
5.7	波形の足し合わせ	43
5.8	アノードヒット 1 本と、アノードヒット 2 本の鉄事象の ASUM 分布	44
5.9	^{55}Fe 事象の波形積分分布	44
5.10	宇宙線事象のドリフト時間分布。ピークが TPC を上から下まで突き抜けた宇宙線事象に対応する。	45
5.11	ENERGY 分布 : 実験とシミュレーション	46
5.12	RANGE 分布 : 実験とシミュレーション	46
5.13	DTIME 分布 : 実験とシミュレーション	46
5.14	CATHODE DC 分布 : 実験とシミュレーション	46

第 1 章

研究背景

この章では中性子寿命測定の物理的なモチベーションと、これまで行われてきた中性子寿命測定実験について述べる。

1.1 中性子

中性子は 1932 年に Chadwick によって発見された [1]。質量は $939.57 \text{ MeV}/c^2$ 、スピンは $1/2$ 、電荷を持たず、原子核に束縛されていない中性子は寿命 $880.3 \pm 1.1 \text{ sec}$ [2] で電子、陽子、反電子ニュートリノに β 崩壊する。中性子はそのエネルギーによって分類されており、対応する温度、速度、ドブロイ波長とともに図 1.1 に示す。中性子寿命測定実験には、エネルギー 数 meV 程度の冷中性子、又はエネルギー 100 neV 程度の超冷中性子 (UCN : Ultra Cold Neutron) が用いられる。これらのエネルギー領域の中性子は強い波動性を示し、光学的な制御や容器への貯蔵などを行うことが可能である。本研究の実験で用いるのはエネルギーが数 meV の冷中性子である。

1.2 中性子寿命測定実験

中性子の発見の後、Chadwick と Goldhaber は中性子質量の測定を始め、それが陽子よりも重いことを確認した。従って、中性子はより質量の軽い陽子へ崩壊可能であると予想された。しかし、当時は中性子源があまり発達しておらず、1950 年代になり原子炉中性子源が発達してから初めて中性子崩壊が観測された。図 1.2 に Particle Data Group が公開している中性子寿命の変遷を示す [3]。中性子寿命測定実験が始まった当初は $O(1\%)$ の精度であったが、現在の世界平均は $880.3 \pm 1.1 \text{ sec}$ であり、 $O(0.1\%)$ の精度で中性子寿命が測定されている。

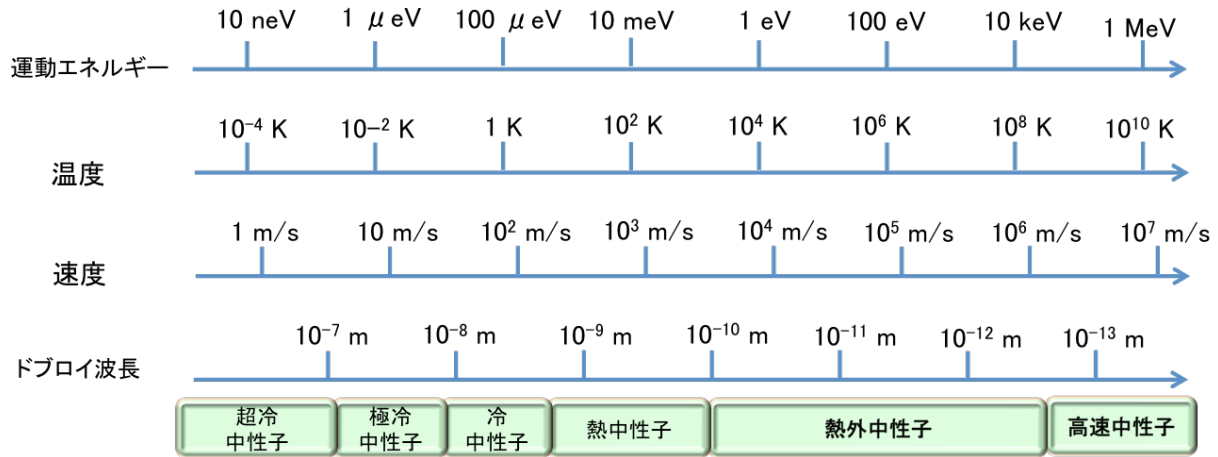


図 1.1 エネルギーと対応する温度、速度、波長による中性子の分類。本実験では 1 meV の冷中性子を用いる。

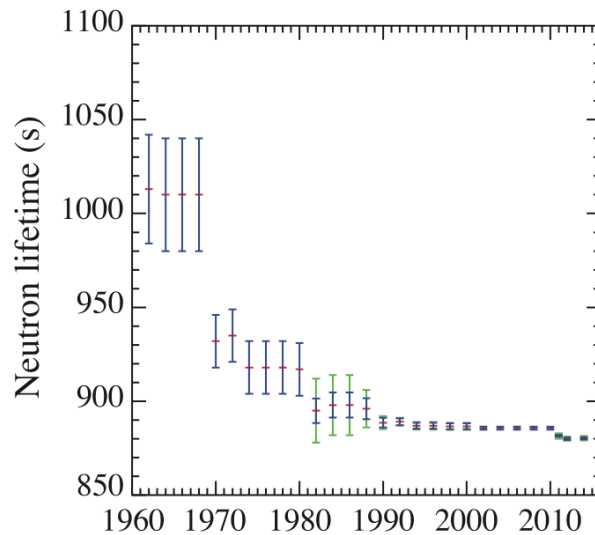


図 1.2 中性子寿命の変遷 [3]。当初は $O(1\%)$ の精度であったが、現在は $O(0.1\%)$ の精度で測定されている。

1.3 中性子寿命測定のもちベーション

この節では中性子寿命が重要な影響を与える物理として代表的なビッグバン元素合成と CKM 行列のユニタリティー性について述べる。

1.3.1 ビッグバン元素合成

ビッグバン元素合成理論 (BBN : Big Bang Nucleosynthesis) は、宇宙初期の元素量を预言する理論である。図 1.3 にビッグバンが起きてから経過した時間と軽元素合成割合の関係を示

した [4]。ビッグバン直後の宇宙は超高温高密度であり、クォークやグルーオンはプラズマ状態になっていたと考えられている。ビッグバンから 10^{-4} 秒経つと、クォークがグルーオンによって束縛状態を形成することが可能となるまでに宇宙の温度が冷え、陽子と中性子が作られる。この時間帯では弱い相互作用を通じて陽子と中性子は平衡状態にあり、以下のような反応が成立している。

$$n + e^+ \longleftrightarrow p + \bar{\nu} \quad (1.1)$$

$$p + e^- \longleftrightarrow n + \nu \quad (1.2)$$

このときの陽子と中性子の比は

$$n/p = \exp(-Q/T) \quad (1.3)$$

で与えられる。 T は宇宙の温度、 Q は陽子と中性子の質量差であり $Q = 1.293 \text{ MeV}$ である。平衡状態であるビッグバンから 10^{-4} 秒後の時間帯では宇宙の温度 T はまだ十分に高く $T \gg Q$ であるので、

$$n/p \sim 1 \quad (1.4)$$

が成立している。ビッグバンから 1 秒後、 $T \sim 1 \text{ MeV}$ ではこの平衡状態は崩れていき、中性子数が β 崩壊によって減少を始める。その後約 3 分の間に中性子と陽子が結合することで重水素が作られ、様々な軽元素に発展していく。ここで、作られる軽元素の数は残存する中性子の割合に依存するため、中性子の寿命 τ_n は BBN にとって重要なパラメータとなる。図 1.4 にバリオン-光子比 (横軸) と、H と ^4He の比 (縦軸) の関係を示した [5]。縦に引かれた緑色の帯は衛星の観測によって求められた宇宙のバリオン-光子比 [6] の実測値であり、横に引かれたピンクの帯は Izotov らの観測により求められた H と ^4He の比の実測値である [7]。一方青と水色の曲線は、BBN から予言される理論曲線である。青色の曲線は UCN 貯蔵法から得られた中性子寿命をインプットにしており、水色の曲線は陽子捕獲法から得られた中性子寿命をインプットにして描かれている。中性子寿命の値が大きくなると、曲線は上側にずれていくことになる。

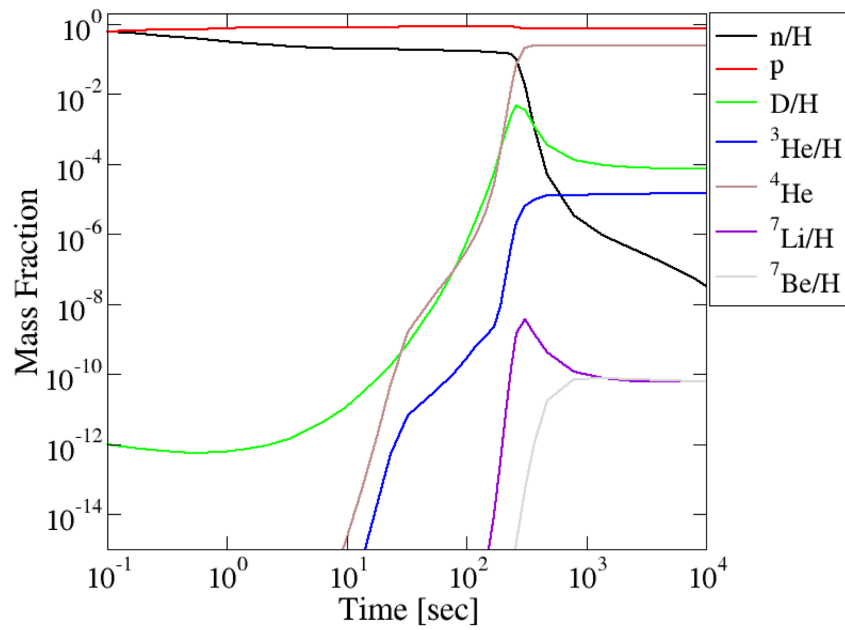


図 1.3 ビッグバン元素合成理論による軽元素合成割合 [4].

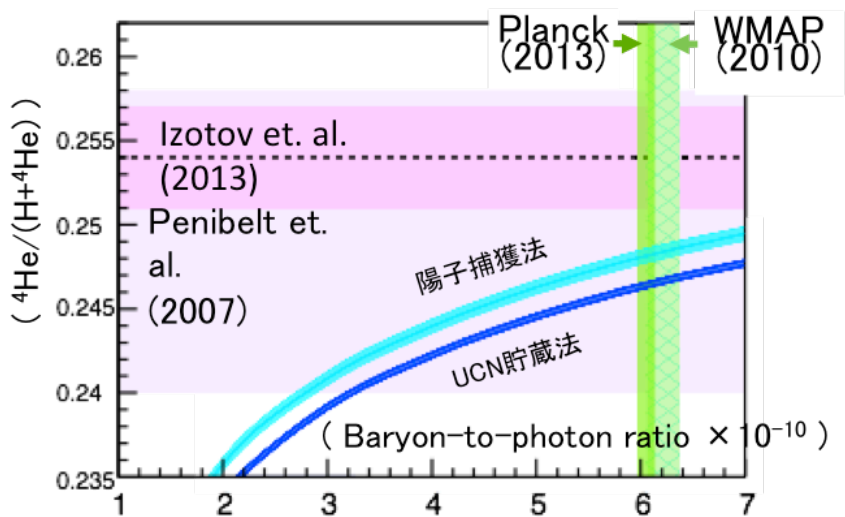


図 1.4 バリオン-光子比 (横軸) と、H と ^4He の比 (縦軸) の関係 [5]。縦と横に引かれた帯は観測により求められた値、青と水色の曲線は BBN から予言される理論曲線。

1.3.2 Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 行列

Cabibbo-Kobayashi-Maskawa(CKM) 行列 V は式 (1.5) で表され、弱い相互作用によるクォーク間の遷移を表す行列である。

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

この行列のユニタリー条件は

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 \quad (1.6)$$

であり、このユニタリー性が破れることはクォークが 3 世代以上存在することを意味する。この項のうち、 $|V_{us}|$ は K 中間子を用いた実験によって 0.1% の精度で測定されており、 $|V_{ub}|$ の寄与は $|V_{ud}|$ に比べ 2 桁以上も小さいため、ユニタリー性の検証のためには $|V_{ud}|$ 値を精度よく決定することが最も重要な課題となっている。 $|V_{ud}|$ は軸性ベクトル及びベクトルの結合定数の比 $\lambda = g_A/g_v$ と中性子寿命 τ_n をパラメータに持つため、中性子寿命を精密に測定することで CKM 行列のユニタリー性の検証ができる。図 1.5 と式 (1.7) に λ と $|V_{ud}|$ の関係を示した。

$$|V_{ud}|^2 = \frac{4980 \pm 4}{\tau_n(1 + 3\lambda^2)} \quad (1.7)$$

図中赤色の帯は、原子核の β 崩壊から求められた $|V_{ud}|$ の値で、緑色の帯は実験により求められた λ の値を示している [8]。青色と水色の帯は中性子寿命から求められる $|V_{ud}|$ と λ の関係を示しており、青色は UCN 貯蔵法から、水色は陽子捕獲法から得られた中性子寿命をインプットにして描かれている。UCN 貯蔵法から得られた中性子寿命を採用すれば CKM 行列のユニタリー性は保たれるが、陽子捕獲法から得られた中性子寿命を採用するとユニタリー性の破れが見えてくるため、中性子寿命の決定精度の向上が望まれていることが分かる。

1.4 本研究以前の中性子寿命測定実験

1.3 節で述べたように、本研究以前に行われた中性子寿命測定実験には陽子捕獲法と UCN 貯蔵法の 2 つの手法が存在し、各々 0.1% の統計精度を主張しているものの、手法間で中性子寿命の値に 3.8σ 、 $O(1\%)$ の乖離が生じている。図 1.6 にそれぞれの手法で求められた中性子寿命の変遷を示す。以下ではその 2 つの手法と、本研究の先行実験について述べる。

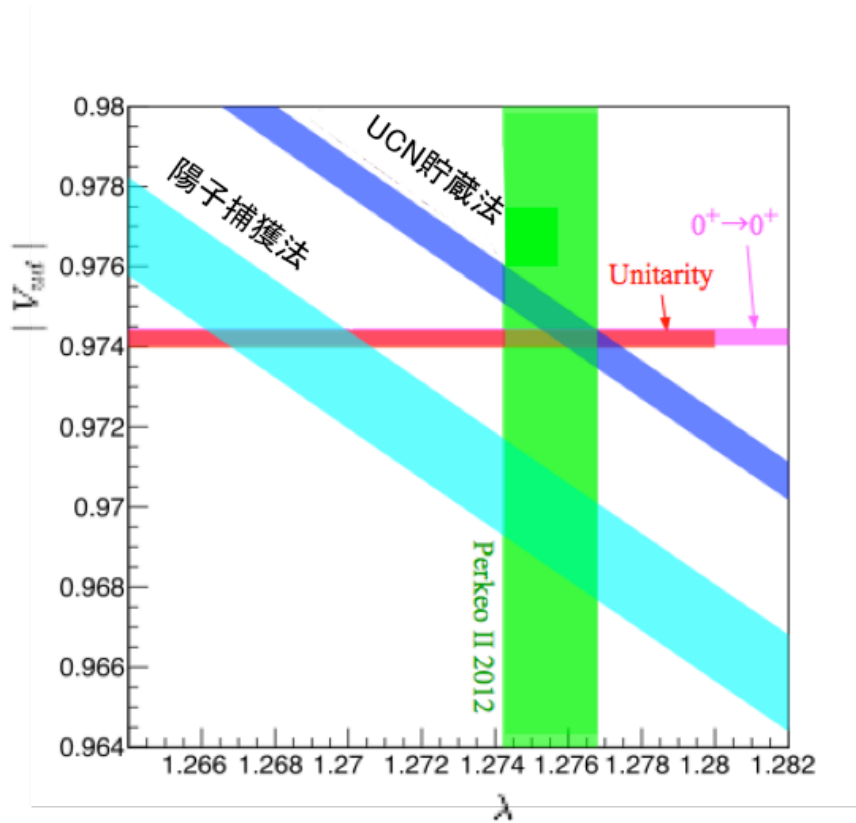


図 1.5 $|V_{ud}|$ と λ の関係。赤色の帯は、原子核の β 崩壊から求められた $|V_{ud}|$ の値。緑色の帯は実験により求められた λ の値 [8]。青色と水色の帯はそれぞれ UCN 貯蔵法、陽子捕獲法によって測定された中性子寿命から求められる $|V_{ud}|$ と λ の関係。

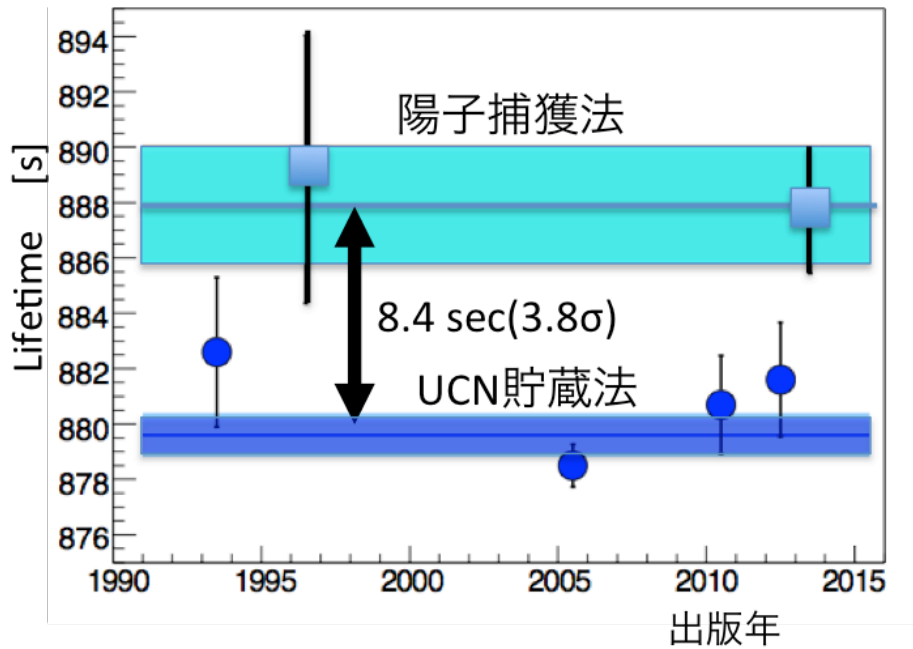


図 1.6 陽子捕獲法と UCN 貯蔵法により測定された中性子寿命の変遷。

1.4.1 陽子捕獲法

陽子捕獲法を用いた実験として代表的な、NIST(National Institute of Standards and Technology) グループが行った実験 [9] のセットアップを図 1.7 に示す。この実験装置は、陽子捕獲装置、中性子フラックス検出器、陽子検出器の 3 つから構成される。この実験ではフランスにある ILL (Institut Laue - Langevin) 研究所の原子炉中性子をモデレータで冷中性子まで減速して使用する。図の右側から左側へと入射された中性子ビームは陽子捕獲装置を通り、その中で中性子が β 崩壊することで生成した陽子がミラー電極によって捕獲される。一定時間後に上流側のミラー電極電圧をグラウンドに落とす事によって捕獲されていた陽子を陽子検出器まで送り、陽子の計数をカウントする。陽子捕獲装置の下流には中性子フラックス検出器が置かれており、 ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^4\text{He}$ 反応を用いることで中性子フラックスを測定する。この実験において、単位時間あたりの中性子崩壊のカウントレートは S_β と、中性子フラックスのカウントレート S_n はそれぞれ

$$S_\beta = \varepsilon_p N \frac{L_1}{\tau_n v} \quad (1.8)$$

$$S_n = \varepsilon_n N \rho \sigma L_2 \quad (1.9)$$

のように書ける。ここで、 ε_p は中性子崩壊陽子に対する検出効率、 N は中性子フラックス、 v は中性子の速度、 L_1 は陽子捕獲装置の長さ、 ε_n は中性子フラックス検出器の検出効率、 ρ と σ はそれぞれフラックス検出器の ${}^6\text{Li}$ の密度と吸収断面積、 L_2 は ${}^6\text{Li}$ の厚みである。ここから中性子寿命 τ_n は、次式 (1.10) で表される。

$$\tau_n = \frac{1}{\rho \sigma v} \left(\frac{S_n / \varepsilon_n}{S_p / \varepsilon_p} \right) \frac{L_1}{L_2} \quad (1.10)$$

この実験の結果は

$$\tau_n = 887.7 \pm 1.2(\text{stat.}) \pm 1.9(\text{syst.}) \text{ sec} \quad (1.11)$$

であった。主な系統誤差の要因として ${}^6\text{Li}$ の密度や吸収断面積の決定精度に起因する、中性子フラックスの測定に伴う不定性があげられる。

1.4.2 UCN 貯蔵法

次に UCN 貯蔵法を用いた中性子寿命測定実験について説明する。ILL で行われた Serebrov らの実験 [10] のセットアップを図 1.8 に示す。UCN は運動エネルギーが 100 neV 程度であり、ニッケルなどの物質表面で全反射するという性質を持つ。この性質を利用して図中 1 の UCN ガイドから輸送されてきた中性子は図中 8 の UCN 貯蔵容器に閉じ込められる。一定時間経過したあとに図中 3 のバルブを開いて図中 12 の検出器に UCN を輸送し、崩壊せずに残った中性子を計数する。2 つの異なる貯蔵時間で測定した残存中性子の計数を S_1 、 S_2 、貯

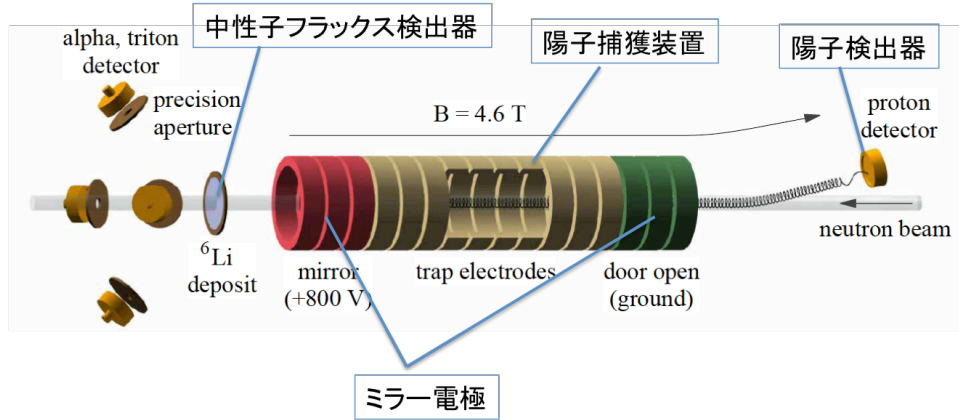


図 1.7 陽子捕獲法実験のセットアップ [9]。図の右側から左側へ輸送された中性子ビームは陽子捕獲装置を通り、その中で β 崩壊することで生成された陽子が一定時間後に陽子検出器へ輸送され計数される。陽子捕獲装置下流には中性子フラックス検出器が置かれ、中性子フラックスが測定される。

蔵時間の差を Δt とすると、中性子寿命 τ_n と、中性子が貯蔵容器の壁と相互作用することで減少する割合 τ_{wall} との関係は次式で表される。

$$\frac{\ln(S_1/S_2)}{\Delta t} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{wall}} \quad (1.12)$$

この実験では

$$\tau_n = 878.5 \pm 0.7(stat.) \pm 0.3(syst.) \text{ sec} \quad (1.13)$$

という結果が得られた。この手法に伴う主な系統誤差の要因として、中性子と貯蔵容器壁面との相互作用による中性子損失の効果があげられる。

1.4.3 Kossakowski らの実験

本研究の先行実験として、1989 年に Kossakowski らが行った実験がある [11]。図 1.9 にこの実験のセットアップを示す。原子炉中性子源から発生した中性子ビームは図中左下から輸送され、チョッパードラムでバンチ化された後単色計で特定の中性子のみが取り出される。単色化された中性子バンチは図中右側に配置されている Time Projection Chamber (TPC) というガス検出器に輸送され、TPC で中性子崩壊生成物である電子が検出される。TPC ガス中には少量の ^3He が混ぜられており、中性子は ^3He に吸収されることで $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ 反応を起こす (以下、この反応を ^3He 吸収事象と呼ぶ)。この反応を用いることで、中性子フラックスを β 崩壊と同一の検出器で測定することが可能となる。この実験における中性子寿命は、式 (1.10) で $L_1=L_2$ を代入し、 σ は $1/v$ に比例するという関係を利用して

$$\sigma v = \sigma_0 v_0 \quad (1.14)$$

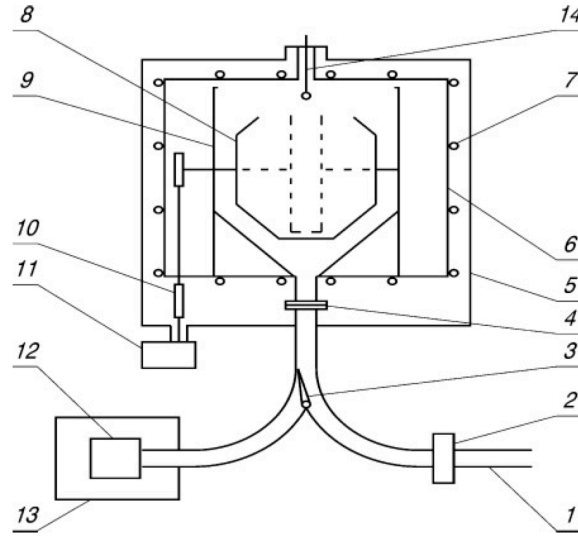


図 1.8 UCN 貯蔵実験のセットアップ。1 UCN ガイド、2 入射バルブ、3 識別バルブ、4 フォイルユニット、5 真空容器、6 真空低温槽、7 冷却システム、8 UCN 貯蔵槽、9 低温槽、10 貯蔵槽回転駆動装置、11 モーター、12 UCN 検出器、13 遮蔽体、14 気化器。図中 1 の UCN ガイドから輸送されてきた中性子は図中 8 の UCN 貯蔵容器に閉じ込められる。一定時間経過したあとに図中 3 のバルブを開いて図中 12 の検出器に UCN を輸送し、崩壊せずに残った中性子を計数する。

を用いることで

$$\tau_n = \frac{1}{\rho_{^3\text{He}} \sigma_0 v_0} \left(\frac{S_n / \varepsilon_n}{S_\beta / \varepsilon_\beta} \right) \quad (1.15)$$

と書ける。ここで $\rho_{^3\text{He}}$ は ^3He の密度、 v_0 は 2200 m/s、 σ_0 は 2200 m/s の中性子に対する ^3He 吸収断面積である。 ^3He の密度が中性子寿命に直接影響するため、 ^3He の密度は一定に保つ必要がある。そのため、ガスは真空引き後に TPC に封入され、封じきった状態で測定が行われる。 ^3He の密度は体積膨張法や質量分析法を用いることで求められる。Kossakowski らの実験の結果は

$$\tau_n = 878 \pm 27(\text{stat.}) \pm 14(\text{syst.}) \text{ sec} \quad (1.16)$$

となった。単色計による中性子損失が大きいこと、放射化などによる検出器からのバックグラウンドが大きいことにより統計精度が向上しなかった。

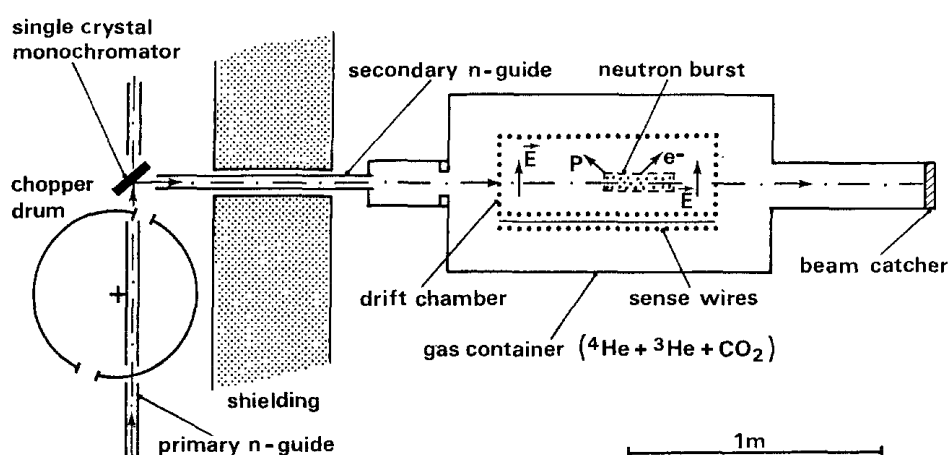


図 1.9 Kossakowski らの実験のセットアップ [11]。原子炉中性子源から発生した中性子ビームは図中左下から輸送され、チョッパードラムでバンチ化された後単色計で特定の速度の中性子のみが取り出される。単色化された中性子バンチは図中右側に配置されている Time Projection Chamber (TPC) というガス検出器に輸送され、TPC で中性子崩壊生成物である電子が検出される。TPC ガス中には少量の ^3He が混ざられており、中性子は ^3He に吸収されることで $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ 反応を起こす。この反応を用いて TPC 内で β 崩壊電子とフラックスを同時測定する。

第 2 章

J-PARC における中性子寿命測定 実験

この章では本実験が行われている実験施設及び中性子寿命測定装置群について説明する。

2.1 実験施設

本実験は、茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex)、物質・生命科学実験施設 MLF (Materials and Life Science Experimental Facility)、中性子基礎物理ビームライン BL05 で行われている世界初の加速器を用いた中性子寿命測定実験である。以下、これらの施設 [12] について説明する。

2.1.1 J-PARC

図 2.1 に J-PARC の鳥瞰図を示した。J-PARC は世界最高クラスの強度の陽子加速器施設であり、エネルギー 400 MeV までの加速を行うリニアック、エネルギー 3 GeV までの加速を行う RCS (Rapid Cycling Synchrotron)、エネルギー 30 GeV までの加速を行う MR (Main Ring) によって構成される。この陽子ビームにより生み出される 2 次粒子ビームとして中性子、ミューオン、 K 中間子、ニュートリノがあり、MLF、ハドロン実験施設、ニュートリノ実験施設の 3 つの実験施設でそれらを目的に応じ使用している。

2.1.2 MLF

上述の 3 つの実験施設の中で、本実験は MLF で遂行されている。MLF ではエネルギー 3 GeV、25 Hz の陽子ビームを水銀ターゲットに衝突させ、核破砕反応によって中性子ビームを作り出している。こうして作られた中性子は数 MeV のエネルギーを持っているが、20 K の液体水素モデレーターによって冷却され 1 ~20 meV の冷中性子となって 23 本ある各ビー

ムラインに供給される。現在 MLF は 300 kW での運転となっているが、今後ビームの強度は 1 MW にまで増強していく予定である。

2.1.3 BL05

我々は MLF のビームラインのうち、BL05 を使用している。BL05 は中性子基礎物理実験を遂行するために建設されたビームラインであり、その特徴として低発散ビームブランチ、偏極ビームブランチ、非偏極ビームブランチという 3 つのビームブランチで構成されている。液体水素モデレーターを通して輸送されてきた冷中性子はモデレーターから 7.2 m の位置でスーパーミラーベンダーによって各ビームブランチに振り分けられ、モデレーターから 16 m より下流が実験エリアとなっている。スーパーミラーとは中性子を全反射させ効率よく輸送することができる装置であり、ニッケルとチタンの金属膜が厚みを変えながら基板上に交互に積み上げられた構造をしている。図 2.2 に BL05 の実験エリアの写真を載せた。低発散ビームブランチはビームの発散角を抑えるためのコリメータが導入されており、小角散乱の実験などに使用されている。非偏極ビームブランチはビームをコリメートしない最も中性子強度の大きなビームブランチとなっており、UCN 源の研究などが行われている。偏極ビームブランチでは磁気スーパーミラーを用いることでスピンの特定の方向に偏極した中性子のみを用いることができ、本実験はこのビームブランチを使用している。偏極ビームブランチの 16 m 位置での Time Of Flight (TOF) スペクトルを図 2.3 に示す。TOF とは、陽子ビームが水銀ターゲットに衝突してから、中性子が検出されるまでの時間のことである。陽子ビームは 40 ms 周期であるので、TOF は 0~40 msec の間に分布する。中性子の速度は 1000 m/s 程度であるため、15 msec あたりで最も早い中性子が 16 m 位置に到達していることがわかる。その時間よりも前の領域には、一つ前のパルスの中性子の分布が見えている。偏極ビームブランチから輸送されてきた中性子ビームのスペックを表 2.1 にまとめた。

2.2 J-PARC における中性子寿命測定実験装置群

この節では、本実験で用いている実験装置群について説明する。

2.2.1 本実験の全体像と特徴

本実験の基本原理は Kossakowski らが行った実験と同様である。少量の ^3He を導入した TPC に中性子バンチを入射し、中性子 β 崩壊からの電子と ^3He 吸収事象を同一の検出器で計測することで中性子寿命を導出する。これにより陽子捕獲法や UCN 貯蔵法で問題となっていた中性子フラックス測定に伴う系統誤差や中性子と壁との相互作用による系統誤差の要因を取り除くことができ、従来よりも良い精度での測定ができると期待される。本実験のセットアップを図 2.4 に示した。加速器により生成された中性子ビームは図 2.4 の左側から輸送

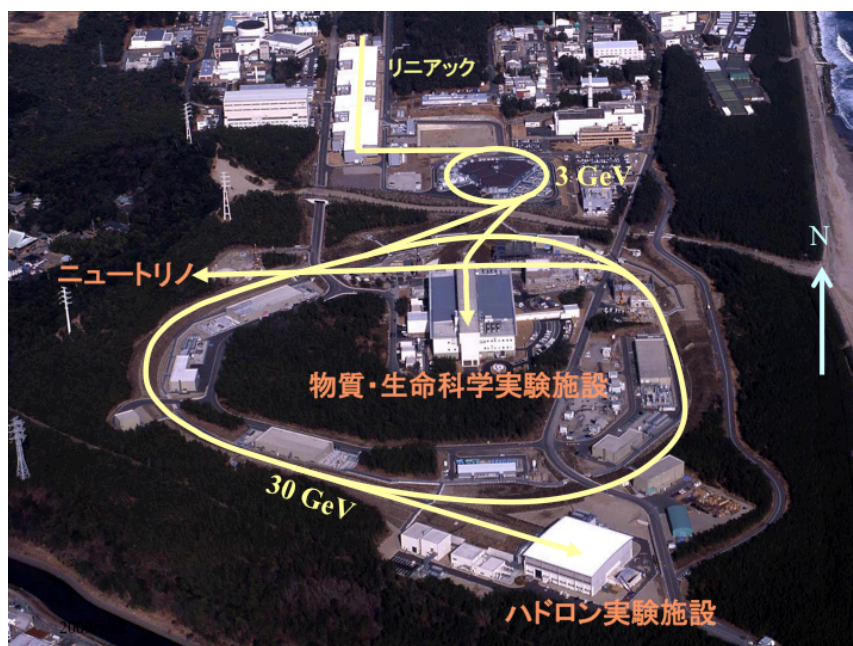


図 2.1 J-PARC の鳥瞰図。本実験では物質・生命科学実験施設を使用する。

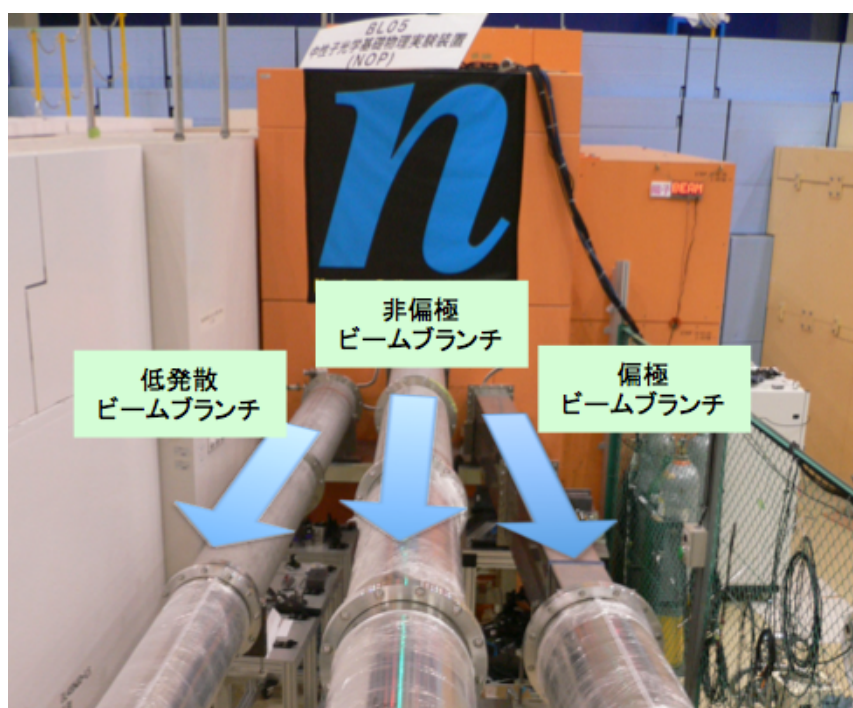


図 2.2 BL05 実験エリアの写真。低発散ビームブランチ、偏極ビームブランチ、非偏極ビームブランチという 3 つのビームブランチをその特徴によって使い分けることができる。

され、偏極ビームブランチ (図 2.4 中 (X)) を通りスピNFLリップチョッパーと呼ばれる装置 (図 2.4 中 (b)~(f)) によってバンチ化される。バンチ化され速度のそろった中性子はバックグラウンドを評価するための ${}^6\text{Li}$ シャッター (図 2.4 中 (2)) を通り、本実験の検出器である TPC (図 2.4 中 (7)) へと入射していく。中性子の計数はビームモニター (図 2.4 中 (g)) で測定され

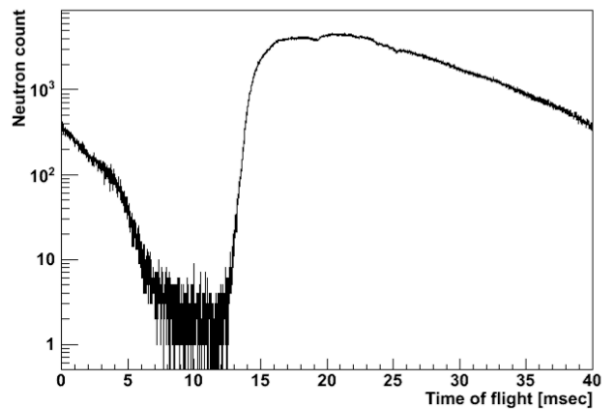


図 2.3 偏極ビームブランチ 16m 位置での TOF スペクトル。

ビームサイクル	25 Hz
フラックス	8.6×10^6 /s/cm ²
エネルギー	20 meV 以下
速度	1000 m/s 以下
偏極率	95 %

表 2.1 偏極ビームブランチから輸送されてきた中性子ビームのスペック。

ている。図 2.5 に実験セットアップ全体の写真を示した。本実験では Kossakowski らの手法で問題になっていた統計の少なさとバックグラウンドの多さを克服するため、以下のような工夫がしてある [13]。

● J-PARC の高強度パルス中性子とスピンスリッパ

中性子は速度によって進行方向に空間的に広がるため、高強度のバンチを得るためにはパルス中性子が原子炉中性子よりも適している。更に後述するスピンスリッパチョッパーを用いることによって特定の速度の中性子だけを取り出しバンチ化することができる。これにより中性子の輸送効率が Kossakowski らのものと比べて向上し、高統計が望める。

● 低バックグラウンド環境構築

Kossakowski らの TPC は放射性物質のコンタミネーションに関しての対処されていなかったが、本実験では TPC の材質として放射性コンタミネーションが少ない PEEK 材 (Poly Ethel Ethel Ketone) を選定することで低バックグラウンド環境を実現している。また鉛遮蔽 (図 2.4 中 (5)) や鉄遮蔽 (図 2.4 中 (c))、宇宙線ベトーカー (図 2.4 中 (4)) が TPC を囲むように設置されている (図 2.4 の (B)、(C))。スピンスリッパチョッパーの周りに中性子ビームからのバックグラウンドを低減するために鉛遮蔽が設置されている (図 2.4 (B))。結果として、中性子崩壊に対するバックグラウンドは Kossakowski らと比較して 1/10 まで低減することができた。

表 2.2 に Kossakowski らの実験と本実験の比較をまとめた。

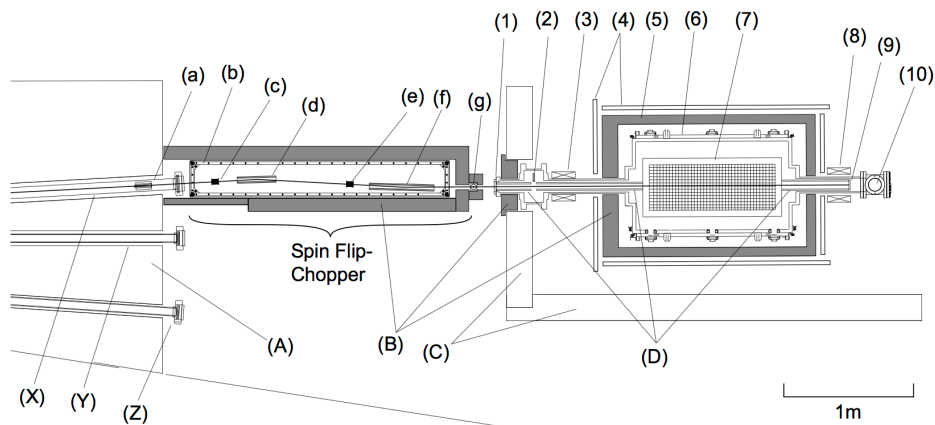


図 2.4 本実験のセットアップ [13]。(A) ビームダンプ、(B) 鉛遮蔽、(C) 鉄遮蔽、(D) 6LiF-PTFE ビームコリメーター、(X) 偏極ビームブランチ、(Y) 非偏極ビームブランチ、(Z) 低発散ビームブランチ、(a) 短波長中性子フィルター、(b) ガイドコイル、(c) スピンフリッパー、(d) 磁気スーパーミラー、(e) スピンフリッパー、(f) 磁気スーパーミラー、(g) 中性子ビームモニター、(1) Zr 窓、(2) 中性子シャッター、(3) 電子抑制磁石、(4) 宇宙線ベトーカーンター、(5) 鉛遮蔽、(6) 真空チェンバー、(7) TPC、(8) 電子抑制磁石、(9) 6LiF ビームキャッチャー、(10) ターボ分子ポンプ。加速器により生成された中性子ビームは図 2.4 の左側から輸送され、偏極ビームブランチ (図 2.4 中 (X)) を通りスピンフリッパーと呼ばれる装置 (図 2.4 中 (b)~(f)) によってバンチ化される。バンチ化され速度のそろった中性子はバックグラウンドを評価するための ^6Li シャッター (図 2.4 中 (2)) を通り、本実験の検出器である TPC (図 2.4 中 (7)) へと入射していく。

	Kossakowski	本実験
実験施設	ILL	J-PARC
中性子ビーム周波数	110 Hz	25 Hz
1 周期あたりのバンチ数	1	5
バンチ長	230 ~ 250 mm	400 mm
中性子速度	837 m/s	400 mm
ビーム径	15 mm × 25 mm	20 mm × 20 mm
TPC ガス	He : CO ₂ = 93 : 7	He : CO ₂ = 85 : 15
TPC ガス圧	95 kPa	100kPa
TPC サイズ	190 mm × 190 mm × 700 mm	300 mm × 300 mm × 960 mm

表 2.2 Kossakowski 実験と本実験の比較 [13]。

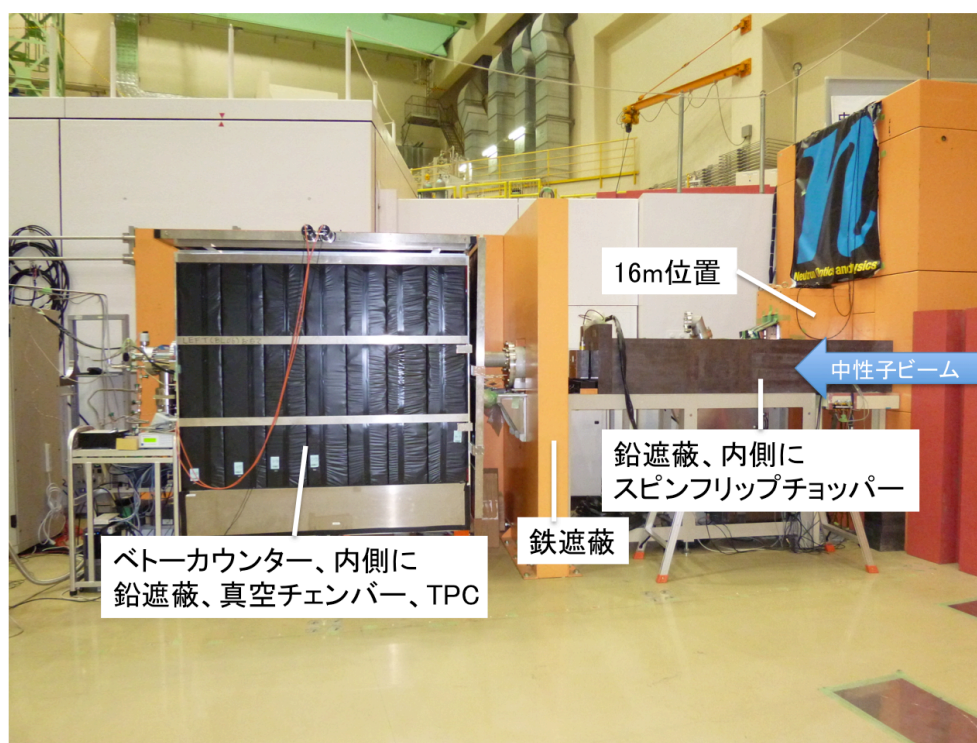


図 2.5 実験セットアップの全体写真。

2.2.2 スピンドリップチョッパー

中性子は物質と相互作用することで γ 線を発生する。 γ 線が TPC 中でコンプトン散乱することにより電子が発生し、バックグラウンドとなりうる。本実験では TPC ガスを封じきって測定を行っているため、中性子ビームと真空容器窓 (図 2.4 中 (1)) の相互作用が避けられず、上述の過程によりバックグラウンドとなる。本実験では、 β 崩壊を検出する時間帯に中性子ビームが真空容器窓と相互作用することを避けるため、中性子ビームを TPC のビーム進行方向の長さよりも短い長さのバンチに成形する。以下ではそのバンチ化のためのモジュールであるスピンドリップチョッパーについて述べる。図 2.6 にスピンドリップチョッパーの全体図を示した。スピンドリップチョッパーは、3 組の磁気スーパーミラー (図 2.6 中 (B)、(E)) と 2 つのスピンドリッパー (図 2.6 中 (A)、(D))、全体に磁場を与えるガイドコイル (図 2.6 中 (F)) により構成されている。図 2.7 にスピンドリップチョッパーの動作原理を示す。偏極ビームブランチから出てくる中性子はガイドコイルにより作られる磁場の向きに平行なスピンを持っている。磁気スーパーミラーは磁場に平行なスピンを持つ中性子を反射し、反平行なスピンを持つ中性子は透過する性質を持つ。スピンドリッパーはソレノイドコイル内部に交流磁場を発生させ、その強さと周波数がガイドコイル磁場との共鳴条件を満たすとき中性子のスピンはラーモア歳差運動により反転する。これによりフリッパーコイルを OFF にしている時間のみ中性子を TPC に輸送することができる。つまり、スピンドリッパーの ON と OFF によって中性子のスピンの向きを制御し、中性子バンチの長さを制御することが可能になる。図 2.8 にスピンドリップチョッパーのパフォーマンスを示す。これは図 2.3 の TOF スペクトルを持つ中性子パルスビームに対しスピンドリップチョッパーを動作させたときのパフォーマンスを示している。図中赤色の線はスピンドリッパーが OFF の状態、ピンク色の線が ON と OFF をある周波数で繰り返している状態である。スピンドリッパーの ON と OFF によって、中性子の強度を制御できていることが分かる。ON と OFF の場合の中性子強度比は 1/400 となっている。

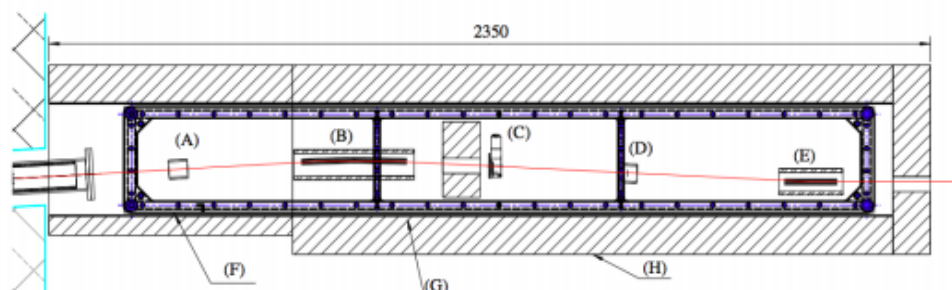


図 2.6 スピンドリップチョッパーのセットアップ。(A) 1 段目 スピンドリッパー、(B) 1・2 段目磁気スーパーミラー、(C) ${}^6\text{Li}$ シャッター、(D) 2 段目 スピンドリッパー、(E) 3 段目磁気スーパーミラー、(F) ガイドコイル、(G) ボロン、(H) 鉛遮蔽

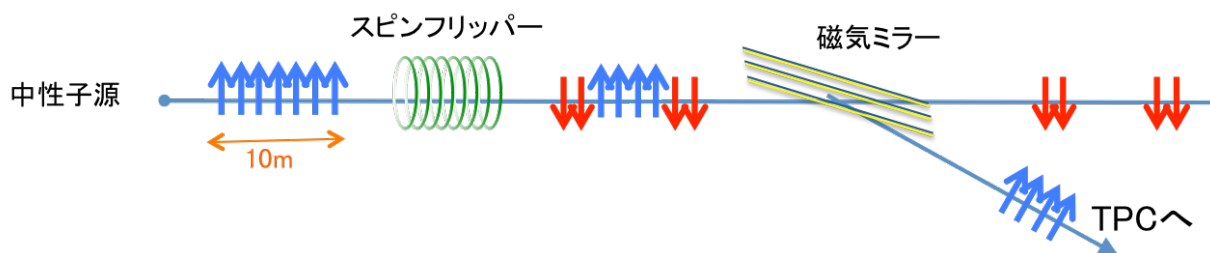


図 2.7 スピンドリッパーの概念図。スピンドリッパーでスピンを反転させ、スピンを反転させていない中性子のみ、TPC へ輸送することができる。

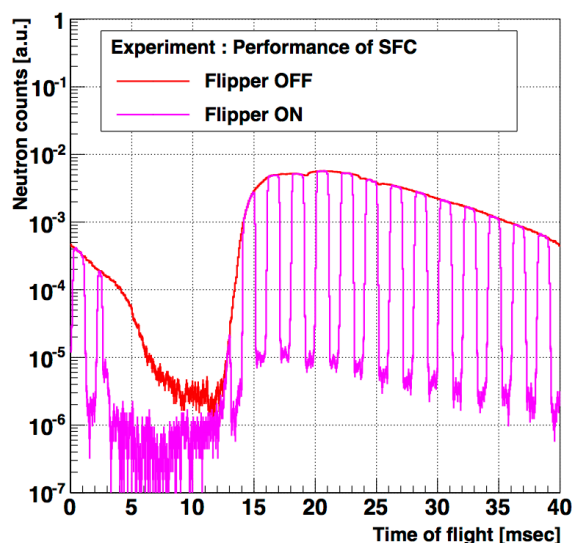


図 2.8 スピンドリッパーのパフォーマンス。スピンドリッパーの ON と OFF を比べた場合、中性子の強度は 1/400 になる。

2.2.3 Time Projection Chamber (TPC)

ここでは本実験で用いている検出器である TPC について述べる。TPC は素粒子実験分野では一般的に用いられているガス検出器である。以下、その動作原理を説明する。図 2.9 に TPC の概略図を示す。TPC は図 2.9 に示したように Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) 部とドリフト部に分けられる。以下、座標として中性子ビームの進行方向を Z、鉛直方向を Y として右手系で定義する。荷電粒子が TPC 内を通過すると、TPC ガスの電離によって生じた電子は Y 方向に印可されたドリフト電場によって MWPC 部へ運ばれる。MWPC のワイヤーには正の電圧が印可されており、電離した電子はワイヤーの近傍で加速されさらに周りのガスを電離させることによって電子雪崩を起こし、信号として読み出される。ワイヤー毎の信号の大きさと、信号が出てくる時間差を見ることにより、荷電粒子の飛跡を 3 次元的に

再構成することができる。本実験で用いる TPC の特徴として、以下があげられる。

- 放射性コンタミネーションのない PEEK 材 (Poly Ethel Ethel Ketone) で作られている。
- 散乱した中性子を吸収するため、 ^6Li 板を内壁に取り付けている。

これらの改良の結果、Kossakowski らの TPC と比較してバックグラウンドを 1/10 まで減らすことに成功した。図 2.10 に TPC の写真を載せた。TPC の大きさは X 300 mm、Y 300 mm、Z 960 mm である。TPC は真空チェンバー内に置かれ、真空引き後にガスを導入し封じきりで測定が行われる。動作ガスとして ^4He 、放電を防ぐためのクエンチングガスとして CO_2 を採用しており、電離電子のドリフト速度は約 $1\text{ cm}/\mu\text{sec}$ となっている。また、中性子のフラックス測定のため ^3He を 100 mPa 程度混合している。MWPC 部はアノードワイヤー、フィールドワイヤー、カソードワイヤーの 3 つのワイヤー層によって構成されている。TPC とワイヤーの位置関係は図 2.9 に示してある。アノードワイヤーは中性子ビームと平行に 12 mm 間隔で 24 本張られ、データ収集のトリガーとして使われる。また、電場を整えるためのフィールドワイヤーがアノードワイヤーの間に 24 本張られている。アノードワイヤーとフィールドワイヤーは X 軸の負の側から X 軸の正の側に、順番に 0~23 のワイヤー番号が割り振られている。カソードワイヤーは中性子ビームと垂直な方向に張られ、高ゲイン面と低ゲイン面の 2 つの面がある。それぞれ 160 本のワイヤー本数を持っているが、4 本をひとまとめにした 24 mm 間隔、40 ch で読み出しを行う。カソードワイヤーは TPC の上流側から下流側に向かって、0~39 のワイヤー番号が割り振られている。本実験では ^3He 吸収事象を β 崩壊事象と同時に計測するが、 ^3He 吸収事象の TPC 中でのエネルギー損失は β 崩壊事象と比べて数 100 倍大きい。そのためアノードワイヤーやカソード高ゲインワイヤーでは、 ^3He 吸収事象の波形はサチュレーションを起こしてしまい、正確に測定することができない。従って ^3He 吸収事象の波形を測定する必要がある場合は低ゲインワイヤーやフィールドワイヤーを用いる。 ^3He 吸収事象で波形がサチュレーションを起こしても β 崩壊事象とはエネルギー損失を用いて切り分けが可能のため、本解析では事象の情報として主にアノード情報とカソード高ゲインワイヤーの情報をを用いた。本実験で用いる TPC のスペックを表 2.3 に載せた。

エネルギーキャリブレーションは ^{55}Fe 線源を用いて行われる。 ^{55}Fe 線源は 5.9 keV の X 線を発生し、X 線が TPC ガス中で光電効果を起こす。この反応は局所的に起こるため、1 本又は 2 本のアノードワイヤーに全てのエネルギーを落とす。図 2.11 に TPC の内部の写真を示した。TPC 動作ガスにより散乱された中性子が真空容器の壁と相互作用することによって発生する γ 線に起因するバックグラウンドを防ぐために、TPC 内部はフッ化リチウム板で覆われている。 ^6Li は中性子の吸収断面積が 940 barn と大きく、中性子を吸収して生成する ^7Li は崩壊時に γ 線をほとんど伴わないため、バックグラウンドを生み出さない中性子吸収剤として用いることができる。実際には ^6Li を 95% 濃縮したのちフッ化リチウムに合成したものをテフロンと混ぜて焼き固めた板 (フッ化リチウム - テフロン板) を用いている。TPC 側壁のフッ化リチウム板には ^{55}Fe 線源からの X 線を入射するための窓がつけられている。ドリフ

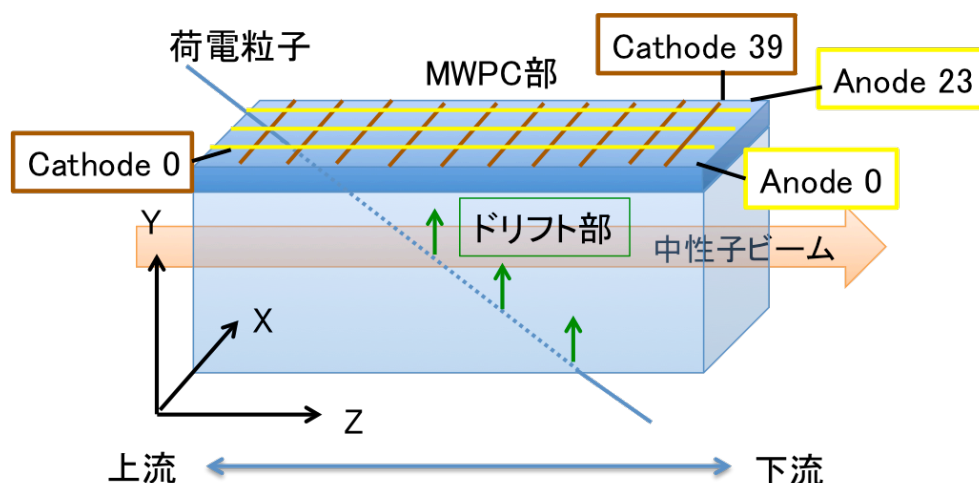


図 2.9 TPC とワイヤーの位置関係。

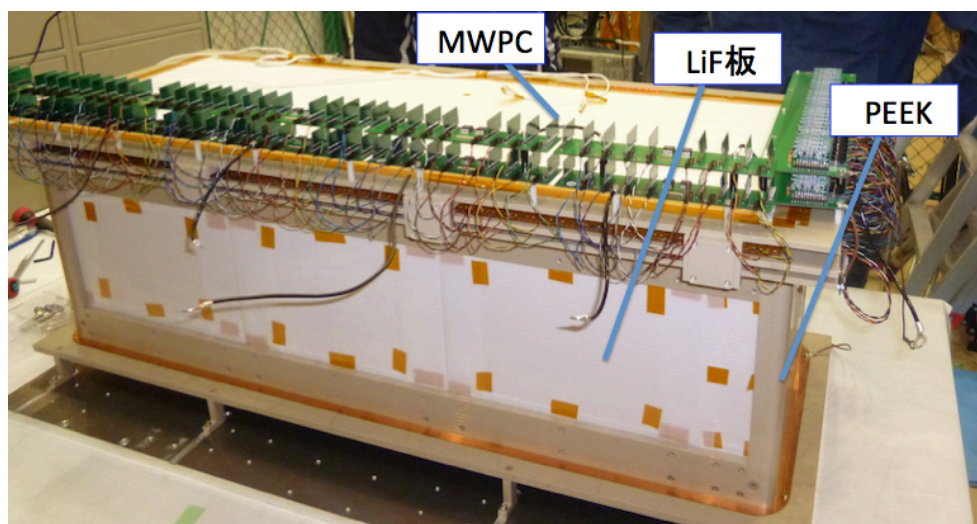


図 2.10 TPC の写真。大きさは縦 300 mm、横 300 mm、奥行き 960 mm、放射性コンタミネーションのない PEEK 材 (Poly Ethel Ethel Ketone) で作られている。

ト電子がガスに含まれる水素に吸収されることによって減衰する効果を評価するために窓は TPC の Y 方向中心から +75 mm、- 75 mm の位置の 2 箇所にあけられている。ドリフト時間が長いほど減衰の効果が顕著になるため、それぞれの位置から ^{55}Fe 線源を入射したときの信号の大きさの違いを見ることで、減衰の効果を見積もることが出来る。

2.2.4 その他装置群

ここではバックグラウンドを低減するために設置されている遮蔽体、宇宙線ベトーカー、ビームシャッターについて述べる。環境放射線を遮蔽するため、TPC は厚さ 5-10 cm の鉛遮蔽と鉄遮蔽で囲まれている。鉛遮蔽の写真は図 2.12 に示した。また、宇宙線ミュオンを検出するためのプラスチックシンチレータ (ベトーカー) が検出器全体を囲んでい

有感領域	290 mm (X) × 300 mm (Y) × 960 mm (Z)
アノードワイヤー本数	24 (Z 方向)
カソードワイヤー本数	160 × 2 (X 方向)
フィールドワイヤー本数	24 (Z 方向)
ガス	$^4\text{He} : \text{CO}_2 = 85 \text{ kPa} : 15 \text{ kPa} + 100 \text{ mPa } ^3\text{He}$
ゲイン	50000
ドリフト速度	1 cm / μsec
全圧	100 kPa
ドリフト電圧	9 kV
アノード電圧	1720 V

表 2.3 本実験で用いる TPC のスペック [13]。

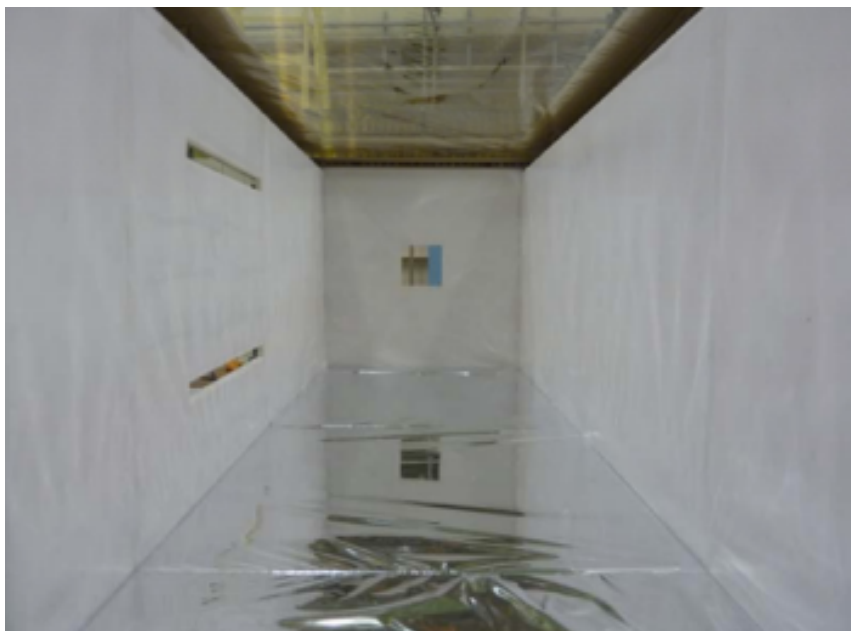


図 2.11 TPC の内部を 下流側から上流側を見ている写真。図の左側にはキャリブレーション用 ^{55}Fe 線源を入射するための穴があげられている。TPC 内壁はフッ化リチウムの板で覆われ、バックグラウンドを低減している。

る。宇宙線事象はベトーカーウンターを動作させない場合約 100 cps 存在しバックグラウンドとなるため、宇宙線事象は出来るだけ取り除く必要がある。ベトーカーウンターは 2 層構造になっており、2 層が同時にヒットした場合を宇宙線事象として検出し、そこから 70 μs の間 TPC の信号を取得しないようにしている。これによって宇宙線事象は約 10 cps まで減少する。ベトーカーウンターや鉄遮蔽の位置は図 2.5 に示している。TPC はベトーカーウンターと鉛遮蔽で覆われている。検出器直前には TPC 上流で発生するバックグラウンドを評価するためのビームシャッターが設置されている。バックグラウンドの詳細は第 4 章で述べる。ビーム

シャッターはフッ化リチウム-テフロン板で作成されており、シャッターを閉めることによって TPC 上流で発生するバックグラウンドを残したまま、中性子ビームだけを遮蔽することが可能となる。図 2.13 にビームシャッターの写真を載せた。白いフッ化リチウム-テフロン板が 2 枚あり、1 つはビームサイズの正方形の穴が空いているため中性子を通し、もう一方は完全にフッ化リチウム-テフロン板で覆われているため中性子を遮蔽する。この 2 つの切り替えは外部から制御することができる。



図 2.12 鉛遮蔽の写真。厚さは 5-10 cm である。

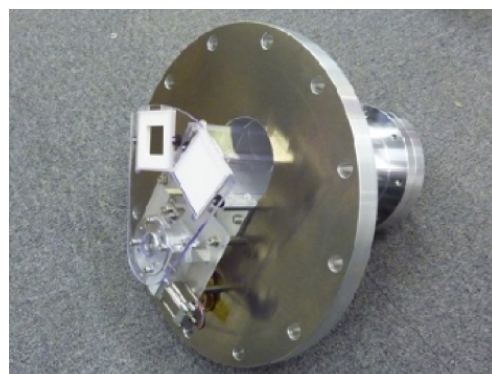


図 2.13 ビームシャッターの写真。フッ化リチウム-テフロン板により中性子を遮蔽する。

2.3 データ収集系と取得したデータ

本実験のデータ収集系を図 2.14 に載せた。それぞれのワイヤーの波形情報を Flush ADC に記録し、時間情報を TDC に記録している。また、ベトーカーンターにヒットが合った場合はその時刻から $70 \mu\text{s}$ 分の情報を破棄(ベトー)している。ヒット情報(アノードワイヤー、TPC、ベトーカーンター)やベトー情報、Kicler Pulse(陽子が水銀ターゲットに照射されたことを示す)、ビームモニタ情報などは IWATSU A3100 に記録している。本実験ではいずれかのアノードワイヤーの出力が 30 mV を超えたときをトリガー信号としている。

本実験は 2011 年からコミッショニングを開始したが、J-PARC の 2 度に渡る長期シャットダウンに見舞われ、2014 年 5 月から初の物理実験を開始した。取得したデータ収集時の TPC 動作ガスの全圧とデータ収集時間の一覧を表 2.4 に示す。データ番号とは、TPC のガスを入れ替えた場合に更新されるものであり、同一のデータ番号では TPC ガスを封じきって測定を行うため同一のガス条件となっている。本研究ではデータ番号 2、ガス圧 100 kPa のデータについて解析を行った。全圧が 50 kPa のデータを用いることで中性子散乱起因のバックグラウンドを評価できると考えているが、統計が十分でないため今回の解析では用いていない。ま

た、それぞれのデータ番号では ${}^6\text{Li}$ シャッターの open / close、 ${}^{55}\text{Fe}$ キャリブレーション用のデータ、宇宙線のデータを 1 サイクルとして繰り返し取得しており、検出器応答やバックグラウンドの評価が可能になっている。本研究の解析対象のデータでは、トリガーレートは約 15 cps、Dead Time は $300\ \mu\text{s}$ である。また、 β 崩壊事象のレートはおよそ 0.1 cps、 ${}^3\text{He}$ 吸収事象のレートは、およそ 2.5 cps となっている。

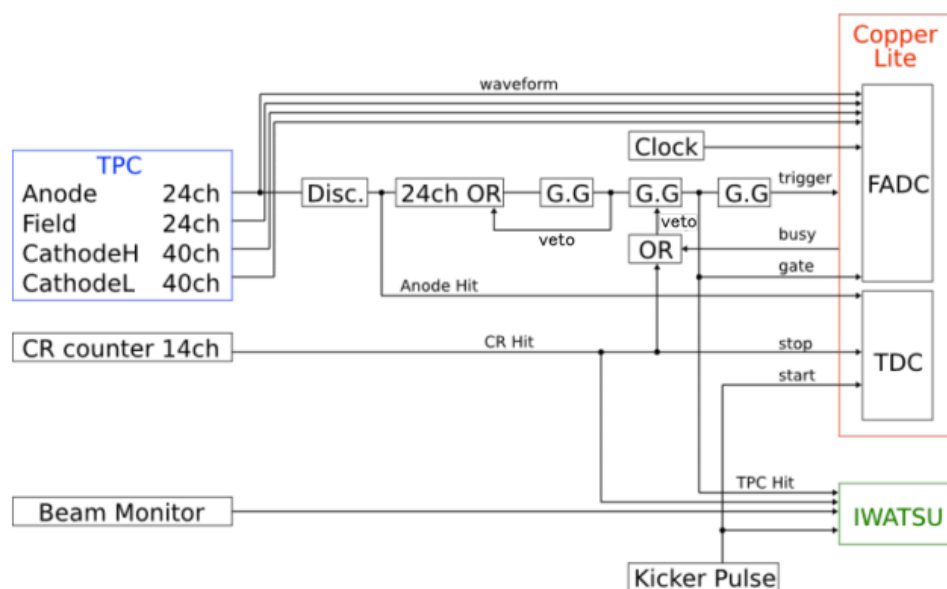


図 2.14 本実験のデータ収集系。

データ番号	全圧 [kPa]	データ収集時間 [h]	追加ガス
1	100	20.8	-
2	100	37.2	-
3	50	16.7	-
4	50	13.1	CH_4 導入
5	100	20.3	CH_4 導入
6	100	4.4	-
7	50	19.4	${}^3\text{He}$ 200m Pa
8	100	-	${}^3\text{He}$ なし

表 2.4 TPC 動作ガスの全圧とデータ収集時間。

第 3 章

データ解析の方針

この章では、中性子寿命導出の方針と TPC で検出される荷電粒子の飛跡情報について記述する。

3.1 中性子寿命導出の方針

式 (1.15) で、バックグラウンドの効果まであらわに書くと以下のようにになる。

$$\tau_n = \frac{1}{\rho\sigma_0 v_0} \frac{(N_{^3\text{He}}^{FG} - \sum_i N_{^3\text{He } i}^{BG})/\varepsilon_{^3\text{He}}}{(N_{\beta}^{FG} - \sum_i N_{\beta i}^{BG})/\prod_j \varepsilon_j} \quad (3.1)$$

$N_{^3\text{He}}^{FG}$: ^3He 吸収事象フォアグラウンドカウント

$N_{^3\text{He}}^{BG}$: ^3He 吸収事象に対するバックグラウンドカウント

$\varepsilon_{^3\text{He}}$: ^3He 吸収事象の検出効率

N_{β}^{FG} : β 崩壊事象フォアグラウンドカウント

N_{β}^{BG} : β 崩壊事象に対するバックグラウンドカウント

ε_j : 各抽出条件に対する検出効率

ここで、フォアグラウンドカウントとは β 崩壊事象、 ^3He 吸収事象それぞれの事象に対する抽出条件を課した後に得られる事象数のことである。本研究ではそれぞれの事象の特徴を考慮し、効率の良い抽出条件の開発を行った。抽出条件の詳細に関しては 3.3 節で詳しく述べる。また、バックグラウンドを発生過程によって分類し、信号領域に混入してくる事象数の見積もり方法を確認した。式 (3.1) での $\sum$ の添字の i は発生過程の異なるバックグラウンドを表している。各バックグラウンド事象数の見積もりの詳細は第 4 章で述べる。各信号抽出条件はバックグラウンドとの切り分けを念頭に開発されており、各抽出条件に伴う β 崩壊事象の損失割合 $(1-\varepsilon_j)$ を正確に見積もる必要がある。各抽出条件の検出効率 ε_j は、モンテ

カルロシミュレーションを用いて求めた。そのために、本研究ではデータの再現性の良いモンテカルロシミュレーションを構築した。モンテカルロシミュレーションの構築と検出効率の見積もりに関しては第 5 章で述べる。以上、算出した値を用いて中性子寿命を導出することが可能となる。

3.2 荷電粒子の飛跡情報

以下では、TPC で検出された荷電粒子の飛跡情報について述べる。

3.2.1 DTIME

DTIME は荷電粒子の Y 方向の飛程を示す指標であり、単位は 100 nsec である。DTIME は時間的に最も早く信号が検出されたアノードワイヤーの立ち上がり時刻から、最も後に信号が検出されたアノードワイヤーの立ち上がり時刻の差として定義している。得られる Y 軸方向の情報は時間差だけであるため、現在の TPC では Y 軸方向のトラックの絶対位置を知ることができない。

3.2.2 RANGE

RANGE は、荷電粒子の TPC 中での飛程のことであり、単位は mm である。RANGE の計算には以下の式を用いた。

$$\text{RANGE} = \sqrt{(\text{NA} \times \text{APITCH})^2 + (\text{NCH} \times \text{CHPITCH})^2 + (\text{DTIME} \times \text{VEL})^2} \quad (3.2)$$

NA、NCH はそれぞれ信号が検出されたアノードワイヤーの本数とカソード高ゲインワイヤーの本数を示している。APITCH、CHPITCH はアノードワイヤー、カソードワイヤーの間隔のことであり、それぞれ 12 mm、24 mm である。VEL は TPC 中で電離した電子のドリフト速度のことであり、TPC を上下に貫通した宇宙線事象を用いて 1.06 cm/ μ sec と求められた。

3.2.3 DC

本解析では、DC (Distance From Beam Center) と呼ぶ変数を導入する。図 3.1 に DC の概念図を示した。DC には Anode DC と Cathode DC の 2 つがあり、Anode DC は X 方向に対して、Cathode DC は Z 方向に対して再構成された荷電粒子の端点がビーム中心からどれくらい離れているかを表す変数である。どちらも単位はチャンネルで、例えば DC = 2 であれば、事象の発生点がビーム中心からワイヤー 2 本分離れていることを意味する。

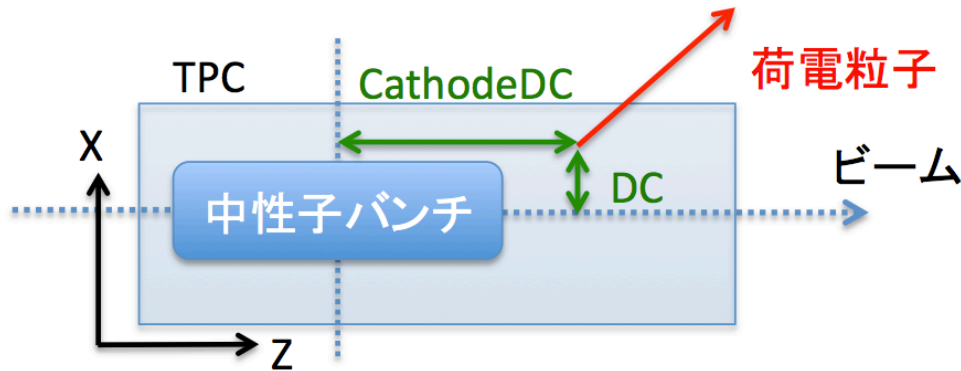


図 3.1 DC の概念図。DC は再構成された荷電粒子の端点がビーム中心からどれくらい離れているかを表す指標である。X 方向に対し Anode DC、Z 方向に対し Cathode DC を導入した。

3.2.4 ENERGY

ENERGY は、荷電粒子が TPC 中で損失した全エネルギーのことであり、単位は keV である。本解析ではワイヤーから読み出される波形の波高が 30 mV を超えた場合そのワイヤーで信号が検出されたものと見なしている。検出された全ワイヤーに対し波形積分を足し合わせたもの (ASUM) に対してエネルギー絶対値のキャリブレーションを行う。2.2.3 節で述べたように、キャリブレーションは ^{55}Fe 線源からの X 線のデータを用いて行っている。以下、このデータを ^{55}Fe 事象と呼ぶ。図 3.2 に ^{55}Fe 事象に対しての ASUM の時間依存性を示す。2.2.3 で述べたように、TPC の壁には上側と下側の 2 箇所に ^{55}Fe 線源から発生する X 線の入射窓が開けられている。図 3.2 中の上側緑色の曲線が上側窓から入射した場合、図 3.2 中の下側赤色の曲線が下側窓から入射した場合の分布を指数関数でフィットした曲線を示している。本実験では TPC に導入しているガスは封じ切っているため、時間と共に真空チェンバーや TPC から出てくるアウトガスである水素が増加しドリフト電子が水素に吸収されることによりゲインが落ちる。下側窓から入射した場合の方がよりドリフト時間が長くなるため、その効果は顕著であることがわかる。これらフィット曲線の平均の値を 5.9 keV として (図青色曲線)、ASUM の合計と比較する事で ENERGY を算出した。図 3.3 に宇宙線事象に対する ENERGY の RANGE 依存性を示した。黒線が実測から求められた傾き、赤線がシミュレーションから求められた傾きである。この図からわかるようにシミュレーションの方が実測よりもエネルギー損失が大きくなっているが、原因は調査中である。本解析では、シミュレーションの方の単位長さあたりのエネルギー損失が実測よりも大きく出ていると考え、直線フィットの傾き分だけシミュレーションの ENERGY に対して補正を行った。

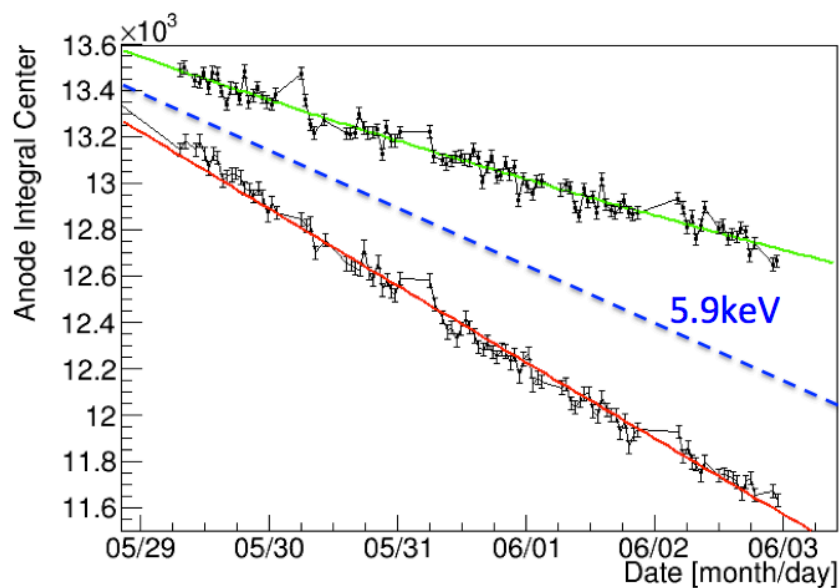


図 3.2 ゲインの時間変動。緑色が上側窓から、赤色が下側窓から ^{55}Fe 線源から発生する X 線を入射した場合の分布である。青色は 2 つの値の平均である。TPC ガスは封じきりついているため、時間と共にゲインが下がっていく。

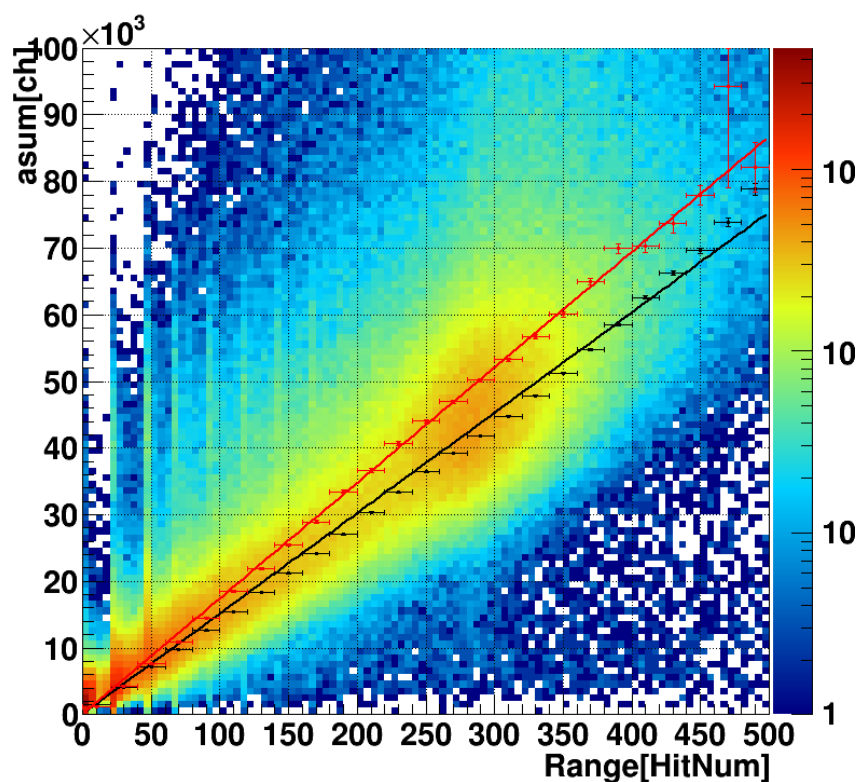


図 3.3 宇宙線事象の ENERGY と RANGE の関係。黒線が実測、赤線がシミュレーションを用いてフィットした 1 次関数である。

3.3 β 崩壊事象と ^3He 吸収事象の特徴

ここでは、中性子寿命導出のために必要な β 崩壊事象と ^3He 吸収事象の特徴を示す。 β 崩壊事象から生成される陽子のエネルギーは最大でも 0.7 keV 程度で飛程も数 mm であるため検出されず、電子のみが TPC で検出される。 β 崩壊電子のエネルギーはエンドポイントが 780 keV の分布を持っており、ほとんどの電子のエネルギー損失は 1 keV/cm であるため TPC を突き抜ける。従って β 崩壊事象は、RANGE が TPC を突き抜けるほど長く、ENERGY が小さいという特徴を持つ。また、 β 崩壊事象は中性子バンチから発生するため、DTIME は最大でも TPC のおよそ半分の Y 方向の長さに対応する 17 μsec である。一方、 ^3He 吸収事象では陽子と 3 重水素がそれぞれ 570 keV、190 keV の単色のエネルギーでお互い同一直線上逆向きに放出される。陽子や 3 重水素は電子に比べ質量が重いため、単位長さあたりのエネルギー損失が大きくなり、全エネルギーを TPC 内に落とす。従って ^3He 吸収事象は RANGE が短く、ENERGY が大きいという特徴を持つ。図 3.4 に RANGE と ENERGY 分布を示す。ENERGY の分布で β 崩壊事象と ^3He 吸収事象が分かれていることが分かる。図 3.5 に β 崩壊事象と ^3He 吸収事象の典型的なイベントディスプレイを載せる。図 3.5 は、各々 X 軸がカソード番号、Y 軸がアノード番号、Z 軸がエネルギーを表している。左側から中性子バンチが入射される。中性子バンチの X 方向の広がりアノード番号の 11~13 程度であり、イベントディスプレイ中の飛跡は中性子バンチから発生していることが分かる。また、 β 崩壊事象は TPC を突きぬけ、 ^3He 吸収事象は全エネルギーを TPC 内で落としていることが分かる。

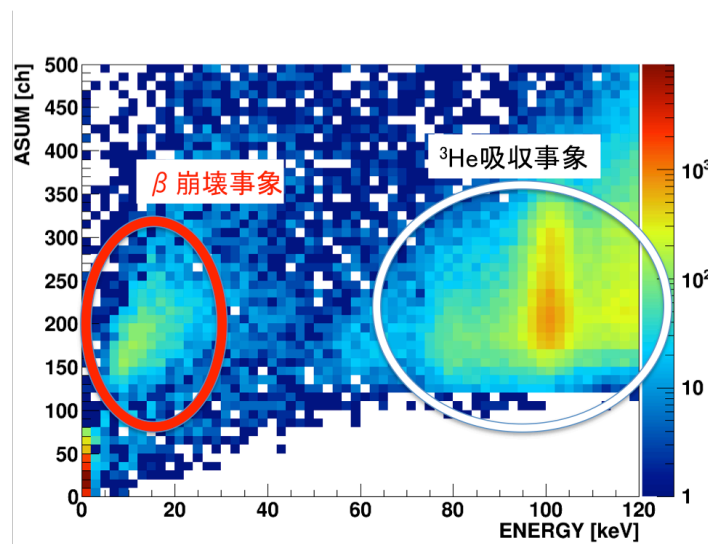


図 3.4 横軸 RANGE、縦軸 ENERGY プロット。 β 崩壊事象と ^3He 吸収事象が ENERGY によって区別できることが分かる。

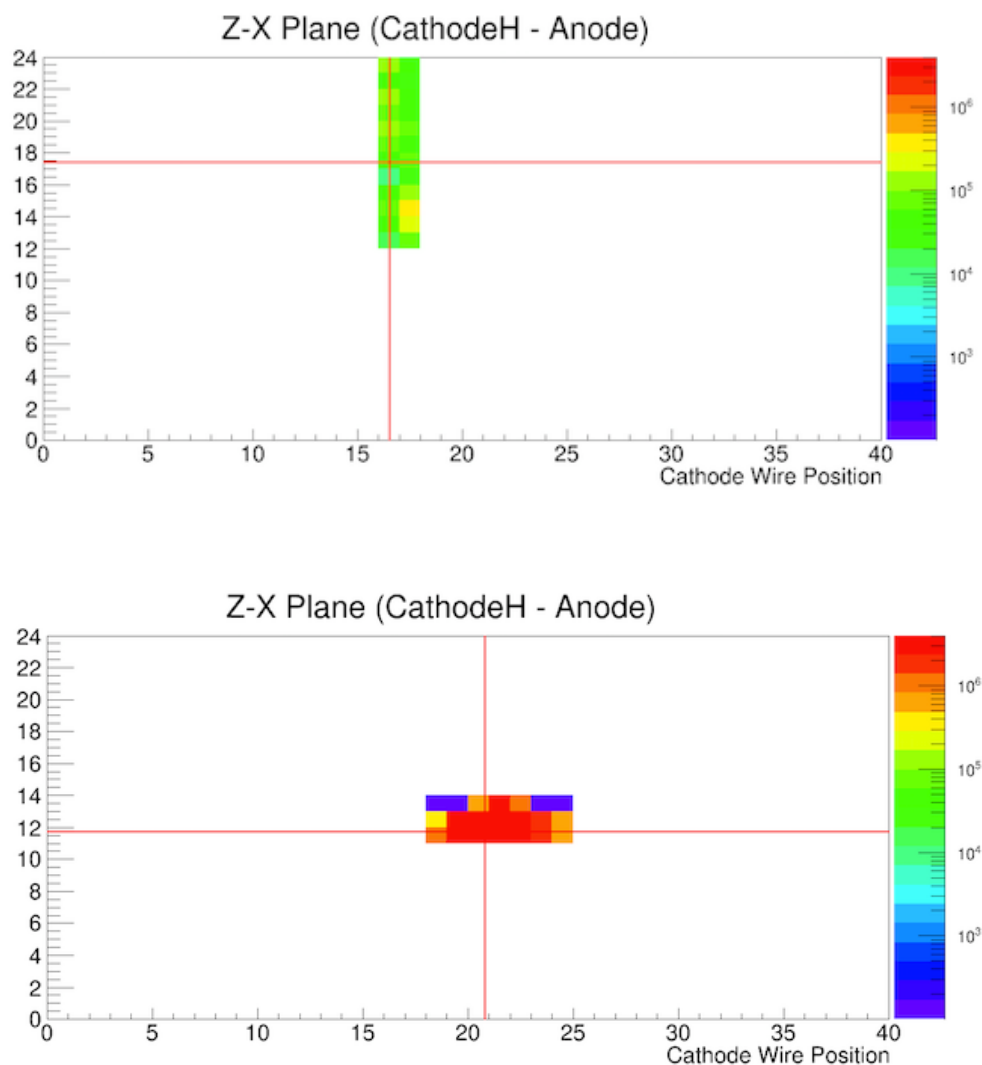


図 3.5 β 崩壊事象 (上) と、 ^3He 吸収事象 (下) の TPC から再構成された飛跡 (Z-X 平面)。各々 X 軸がカソード番号、Y 軸がアノード番号、Z 軸がエネルギーを表している。左側から中性子バンチが入射される。中性子バンチの X 方向の広がりアノード番号の 11~13 程度であり、イベントディスプレイ中の飛跡は中性子バンチから発生していることが分かる。

第 4 章

データ解析

この章では、2014 年度に取得した物理データの解析について記述する。式 (3.1) 中の N_{β}^{FG} と N_{β}^{BG} を開発した信号抽出条件を用いて導出する。

4.1 フォアグラウンドの見積もり

2.2.2 節で述べたように、本実験ではバックグラウンドを低減するために中性子バンチが TPC 内に完全に入りきっている時間帯を用いて信号事象を評価する。その時間領域の決定には、TOF 分布を用いる。図 4.1 に横軸に TOF、縦軸に TPC 中心を 0 としたときの ^3He 吸収事象のエネルギー重心の Z 座標の分布を示した。 ^3He 吸収事象は飛程が短いため、ビーム分布の見積もりに用いることができる。本解析のデータでは中性子パルスはスピンドリフチョッパーにより 5 つのバンチに整形されており、図の黄色の 5 本の帯がそれぞれのバンチに対応している。この帯の両端を 1 次関数でフィットし、バンチの先頭とテールを決定する。図 4.2 に TOF 信号領域決定の概念図を示した。5 つのバンチの長さはどれも 380 mm 程度であり、TOF 信号領域としてバンチの先頭が TPC 中心に到着した時間からバンチのテールが TPC 中心に到着するまでの時間をとっている。つまり TOF 信号領域は -380 mm ~ 380 mm である。TPC の Z 方向の有感領域は -480 mm ~ 480 mm であるため、TOF 信号領域では中性子バンチは十分 TPC 内に入りきっている。

本解析ではこの TOF に関する抽出条件に加えて、3.3 の議論をもとに以下のような β 崩壊事象の抽出条件を用いた。

- ENERGY < 50 keV
- RANGE > 100 mm
- Anode DC < 3
- Cathode DC < 10
- DTIME < 170

これらのカットを用いて N_{β}^{FG} を導出する。結果は

$$N_{\beta}^{FG} = 9871 \pm 99$$

となった。

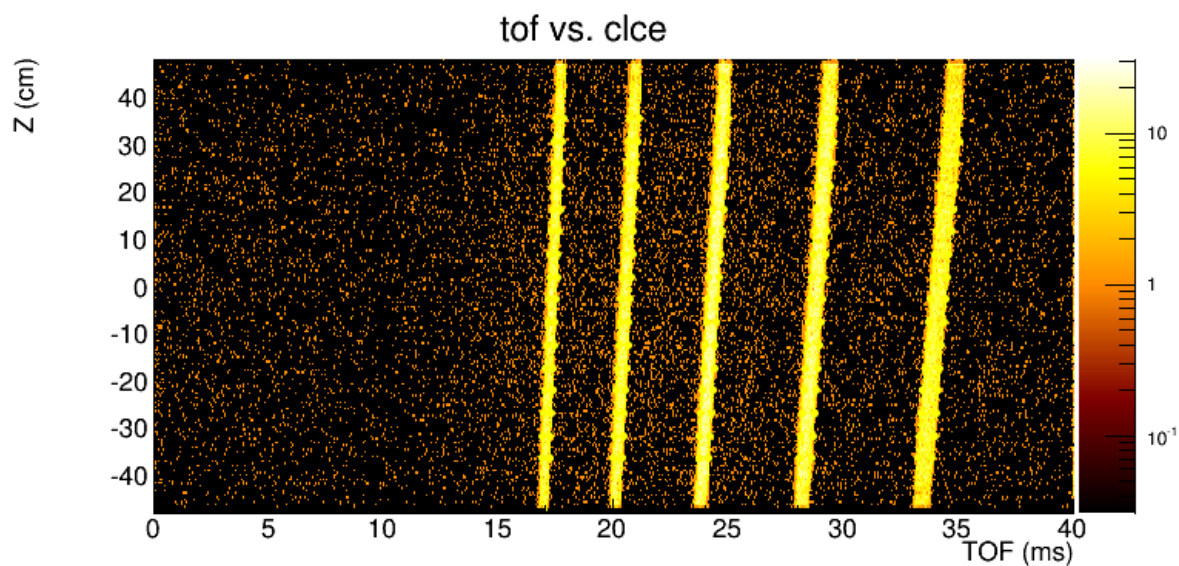


図 4.1 TOF(横軸) と Z(縦軸) の関係。5つの帯が5つの中性子バンチを表している。この帯の両端を1次関数でフィッティングすることにより、バンチの幅を求め TOF 信号領域を決定した。

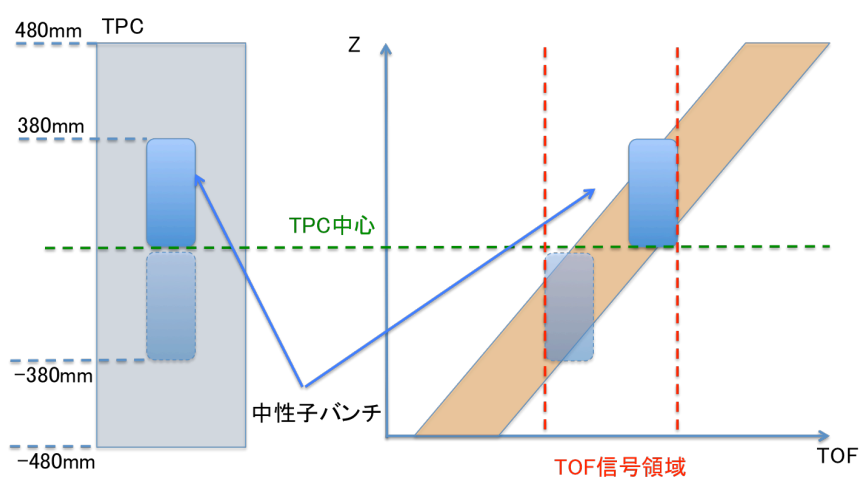


図 4.2 TOF 信号領域決定方法の概念図。TOF 信号領域として、中性子バンチの先頭が TPC 中心に到達した時間から、バンチのテールが TPC 中心に到達した時間までをとった。

4.2 バックグラウンドの見積もり

各バックグラウンドの事象数 $N_{\beta i}^{BG}$ を見積もる。 β 崩壊事象に対しバックグラウンドとして想定しているものは以下のような事象である。

- 環境バックグラウンド
- 上流起因バックグラウンド
- ガス起因バックグラウンド
- ^3He 吸収事象の漏れ込み
- CO_2 吸収事象

以下、各々のバックグラウンドについてその発生過程と見積もり方法を述べる。

4.2.1 環境バックグラウンド

環境バックグラウンドの要因として、以下のような事象を想定している。

- 宇宙線
ベトーカーンターによって排除しきれなかった宇宙線事象が β 崩壊事象の抽出条件を満たすと、バックグラウンドとなる。
- 環境 γ 線
隣接するビームラインの遮蔽体に含まれる ^{40}K からの γ 線が真空チェンバー内で発生させたコンプトン電子がバックグラウンドとなりうる。
- TPC 内部の放射化
TPC ガスにより散乱した中性子はフッ化リチウム壁を放射化しうる。放射化の原因として ^{20}F ($\tau = 11.2 \text{ sec}$) と、 ^8Li ($\tau = 840 \text{ ms}$) がある。これらからの β 線や γ 線がバックグラウンドとなりうる。MLF のビームパルス周期である 40 ms より十分長いので、単位時間あたりのバックグラウンド発生事象数は時間的に一定であると近似できる。

これらのバックグラウンドの単位時間あたりの発生事象数は時間的に一定であり、TOF 分布の中性子が TPC 内にいない時間領域の計数を用いて見積もることができる。図 4.3 に全 β 崩壊事象抽出条件を課したあとの TOF 分布を示す。中性子バンチが TPC 内にいない間 (図の $1 \text{ ms} \sim 15 \text{ ms}$ 付近) は、環境バックグラウンドのみが TPC では検出されるはずである。本解析では $5 \text{ ms} \sim 7.36 \text{ ms}$ の時間帯を TOF 背景領域とする。図のピンク色で示した領域は 4.1 節で決定した TOF 信号領域であり β 崩壊事象が発生するため計数率が高くなっている。5 つのバンチの TOF 信号領域の時間幅の合計は TOF 背景領域の時間幅と等しいため、TOF 背景領域の計数が環境バックグラウンドの事象数 $N_{\beta Env}^{BG}$ となる。その結果、環境バックグラウン

ド事象数 $N_{\beta Env}^{BG}$ は、

$$N_{\beta Env}^{BG} = 1478 \pm 18 \text{ 事象}$$

と見積もられた。

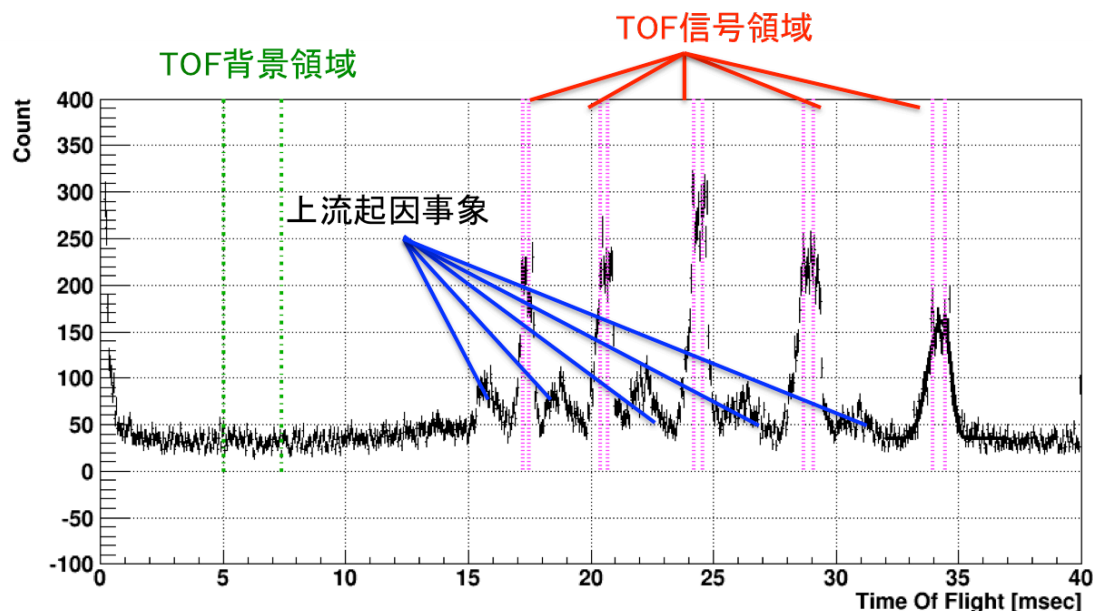


図 4.3 TOF 分布。5つのバンチがスピフリップチョッパーによって作られている様子が見える。ピンク色の領域が中性子バンチが完全に TPC 内に入っている時間 (TOF 信号領域) で、緑色の領域が中性子が TPC 内にいない時間帯 (TOF 背景領域) である。

4.2.2 上流起因バックグラウンド

上流起因バックグラウンドとして想定しているものは以下のような事象である。

- TPC 上流からの即発 γ 線

偏極ビームラインの中性子輸送系やスピフリップチョッパーの磁気スーパーミラーと中性子が相互作用することで発生した γ 線が真空チェンバー内で発生させたコンプトン電子がバックグラウンドとなりうる。

このバックグラウンドは中性子ビームの時間構造に依存し時間的に一定ではないので、環境バックグラウンドのように TOF 背景領域からは見積もることができない。そこで、上流起因バックグラウンドの事象数 $N_{\beta US}^{BG}$ は検出器直前に設置されている ^6Li シャッターを閉じた場合のデータから見積もる。図 4.4 に、見積もり方法の概略図を示した。シャッターを閉じた場合、TOF 信号領域であっても中性子バンチが TPC 内にいないため β 崩壊事象や ^3He 吸収

事象は存在せず、上流起因バックグラウンドと環境バックグラウンドのみになる。TOF 背景領域を用いて環境起因バックグラウンドを引き算することで、上流起因バックグラウンド事象数 $N_{\beta US}^{BG}$ を評価する事ができる。その結果上流起因バックグラウンド事象数 $N_{\beta US}^{BG}$ は、

$$N_{\beta US}^{BG} = 270 \pm 46 \text{ 事象}$$

と見積もられた。

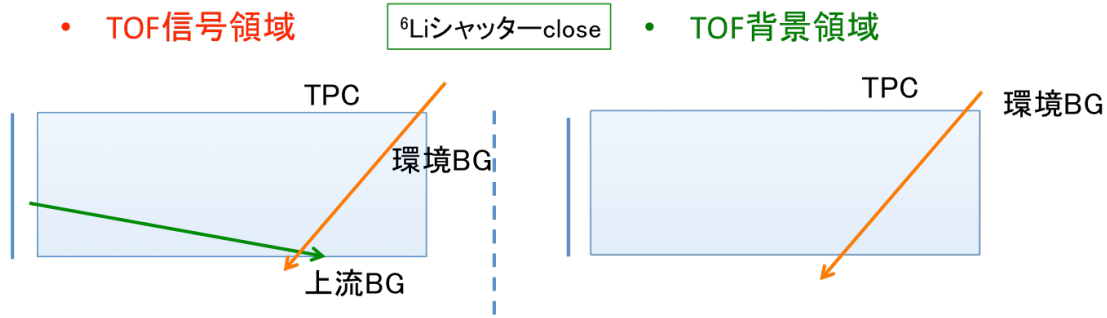


図 4.4 上流起因バックグラウンドの見積もり方法。左側から右側を引くことで、上流起因バックグラウンドの評価ができる。

4.2.3 ガス起因バックグラウンド

ガス起因バックグラウンドとして、以下のような事象を想定している。

- フッ化リチウム板による即発 γ 線
TPC ガスにより散乱された中性子がフッ化リチウムに吸収され、即発 γ 線が真空チェンバー内で発生させたコンプトン電子がバックグラウンドとなりうる。
- CO_2 による即発 γ 線
中性子が TPC 動作ガスの CO_2 に吸収され、即発 γ 線が真空チェンバー内で発生させたコンプトン電子がバックグラウンドとなりうる。

図 4.5 に β 崩壊事象抽出条件を課した後の Anode DC 分布を示す。上記の過程により発生した即発 γ 線が発生点から 4π 方向に放出され、コンプトン電子の発生場所は TPC 内で空間的に一様だと考えられる。そのためガス起因バックグラウンドの DC 分布は一様であると期待される。本解析では Anode DC 分布の 5-10 の領域が一様であると仮定し、そこから信号領域に内挿してガス起因バックグラウンド事象数 $N_{\beta Gas}^{BG}$ を見積もった。その結果、ガス起因バックグラウンド事象数 $N_{\beta Gas}^{BG}$ は

$$N_{\beta Gas}^{BG} = 163 \pm 43 \text{ 事象}$$

と見積もられた。

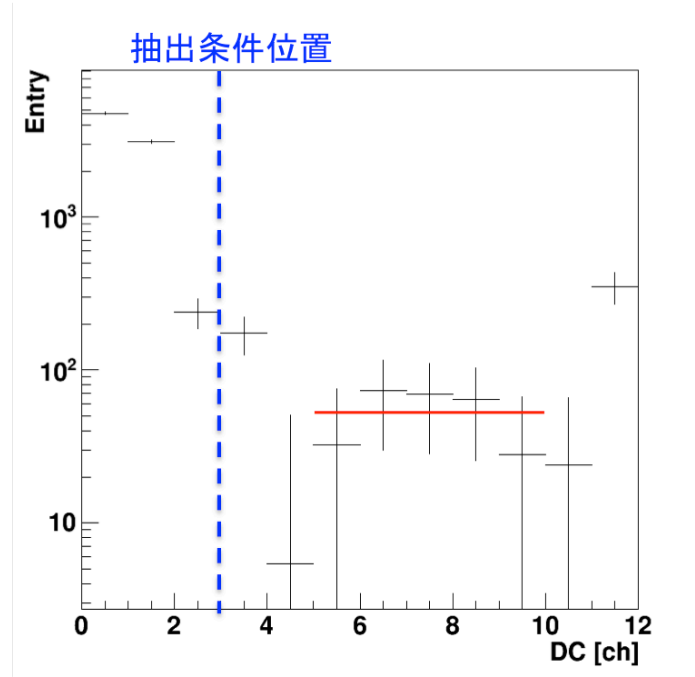


図 4.5 β 崩壊事象抽出条件を課した後の Anode DC 分布。ガス起因バックグラウンド事象数 $N_{\beta Gas}^{BG}$ はこの分布の 5-10 の領域から評価した。

4.2.4 ^3He 吸収事象の漏れ込み

ENERGY の抽出条件に依存して、 ^3He 吸収事象が β 崩壊信号領域に漏れ込んでくることが考えられる。この漏れ込みは、 ^3He 導入圧の異なる 2 つのデータを比較することで評価した。図 4.6 にこの漏れ込みの評価方法の概念図を示した。本研究で解析対象としているデータ番号 2 では、 ^3He は 100mPa 程度導入されている。一方、データ番号 8 では ^3He を導入していない。従って、入射中性子数で規格化すると β 崩壊事象数はどちらも同じになり、2 つのデータを引き算することにより ^3He 吸収事象のみを抽出することができる。図 4.7 にこのようにして抽出した ENERGY 分布を示す。図 4.7 では抽出条件として ENERGY 以外の β 崩壊事象抽出条件を課してある。 ^3He 吸収事象の信号領域への漏れ込み事象数 $N_{\beta He}^{BG}$ は 0~50 keV の領域から -3.1 ± 3.8 と見積もられたため、本解析では $N_{\beta He}^{BG}$ は無視できるとした。

4.2.5 CO_2 吸収事象

RANGE の抽出条件に依存して、RANGE が短い事象が β 崩壊事象に漏れ込んでくることが考えられる。このようなバックグラウンドとして CO_2 吸収事象を想定している。TPC のクエンチングガス CO_2 に中性子が吸収され、 $^{12}\text{C}(n,\gamma)^{13}\text{C}$ 反応が起こる。 ^{13}C が即発 γ 線を放出し、 ^{13}C が反跳を受ける。反跳した ^{13}C が TPC 内に落とすエネルギーは 1 keV 程度であり、RANGE の短い信号として観測される。通常このような事象では信号が検出されるワイヤー

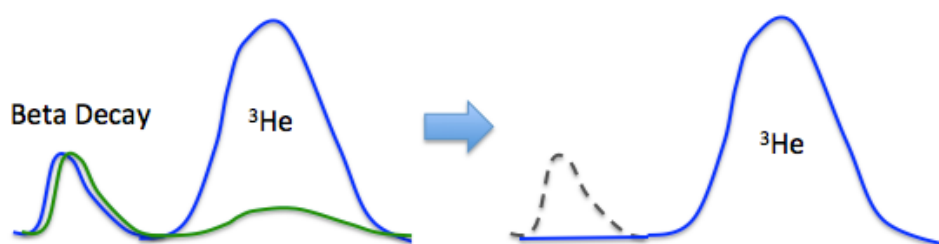


図 4.6 ^3He 吸収事象の信号領域への漏れ込みの評価方法。青 (^3He 100 mPa 導入したデータ) から、緑 (^3He 導入なし) のデータを引き算することで、 ^3He 吸収事象のみのスペクトルを取り出せる。

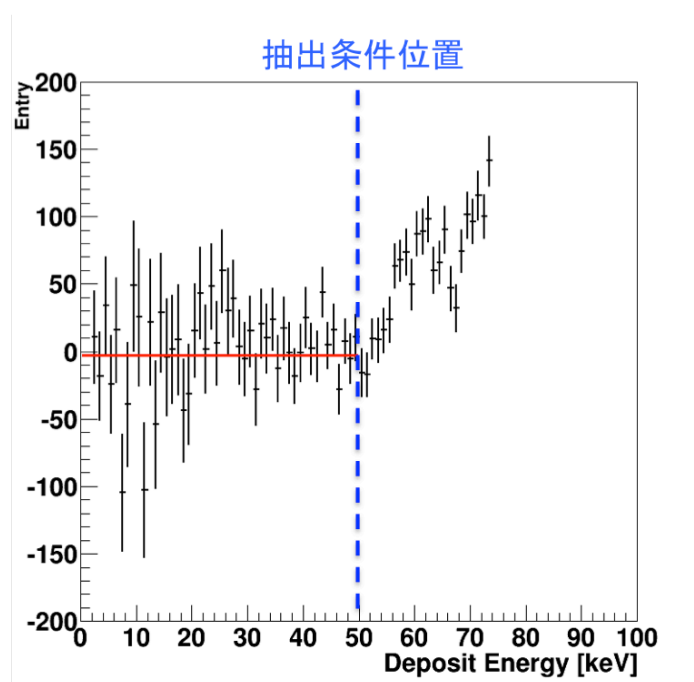


図 4.7 ^3He 吸収事象の ENERGY 分布。 ^3He 吸収事象のスペクトルのみを取り出して評価した。0-50keV の領域で定数フィットを行い、無視できるものとした。

の本数は 1 本又は 2 本であり信号領域への漏れ込みはない。しかし、ドリフト電子が TPC ガスで拡散する効果により RANGE が長くなることで信号領域へ漏れ込んでくる可能性がある。このようなバックグラウンドはモンテカルロシミュレーションを用いて評価した。図 4.8 にエネルギー 1 keV の ^{13}C をモンテカルロで発生させたときの RANGE 分布を示した。この分布から本解析の抽出条件である 100 mm 以上に入り込んでくる CO_2 事象数 $N_{\beta\text{CO}_2}^{BG}$ を算出したところ、0.16 事象 (90% C.L.) となり、本解析では $N_{\beta\text{CO}_2}^{BG}$ は無視できるとした。

4.2.6 バックグラウンドのまとめ

見積もった各バックグラウンド事象数を表 4.1 にまとめた。

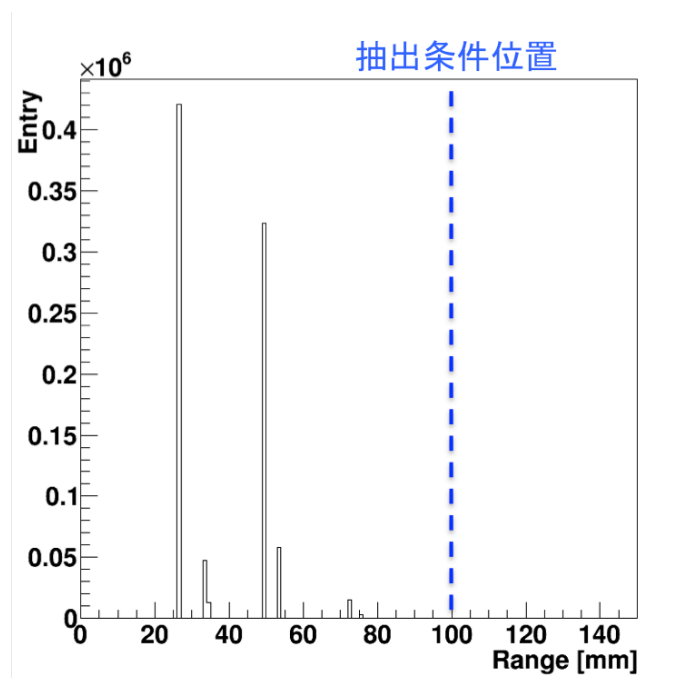


図 4.8 モンテカルロシミュレーションによる CO_2 吸収事象の RANGE 分布。本解析の抽出条件である 100 mm 以上に入り込んでくる事象数 $N_{\beta \text{CO}_2}^{BG}$ を見積もり、本解析では無視できるとした。

バックグラウンド過程	事象数
環境バックグラウンド	1478 ± 18
上流起因バックグラウンド	270 ± 46
ガス起因バックグラウンド	163 ± 43
^3He 吸収事象の漏れ込み	negligible
CO_2 吸収事象	negligible
合計	1911 ± 65

表 4.1 バックグラウンド一覧

第 5 章

モンテカルロシミュレーションの構築と検出効率の導出

第 3 章で述べたように、中性子寿命を導出するためには各信号選択条件に対する検出効率を見積もる必要がある。そのためにデータの再現性の良いモンテカルロシミュレーションを構築する必要がある。本研究で開発したシミュレーションの流れは以下のようになっている。

1. Geant4 を用いて β 崩壊事象を生成する。
2. β 崩壊によって生じた電子の軌跡に沿って、TPC ガスを電離させる。
3. 電離した電子を MWPC 部へドリフトさせる。
4. ワイヤーに到達した電子の情報を波形に焼き直す。
5. 実験と同様の解析コードを用いて事象再構成を行う。

本章ではシミュレーションに実装した各項目について、その実装方法を述べる。本章で示す図中の分布は黒点が実験データ、ヒストグラムがモンテカルロである。

5.1 使用ソフトと実装した装置群

使用したシミュレーションソフトは Geant4[14] である。Geant4 は素粒子が物質中で起こす反応をシミュレートするソフトウェアであり、素粒子実験分野では一般的に用いられているものである。本研究では Geant4.9.6.p02 というパッケージを用いた。Geant4 ではシミュレートする内容に応じて用いる物理過程を適切に選択する必要がある。本研究では FTFP_BERT_PEN という、低エネルギーの電磁相互作用過程にも対応した物理過程のパッケージを用いた。図 5.1 に実装した装置群の概観を載せた。図の中央に TPC が置かれ、その周りを囲むように真空チェンバー、鉛遮蔽、ベトーカウンターが設置されている。

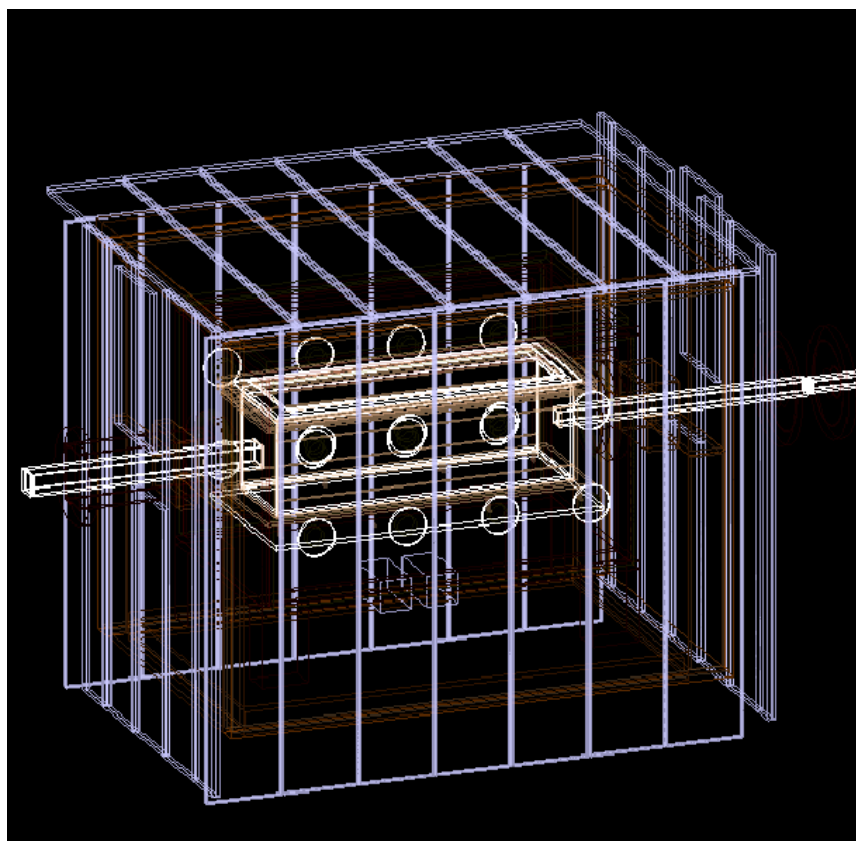


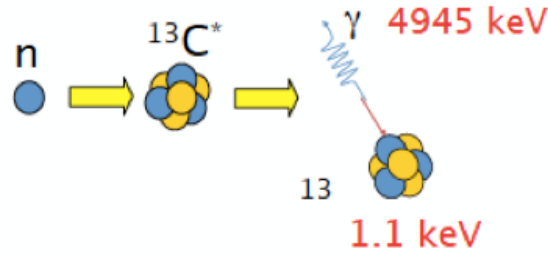
図 5.1 Geant4 を用いて実装した中性子寿命測定装置群。

5.2 ビーム分布の実装

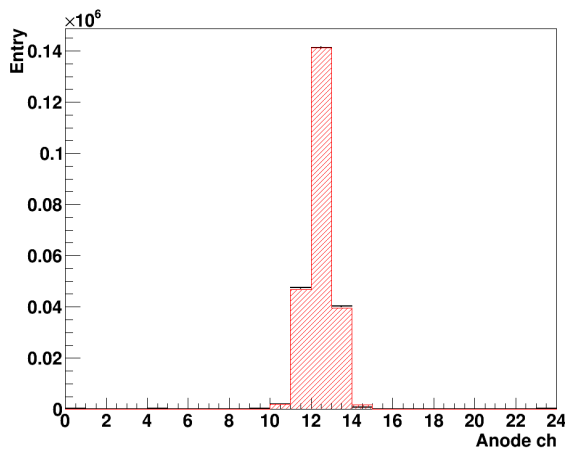
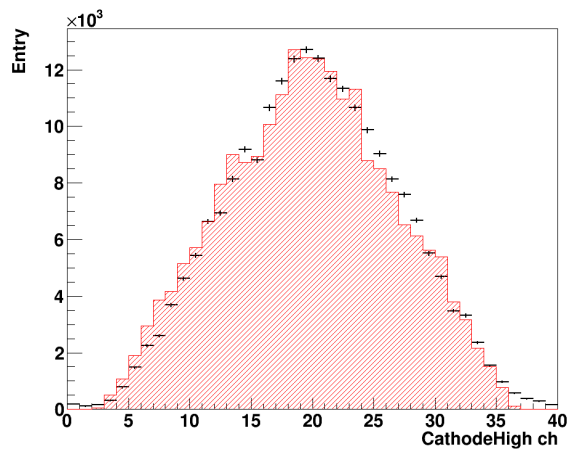
入射中性子ビームの XY 分布は蛍光体の励起を利用した 2 次元検出器であるイメージングプレートを用いて取得した。ビームの広がりや絶対位置に関してはガス中に CH_4 を封入したデータを用いた。 CH_4 は中性子を吸収し、そこから γ 線放出により核反跳が起き、これによる 1.1 keV のエネルギーがビーム分布に従って落とされる (図 5.2)。また、この事象は飛程が短いため信号が検出されるアノードワイヤーの本数が 1 本であり、事象の発生場所の特定が容易である。従ってこの特徴を用いることでビーム分布を決定することができる。以下、この過程を CH_4 吸収事象と呼ぶ。

5.2.1 X 分布と Z 分布の調整

シミュレーションでも CH_4 吸収事象を作成し、それを実験と比較することで X 分布と Z 分布を調整した。図 5.3 に X 分布を示す。この図における実験の分布をモンテカルロで再現するように、イメージングプレートから取得した中性分布の絶対位置や広がりを調整した。Z 分布はスピンドリップチョッパーで成形されるバンチの長さや、TOF 信号領域の取り方に依

図 5.2 CH_4 吸収事象の発生過程。

存する。Z 分布も CH_4 吸収事象を用いて実測値を再現するようにモンテカルロの Z 分布を調整した。図 5.4 にシミュレーションと実験の Z 分布を載せた。

図 5.3 中性子ビームの X 分布。 CH_4 吸収事象を用いてチューニングを行った。図 5.4 中性子ビームの Z 分布。 CH_4 吸収事象を用いてチューニングを行った。

5.2.2 Y 分布の調整

3.2 節で述べたように現在の TPC は構造上、Y 軸方向の時間原点を決定することはできない。そのため Y 軸方向に関しては β 崩壊事象抽出条件を課して抽出される β 崩壊事象候補の信号を用いた。もしビーム中心が TPC 中心よりも Y 軸方向下側にあるならば、TPC 上向きに突き抜ける β 崩壊事象候補の DTIME は長くなり、下向きに突き抜ける β 崩壊事象候補の DTIME は短くなる。図 5.5 に β 崩壊事象候補に対し、TPC の上方向に突き抜けた事象の DTIME と、下方向に突き抜けた事象の DTIME を示す。それぞれの分布をガウスでフィットし、その中心値の比がデータを再現するようにモンテカルロのビームの Y 軸方向の絶対位置をずらした。

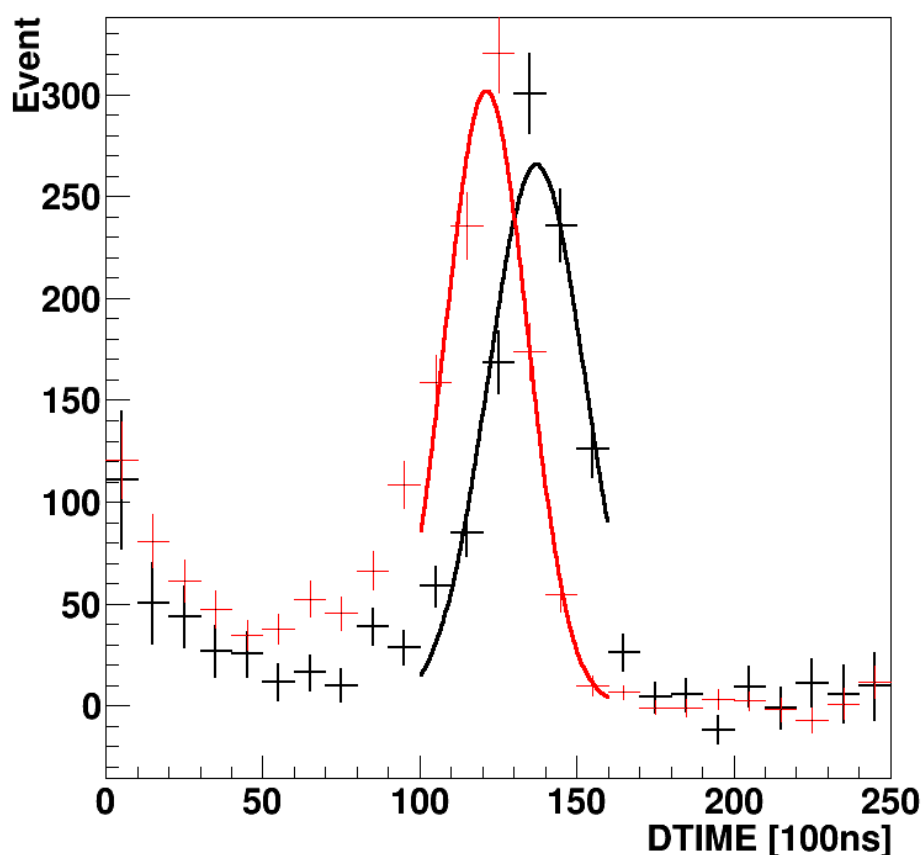


図 5.5 TPC 上方向に突き抜けた β 崩壊事象候補と下方向に突き抜けた β 崩壊事象候補の DTIME 分布。黒が TPC 上方向に突き抜けた β 崩壊事象候補で、赤が TPC 下方向に突き抜けた β 崩壊事象候補である。上方向に突き抜けた β 崩壊事象候補の方が DTIME が長いことは、ビーム中心が TPC 中心よりも下側にあることを意味する。

5.3 波形の実装

波形の実装には ^{55}Fe 事象の波形をテンプレート波形として用いた。 ^{55}Fe X 線事象の抽出には、信号が検出されたアノードワイヤーの本数が 1 本であるという事象を選択した。図 5.6 にこの事象の典型的な波形を示す。図 5.7 に波形の実装方法の概念図を示した。シミュレーションではまず Geant4 から得られたエネルギー損失の情報を W 値 (1 対のイオン-電子対を生成するために必要なエネルギー) によって電子の数に変換する。そうして得られた電子は MWPC 面へ向かってドリフトする。MWPC 面から離れた場所で生成した電子ほど、長い距離をドリフトし MWPC 面に到着する時間は遅くなる。次にワイヤーに到達した電子を重ね合わせることで波形を実装している。ここで TDC の分解能である 100ns 以内に到達した電子は同時だとして、電子の数に応じてテンプレート波形の波高をスケールしている。ノイズ

に関しては、テンプレートに用いた波形のペDESTAL領域から取得したものをそのまま用いている。

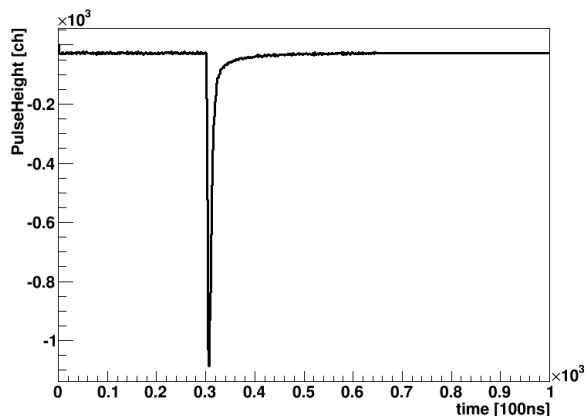


図 5.6 鉄イベントの典型的な波形

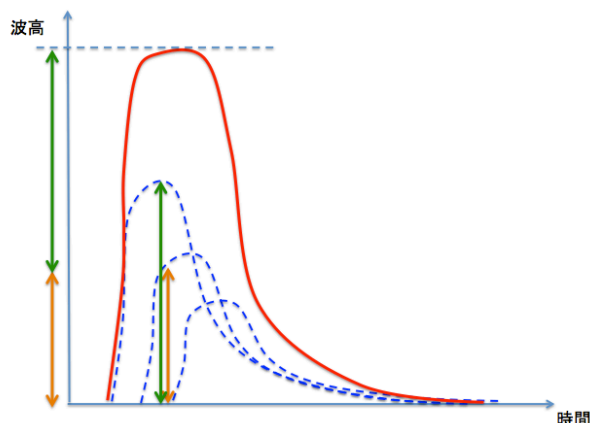


図 5.7 波形の足し合わせ。青い破線が、電子の数に応じてスケールさせた ^{55}Fe 事象の波形である。それを時間的に重ね合わせて、最終的な赤い波形を作っている。

5.4 拡散の実装

ドリフト中の電子の拡散は ^{55}Fe 事象から見積もった。ドリフト電子が拡散することによって、 ^{55}Fe 線源の X 線下側入射窓から入射した ^{55}Fe 事象の方が、信号が検出されるアノードワイヤーの本数が 2 本になるような事象が多くなる。図 5.8 に ^{55}Fe 事象での、信号が検出されたワイヤーが一本の場合 1 本 (大きなピーク) と、連続した 2 本のワイヤーで同時に信号が検出された場合 (小さなピーク) の波高分布を示した。左側が実験で、右側がシミュレーションである。実験から求められた 2 つの事象の計数比を再現するようにモンテカルロに拡散の効果を実装した。モンテカルロでの同様の分布を図 5.8 右側に示す。

5.5 ゲイン、アテネーションの調整

アノードワイヤーのゲインやドリフト中に電子がガス中の水素に吸収されて減衰する効果の調整は ^{55}Fe 事象を用いて行った。モンテカルロでも実験と同様に 5.9 keV X 線を TPC に入射し、アノードワイヤーの波形積分の平均値が ^{55}Fe 事象を下側窓から入射した場合と上側窓から入射した場合それぞれで実験と一致するようにゲインのパラメータを調整した。図 5.9 に実験データと調整後のモンテカルロの波形積分分布を示す。左側が上側窓から入射した場合、右側が下側窓から入射した場合である。

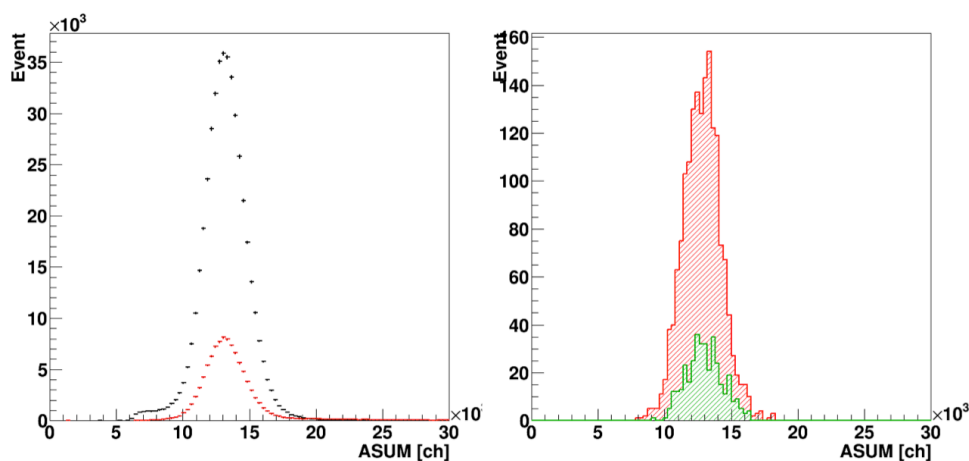


図 5.8 アノードヒット 1 本と、アノードヒット 2 本の鉄事象の ASUM 分布。高い山がアノードヒット 1 本、低い山がアノードヒット 2 本である。2 つの事象の数の比が実験と同様になるようにモンテカルロを調整した。

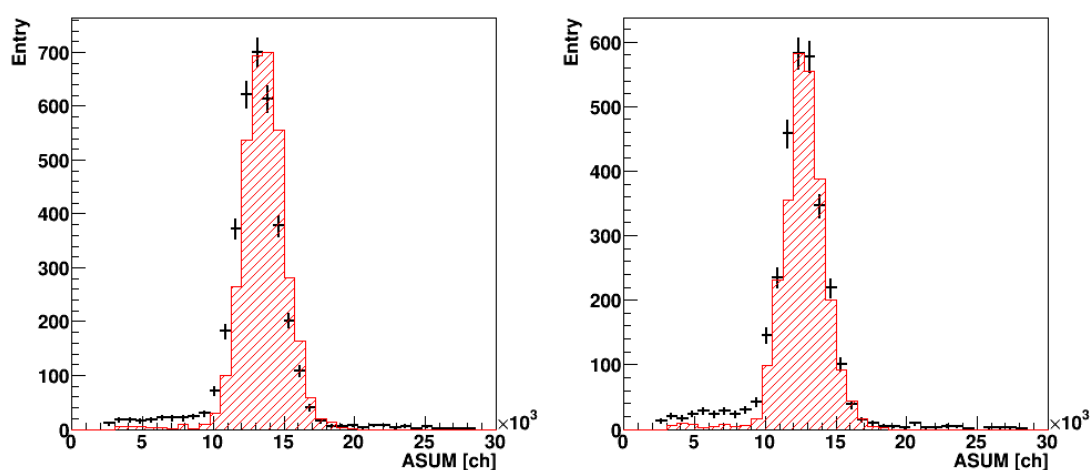


図 5.9 ^{55}Fe 事象の波形積分分布。左側が上側窓、右側が下側窓から入射した場合である。どちらもシミュレーションは実測を再現しており、減衰の効果もシミュレーションに実装されていることが分かる。

5.6 ドリフト速度の算出

ドリフト速度は宇宙線事象を用いて算出した。宇宙線事象として、TPC を上から下まで突き抜けた事象のみを選択している。ドリフト時間の分布は、TPC の鉛直方向の長さに対応したピークを持つ。この分布を再現するように、モンテカルロのドリフト速度を調節した。図 5.10 にドリフト速度を実装後の宇宙線事象に対するドリフト時間分布を載せた。

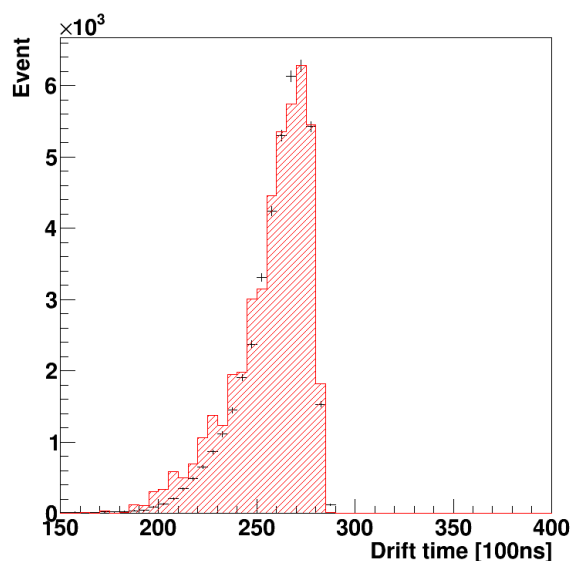


図 5.10 宇宙線事象のドリフト時間分布。ピークが TPC を上から下まで突き抜けた宇宙線事象に対応する。

5.7 検出効率の導出

この節では、検出効率の導出について述べる。今回の解析で用いた選択条件は ENERGY、RANGE、DTIME、Anode DC、Cathode DC である。これらの選択条件に対する検出効率は、全てモンテカルロシミュレーションを用いて評価した。図 5.11 にそれぞれの分布を載せる。破線は本解析用いた抽出条件位置である。検出効率のまとめを表 5.1 に載せた。これらの分布から求めた全抽出条件の検出効率 $\Pi_j \varepsilon_j$ は、 $\Pi_j \varepsilon_j = 80.2 \pm 0.4\%$ であった。

抽出条件	検出効率
Anode DC	$95.8 \pm 0.1\%$
Cathode DC	$98.6 \pm 0.1\%$
DRIFT	$98.8 \pm 0.1\%$
ENERGY	$89.7 \pm 0.3\%$
RANGE	$95.8 \pm 0.2\%$
全抽出条件	$80.2 \pm 0.4\%$

表 5.1 検出効率一覧

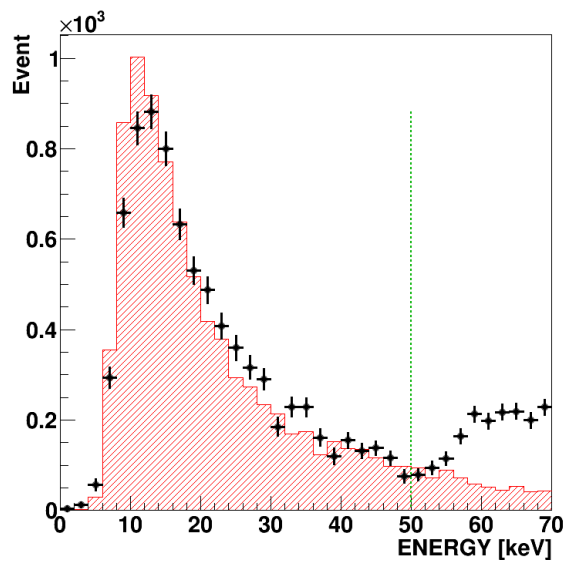


図 5.11 ENERGY 分布：実験とシミュレーション

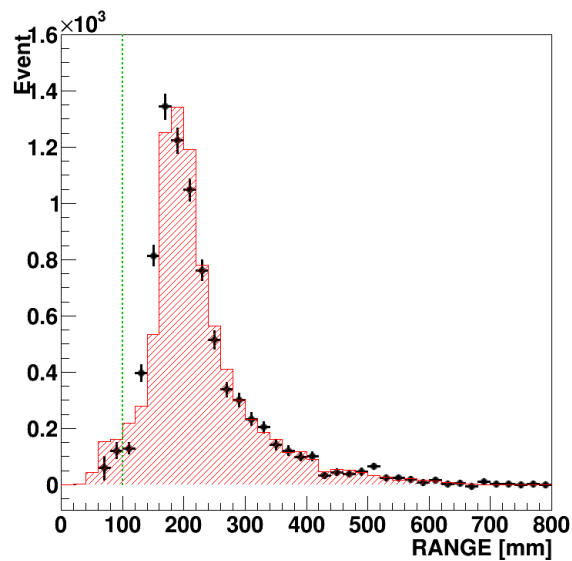


図 5.12 RANGE 分布：実験とシミュレーション

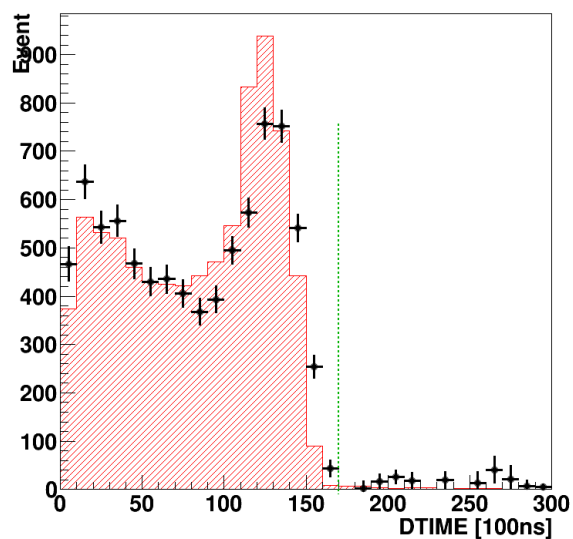


図 5.13 DTIME 分布：実験とシミュレーション

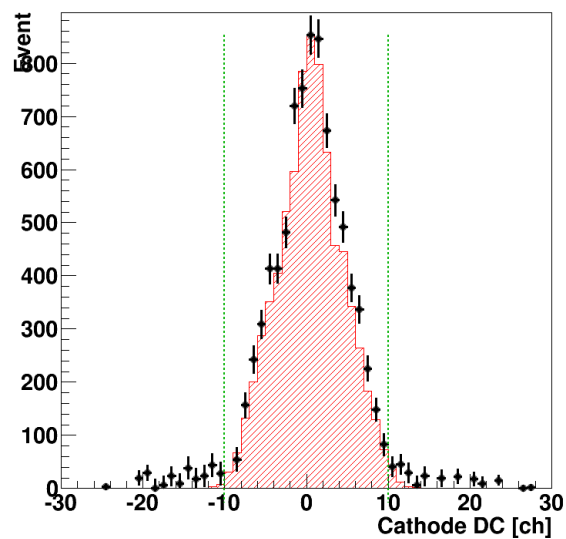


図 5.14 CATHODE DC 分布：実験とシミュレーション

第 6 章

まとめとこれから

中性子寿命はビッグバン元素合成や CKM 行列のユニタリティーの検証において重要なパラメータである。従来の主要な 2 つの測定手法は各々 0.1% の測定精度を主張しているものの、2 つの手法間で 1% のズレが報告されている。そのため我々は茨城県東海村の J-PARC/MLF/BL05 においてこれらの 2 手法間で支配的であった系統誤差を排除した中性子寿命測定実験を遂行している。本実験は加速器を用いた初の中性子寿命測定実験であり、2014 年の 5 月から初の物理ランを開始した。

本研究では β 崩壊事象の特徴を考慮し、効率の良い信号抽出条件の開発を行った。また、バックグラウンドをその発生過程によって分類し、信号領域に混入してくる事象数の見積もり方法を確立した。その結果、 β 崩壊事象のフォアグラウンドの計数は 9871 ± 99 事象、全バックグラウンドの合計は 1911 ± 65 事象だと見積もられた。次に各抽出条件に伴う検出効率を求めるため、モンテカルロシミュレーションの構築を行った。シミュレーションにはビームの分布や検出器の応答を実装し、データの再現性のよいシミュレーションを構築することができた。このシミュレーションを用いて求めた全抽出条件に対する検出効率は $80.2 \pm 0.4\%$ であった。以上本研究で確立した解析手法により、2014 年に取得したデータより $O(1\%)$ の精度で中性子寿命を導出することができた。

今後は系統誤差の見積もりを行い、最終的な中性子寿命の値を確定することを目指す。2015 年 4 月よりからは次期物理ランが計画されており、さらなる統計精度の向上を目指す。

謝辞

指導教員である吉岡瑞樹氏には、毎日のようにつきっきりで指導をして頂きました。いつも叱られてばかりでしたが、常に的確なアドバイスを頂き、私にとって吉岡さんは本当に理想の指導者でした。私もいつか人を教える立場になったとき、吉岡さんのようになりたいと感じています。本当に、ありがとうございました。川越清以教授には学部の頃から出張などに行かせて頂き様々な貴重な体験をさせて頂きました。音野瑛俊氏には研究の段取りや内容に関して夜遅くまで議論して頂き、研究を更に進めることができました。東城順治氏、織田勸氏、末原大幹氏、須藤裕司氏にはミーティングなどで多くのアドバイスを頂きました。素粒子実験研究室の学生の皆様、皆様のおかげで私の研究室生活はとても充実したものとなりました。特に同期である古浦新司氏、調翔平氏、富田龍彦氏、中居勇樹氏には研究に対する議論をして頂けるのはもちろんのこと、普段の生活でも食事や遊びに行ったりと、とても仲良くして頂きました。先輩である上野翔氏、大石航氏、松本悟氏、宮陽平氏には研究室配属当初から温かく接して頂き、研究で困った際に多くの助けを頂きました。特に松本悟氏は中性子物理の先輩であり、研究内容に関して多くのアドバイスを頂きました。後輩の角直行氏には、共同実験者ならではの研究に際する細かい議論をして頂きました。

KEK の三島賢二氏、名古屋大学の北口雅暁氏、東京大学の山田崇人氏とは J-PARC で共に滞在し、実験器具の使い方や実験の進め方に関して数えきれないほどの指導をして頂きました。大変感謝しております。その他 NOP グループの皆様にはミーティングなどで鋭い指摘をして頂きました。皆様からの助けがあったからこそ、これまで研究を続けることができました。改めて、お礼申し上げます。

最後に、ここまで私を育て、支えてくれた家族、大学生活をとても楽しいものにしたくれた友人の皆様に感謝致します。

参考文献

- [1] J.Chadwick. The existence of a neutron. *PRSL*, A136(692), 1932.
- [2] K.A. Olive et al. (Particle Data Group). *Chin. phys.* c38, 090001. 2014.
- [3] Particle data group history plots. <http://pdg.lbl.gov/2014/reviews/rpp2014-rev-history-plots.pdf>.
- [4] <http://astrog.phys.kyushu-u.ac.jp/index.php/>.
- [5] Particle data group big-bang nucleosynthesis.
- [6] C. L. Bennett et al. Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: Final maps and results. *The Astrophysical Journal*, 208(20), 2013.
- [7] Y. I. Izotov and T. X. Thuan. The primordial abundance of 4He : evidence for non-standard big bang nucleosynthesis. *Astrophys. J.*, (710):L67L71, 2010.
- [8] D. Mund, B. Markisch, M. Deissenroth, J. Krempel, M. Schumann, and H. Abele. Determination of the weak axial vector coupling $\lambda = g_A/g_V$ from a measurement of the β -asymmetry parameter a in neutron beta decay. *Phys. Rev. Lett*, 110(172502), April 2013.
- [9] M. S. Dewey J. S. Nico, D. M. Gilliam, F. E. Wietfeldt, X. Fei, W. M. Snow, G. L. Greene, J. Pauwels, R. Eykens, A. Lamberty, J. Van Gestel, and R. D. Scott. Measurement of the neutron lifetime by counting trapped protons in a cold neutron beam. *Phys. Rev. C*, 71(055502), May 2005.
- [10] Serebrov, V. E. Varlamov, A. G. Kharitonov, A. K. Fomin, Yu. N. Pokotilovski, P. Geltenbort, I. A. Krasnoschekova, M. S. Lasakov, R. R. Taldaev, A. V. Vassiljev, and O. M. Zherebtsov. Neutron lifetime measurements using gravitationally trapped ultracold neutrons. *Physics Letters B*, 605(1-2):72 – 78, 2005.
- [11] R. Kossakowski, P. Grivot, P. Liaud, K. Schreckenbach, and G. Azuelos. Neutron lifetime measurement with a helium-filled time projection chamber. *Nuclear Physics A*, 503(2):473 – 500, 1989.
- [12] J-parc web page. <http://j-parc.jp/>.
- [13] H. Otono. New detector system for the precise neutron lifetime measurement using pulsed cold neutron beams. *PhD thesis, The University of Tokyo*, 2011.
- [14] <http://geant4.cern.ch/>.