

修士論文

ステライルニュートリノ探索実験 JSNS²
における中性粒子由来の背景事象についての研究

東北大学大学院 理学研究科

物理学専攻

日野 陽太

平成 29 年

概要

近年のニュートリノ振動の精密測定によって、ニュートリノには非常に小さいが質量があることが示されてきた。観測で得られる質量の情報は各ニュートリノの質量二乗差 (Δm^2) であり、現在までに行われた様々なニュートリノ振動実験によってもっとも大きい Δm^2 でも 10^{-3} eV^2 程度と小さいことがわかっている。一方で、1998 年以来現在まで知られている標準模型に含まれるニュートリノの振動では説明のつかない実験事実が存在し、未解決のまま残されている。

LSND 実験では加速器で生成した反ミューオン μ^+ の静止崩壊 (DAR=**D**ecay-**A**t-**R**est)、MiniBooNE 実験では荷電 π 中間子 π^- が飛行中に崩壊 (DIF=**D**ecay-**I**n-**F**light) して作られる反ミューニュートリノ $\bar{\nu}_\mu$ を使用しているが、どちらもそれが反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ に振動する出現モードを短い基線長で観測したと報告しており、さらに MiniBooNE 実験ではミューニュートリノから電子ニュートリノの振動 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ も同様に観測している [1, 2]。これらの振動は既知のものより 1000 倍程度と大きい Δm^2 による振動であることを示していて、明らかに既知の 3 種類のニュートリノ質量固有状態だけでは説明がつかず、さらに重い質量固有状態が混合したステライルニュートリノの存在を示唆しているが、未だ決着はついていない。

我々 JSNS² 実験グループでは、茨城県東海村 J-PARC の物質生命科学施設 (MLF = Material and Life Science Experimental Facility) を利用したステライルニュートリノ探索実験を準備している。MLF の水銀標的では μ^+ の静止崩壊により性質の良い $\bar{\nu}_\mu$ ビームが生成されている。これが $\bar{\nu}_e$ に振動する出現振動モードをガドリニウム (Gd) 入り液体シンチレーター検出器を用いて精密に測定することで、LSND 実験の直接検証ができる。現在当グループでは、2018 年内の実験開始を目指している。

2014 年に行った背景事象測定では、ビームに相関を持った中性粒子由来のアクシデンタルバックグラウンドの存在が示唆されたが、当時はプラスチックシンチレーターを使用していたため γ 線と中性子の識別ができなかった。そこで本研究において、2016 年 5 月から 6 月にかけて JSNS² 検出器設置候補地において高い波形弁別能力を持った液体シンチレーター (液シン) を用いた粒子識別測定を行い、測定結果の解析から、JSNS² 実験への影響を評価した。

また、JSNS² 実験で使用される予定の液体シンチレーターの中性粒子、特に中性子の応答を測定するために東北大学サイクロトロン RI センター (CYRIC) にて、70 MeV 準単色中性子ビームを用いた性能評価を行い、特に本研究において液体シンチレーターの消光を表すパラメーターである Birks 定数の測定を行った。

目次

概要	1
第 1 章 序論	1
1.1 ステライルニュートリノ	1
1.1.1 ニュートリノ振動	1
1.1.2 LSND 実験	4
1.1.3 過去の実験事実のまとめ	5
1.2 現在計画中のステライルニュートリノ探索実験	5
第 2 章 J-PARC MLF におけるステライルニュートリノ探索実験 JSNS²	7
2.1 実験概要	7
2.2 J-PARC MLF のニュートリノ源	8
2.2.1 短パルス陽子ビームと MLF の水銀標的	8
2.2.2 MLF の水銀標的で生成されるニュートリノ	9
2.2.3 振動後のニュートリノエネルギースペクトル	12
2.3 反電子ニュートリノ検出原理	13
2.4 JSNS ² 検出器	14
2.4.1 検出器設置場所	14
2.4.2 検出器構造	15
2.4.3 光電子増倍管とデジタイザー	15
2.4.4 液体シンチレーター	16
2.5 信号セレクション	18
2.6 JSNS ² 実験における主な背景事象	20
2.6.1 Correlated 背景事象	20
2.6.2 偶発背景事象	21
2.7 JSNS ² 実験における信号事象数と背景事象数のまとめ	21
第 3 章 JSNS² 検出器設置候補地における背景事象粒子識別測定	23
3.1 目的	23
3.2 セットアップ	24
3.2.1 測定場所	24
3.2.2 検出器	24
3.2.3 測定回路	26
3.3 6月8日から22日に取得したデータの解析	27
3.3.1 解析変数の定義	27
3.3.2 n/γ 識別	29

3.3.3	荷電粒子カット	30
3.3.4	粒子識別条件のまとめ	31
3.4	解析結果	32
3.5	議論	33
3.5.1	擬似2バンチ構造	33
3.5.2	自然由来 γ 線事象との比較	33
3.5.3	検出された2事象について	34
3.5.4	鉄シールドの厚化	35
3.5.5	Gd高濃度化	36
3.6	背景事象測定の結論とまとめ	38
第4章	70 MeV 中性子ビームを用いた測定	39
4.1	目的	39
4.2	実験概要	39
4.2.1	Birksの法則による消光	39
4.2.2	CYRICの陽子ビーム	41
4.2.3	大強度中性子照射ビームライン	42
4.2.4	TOF法による中性子エネルギー測定原理	43
4.2.5	測定系	43
4.2.6	解析変数の定義	47
4.3	線源を使った校正	50
4.3.1	エネルギー校正	50
4.3.2	各チャンネル間の時間差校正	58
4.4	NEOS液体シンチレーターのBirks定数測定	59
4.4.1	セットアップ	59
4.4.2	解析	61
4.5	Fit	70
4.5.1	各パラメーターについて	70
4.5.2	系統誤差を考慮しない χ^2 によるFit	73
4.6	まとめ	74
4.6.1	Birks定数の測定結果	74
4.6.2	今後の課題	75
第5章	まとめと今後	77
5.1	まとめ	77
5.2	今後の課題	77
	謝辞	78

目 次

1.1	LSND 実験で観測された $\bar{\nu}_e$ の出現事象 [1]	4
1.2	左: LSND 実験他の $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の Allowed Region [19]。右: 原子炉 $\bar{\nu}_e$ 消失モードの Allowed Region [20]。	5
2.1	J-PARC の陽子ビームライン [25]	7
2.2	J-PARC MLF の中性子源の構造 [30]	9
2.3	水銀標的の詳細構造 [30]	10
2.4	上: Geant4(QGSP-BERT) で見積もった水銀標的で生成される種々のニュートリノエネルギースペクトル。下: 親粒子の種類ごとの検出器に入射するニュートリノ数の時間依存性。	11
2.5	各 Δm^2 の場合の振動後の $\bar{\nu}_e$ スペクトル	12
2.6	逆 β 崩壊の遅延同時計測の概念図。	13
2.7	JSNS ² 検出器の設置位置。[30]	14
2.8	MLF 夏季メンテナンス時の JSNS ² 検出器搬出手順。	14
2.9	JSNS ² 検出器の各液体シンチレーター層の概念図。	15
2.10	JSNS ² 検出器内の PMT の配置図。	16
2.11	液体シンチレーターの溶媒と溶質の構造式 [45]	16
2.12	LAB の吸収スペクトルと PPO、bis-MSB の発光スペクトル [37]	17
2.13	液体シンチレーターの溶質分子のエネルギー準位と状態遷移。[44]	17
2.14	各粒子毎のスチルベンのシンチレーション発光時間特性。[47]	18
2.15	JSNS ² 検出器で期待される PSD 能力。	18
3.1	2014 年に行われた背景事象測定で得られたビーム由来中性粒子事象のエネルギーとタイミングの二次元相関。横軸原点を陽子ビームタイミングに合わせている。図中の赤枠は JSNS ² 実験における先発信号選別領域を示している。	23
3.2	MLF 3 階大型機器取扱室の鳥瞰図 [25]。赤点は今回検出器を設置した場所を示している。	24
3.3	検出器構造の模式図。	25
3.4	検出器のオイルパン内部の様子。	25
3.5	検出器の全体像。	26
3.6	回路図	27
3.7	取得したトリガービット波形の例。	28
3.8	左: FADC で取得した生波形。右: PD を定義し変換した波形。	29
3.9	Double Gate 法の概念図。シンチレーション光の遅い成分の比率で粒子識別するため、波形の tail 部積分値と全体積分値の比を取る。	29

3.10	$Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と E_{vis} の二次元相関図。オレンジ線は式 3.1 で定義された n/γ 識別曲線を表す。	30
3.11	プラシんで得られた Q スペクトルの例。	31
3.12	自然由来事象のスペクトルの veto カット前後の比較。	31
3.13	ON-Bunch 中性粒子事象の E_{vis} と HitT の二次元相関。	32
3.14	ON-Bunch 中性粒子のエネルギースペクトル。	32
3.15	擬似的に作成したビーム由来 γ 線の 2 Bunch 構造	33
3.16	左: ビーム ON-Bunch 中性粒子事象の PSD と E_{vis} の二次元相関。 右: $E_{\text{vis}} = 37$ から 42 MeV の自然由来中性粒子事象の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ の 1 次元分布。 Double Gaussian で Fit し、neutron-like と gamma-like の山を同定している。	35
3.17	左: γ 線レート見積もりに使用した MC の Geometry。 右: 鉄 12.75 cm 厚と 15 cm 厚の場合に見積もったイベントレートの鉄シールドの横幅依存性。	35
3.18	見積もりに使用した MC の Geometry。	36
3.19	Gd 濃度ごとの後発信号と先発信号の時間差 Δt の分布。濃度が高くなるにつれ熱中性子捕獲時間が短くなることがわかる。	37
3.20	Gd 濃度ごとの後発信号選別条件の終端位置に対する信号効率。後発信号選別条件の終端を $27.7\mu\text{s}$ まで狭めても現在の想定である 0.1 w% の信号効率を維持できることがわかる。	37
4.2	大強度中性子照射ビームライン (32 コース) の見取図。 [40]	42
4.1	CYRIC の本体室にある AVF サイクロトロン。 [40]	42
4.3	中性子の運動エネルギーに対する TOF 法エネルギー分解能	44
4.4	左: ある時刻の ^{137}Cs 線源を用いた発光測定結果の例。 右: 発光量の時間推移。	45
4.5	使用した液体シンチレーター検出器。左のように 2 インチ PMT(H11631) を垂直に立ててその上に液体シンチレーターが入った 150 mL バイアル瓶を置いている。右は遮光のためのカバーを取り付けた後の様子。	46
4.6	今回の測定で用いた回路図の例。1ch(DBLS) のシングルトリガーの場合を表している。	46
4.7	今回の測定で用いた回路図の例。1ch(DBLS) と別 ch とのコインシデンストリガーの場合を表している。	47
4.8	とある事象の液シン波形。右はベースラインを定義し変換した波形。	47
4.9	χ^2 を計算するために使用した液シンのテンプレート波形。	48
4.11	CFD 回路の内部処理の様子。	49
4.10	典型的なノイズ波形。このような波形は χ^2 が極端に大きくなるため取り除くことができる。	49
4.12	オフライン解析による CFD 出力波形を使った時間定義。	50
4.13	1ch(DBLS) のキャリブレーション時の線源の位置。液シン毎に液面高さは異なるが、必ず中央にくるように線源を貼り付けた。	51
4.14	1ch(DBLS) の AmBe 線源測定の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と PH/Q の二次元プロット。	52

4.15	2ch(NaphLS) の AmBe 線源測定の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と PH/Q の二次元プロット。	52
4.16	3ch(DINLS) の AmBe 線源測定 of $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と PH/Q の二次元プロット。	53
4.17	4ch(NEOS) の AmBe 線源測定 of $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と PH/Q の二次元プロット。	53
4.18	5ch(UGAB) の AmBe 線源測定 of $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と PH/Q の二次元プロット。	53
4.19	1ch(DBLS) の AmBe 線源測定 of $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と Q の二次元プロット。	54
4.20	2ch(NaphLS) の AmBe 線源測定 of $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と Q の二次元プロット。	55
4.21	3ch(DINLS) の AmBe 線源測定 of $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と Q の二次元プロット。	55
4.22	4ch(NEOS) の AmBe 線源測定 of $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と Q の二次元プロット。	55
4.23	5ch(UGAB) の AmBe 線源測定 of $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と Q の二次元プロット。	56
4.24	左: 1ch(DBLS) の各線源によるコンプトンエッジ付近の Q スペクトル。 右: エネルギースケールの Fit 結果。	57
4.25	左: 2ch(NaphLS) の各線源によるコンプトンエッジ付近の Q スペクトル。 右: エネルギースケールの Fit 結果。	57
4.26	左: 3ch(DINLS) の各線源によるコンプトンエッジ付近の Q スペクトル。 右: エネルギースケールの Fit 結果。	57
4.27	左: 4ch(NEOS) の各線源によるコンプトンエッジ付近の Q スペクトル。 右: エネルギースケールの Fit 結果。	58
4.28	左: 5ch(UGAB) の各線源によるコンプトンエッジ付近の Q スペクトル。 右: エネルギースケールの Fit 結果。	58
4.29	^{60}Co を用いた ch 間時間差測定セットアップ。中央の ^{60}Co を囲むように液シンを配置している。	59
4.30	ch 間時間差測定の結果。Gaussian で fit しているが、ヒストグラムの Mean と Gaussian の Mean 値は Fit 誤差の範囲で一致している。	60
4.31	4CH (NEOS) の Birks 定数測定ラン時のセットアップの鳥瞰図。	61
4.32	4CH (NEOS) の Birks 定数測定ラン時のセットアップの写真。	61
4.33	4, 5ch の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と E_{vis} の二次元分布。	62
4.34	1, 3ch の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と E_{vis} の二次元分布。	62
4.35	左: RF 信号波形と CFD 波形の位置関係の例。Beam タイミング (赤塗り点) が正しく定義できている事象。右: RF 信号波形、CFD 波形、元の液シン波形の位置関係の例。この事象は Beam タイミングが正しく定義できていない (= Badness) ことを表している。	63
4.36	左: Cu ターゲットラン時の γ 線のオフセットを含んだ飛行時間の分布。 右: 左図のピーク付近を拡大した図。ピークを Gaussian で Fit している。	64
4.37	左: Li ターゲットラン時の中性子のオフセットを含んだ飛行時間分布。 右: 即発 γ 線の飛行時間で校正した中性子の飛行時間分布。	64

4.38	TOF 法で測定された Li ターゲットラン時の中性子のエネルギースペクトル。 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応の準単色ピークが再構成されていることが確認できる。	65
4.39	4ch と 5ch のコインシデンスランの E_{ini} と E_{out} の二次元相関。赤破線で表される np 弾性散乱の予想値と合致する傾向を示している。 . . .	67
4.40	4ch と 1ch のコインシデンスランの E_{ini} と E_{out} の二次元相関。赤破線で表される np 弾性散乱の予想値と合致する傾向を示している。 . . .	67
4.41	4ch と 3ch のコインシデンスランの E_{ini} と E_{out} の二次元相関。赤破線で表される np 弾性散乱の予想値と合致する傾向を示している。 . . .	68
4.42	4ch(NEOS) の E_{ture} と E_{vis} の二次元相関。2つの散乱角方向のデータを結合することで広い範囲の Quench カーブを作っている。	68
4.43	$E_{true} = 6 - 24$ MeV の範囲を 2 MeV 毎に分割した E_{vis} の 1次元ヒストグラム。ピーク付近を Gaussian で Fit し、その Mean を取得する。	69
4.44	$E_{true} = 24 - 42$ MeV の範囲を 2 MeV 毎に分割した E_{vis} の 1次元ヒストグラム。ピーク付近を Gaussian で Fit し、その Mean を取得する。	69
4.45	4ch(NEOS) の E_{ture} と E_{vis} の二次元相関に Fit で得た点を重ねた図。	70
4.46	2,7-diisopropylnaphthalene($\text{C}_{16}\text{H}_{20}$) の構造	72
4.47	NEOS の best fit 結果	74
4.48	DBLS の best fit 結果	74

表 目 次

1.1	過去の実験により示唆された Δm^2 の大きいニュートリノ振動の実験事実。	5
1.2	現在計画中のステライルニュートリノ探索実験。	6
2.1	JSNS ² 実験と LSND 実験のビーム特性の比較	9
2.2	水銀標的で生成されるニュートリノの種類	10
2.3	FLUKA で計算された水銀標的で生成される OFF-Bunch ニュートリノ数	11
2.4	QGSP-BERT で計算された水銀標的で生成される OFF-Bunch ニュートリノ数	11
2.5	ニュートリノ信号選別条件と Cut efficiency。 [30]	19
2.6	信号・背景事象事象数のまとめ。 [30]	22
3.1	検出器の構成。	26
3.2	粒子識別条件のまとめ	31
3.3	総 spill 数で規格化した $E_{\text{vis}} > 20$ MeV の中性粒子事象数。	33
3.4	$E_{\text{vis}} > 20$ MeV の自然由来事象数と ON-Bunch 事象数の比較	34
3.5	信号効率 96% となる Δt に対する条件の終端位置と偶発背景事象の Reduction Factor。	38
4.1	各液体シンチレーターの組成。	45
4.2	ノイズカット条件	52
4.3	PSD カット条件	54
4.4	コンプトンエッジに対応する反跳電子が液シンに落とすエネルギー。	56
4.5	Q と E_{vis} の変換式 4.12 の Fit 結果	56
4.6	各 ch 間の時間差測定の結果。	59
4.7	各液シンの配置。原点はターゲット液シンである 4ch(NEOS) にとっている。	60
4.8	PSD による粒子識別条件	66
4.9	設定した平均励起エネルギー	70
4.10	LAB(JX グレートアルケン) 組成のガスクロマトグラフィー測定結果 [42]	71
4.11	DBLS の Fit で使用したパラメーター。	71
4.12	NEOS の Fit で使用したパラメーター。	71
4.13	Birks 定数測定結果	73
4.14	Birks 定数測定結果	75

4.15 LAB ベース液体シンチレーターの Birks 定数の文献値 75

第1章 序論

1.1 ステライルニュートリノ

1.1.1 ニュートリノ振動

現在確認されているニュートリノは、電子ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ の3種類である。この3つのニュートリノはフレーバー固有状態であり、質量固有状態の重ね合わせで以下の式のように記述される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{MNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

式 1.1 の U_{MNS} は牧-中川-坂田行列と呼ばれ、各質量固有状態の混合を表す行列である。この行列は、クォークの CKM 行列と同じパラメーター、つまり各質量固有状態間の混合角 θ_{ij} と CP 対称性の破れを表す位相因子 δ を用いて

$$\begin{aligned} U_{\text{MNS}} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.2)$$

と表すことができる [3]。ここで $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ 、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ と略記した。またニュートリノがマヨラナニュートリノであった場合、3世代混合に現れる位相の数は3となるため CP を破る位相がさらに二つ加わる (マヨラナ位相)。しかし、後述する振動確率は $U_{\alpha,j}U_{\beta,j}^*U_{\alpha,k}^*U_{\beta,k}$ に比例するため、振動現象には寄与しないことになる。簡単のため ν_e と ν_μ の2世代混合のみを考えると、フレーバー固有状態は混合角 θ_{12} を用いて

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

と2つの質量固有状態の重ね合わせで記述できる。質量固有状態の時間発展は Schrödinger 方程式から

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t} |\nu_j(t)\rangle &= \mathcal{H} |\nu_j(t)\rangle \\ &= E_j |\nu_j(t)\rangle \end{aligned} \quad (1.4)$$

で記述される。以降、特に断りがない限り状態が時間発展する Schrödinger 描像で考える。自由ニュートリノであると考えた場合、質量固有状態はエネルギー固有状態 (固有値 E_j) であるため式 1.4 が成り立つ。よって、ニュートリノ質量固有状態は時刻 $t = 0$ の状態を使って以下のように表すことができる。

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(t=0)\rangle e^{-iE_j t} \quad (1.5)$$

ただし、自然単位系 $c = 1, \hbar = 1$ を採用している。従って、時刻 $t = 0$ で $\bar{\nu}_e$ あった状態から時刻 t で $\bar{\nu}_\mu$ に振動する確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= |\langle \nu_\mu(t) | \nu_e(t=0) \rangle|^2 \\ &= |\cos^2 \theta_{12} e^{-iE_1 t} + \sin^2 \theta_{12} e^{-iE_2 t}|^2 \\ &= \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{E_1 - E_2}{2} t \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

となる。ニュートリノの質量 m_j は、運動量 \mathbf{p} と比較して十分小さいため以下のように近似できる。

$$E_j = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m_j^2} \sim |\mathbf{p}| + \frac{m_j^2}{|\mathbf{p}|} \sim E + \frac{1}{2E} m_j^2 \quad (1.7)$$

ここで、 E はニュートリノの運動エネルギーである。また、ニュートリノの飛行時間 t に対する飛行距離を L とすると $t \sim L/c$ であるから、式 1.6 は飛行距離 L と質量二乗差 $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ を用いて以下のように書き換えることができる。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \right) \quad (1.8)$$

質量二乗差 Δm_{ij}^2 は、太陽ニュートリノ [4, 5, 6, 7, 8]、加速器ニュートリノ [10, 11, 12, 13]、大気ニュートリノ [4, 5, 6, 7, 8]、原子炉ニュートリノ [14, 15, 16, 17] のニュートリノ振動観測から以下のように測定されている。

$$\begin{aligned} \Delta m_{12}^2 &= (7.54 \pm 0.21) \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \Delta m_{23}^2 &= (2.42 \pm 0.12) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \end{aligned} \quad (1.9)$$

一方 LSND 実験と MiniBooNE 実験では、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 出現モード振動の観測から $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ に相当するニュートリノ振動が観測されたと報告している [1, 2]。これは現在確認されているニュートリノ振動の Δm^2 より 3 桁以上大きい。また LEP 実験 [18] によると、 Z^0 ボゾンの崩壊幅の測定から弱い相互作用するニュートリノの世代数は 3 であることがわかっている。つまり先の実験事実から、弱い相互作用をしない重いニュートリノ (ステライルニュートリノ) の存在が提起されたことになる。混合を起こすニュートリノの世代数が 4 であると仮定する (第 4 世代 = ステライルフレーバー) と、MNS 行列は

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \end{pmatrix} = U_{\text{MNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

と拡張できる。よって、ステライルニュートリノを考慮した振動確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_f \rightarrow \nu_s) &= -4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{s,j} U_{f,j}^* U_{s,k}^* U_{f,k}) \sin^2 \Delta_{jk} \\ &\quad - 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{s,j} U_{f,j}^* U_{s,k}^* U_{f,k}) \sin 2\Delta_{jk} \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= -4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{e,j} U_{f,j}^* U_{e,k}^* U_{f,k}) \sin^2 \Delta_{jk} \\ &\quad - 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{e,j} U_{\mu,j}^* U_{e,k}^* U_{\mu,k}) \sin 2\Delta_{jk} \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$\Delta_{jk} \equiv \frac{(m_j^2 - m_k^2)L}{4E}$$

と書くことができる ($f = e, \mu, \tau$)。 $m_4 \gg m_{1,2,3}$ と $U_{s4} \sim 1 \gg U_{f4}$ であることを用いると式 1.11 と 1.12 は

$$\begin{aligned} P(\nu_f \rightarrow \nu_s) &\sim -4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{s,j} U_{f,j}^* U_{s,k}^* U_{f,k}) \sin^2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \\ &\quad - 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{s,j} U_{f,j}^* U_{s,k}^* U_{f,k}) \sin 2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \\ &= 4|U_{s4}|^2 |U_{f4}|^2 \sin 2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.13)$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\sim -4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{e,j} U_{f,j}^* U_{e,k}^* U_{f,k}) \sin^2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \\ &\quad - 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{e,j} U_{\mu,j}^* U_{e,k}^* U_{\mu,k}) \sin 2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \\ &= 4|U_{e4}|^2 |U_{\mu4}|^2 \sin 2 \left(\frac{m_4^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.14)$$

であるから

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \sim P(\nu_e \rightarrow \nu_s) \cdot P(\nu_\mu \rightarrow \nu_s) \quad (1.15)$$

となり、ステライルニュートリノを考慮した際の $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動確率は、 $\bar{\nu}_\mu$ がステライルフレーバーを介して $\bar{\nu}_e$ に振動する確率に近似できる。混合角を θ 、 L/E の単位を m/MeV にとれば、出現確率は θ と Δm^2 でパラメトライズできる。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 \theta \sin^2 \left(\frac{1.27 m_4^2 L}{E} \right) \quad (1.16)$$

1.1.2 LSND 実験

世界で初めて $\Delta m^2 \sim 1 \text{eV}^2$ に相当するニュートリノ振動、つまりステライルニュートリノの存在が示唆されたのが、Liquid Scintillator Neutrino Detector (LSND) 実験である。LSND 実験では、 π^+ の静止崩壊鎖 (式 1.17) によって生成される約 20 から 60 MeV のエネルギーを持った $\bar{\nu}_\mu$ の $\bar{\nu}_e$ への振動を、ニュートリノ源から 30 m 離れた場所に設置した 167 t 液体シンチレーター検出器を用いて測定したところ、 $87.9 \pm 22.4 \pm 6.0$ 事象 (3.8σ) の $\bar{\nu}_e$ 超過を観測したと報告している [1]。

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \end{aligned} \quad (1.17)$$

図 1.1 は、LSND 実験で観測された $\bar{\nu}_e$ の横軸 L/E にとったビーム超過事象のスペクトルである。データ点は beam-ON の事象数から beam-OFF を差し引いたもので、有意に $\bar{\nu}_e$ が出現していることがわかる。LSND で得られた結果から許される混合角 θ と Δm^2 の組み合わせを図 1.2 左の青塗り領域 (90 % C.L.) と灰塗り領域 (99 % C.L.) に示す。

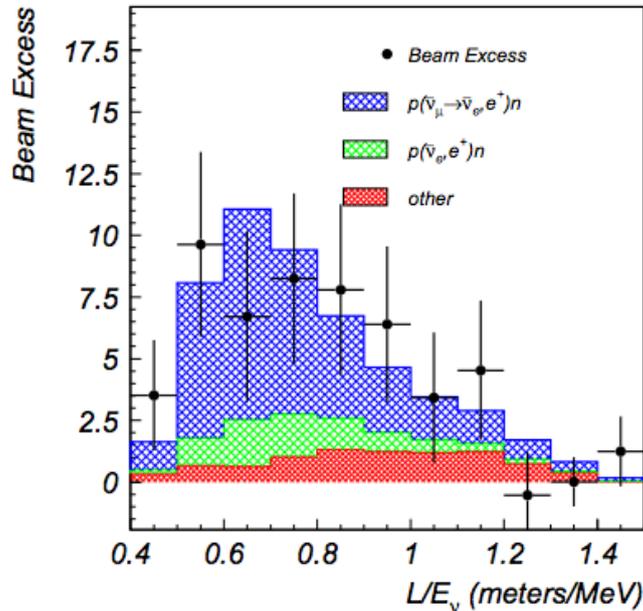


図 1.1: LSND 実験で観測された $\bar{\nu}_e$ の出現事象 [1]

1.1.3 過去の実験事実のまとめ

LSND 実験で示唆された重いニュートリノの存在は、幾つかの実験においても肯定的な結果が得られている。各実験のニュートリノ源、振動モード、有意度を表 1.1 にまとめる。また、図 1.2 左は LSND 実験と MiniBooNE 実験の Δm^2 と $\sin^2 2\theta$ の組合せの Allowed Region を示している。ICARUS 実験の結果から、図中の赤線より右側の領域である $\sin^2 2\theta \gtrsim 10^{-2}$ の領域は 90% 信頼度で排除されている。図 1.2 右は原子炉ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ の消失モードの測定から得られた Δm^2 と $\sin^2 2\theta_{ee}$ の組合せの Allowed Region を示している。いずれも、大きい Δm^2 の存在を示唆する結果を示していることがわかる。

表 1.1: 過去の実験により示唆された Δm^2 の大きいニュートリノ振動の実験事実。

Experiment	neutrino source	Signal	σ
LSND	π decay at rest	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	3.8σ
MiniBooNE	π decay in flight	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	3.4σ
MiniBooNE	π decay in flight	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	2.8σ
Gallium/SAGE	e capture	$\nu_e \rightarrow \nu_x$	2.7σ
Reactor	β decay	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$	3.0σ

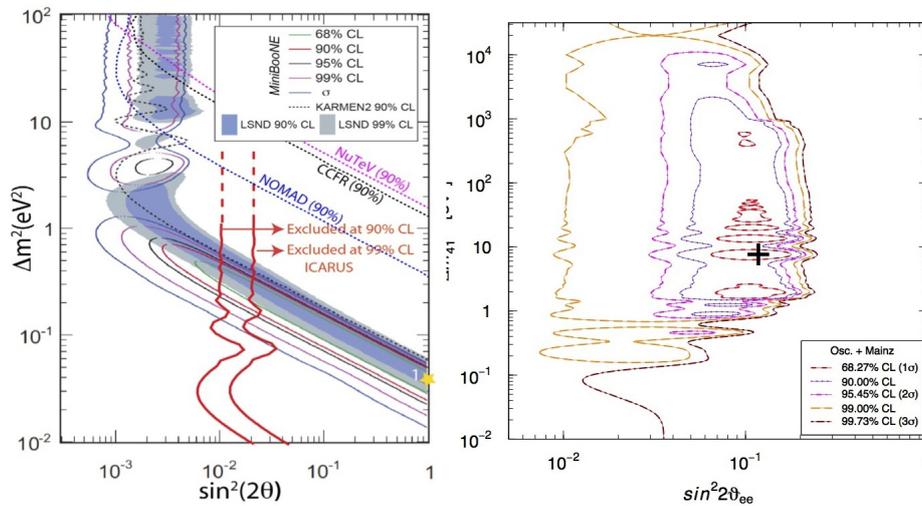


図 1.2: 左: LSND 実験他の $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の Allowed Region [19]。右: 原子炉 $\bar{\nu}_e$ 消失モードの Allowed Region [20]。

1.2 現在計画中のステライルニュートリノ探索実験

LSND 実験と MiniBooNE 実験で示唆された $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ に相当するニュートリノ振動を検証するための実験計画が日本を始めとした世界中で進められている。アメリカでは、Fermi Lab の Booster Neutrino Beam (BNB) を用いた Short-Baseline Neutrino Oscillation Program (SBN) [24] が準備中で、これは BNB の π^+/π^- の飛行

中に崩壊 (DIF = Decay-In-Flight) して作られる ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ ビームを3つの液体アルゴン Time Projection Chamber (LArTPC) 検出器 (SBND, MicroBooNE, ICARUS-T600) で検出する実験である。同じく Fermi Lab. では、ミューオンリングで Store されたミューオンが飛行中に崩壊して作られる $\bar{\nu}_\mu$ を利用した Neutrinos from stored muons (nuSTORM) [23] も計画されている。また、Oak Ridge National Laboratory の Spallation Neutron Source で作られる π^+ の静止崩壊鎖 (DAR = Decay-At-Rest) $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$; $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ で生成される $\bar{\nu}_\mu$ を用いた OscSNS[22] も提案されており、検出器は LSND 実験と同タイプの Scintillation+Cerenkov 検出器を予定している。一方、日本では T2K 実験で使用されている J-PARC のニュートリノビームを短距離で観測することでステライルニュートリノを探索する nuPrism [21] が計画されている。これらの実験の概要を表 1.2 にまとめる。

表 1.2: 現在計画中のステライルニュートリノ探索実験。

実験	振動モード	E_ν	基線長	検出器
SBN	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (DIF)	0 - 3 GeV	110, 470, 600 m	LArTPC
nuPrism	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (DIF)	500 - 1000 MeV	1 km	水 Cerenkov
OscSNS	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (DAR)	20 -60 MeV	60 m	液シン
nuSTORM	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (DIF)	0 - 4 GeV	2 km	プラシン

第2章 J-PARC MLF におけるステライルニュートリノ探索実験 JSNS²

2.1 実験概要

JSNS² 実験は茨城県東海村の大型加速器施設である J-PARC (Japan Proton Accelerator Complex) の物質・生命科学実験施設 (MLF = Material and Life Science Experimental Facility) において、MLF の水銀標的で生成される $\bar{\nu}_\mu$ の $\bar{\nu}_e$ への振動の観測から LSND 実験や MiniBooNE 実験などで示唆された $\Delta m^2 \sim O(1) \text{eV}^2$ によるニュートリノ振動の検証 (ステライルニュートリノ探索) を行うことを目的としている。



図 2.1: J-PARC の陽子ビームライン [25]

J-PARC の RCS シンクロトロンで 3 GeV まで加速された陽子ビームは MLF に輸送され、水銀標的に照射される。この際生成された π^+ が標的中で静止すると μ^+ と ν_μ に崩壊する (寿命 $\sim 26 \text{ns}$)。 μ^+ は標的中で静止崩壊すると $\bar{\nu}_\mu$ が生成され、これが重いニュートリノ質量固有状態が存在した場合に短距離 ($L/E < 2$ 程度) で振動し $\bar{\nu}_e$ となることが予想されている。そこで、MLF 3 階大型機器取扱室に Gd 入り液体シンチレーター検出器を設置し、逆 β 崩壊の遅延同時計測を利用して振動後の $\bar{\nu}_e$ を観測する。特に、JSNS² 実験が観測する振動モード $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ は LSND 実験と同じ振動モードであり、さらに同じエネルギー範囲のニュートリノを使うため、LSND 実験の直接検証という意味で重要である。

2.2 J-PARC MLF のニュートリノ源

3 GeV の陽子ビームが MLF の水銀標的に照射された際に生成される π^+ は、以下の式で表される崩壊鎖に従って静止崩壊 (DAR = Decay-At-Rest) し $\bar{\nu}_\mu$ を生成する。

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e\end{aligned}\quad (2.1)$$

この $\bar{\nu}_\mu$ をニュートリノ源として使用しステライルニュートリノ探索を行う利点は以下のようなものが挙げられる。

- 陽子ビームパワーが 1 MW (デザイン値) と大きく、LSND 実験よりも多いニュートリノフラックスが得られること。
- ビームによって生成された μ^- が崩壊し作られる $\bar{\nu}_e$ は背景事象となり得るが、水銀標的中で π^- と μ^- は原子核に吸収されるため背景事象となる $\bar{\nu}_e$ 事象数を抑えることができること。
- MLF に輸送される陽子ビームはの短パルスビームであるため、ビームタイミングを外すことで寿命の短い K や π の飛行中の崩壊 (DIF = Decay-In-Flight) で生成されるニュートリノを除外し、寿命の比較的長い μ DAR からの $\bar{\nu}_\mu$ だけを選択できること。
- パルスビームの Duty Factor は小さく信号取得窓を狭くできるため、宇宙線などの外部から入る粒子による背景事象数を小さくできること。
- 静止 μ^\pm の三体崩壊は電弱理論からよくわかっており、生成される ν_e 、 $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトル (Michel スペクトル) もよく知られていること。

続く小節でこれらの利点について詳説する。

2.2.1 短パルス陽子ビームと MLF の水銀標的

MLF に輸送される陽子ビームは、spill (キッカー電磁石によって RCS から MLF 方向へ陽子ビームが蹴り出されること) 毎に 600 ns 間隔の 2 つの 100 ns 幅のパルスを持ち、25 Hz (= 40 ms ごと) で水銀標的に照射される。この陽子ビームが、ビーム強度 1 MW、5000 h/year で稼働した場合、年間 3.7×10^{22} の陽子が照射されることになる。表 2.1 は、LSND 実験で使用されたビーム特性と JSNS² 実験の場合の比較である。LSND 実験のパルスビームは 600 μ s と幅が長く時間情報を使用してニュートリノを選別できないが、JSNS² 実験では J-PARC の時間特性の良いパルスビームを利用することで純粋な $\bar{\nu}_\mu$ のみを選ぶことができるため、大幅に信号・背景事象比を改善できることが期待される。

図 2.2 に水銀標的と中性子実験ビームライン用のシールド類の概略図を示す。また、図 2.3 は陽子ビームが照射される水銀標的の構造を示している。MLF の中性子実験ビームラインには適切に減速させた中性子が提供されるため、標的の周囲は Be 反射体が設置されている。その他に、 γ 線遮蔽のための鉄シールドが設置されている。

表 2.1: JSNS² 実験と LSND 実験のビーム特性の比較

	JSNS ² 実験	LSND 実験
加速器	RCS (シンクロトロン)	LINAC
陽子の運動エネルギー	3 GeV	800 MeV
パルス幅	100 ns	600 μ s
ビームレート	25 Hz	120 Hz

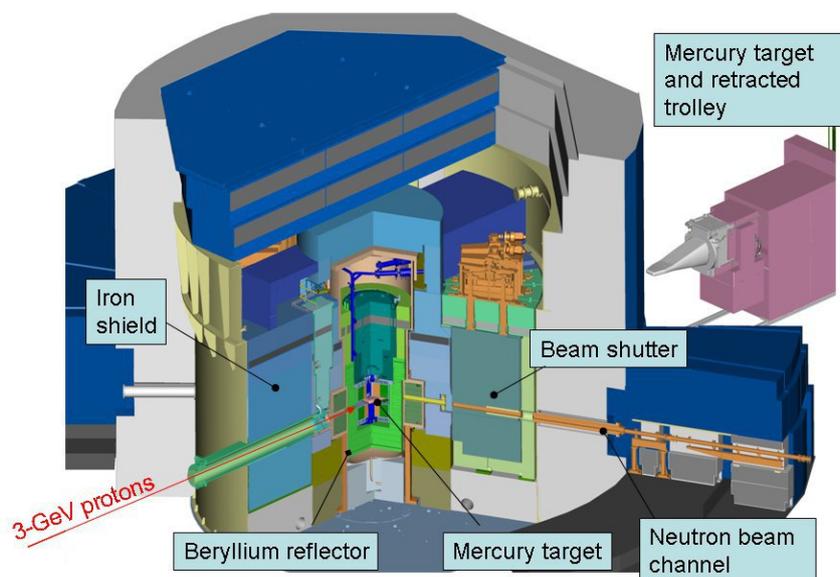


図 2.2: J-PARC MLF の中性子源の構造 [30]

2.2.2 MLF の水銀標的で生成されるニュートリノ

水銀標的で生成されると期待されるニュートリノの種類を、その生成反応ごとに表 2.2 にまとめる。図 2.4 上に Geant4 QGSP-BERT で見積もった期待されるニュートリノのエネルギースペクトルを示す。黒線は $\bar{\nu}_\mu$ 、赤線は ν_μ 、青線は $\bar{\nu}_e$ 、マゼンダは ν_e をそれぞれ示していて、特に ν_μ の 30 MeV と 236 MeV の単色ピークはそれぞれ π^+ 、 K^+ の静止二体崩壊で生成された ν_μ のエネルギーを示している。また生成される各ニュートリノは、親粒子の寿命の違いによって、“ON-Bunch” と “OFF-Bunch” ニュートリノに分けることができる。図 2.4 下は、ビームの第一バンチのタイミングを原点にとったときの陽子 1 個 (POT = Proton-On-Target) あたりに生成されるニュートリノ数の時間依存性を各親粒子ごとに示したもので、実際に寿命が ~ 26 ns と短い π (青) や K (マゼンダ) を親とするニュートリノはビームタイミングから 1μ s で 10^{-8} まで減衰するが、寿命が ~ 2200 ns と比較的長い μ を親とするニュートリノは第一バンチのタイミングから 1μ s 後も全体の 74% 程度残ることがわかる。そこで、表 2.2 中の寿命 ~ 26 ns が短い π や K を親とするニュートリノを “ON-Bunch” ニュートリノと呼び、これに対して寿命が比較的長い (~ 2200 ns) μ を親とするニュートリノを “OFF-Bunch”

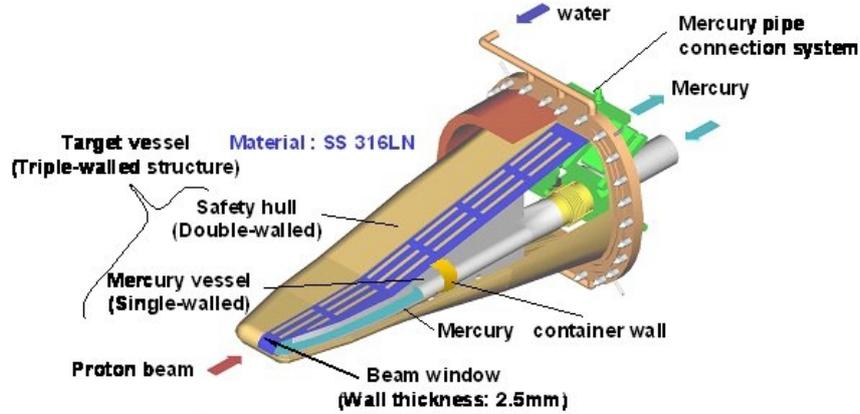


図 2.3: 水銀標的の詳細構造 [30]

ニュートリノと呼ぶことにすると、ビームタイミングから $1 \mu\text{s}$ 後に信号領域を設けることで OFF-Bunch ニュートリノのみを選択することができる。

以上の議論から、JSNS² 実験では OFF-Bunch タイミングを選択することで、ON-Bunch ニュートリノや On-Bunch 中性粒子背景事象(後述)を排除し、 μ の静止崩壊で生成されるニュートリノのみを選ぶことが可能である。そこで、信号となる静止崩壊鎖 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$; $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ で生成される $\bar{\nu}_\mu$ のフラックスを求めるため、FLUKA[50] と Geant4 QGSP-BERT[49] の2つのシミュレーターを用いて生成されるニュートリノ数を見積もった。これを表 2.3 と表 2.4 にまとめる。これらを見ると、物理過程のモデル依存性が表れているのがわかる。そこで信号事象のイベントレートの見積もりには表 2.3 の数字を用いることにする。また、感度計算では μ^- の崩壊で生成される $\bar{\nu}_e$ の系統誤差を表 2.3 と表 2.4 の差の 50% として考慮した。

表 2.2: 水銀標的で生成されるニュートリノの種類

崩壊モード	ニュートリノの運動エネルギー	ビーム分類
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (DAR)	単色 30 MeV	OFF-Bunch
$\mu^- + A \rightarrow A + \nu_\mu$	End Point 105 MeV	OFF-Bunch
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (DAR)	単色 236 MeV	OFF-Bunch
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \pi^0 + \nu_\mu$ (DAR)	End Point 215 MeV	OFF-Bunch
$K^+ \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu_e$ (DAR)	End Point 228 MeV	OFF-Bunch
π や K の Decay-In-Flight	-	OFF-Bunch
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ (DAR)	End Point 53 MeV	ON-Bunch
$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$	End Point 53 MeV	ON-Bunch

表 2.3: FLUKA で計算された水銀標的で生成される OFF-Bunch ニュートリノ数

	π^+ 崩壊鎖	π^- 崩壊鎖
$\#\pi/\#p$	6.49×10^{-1}	4.02×10^{-1}
$\#\mu/\#p$	3.44×10^{-1}	3.20×10^{-3}
$\#\nu/\#p$	3.44×10^{-1}	7.66×10^{-4}
$\#\nu/\#p$ after 1 μs	2.52×10^{-1}	4.43×10^{-4}

表 2.4: QGSP-BERT で計算された水銀標的で生成される OFF-Bunch ニュートリノ数

	π^+ 崩壊鎖	π^- 崩壊鎖
$\#\pi/\#p$	5.41×10^{-1}	4.90×10^{-1}
$\#\mu/\#p$	2.68×10^{-1}	3.90×10^{-3}
$\#\nu/\#p$	2.68×10^{-1}	9.34×10^{-4}
$\#\nu/\#p$ after 1 μs	1.97×10^{-1}	5.41×10^{-4}

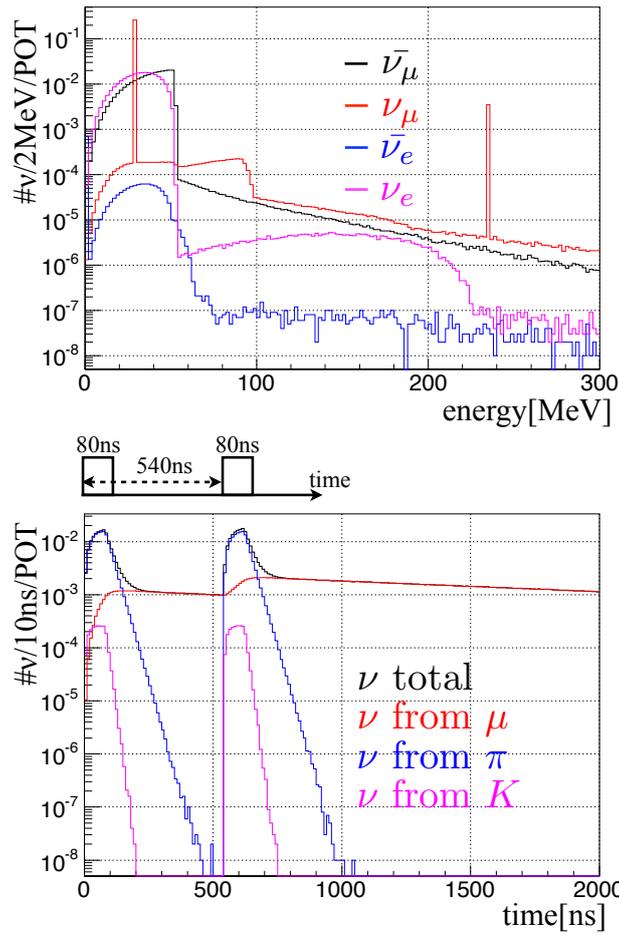


図 2.4: 上: Geant4(QGSP-BERT) で見積もった水銀標的で生成される種々のニュートリノエネルギースペクトル。下: 親粒子の種類ごとの検出器に入射するニュートリノ数の時間依存性。

2.2.3 振動後のニュートリノエネルギースペクトル

ミューオンの静止崩壊で生成される $\bar{\nu}_\mu$ のエネルギースペクトルはよく理解されており、以下の式で表すことができる [46]。

$$\frac{d\Gamma}{dE_\nu} = \frac{G_F^2 m_\mu^4}{12\pi^3} \left(\frac{E_\nu}{m_\mu}\right)^2 E_\nu^2 \left(3 - 4\frac{E_\nu}{m_\mu}\right), \quad (2.2)$$

これは Michel electron と同じスペクトルであり、 $\bar{\nu}_\mu$ の最大運動エネルギーは $m_\mu/2$ である。また、 G_F は Fermi 定数で $G_F \sim 1.17 \times 10^{-17} [\text{GeV}^{-2}]$ である。実際に検出したい振動後の $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルは、式 1.16 で表されるニュートリノ振動確率がかかる。図 2.5 の赤線で示されるスペクトルは、基線長 $L = 24\text{m}$ とした時の信号となる $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動後の $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルを $\Delta m^2 = 0.5, 2.5, 3.5, 4.5 \text{eV}^2$ の場合についてそれぞれ示したものである。また図中の青線で表されるスペクトルは、背景事象となる静止崩壊鎖 $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$; $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ で生成される $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルで、これも μ^+ DAR のスペクトル同様によく理解されていて、以下の式で表される [46]。

$$\frac{d\Gamma}{dE_\nu} = \frac{G_F^2 m_\mu^4}{2\pi^3} \left(\frac{E_\nu}{m_\mu}\right)^2 \left(1 - 2\frac{E_\nu}{m_\mu}\right) \quad (2.3)$$

実際に JSNS² 検出器で得られる振動後の信号スペクトルは、図 2.5 の各スペクトルに逆 β 崩壊の反応断面積 (式 2.4) と検出器のエネルギー分解能がかかることになる。

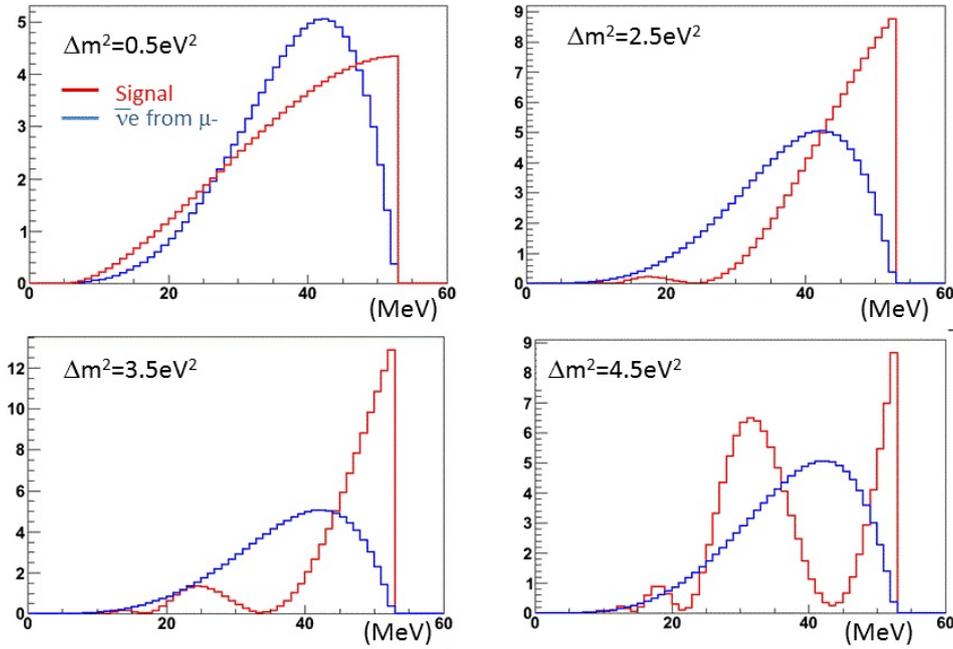
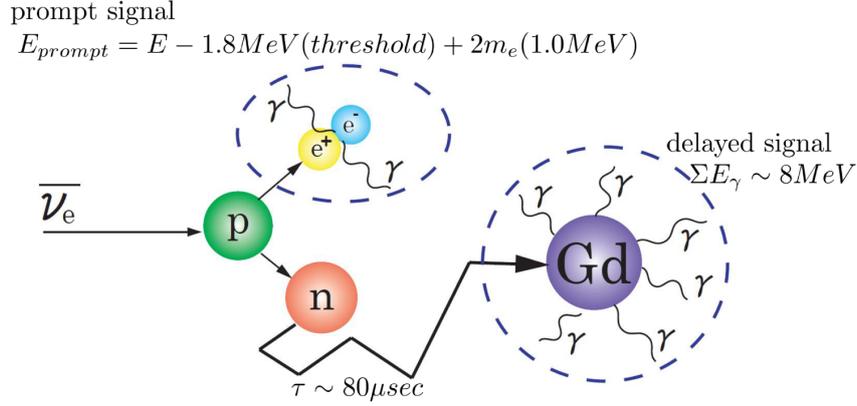


図 2.5: 各 Δm^2 の場合の振動後の $\bar{\nu}_e$ スペクトル

図 2.6: 逆 β 崩壊の遅延同時計測の概念図。

2.3 反電子ニュートリノ検出原理

JSNS² 実験では、振動後の $\bar{\nu}_e$ を逆 β 崩壊反応 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ の遅延同時計測によって検出する。この反応を利用する利点は、

- ニュートリノの運動エネルギー再構成が容易である。
- 先発信号、後発信号の相関を見ることで偶発背景事象を大幅に減らすことができる。

が挙げられる。また、陽子と $\bar{\nu}_e$ の逆 β 崩壊反応断面積はよく理解されており、式 2.4 で表すことができる。

$$\sigma_{\text{IBD}} = \frac{G_F^2 E_\nu^2}{\pi} (g_V^2 + 3g_A^2) \sqrt{1 - \frac{2Q}{E_\nu} + \frac{Q^2 - m_e^2}{E_\nu^2}} \theta(E_\nu - Q) \quad (2.4)$$

$$\sim 9.3 \times 10^{-48} E_\nu^2 m_e^2$$

先発信号

$\bar{\nu}_e$ 事象の先発信号は、逆 β 崩壊反応で生成される陽電子 e^+ によって作られる。陽電子は中性子に対して非常に軽いため $\bar{\nu}_e$ のほとんどの運動エネルギーを保持することになる。液シン中でエネルギーを落とした陽電子は最終的に電子と対消滅し 0.511 MeV の γ 線を 2 本生成する。従って中性子の運動エネルギーを E_n とすると、先発信号のエネルギー E_{prompt} は以下のように表すことができる。

$$E_{\text{prompt}} = E_\nu - E_n + 1.022(\text{pair annihilation}) - 1.8(\text{threshold}) [\text{MeV}] \quad (2.5)$$

後発信号

$\bar{\nu}_e$ 事象の後発信号は、逆 β 崩壊反応で生成される中性子 n が Gd 原子核に熱中性子捕獲されたときに放出される γ 線によって作られる。生成された中性子は液シン中の陽子と衝突する過程で減速していき熱化する。この熱中性子が Gd 原子核に捕獲されると合計約 8 MeV の γ 線を 3、4 本放出する。中性子捕獲時間は Gd 濃度に依存しているが、JSNS² 実験 phase-0 では Gd 濃度 0.1 w% とするため、約 30 μ s となる。

2.4 JSNS² 検出器

2.4.1 検出器設置場所

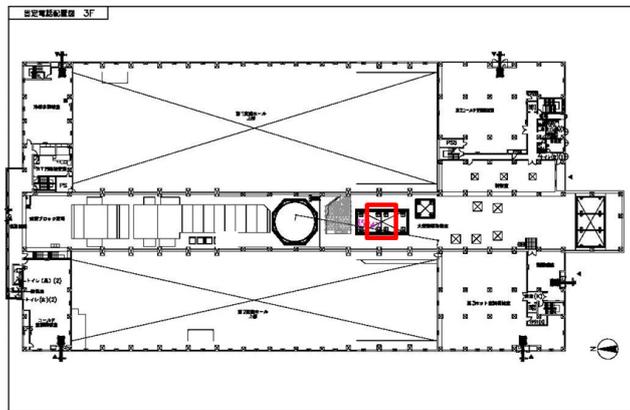


図 2.7: JSNS² 検出器の設置位置。[30]

図 2.7 に検出器の設置場所を示す。図中の赤枠で囲まれた部分が検出器設置位置を示しており、これはニュートリノビーム源(水銀標的)からビーム下流方向に基線長 24 m となる点である。この場所は MLF の水銀標的のメンテナンス用のハッチの真上に位置しており、MLF の夏季メンテナンス期間中はこのハッチを開けて水銀標的のメンテナンスを行うことになる。よって、JSNS² 検出器は年に一度、MLF から J-PARC 内の HENDEL 建屋に搬出され保管されることになる。MLF のメンテナンス期間終了後、再度 MLF に運搬し実験再開することになる(図 2.8)。

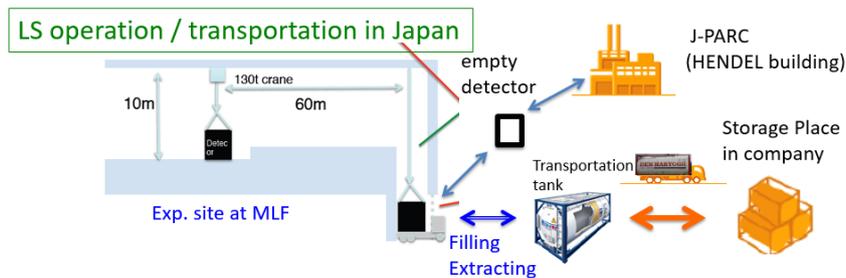


図 2.8: MLF 夏季メンテナンス時の JSNS² 検出器搬出手順。

2.4.2 検出器構造

JSNS² 検出器は $\bar{\nu}_e$ を逆 β 崩壊反応の遅延同時計測によって検出するため、同じの反応を利用した $\bar{\nu}_e$ 検出器である Double Chooz 実験や Daya Bay 実験型の検出器構造をもつ。現在の JSNS² 検出器の模式図を図 2.9 に示す。検出器は、SUS タンクの内側にアクリルタンクをもつ 2 層構造になっており、アクリルタンク内には Fiducial Volume となる Gd 入り液体シンチレーター (GdLS) が満たされ、これがニュートリノターゲット (NT) となる。また、アクリルタンクの外側には Gd なし液体シンチレーター (単に LS と呼ぶ) が満たされる。この LS 層はさらに、optical separator によって光学的に分断することでそれぞれ、熱中性子捕獲 γ 線を捉える γ キャッチャー (GC) と宇宙線事象のタグに使用する veto 層という 2 つの層に分けるため、JSNS² 検出器は 3 層の液シン層を持つことになる (図 2.9)。

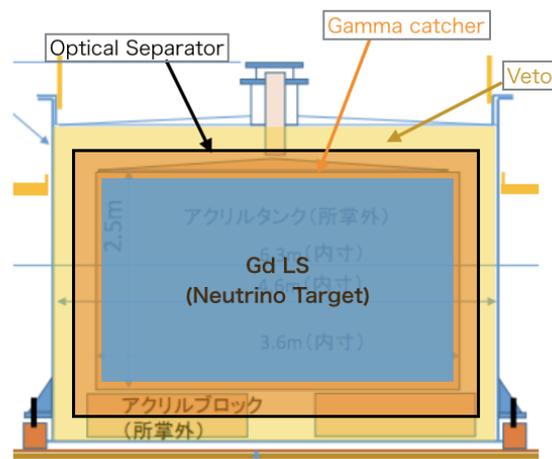
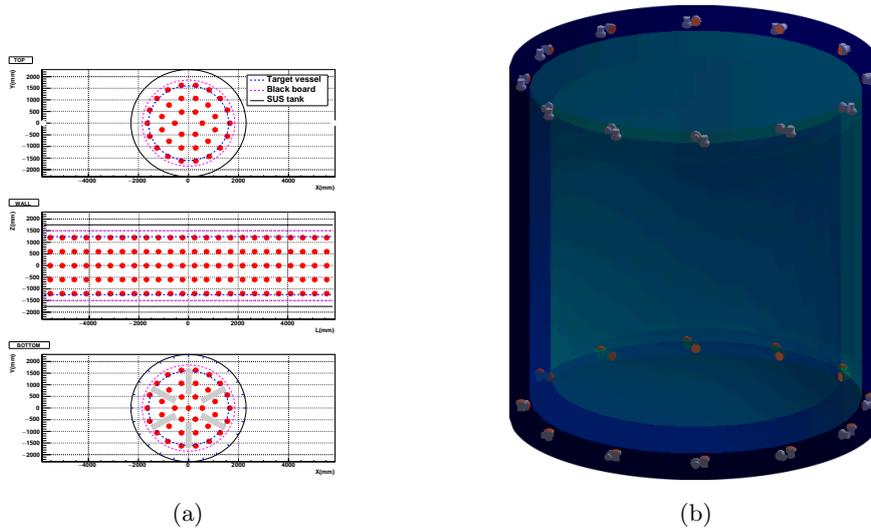


図 2.9: JSNS² 検出器の各液体シンチレーター層の概念図。

2.4.3 光電子増倍管とデジタイザー

JSNS² 検出器では、NT 及び GG の液体シンチレーターの発光を 193 本の 8 インチ光電子増倍管 (PMT = Photomultiplier Tube)(浜松ホトニクス R5912) で検出する。また、veto 層には合計 48 本の 5 インチ PMT(浜松ホトニクス R6596) を配置する。8 インチ PMT の配置を図 2.10 左に、5 インチ PMT の配置を図 2.10 右にそれぞれ示す。

各 PMT には地磁気に対する磁気シールドとして、Daya Bay 実験で磁気シールドとして採用されていた日立金属製 FINEMET を取り付ける。また、8 インチ PMT は veto 層と NT 及び GG 層の独立性を保つために遮光機構が取り付けられる。PMT の出力波形は、CAEN 製 Flash Analog to Digital Converter(FADC) V1730D を使い、デジタイズして取得する。V1730D は 14 bit 分解能、サンプリングレート 500 MHz のデジタイザーで、後の章で実際に測定で使用しており、波形弁別による粒子識別 (後述) に使用可能であることを示している。

図 2.10: JSNS² 検出器内の PMT の配置図。

2.4.4 液体シンチレーター

先述したが、JSNS² 実験では逆 β 崩壊反応の遅延同時計測を利用して $\bar{\nu}_e$ を検出するため、ニュートリノターゲットとなる液体シンチレーターは Gd を実装したものをを用いる。JSNS² 実験 phase-0 では、NT に Daya Bay 実験で使用されていたリニアアリキルベンゼン (LAB) に ppo 3 g/L、bis-MSB 15 mg/L を加えた 0.1 w% Gd 入り液体シンチレーター (DBLS) を使用する。LAB は、ベンゼン環に直鎖型のアリキル基が付いた構造もち (図 2.11 左)、高い透明度を持った有機溶媒である。液体シンチレーターの溶媒として KamLand 実験などで用いられているプソイドクメンに比べ引火点が高く、安全性が高いのも特徴である。Daya Bay と RENO 実験では、GdCl₃ 水溶液と中和 TMHA (TMHA + NH₃ aq) の反応により Gd 錯体を作成し、これを LAB に溶かし込むことで安定した GdLS を作ることに成功している。実際に、両実験では原子炉ニュートリノの振動から混合角 θ_{13} の測定を行い、結果を出している。また GC 及び veto 層には、LAB に ppo 3 g/L、bis-MSB 30 mg/L を加えた (Gd が入っていない) ものを使用する。

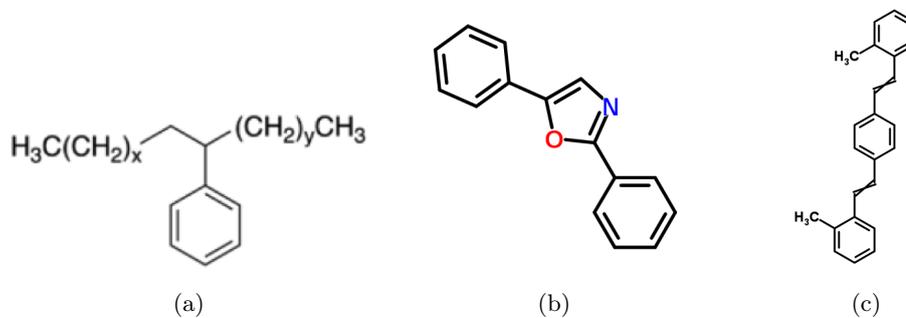


図 2.11: 液体シンチレーターの溶媒と溶質の構造式 [45]

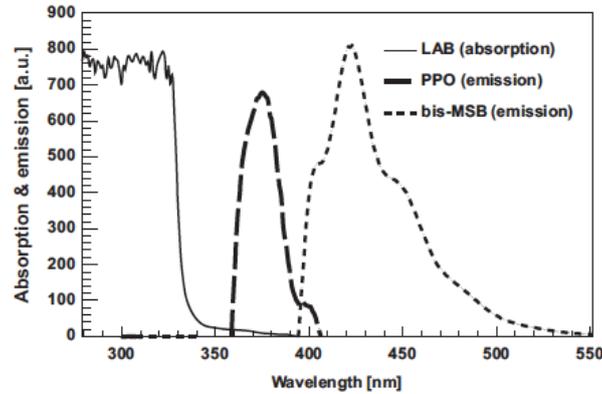


図 2.12: LAB の吸収スペクトルと PPO、bis-MSB の発光スペクトル [37]

2.4.4.1 波形弁別による粒子識別能力

JSNS² 実験では、宇宙線由来高速中性子による背景事象を地下実験と同程度に削減する必要がある。そこで JSNS² 実験で用いる液体シンチレーターには、高速中性子事象とニュートリノ事象を区別できる粒子識別能力が要請される。JSNS² 実験ではこの要請を、液体シンチレーターの発光波形の違いで粒子識別を行う波形弁別法 (PSD = Pulse Shape Discrimination) を以って達成する。液体シンチレーターの溶質は複数の発光過程をもつが、観測される発光の一つは図 2.13 の一重項間の輻射的遷移によって生じる。この励起状態の寿命は 1 から 10 ns であるため、蛍光は数 ns 以内に生じ、シンチレーション光の速い成分を形成する。一方、三重項間の遷移は一重項に比べ励起状態の寿命が長いいため、三重項間の過程による発光が遅い成分となる。この速い成分と遅い成分の比率は粒子の電離能 (dE/dx) に依存するため、粒子の種類によって発光波形が異なることになる。図 2.14 は、 α 粒子、高速中性子 (反跳陽子)、 γ 線 (反跳電子) によるスチルベンのシンチレーション発光の時間特性を示しており、電子より dE/dx の大きい陽子によるシンチレーション光は遅い成分の比率が多いことがわかる。

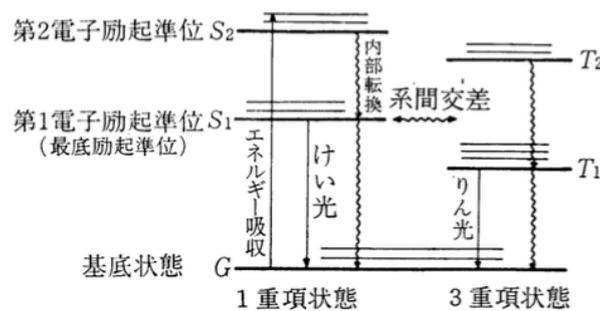


図 2.13: 液体シンチレーターの溶質分子のエネルギー準位と状態遷移。[44]

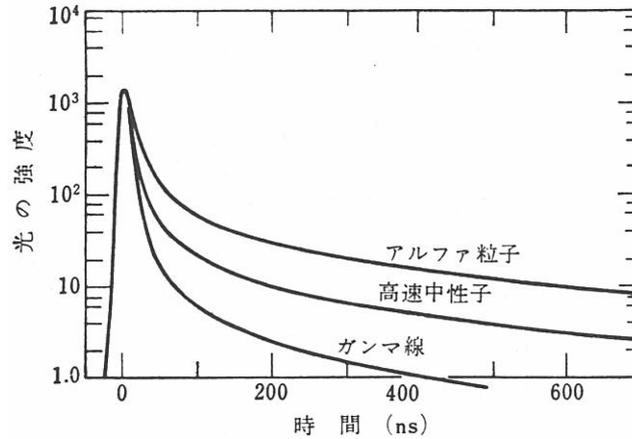


図 2.14: 各粒子毎のスチルベンのシンチレーション発光時間特性。[47]

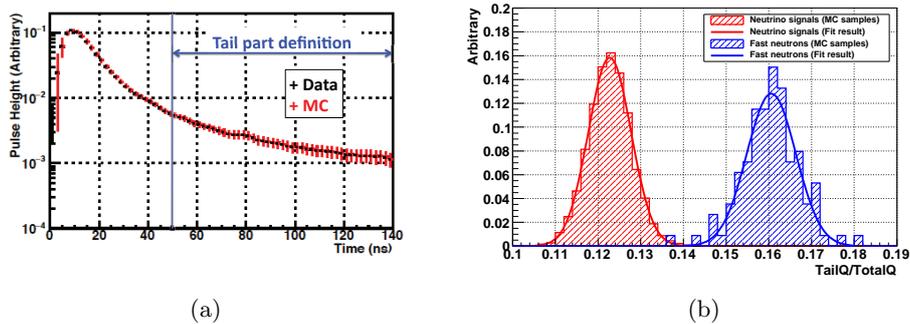


図 2.15: JSNS² 検出器で期待される PSD 能力。

JSNS² 実験のニュートリノ先発信号は陽電子 e^+ が作る。一方、背景事象となり得る高速中性子は液シン中の陽子と反発し反跳された陽子が信号を作る。上に述べたように、陽電子と陽子の発光波形の違いから PSD によって識別できるため、原理的にニュートリノ信号と高速中性子による事象を区別することができる。東北大学のグループでは ^{252}Cf 線源や 70 MeV 中性子ビームを用いた DBLS の γ 線と中性子による発光波形の評価、PSD による n/γ 識別能力の評価を行っており [43]、測定データを元に JSNS² 実験で期待される PSD 能力を Monte Carlo (MC) シミュレーションによって評価した [29]。図 2.15 左は測定データ (黒) と MC (赤) それぞれの平均波形を示していて、入力したデータを MC でよく再現できていることがわかる。また図 2.15 右は MC によるフルシミュレーションの結果で、ニュートリノの先発信号と高速中性子事象が PSD によって分離できていることを示しており、実機サイズでも PSD による粒子識別が可能であることを示している。

2.5 信号セクション

表 2.5 に、JSNS² 実験におけるニュートリノ信号のセクション条件とその Cut efficiency をまとめた。それぞれ条件は、JSNS² 実験の Proposal [27] と Status Report [28]

が詳しい説明を与えている。ここでは、簡単な説明に留める。

Cut condition	Efficiency
$1 \leq \Delta t_{\text{prompt}} \leq 10 \mu\text{s}$	74%
$20 \leq E_{\text{prompt}} \leq 60 \text{ MeV}$	92%
$\Delta t_{\text{delayed}} \leq 100 \mu\text{s}$	93%
$7 \leq E_{\text{delayed}} \leq 12 \text{ MeV}$	71%
$\Delta \text{VTX}_{\text{prompt-delayed}} \leq 60 \text{ cm}$	96%
$\Delta \text{VTX}_{\text{OB-delayed}} \geq 110 \text{ cm}$	98%
Life Time ≤ 11	91%
PSD cut	$\sim 99\%$
Total	38%

表 2.5: ニュートリノ信号選別条件と Cut efficiency。[30]

- Δt_{prompt}
 - … 先発信号の時間選択窓。ビームタイミングから $1 \mu\text{s}$ 後から信号領域を設けることで、ON-Bunch 中性粒子 (高速中性子、 K や π を親とするニュートリノ) を排除する。
- E_{prompt}
 - … 先発信号のエネルギー選択領域。 μDAR の $\bar{\nu}_{\mu}$ のエネルギースペクトル (図 2.5) に逆 β 崩壊の反応断面積とエネルギー分解能を考慮したものから決定した。
- $\Delta t_{\text{delayed}}$
 - … Gd の熱中性子捕獲 γ 線による後発信号の、先発信号からの時間差の選択条件。JSNS² 検出器の Gd の中性子捕獲時間は $\sim 27 \mu\text{s}$ であるため、信号効率と偶発背景事象量から決定している。
- E_{delayed}
 - … 後発信号のエネルギー選択領域。Gd の熱中性子捕獲 γ 線の合計 8 MeV を選択する。
- $\Delta \text{VTX}_{\text{prompt-delayed}}$
 - … 逆 β 崩壊先発信号と後発信号の事象位置は空間相関をもつが、偶発背景事象は先発信号と後発信号の事象位置に相関を持たない。よって事象位置間の距離 (ΔVTX) に条件を課すことで偶発背景事象を削減することができる。
- $\Delta \text{VTX}_{\text{OB-delayed}}$

- … ビーム由来高速中性子が検出器内で熱化し、Gdに捕獲されると合計8 MeVの γ 線を放出するため、後発信号の偶発背景事象となり得る。この事象はON-Bunch タイミング ($\Delta t_{\text{prompt}} \leq 1 \mu\text{s}$) に反跳陽子による信号 (ON-Bunch 信号) を持つため、ON-Bunch 信号と空間相関を持つことになる。一方、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の信号は、ON-Bunch タイミングに先発信号を作らないため、 $\Delta VTX_{\text{OB-delayed}}$ が小さい事象をカットすることで後発信号の偶発背景事象を削減する。

2.6 JSNS² 実験における主な背景事象

JSNS² 実験において信号事象は逆 β 崩壊の遅延同時計測である。この事象のセレクション条件に入り込む背景事象は次の2つに分けることができる。

- Correlated 背景事象
 - … 液シン中で起こる一連の反応が二つの時間相関を持った信号を作り、これが逆 β 崩壊の先発信号と後発信号のセレクションに入り込む事象を Correlated 背景事象呼ぶ。
- 偶発背景事象
 - … 時間相関を持たない二つの独立事象が、偶然逆 β 崩壊の先発信号と後発信号のセレクション領域に入り込むとき背景事象となる。

2.6.1 Correlated 背景事象

2.6.1.1 $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e + {}^{12}\text{N}$

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ の ν_e は検出器内の ${}^{12}\text{C}$ と反応して ${}^{12}\text{N}$ と電子を生成し、この電子が擬の先発信号を作る。



さらに、この反応で作られた $\text{N}_{\text{g.s.}}$ は寿命16 msで β^+ 崩壊し陽電子を放出する。これが擬の後発信号を作る。



2.6.1.2 μ^- を親とする $\bar{\nu}_e$

水銀標的では、 μ^- とその親粒子 π^- も生成されているが、これらは原子核に捕獲されるため 10^{-3} 程度落ちる。しかし、JSNS²実験のターゲットである $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ は振動確率がかかるため実際に検出される信号事象はフラックスの 10^{-3} になる。よって、この μ^- から生成される $\bar{\nu}_e$ 事象が支配的な背景事象となる。

2.6.1.3 宇宙線由来高速中性子

宇宙線が建屋のコンクリート内で核破碎を起こすと、高速中性子や γ 線を作ることがある。この高速中性子が検出器内で先発信号のセレクション領域である 20 から 60 MeV のエネルギーを落とすと擬の先発信号となり得る。またこの中性子は検出器内で熱化し Gd に熱中性子捕獲されるため、Correlated な背景事象となる。この事象は高速中性子による反跳陽子が先発信号を作るため、上述した PSD によってニュートリノの先発信号と区別でき、削減することが可能である。

2.6.2 偶発背景事象

2.6.2.1 先発信号に対する偶発背景事象

宇宙線由来 γ 線

宇宙線が建屋のコンクリート内で核破碎を起こすと、高速中性子や γ 線を作ることがある。この γ 線が検出器内で先発信号のセレクション領域である 20 から 60 MeV のエネルギーを落とすと擬の先発信号となり得る。

2.6.2.2 後発信号に対する偶発背景事象

ビーム運転時に存在する γ 線

ビーム運転時に生成される高速中性子は建屋のコンクリートや遮蔽体で熱化し捕獲されるため、熱中性子捕獲による γ 線が放出される。この γ 線が検出器内で後発信号のセレクション領域である 7 から 12 MeV のエネルギーを落とすと擬の後発信号となり得る。

ビーム由来高速中性子

ビーム由来高速中性子が直接検出器に入射した場合陽子と反跳し先発信号領域に信号を作るが、これは液体シンチレーターの PSD 能力で排除することができる。しかし、この中性子が検出器内で熱化し Gd に捕獲されると、ニュートリノ信号と同じ後発信号を作るため、後発信号に対する背景事象となる。しかし、この背景事象は $\Delta VTX_{OB-delayed}$ カットによって削減することが可能である。

2.7 JSNS² 実験における信号事象数と背景事象数のまとめ

最後に、JSNS² 実験で期待される信号事象数と背景事象数を表 2.6 にまとめる [30]。表の左列は、JSNS² 実験 phase-0 の有効体積 17 ton (検出器 1 機)、ビームパワー 1 MW で 3 年間実験を行った場合の事象数である。比較のため表の右列に、有効体積 50 ton、ビームパワー 1 MW で 5 年間実験を行った場合の期待される事象数を示した。ここでは $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動パラメーターとして $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (2.5 \text{ eV}^2, 3.0 \times 10^{-3})$ と、LSND 実験の best fit 値である $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (1.2 \text{ eV}^2, 3.0 \times 10^{-3})$ を仮定して見積

もっている。また、偶発背景事象は2014年に行った総重量500kgのプラスチックシンチレーターを用いた検出器設置候補地における背景事象測定 [26] の結果から見積もられている。

	Contents	TDR 1 detector 5000h×3y	Reference 50tons 5000h×5y
Signal	$\sin^2 2\theta = 3.0 \times 10^{-3}$ $\Delta m^2 = 2.5 \text{ eV}^2$ (Best fit values of MLF)	87	480
	$\sin^2 2\theta = 3.0 \times 10^{-3}$ $\Delta m^2 = 1.2 \text{ eV}^2$ (Best fit values of LSND)	62	342
Background	$\bar{\nu}_e$ from μ^-	43	237
	$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$	3	16
	ビーム由来高速中性子	≤ 2	≤ 13
	宇宙線由来高速中性子	negligible	37
	Total accidental events	20	32

表 2.6: 信号・背景事象事象数のまとめ。[30]

第3章 JSNS² 検出器設置候補地における 背景事象粒子識別測定

3.1 目的

JSNS² 実験グループでは2014年の背景事象測定の結果から、JSNS² 検出器で期待される背景事象のイベントレートを見積もっている。図3.1は、2014年に総重量500kgのプラスチックシンチレーターで測定されたON-Bunch中性粒子による事象のエネルギー(縦軸)とタイミング(横軸)の二次元分布で、図中に示されている赤破線で囲まれている領域は、JSNS²の先発信号選別領域である。これを見ると二つ目のバンチの一部が選別領域に入り込んでいることがわかる。信号領域に入り込んでいる事象が全て中性子であると仮定した場合、これはJSNS² 検出器のPSDによって落とすことができるため、先発信号のアクシデンタルバックグラウンドにはなり得ない。しかし、この部分が有意に γ 線による事象を含む場合は、それが先発信号のアクシデンタルバックグラウンドになり得るため問題となる。そこで今回の背景事象測定では、前回の背景事象測定では測定していない、先発信号選別領域に入り込むON-Bunch中性粒子事象の n/γ 識別測定をPSD能力を持った液体シンチレーターを用いて行った。

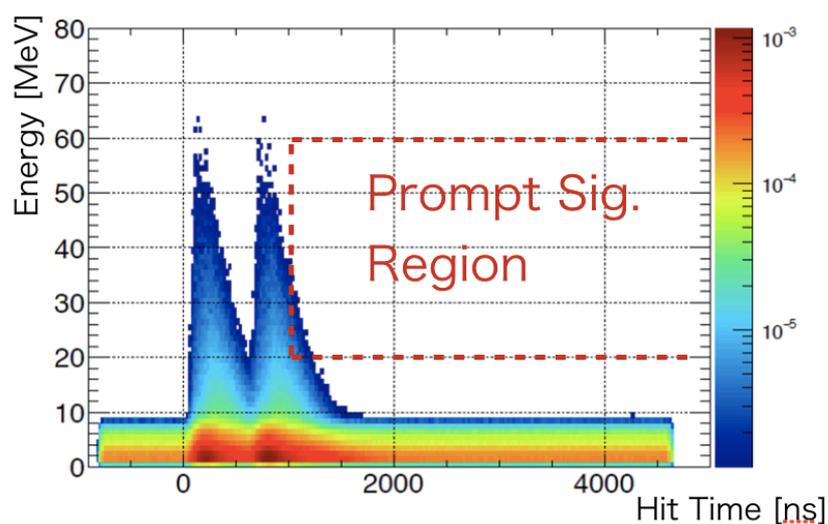


図 3.1: 2014年に行われた背景事象測定で得られたビーム由来中性粒子事象のエネルギーとタイミングの二次元相関。横軸原点を陽子ビームタイミングに合わせている。図中の赤枠はJSNS² 実験における先発信号選別領域を示している。

3.2 セットアップ

3.2.1 測定場所

今回検出器を設置した地点を、MLF 3階の鳥瞰図(図 3.2)上の赤点で示す。2016年5月20日から6月8日にかけて Position No.1、6月8日から22日までは Position No.2の二箇所で測定を行った。また、図中の網掛けの円は MLF の水銀標的の位置を、長方形の網掛け部は JSNS² 検出器の設置候補地を示している。今回の解析では、2014年背景事象測定と近い Position No.2 のデータを使用した。

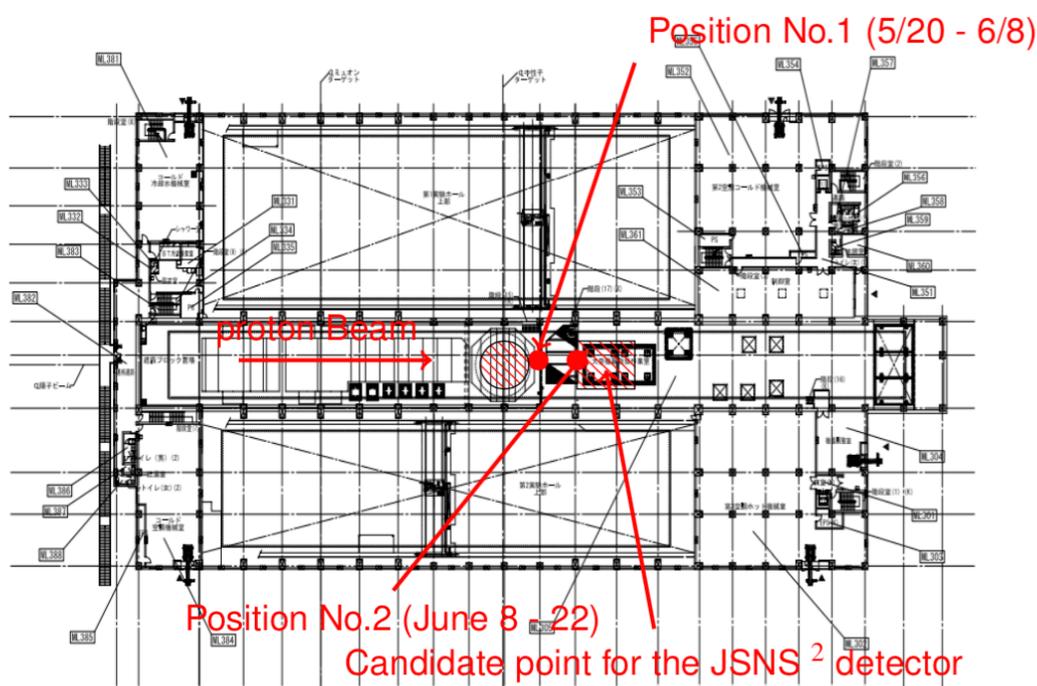


図 3.2: MLF 3階大型機器取扱室の鳥瞰図 [25]。赤点は今回検出器を設置した場所を示している。

3.2.2 検出器

今回の背景事象測定で使用した検出器は、PSD能力をもった液体シンチレーターとそれを取り囲むようにして配置された7枚の宇宙線 veto用のプラスチックシンチレーターで構成されている。用いた液体シンチレーターは、高いPSD能力をもった液シンとしてよく用いられているNE213で、高さ5インチ、5インチ径(液量1.6L)のものを使用した。これを5インチPMT(Hamamatsu R1250-03)で読み出している。また、プラスチックシンチレーターは、2014年の背景事象測定と東北大学で行った測定で用いられたもので、寸法は厚さ4cm、幅20cm、長さ90cmである。2インチPMT(Hamamatsu H1161)でプラスチックシンチレーターの片側から一本で読み出している。検出器の構成を図3.3に示す。図で表したように、液シンを囲むように下側に

3枚、左右と前面に1枚ずつ、上部に2枚が配置されている。ただし、ビーム下流の下側プラスチックシンチレーターはデータ取得回路のチャンネル数の都合上、検出器としては使用していない。図 3.4 と図 3.5 は検出器全体の様子の写真である。MLF 3 階では液体シンチレーターは可燃性危険物扱いであるため、安全 Division からの要請で写真のようにオイルパンの中に設置されている。データ取得には CAEN 社製 Flash Analog to Digital Converter (FADC) v1730D(14 bit、500 MHz サンプルング) を用いて液シン、プラスチックシンチレーター両方の波形を取得した。特に液シンの波形は解析で PSD を行うため重要である。

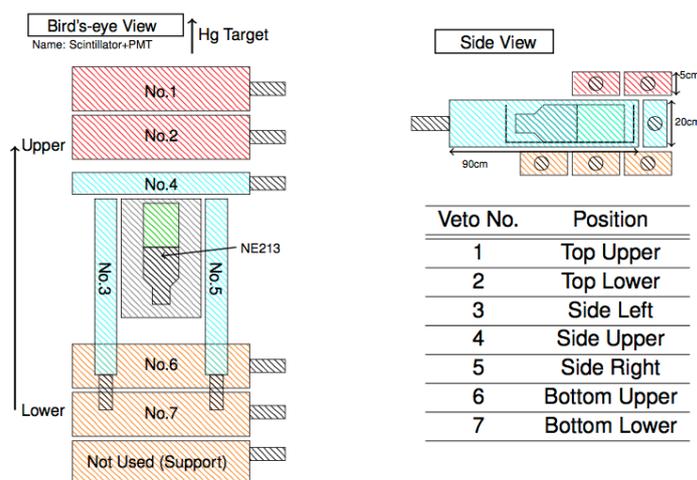


図 3.3: 検出器構造の模式図。

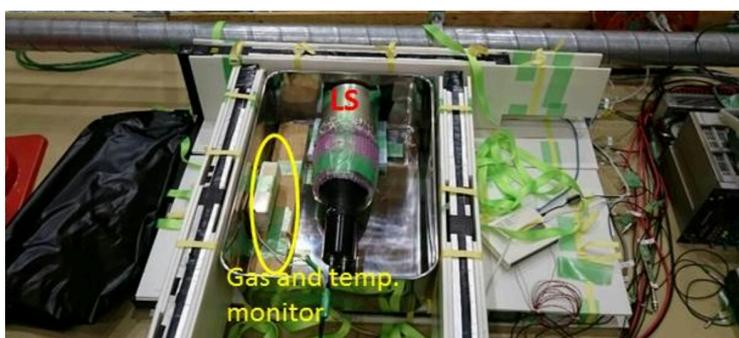


図 3.4: 検出器のオイルパン内部の様子。

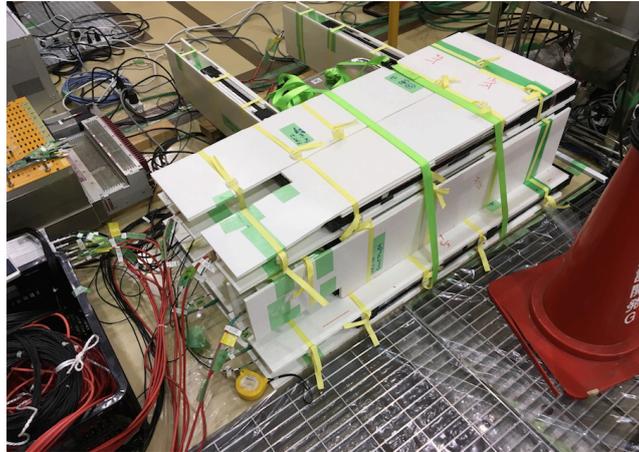


図 3.5: 検出器の全体像。

表 3.1: 検出器の構成。

Scintillator	寸法	PMT
液体シンチレーター (NE213)	5 インチ径 (1.6 L)	Hamamatsu R1250-03
プラスチックシンチレーター	4cm × 20cm × 90cm	Hamamatsu R6410

3.2.3 測定回路

MLF では、RCS でビームが MR または MLF に導入された際に生成されるキッカー信号と、実際に MLF にビームが提供された時に生成される CT(Current Transfer) 信号がユーザーに提供されており、これらを使うことでビームとの時間相関を知ることができる。ビーム由来、自然由来(環境+宇宙線などのビームと相関のない事象) 両方のデータを取得するため、図 3.6 のような回路を組んでトリガーをかけた。それぞれのトリガー条件は、

- キッカー + Low Threshold LS 信号
 - 1 CT あり... ビーム相関あり ≡ ビーム由来事象
 - 2 CT なし... ビーム相関なし ≡ 自然由来事象
- 3 キッカーのみ
- 4 High Threshold LS 信号のみ

のように分類できる。キッカー信号は CT のタイミングに合わせるように Gate Generator(G.G.) で 22 ms 遅らせ、幅 10 ms の NIM 信号に変換している。これらのトリガー条件は、CT とキッカーのクロック信号の波形を FADC で記録することで区別できるようにしている。図 3.7 は実際に取得したトリガービットの波形である。トリガービットはそれぞれの条件に応じて波高と位置を変えているため、FADC 7ch の波高値

と位置を指定することで解析時にビーム由来 (CT あり)、自然由来 (CT なし) を区別することができるようにしている。図 3.7 上の 8000 ns にある波高値の高いビットは CT あり (ビーム由来) で、5000 ns 付近にある波高値の異なる 3 つのビットは波高値の高いものから順に、CT なし (自然由来)、キッカーのみ、High Thr. LS シングルを表している。また、本解析で用いたデータの取得期間 (6 月 8 日から 22 日まで) における総 CT 数 (= ビーム spill 数) は 2.03×10^7 であった。

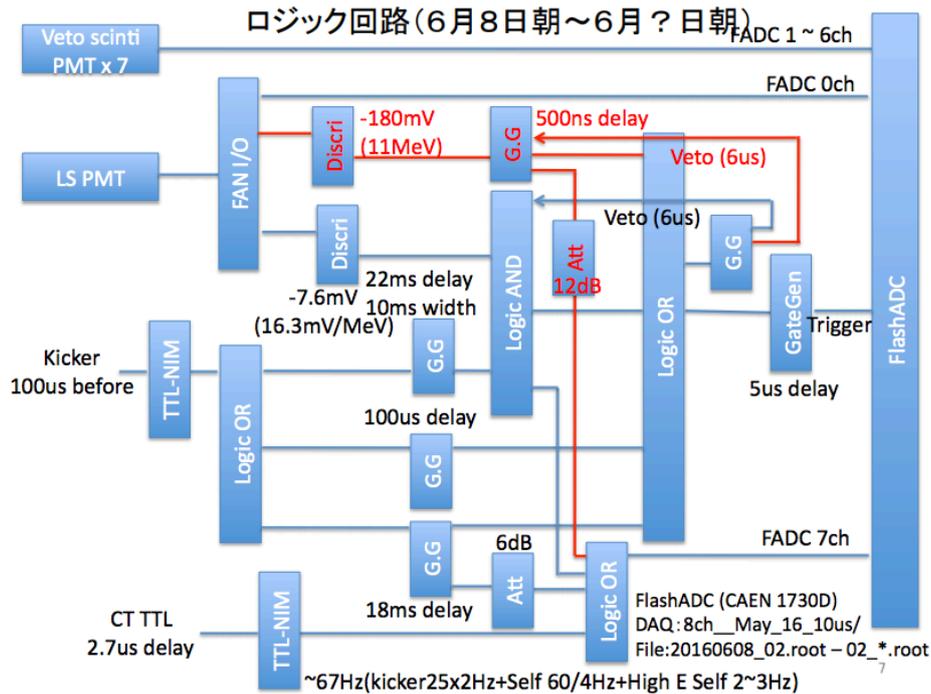


図 3.6: 回路図

3.3 6月8日から22日に取得したデータの解析

3.3.1 解析変数の定義

取得した波形から解析で用いる各種変数を定義する。今回取得した波形の窓は $5\mu\text{s}$ 幅である。図 3.8 のように、取得された波形はベースラインから負方向に立ち上がっているため、まず波形のベースライン (PD) を 0 から 60 ns (30 bin) の FADC カウント値の平均値として定義し、そこからデジタル波形を差し引くことで正方向に立ち上がる波形に変換する (図 3.8)。この変換後の波形から波高値や電荷などを計算する。以下に各変数の詳細な定義を記載する。以降は単に波形といったとき、この変換後の波形のことをさす。主な解析変数を以下のように定義した。

- PD ... 波形のベースラインとなる変数。FADC 窓の 0 - 60 ns (30 bin) の FADC カウント値の平均値として定義。

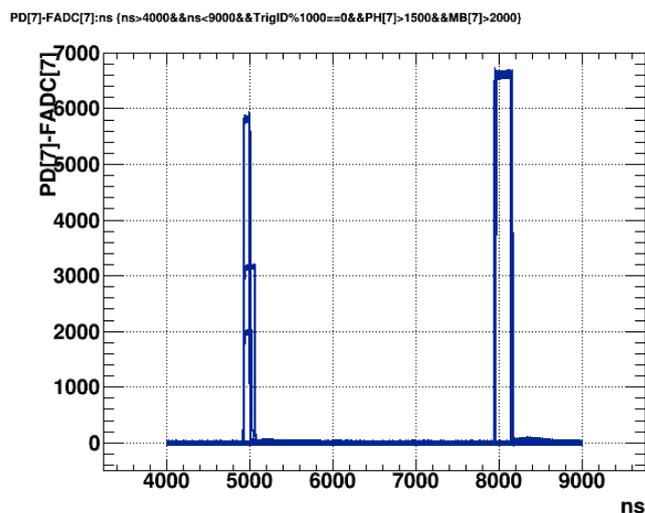


図 3.7: 取得したトリガービット波形の例。

- MB ... 波形のピーク位置。このピーク位置を基点に電荷 Q と tail 電荷 Q_{tail} の積分範囲を決めている。
- PH ... 波高値。波形のピーク位置の FADC カウントに相当する。FADC V1730D は 2 Vpp の範囲を 14 bit でデジタイズ (2^{14} 分割) しているので、PH に $2000/2^{14} \sim 0.122\text{ mV}/\text{FADCcount}$ の因子をかけることで mV に変換することができる。
- Q_{total} ... 波形の総電荷量。ピーク位置 MB の、前 20 ns (10 bin) から後 120 ns (60 bin) までの 140 ns 範囲を積分した値 (FADC カウントの総和) として定義している。
- Q_{tail} ... 波形の tail 部分の電荷量。ピーク位置 MB の、後 20 ns (10 bin) から後 140 ns (60 bin) までの 100 ns 範囲を積分した値として定義している。
- PSD ... $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ 、つまり Q_{tail} と Q の比を取った値。波形の形の違いを表す変数で、図 3.9 のように中性子と γ 線の波形を識別するための変数として使用する。
- E_{vis} ... 上記の Q_{total} をエネルギーに換算したもの。MLF に校正線源を持ち込むことが難しかったため、東北大学であらかじめ測定したキャリブレーション線源データを用いてエネルギースケールを入れている。
- HitT ... ビーム由来の事象について、CT 信号と液シン信号の時間差を HitT とした。液シン (FADC 0ch) 信号のタイミングは MB の前後 20 ns から 40 ns までの範囲の重心、CT 信号 (FADC 7ch) のタイミングは MB の前後 50 ns から 300 ns までの範囲の重心位置として定義している。

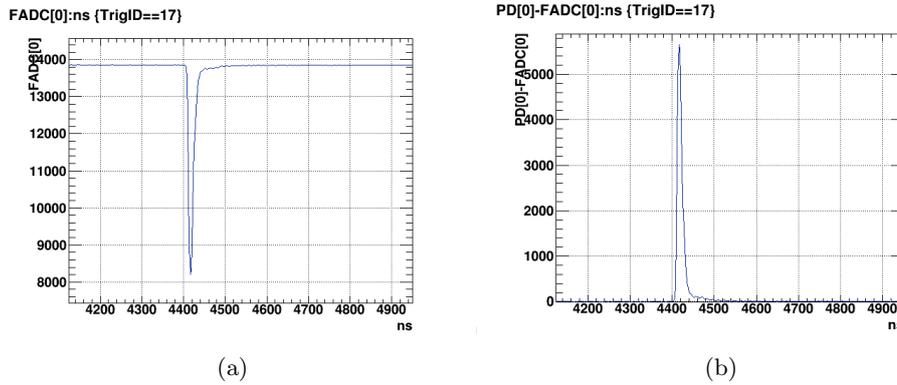


図 3.8: 左: FADC で取得した生波形。右: PD を定義し変換した波形。

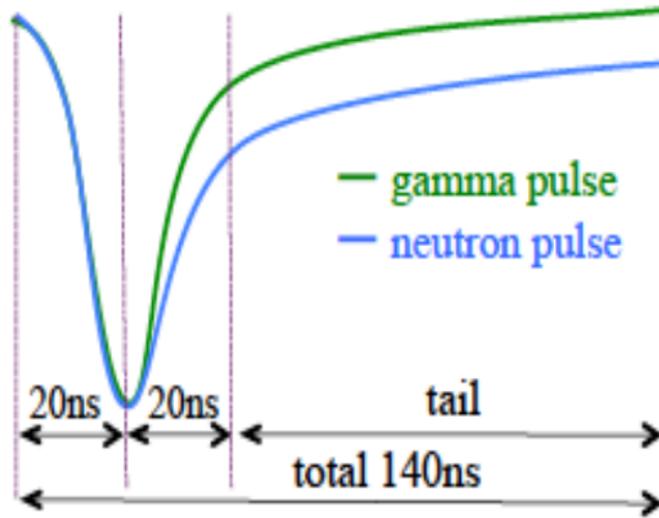


図 3.9: Double Gate 法の概念図。シンチレーション光の遅い成分の比率で粒子識別するため、波形の tail 部積分値と全体積分値の比を取る。

3.3.2 n/γ 識別

まず一つ目の粒子識別条件として、PSD による n/γ 識別条件を設定する。図 3.10 は自然由来 (CT なし) 事象の PSD (= $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$) と E_{vis} の二次元分布で、はっきりと分離した二つのクラスターがあることがわかる。PSD の大きいクラスターは、宇宙線の核破砕により生成される高速中性子による事象、他方は宇宙線 μ や宇宙線由来 γ 線、環境 γ 線が含まれると考えられる。この分布から、n/γ 識別条件を以下の式で定義する。

$$y = 0.09x^{-1/2} + 0.068 \quad (3.1)$$

つまり、

- neutron-like ... $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}} > 0.09 \times E_{\text{vis}}^{-1/2} + 0.068$
- gamma-like ... $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}} < 0.09 \times E_{\text{vis}}^{-1/2} + 0.068$

という条件で粒子識別を行った。gamma-like にはミューオンによるイベントが含まれているため、プラスチックシンチレーターを使って宇宙線 veto を行うことで γ 線事象を選択する。

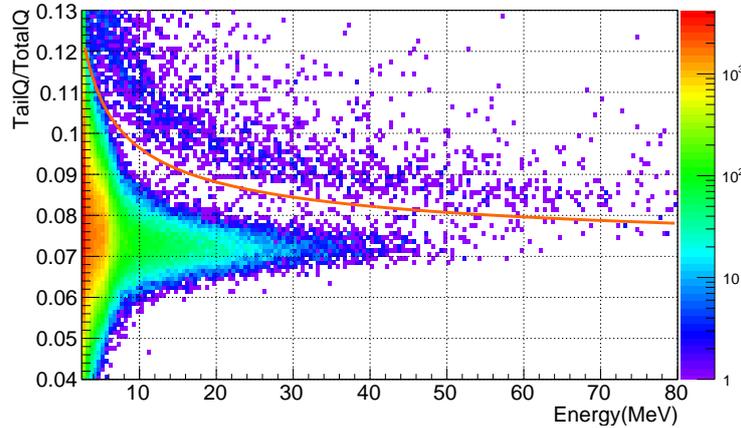


図 3.10: $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と E_{vis} の二次元相関図。オレンジ線は式 3.1 で定義された n/γ 識別曲線を表す。

3.3.3 荷電粒子カット

宇宙線 μ のような高エネルギーで直進性の高い粒子が液シンに入射する場合、必ず液シン周りに配置したプラスチックシンチレーターのどこかを通過することが考えられる。そこで、プラスチックのアクティビティから、液シンに入り込む宇宙線 μ の事象を落とす veto 条件を設定する。図 3.11 に一つのプラスチックの Q 分布を例として示す。横軸は Minimum Ionizing Particle (MIP) のピーク位置を 1 に規格化した Q の値で表していて、ミューオンの通過による事象が記録されていることがわかる。各プラスチックでこのような分布が得られているので、この MIP を削り過ぎないようにそれぞれの MIP 位置の $1/4$ を宇宙線 μ 事象の閾値とした。つまり、

- 宇宙線 μ ... $Q_{\text{total}} > \frac{1}{4}Q_{\text{total}}$ at each plastic scintillator. (\equiv w/ VetoHit)
- 中性粒子 ...else. (\equiv w/o VetoHit)

という条件をつけて荷電粒子による事象を排除する。図 3.12 に veto カット前後の自然由来事象のエネルギースペクトルの比較を示す。黒点で表されているヒストグラムは veto カットをかける前のもので、veto カットをかけた分布が赤点で示されている。veto カットによって 10 MeV 以上のエネルギーの高い事象は 2 桁程度落とすことができ、また液シンで見えていた MIP ピークが veto カット後は消えていることから、十分な宇宙線 veto ができていると考えられる。

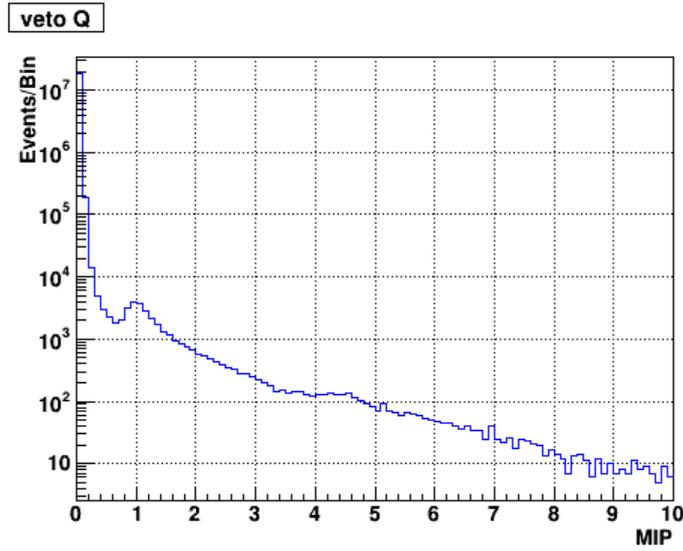


図 3.11: プラシンの得られた Q スペクトルの例。

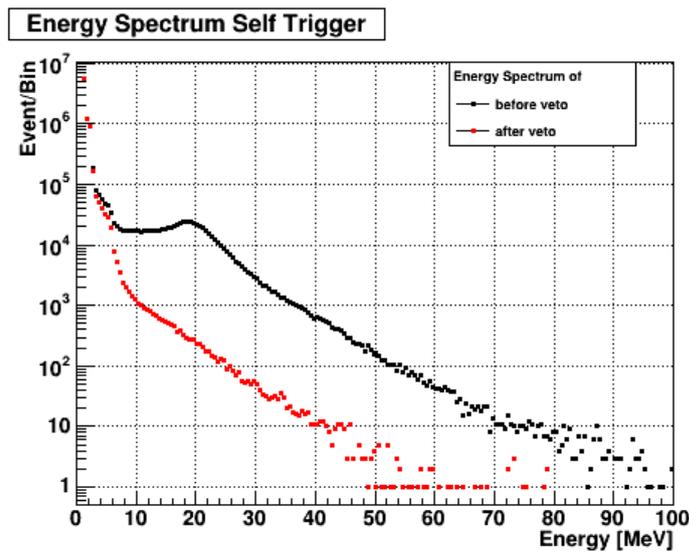


図 3.12: 自然由来事象のスペクトルの veto カット前後の比較。

3.3.4 粒子識別条件のまとめ

表 3.2 に本解析で使用した粒子識別の条件をまとめる。

表 3.2: 粒子識別条件のまとめ

particle	condition
gamma ray	w/o VetoHit & $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}} < 0.09 \times E_{\text{vis}}^{-1/2} + 0.068$
neutron	w/o VetoHit & $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}} > 0.09 \times E_{\text{vis}}^{-1/2} + 0.068$
Cosmic muon	w/ VetoHit

3.4 解析結果

以上にあげたビーム条件、粒子識別条件を用いて、ビーム ON-Bunch 中性粒子事象を選別する。図 3.13 にビーム由来中性粒子事象を n/γ 別に示す。縦軸を E_{vis} 、横軸に HitT をとり、中性子事象を青点、 γ 線事象を赤点で示している。ちょうど HitT = 5 - 6 μs あたりにひとつバンチが存在していて、今回の測定期間中の陽子ビームがシングルバンチであったことが反映されていることがわかる。また図 3.14 は、ビーム由来中性粒子事象の E_{vis} の一次元スペクトルを総 spill 数で規格化したものである。 $E_{\text{vis}} > 20 \text{ MeV}$ であるような全ビーム由来中性粒子事象のうち、 γ 線による事象は約 13.4% であった。表 3.3 に中性子と γ 線の事象数をまとめる。ここでは統計誤差のみ示している。次節でこの結果に対する議論を与える。

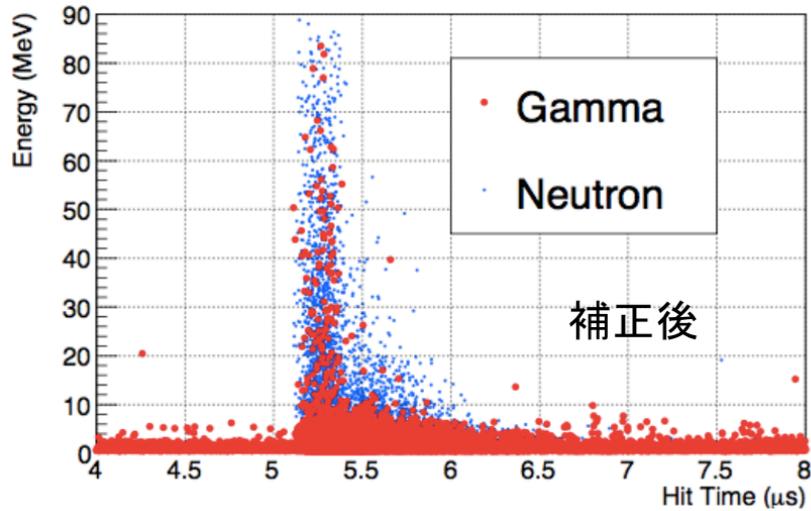


図 3.13: ON-Bunch 中性粒子事象の E_{vis} と HitT の二次元相関。

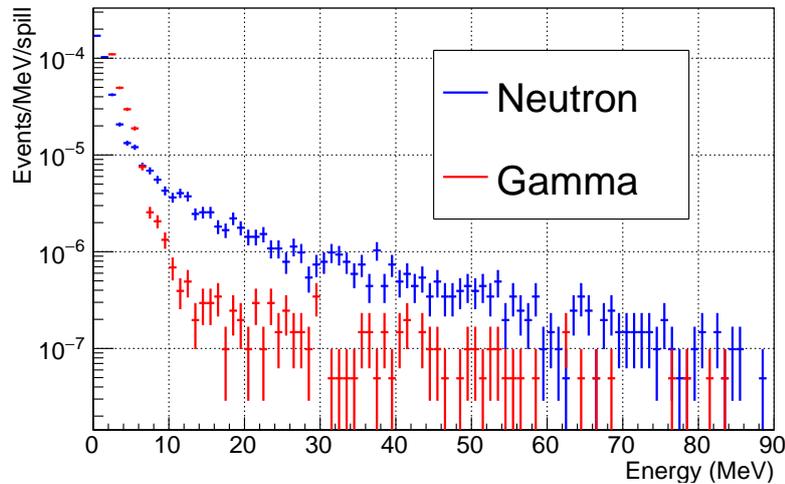


図 3.14: ON-Bunch 中性粒子のエネルギースペクトル。

表 3.3: 総 spill 数で規格化した $E_{\text{vis}} > 20$ MeV の中性粒子事象数。

gamma events/spill	neutron events/spill
$(4.57 \pm 0.47) \times 10^{-6}$	$(2.95 \pm 0.12) \times 10^{-5}$

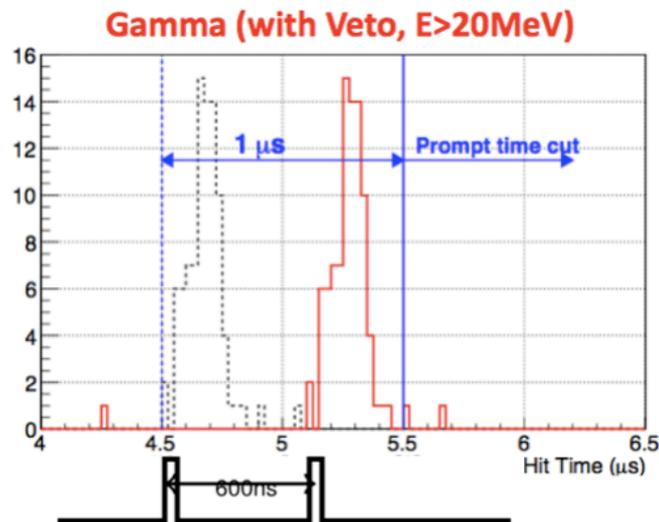
3.5 議論

3.5.1 擬似 2 バンチ構造

今回の測定期間中、J-PARC のビームは 0.2 MW のシングルバンチ運転であったため、単純比較はできない。そこで JSNS² 実験で想定している 2 バンチビームによる中性粒子事象の影響を評価するため、今回得られたシングルバンチの結果を用いて擬似的に 2 バンチ構造を再現することにした。想定している 2 バンチ構造の陽子ビームは 600 ns の時間差を持っているため、今回測定した $E_{\text{vis}} > 20$ のシングルバンチの立ち上がりから 600 ns 前を 2 バンチビーム時の ON-Bunch 事象の立ち上がりと仮定して、そこから 1 μs 後から 10 μs 後までの 9 μs 間を JSNS² の先発信号選別領域とした。この時、領域内に残る事象数は 2 事象であり、spill あたりでは

$$0.98^{+1.30}_{-0.64} \times 10^{-7} \text{ events/spill}/0.2\text{MW}/1.6\text{kg}$$

となった。誤差は統計誤差のみを考慮している。

図 3.15: 擬似的に作成したビーム由来 γ 線の 2 Bunch 構造

3.5.2 自然由来 γ 線事象との比較

現在考えられている先発信号に対する支配的なアクシデンタルバックグラウンドは宇宙線由来 γ 線であるため、今回同時に測定した自然由来 γ 線の量と比較することで先発信号領域に入り込むビーム ON-Bunch γ 線の量の significance を議論する。表 3.4

に今回測定した自然由来 γ 線事象とビーム ON-Bunch γ 事象の spill あたりの事象数 (1 MW 換算) を示す。

表 3.4: $E_{\text{vis}} > 20$ MeV の自然由来事象数と ON-Bunch 事象数の比較

自然由来 γ 線 events/spill/1.6kg	ビーム ON-Bunch γ 線 (1MW) events/spill/1.6kg
$(0.7 \pm 0.01) \times 10^{-7}$	$4.90^{+6.5}_{-3.2} \times 10^{-7}$

今回の結果から、1 MW 運転想定の大発信号領域に入り込むビーム ON-Bunch γ 事象は、中央値で自然由来事象の7倍存在することが示唆された。

3.5.3 検出された2事象について

今回の測定で得られたビーム ON-Bunch 事象について詳細を確認した。図 3.16 左は、ON-Bunch タイミングから $1\mu\text{s}$ 後の領域に入る $E_{\text{vis}} > 0$ の事象の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と E_{vis} の二次元ヒストグラムで、オレンジ線は n/γ 識別条件の式 3.1 を表す曲線である。図中の青矢印で示されているのが大発信号領域内に入る γ 線事象である。この2事象の E_{vis} 、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と HitT はそれぞれ

- 事象 1 ... $E_{\text{vis}} = 39.8$ MeV、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}} = 0.080$ 、HitT = $5.50 \mu\text{s}$
- 事象 2 ... $E_{\text{vis}} = 26.3$ MeV、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}} = 0.063$ 、HitT = $5.66 \mu\text{s}$

であった。便宜上、それぞれ事象 1、2 と名前をつけておく。すると、事象 1 は今回設定した PSD 条件の識別境界に近いことがわかる。また、図 3.16 右は、自然由来事象の $E_{\text{vis}} = 37 - 42$ MeV 範囲の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ の一次元ヒストグラムで、Double Gaussian で Fit することで gamma-like 分布と neutron-like 分布の μ と σ を定量化している。この Fit 結果から、事象 1 の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ は gamma-like の mean から 3.2σ 、 $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ は neutron-like の mean から 1.8σ 離れていることがおり、どちらかといえば neutron-like であることがわかる。また事象 2 に関しては、ON-Bunch クラスターから時間的に離れているため、宇宙線由来 γ 線の可能性を否定できない。特に液シンのビーム下流側にはプラスチックシンチレータを配置していないため、下流側からきたソフトミュオンが液シン内で崩壊する可能性も否定できない。

この2事象を ON-Bunch γ 線事象であると pessimistic に仮定して、現実的な偶発背景事象量を削減する方法を考えることにする。

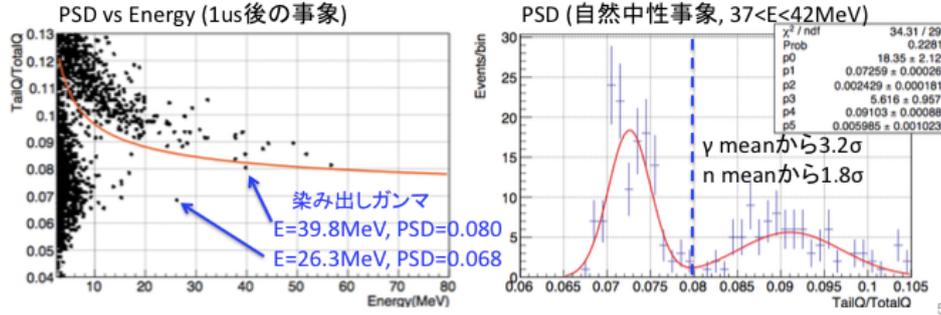


図 3.16: 左: ビーム ON-Bunch 中性粒子事象の PSD と E_{vis} の二次元相関。 右: $E_{\text{vis}} = 37$ から 42 MeV の自然由来中性粒子事象の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ の 1 次元分布。 Double Gaussian で Fit し、neutron-like と gamma-like の山を同定している。

3.5.4 鉄シールドの厚化

先発信号に対する偶発背景事象を削減することは難しいため、後発背景事象を削減する方法が現実的である。一つ目の偶発背景事象を削減する手段として、検出器下に設置する鉄シールドの厚みを増やす方法がある。2章で述べた後発信号の偶発背景事象の内、ビーム運転時に存在する γ 線は、2014 年の背景事象測定を元に作成した MC シミュレーションの結果から、検出器下から発生し入射してくることがよく理解されている [28]。この γ 線は検出器下に鉄シールドを設置することで削減できるため、現在のイベントレートは厚さ 12.75 cm のシールドを設置した想定で見積もられている。

そこで、鉄シールド厚みを増やした場合の偶発背景事象削減量を Geant4(ver 4.10.2) による MC シミュレーションで確認することにした。MC で使用したビーム運転時に存在する γ 線のジェネレーターは文献 [28] で作成されたもので、2014 年の背景事象測定時のデータをよく再現していることが確認されている。この γ 線の検出器への入射量を鉄の厚さを 12.75 cm と 15 cm に設定したふたつの場合について見積もった。

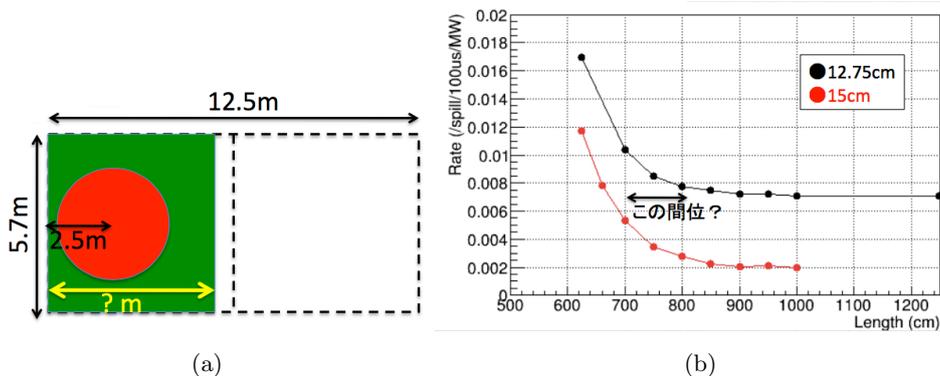


図 3.17: 左: γ 線レート見積もりに使用した MC の Geometry。 右: 鉄 12.75 cm 厚と 15 cm 厚の場合に見積もったイベントレートの鉄シールドの横幅依存性。

図 3.17 左は MC で仮定した Geometry で、図中の緑部分が鉄シールド、赤部分が JSNS² 検出器の円柱モデルを示している。ふたつの厚み 12.5 cm と 15 cm の鉄シールド

ルドの横方向の幅を変化させて入射する γ 線のイベントレートを見積もった。その結果が図 3.17 右図で、鉄 12.75 cm(黒) と 15 cm(赤) の場合の鉄シールドの横方向幅(横軸)に対するイベントレート(縦軸)の変化を示している。現在のシールド幅はハッチ全体を覆う 1.25 m を想定しているが、この結果から 0.9 m 幅でイベントレートがほぼ横ばいになることがわかる。また厚みを 12.75 cm から 15 cm に変更した際のイベントレートの減少率は、鉄シールドの横幅に依らず一定であることもわかる。そこで鉄シールドの横幅 1.0 m のときの、鉛厚み 12.75 cm に対する 15 cm のイベントレートの比は

$$\frac{2.0 \times 10^{-3}}{7.1 \times 10^{-3}} = \frac{1}{3.55} \sim 0.28$$

となりこれが期待される偶発背景事象のイベント数にかかることになる。

3.5.5 Gd 高濃度化

もう一つの偶発背景事象の削減方法は、Gd 濃度を増やすことで熱中性子捕獲時間 Δt_{cap} を短くする方法である。捕獲時間が短くなると、信号効率を落とすことなくニュートリノの後発信号選別領域を短くすることが可能となる。そこで、Gd の濃度を 0.1 w% から 0.5 w% まで変えた場合のニュートリノ信号の後発信号選別条件と信号効率の変化を MC シミュレーションによって見積もった。

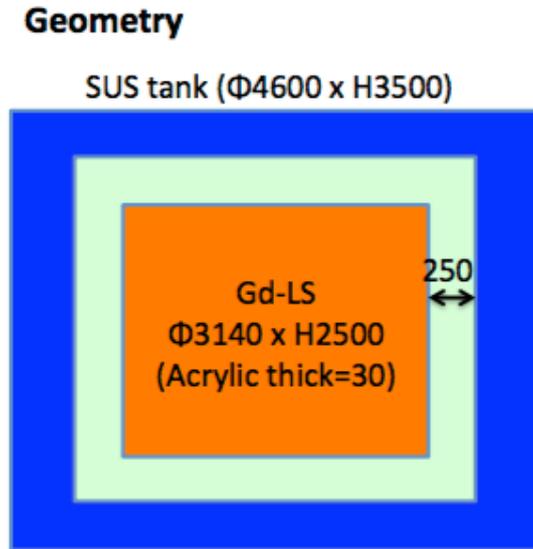


図 3.18: 見積もりに使用した MC の Geometry。

図 3.18 は MC に使用した JSNS² 検出器の Geometry で、オレンジで示される NT 部分に一律に $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の $\bar{\nu}_e$ を発生させた。NT 内の Gd 濃度はそれぞれ 0.1、0.2、0.3、0.4、0.5 w% に設定している。ただしこの MC では optical photon によるシミュレーションは行わず、全て Truth 情報を使用している。

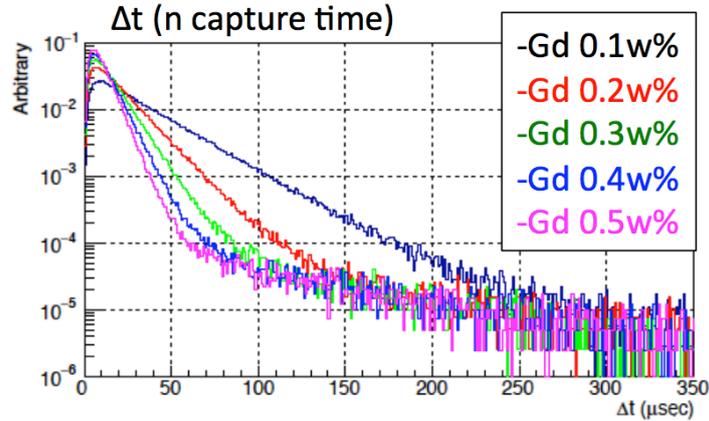


図 3.19: Gd 濃度ごとの後発信号と先発信号の時間差 Δt の分布。濃度が高くなるにつれ熱中性子捕獲時間が短くなるのがわかる。

図 3.19 は先発信号と後発信号の時間差 Δt の分布で、確かに高濃度になるにつれて Gd による熱中性子捕獲時間が短くなっていることがわかる。次に現在の後発信号選別条件 $1 < \Delta t < 100 \mu\text{s}$ から終端位置を前方に変化させていった場合の信号効率を見積もった。後発信号選別条件の終端位置に対する信号効率の変化を図 3.20 に示す。横軸は Δt に対する後発信号選別条件の終端位置 (単位: μs) で、縦軸は信号効率を表している。これによると、この MC において後発信号選別条件 $1 < \Delta t < 100 \mu\text{s}$ の信号効率は 0.1 w% で 96% となることがわかる。この図から各 Gd 濃度の場合の信号効率 96% を維持できる終端位置を表にまとめた。表中の Reduction Factor は、 Δt に対する後発信号選別条件 $1 < \Delta t < 100 \mu\text{s}$ から狭めたときの偶発背景事象量のイベントレートの比である。

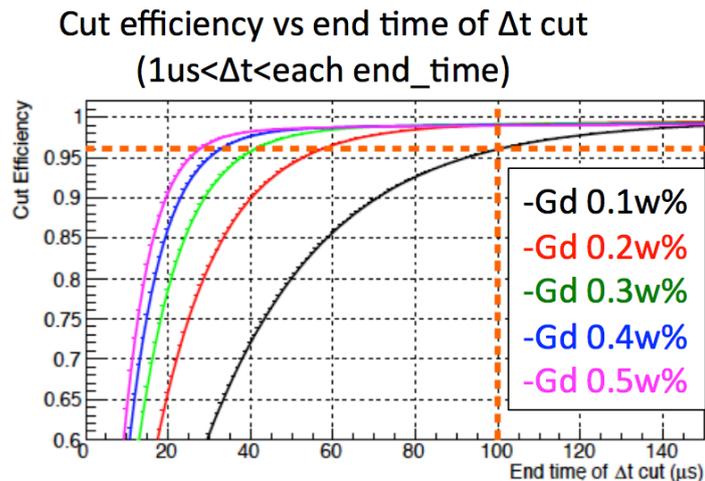


図 3.20: Gd 濃度ごとの後発信号選別条件の終端位置に対する信号効率。後発信号選別条件の終端を $27.7 \mu\text{s}$ まで狭めても現在の想定である 0.1 w% の信号効率を維持できることがわかる。

この結果から、Gd 濃度を 0.5 w% まで引き上げた場合、ニュートリノ信号効率を

表 3.5: 信号効率 96% となる Δt に対する条件の終端位置と偶発背景事象の Reduction Factor.

Gd 濃度 /%	終端位置 / μ s	Reduction Factor
0.1	100	1
0.2	53.7	1/1.7
0.3	41.1	1/2.4
0.4	32.7	1/3.1
0.5	27.7	1/3.6

落とすことなく偶発背景事象を 1/3.6 に削減することが可能であることがわかる。

3.6 背景事象測定の結論とまとめ

今回行った JSNS² 検出器設置候補地における背景事象測定では、前回の測定では行わなかった中性粒子の粒子識別をした測定を行った。2016 年 6 月 8 日から 22 日までに取得したデータを用いた解析の結果、先発信号領域に入り込むビーム ON-Bunch γ 事象が 2 事象観測され、本実験想定 of ビームパワーの場合、自然由来事象に対して 1σ 上限値で 9.29 倍の偶発背景事象量とになり得ることが示唆された。

観測された 2 事象のうちひとつは中性子事象の識別ミスの可能性、もうひとつは宇宙線由来の事象であることが否定できないため ON-Bunch γ 線は 0 事象の可能性もあるが、今回はこの 2 事象を On-Bunch γ 線であるというシナリオを想定して、ふたつの偶発背景事象の削減方法を検討し、

- 鉄シールドの厚みを 12.75 cm から 15 cm に増やす方法で、これにより偶発背景事象を 3.55 分の一に削減できる。
- NT となる液体シンチレーターの Gd を濃くすることで信号選択の時間幅を狭くできるため、特に 0.5 w% とすれば偶発背景事象は 1/3.6 にできる。

ということがわかった。よって、JSNS² 実験で予想される偶発背景事象数は表 2.6 の左の事象数から

$$\text{TotalAcc.} = 20 \times (1 + 7.0) \times \frac{1}{3.55} \times \frac{1}{3.6} \sim 13$$

となる。ここで検討した方法によってニュートリノ信号効率は減らないため、支配的な背景事象は変わらず μ^- を親とする $\bar{\nu}_e$ である。よって、鉄シールドの増量と Gd 高濃度化を行うことで、実験に問題ないレベルまで偶発背景事象を抑えることができると結論付けられる。

第4章 70 MeV中性子ビームを用いた測定

4.1 目的

JSNS² 実験 phase-0 では 17 t の液体シンチレーターを標的として、弱い相互作用をしない重いニュートリノがあった場合に表れる $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動を 24 m の短い基線長で探索する。信号として 20 MeV から 60 MeV 程度の領域を観測するため、通常の放射線源では測ることのできない高エネルギー領域で使用される可能性のある LAB ベースの液体シンチレーターの性能評価を行いたい。特に信号セレクションに重要な PSD やエネルギー応答の非線形な効果について調べるために、東北大学サイクロトロン RI センターで 70 MeV 準単色中性子ビームを用いたビームテストを行った。本章ではこのビームテストで行った JSNS² 実験で用いられる可能性のある液体シンチレーターの Birks 定数の測定について述べる。

4.2 実験概要

4.2.1 Birks の法則による消光

液体シンチレーター (液シン) 中で荷電粒子がエネルギーを落としたとき、そのエネルギー損失に応じた量のシンチレーション光が発生する。この発光量は阻止能 $-dE/dx$ によって異なり、Birks の経験則 (式 4.1) に従うことが知られている。

$$LY = \int \frac{S}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} dE \quad (4.1)$$

ここで、

- LY : 液シンの発光量
- S : シンチレーション効率 [MeV⁻¹]
- k_B : Birks 定数 [mm/MeV]

である。また、MeV 領域における荷電粒子の物質中での平均阻止能は Bethe-Bloch の式でよく説明される。

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K\rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \log \left\{ \frac{2m_e \beta^2}{I^2(1-\beta^2)} W_{\max} \right\} - \beta^2 \right] \quad (4.2)$$

W_{\max} は最大エネルギー移行で、以下の式で表すことができる。

$$W_{\max} = \frac{2m_e\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (4.3)$$

また、

- $K = 4\pi m_e c^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2$:定数部分
- z : 入射粒子の電荷
- ρ : 密度 [g/cm³]
- Z : 物質原子の原子番号
- A : 物質の分子量
- I : 平均励起エネルギー [eV]

である。原子番号 Z の物質原子の平均励起エネルギー I は、 $Z > 1$ の場合近似的に以下の式で表すことができる [34]。

$$I = 16 \times Z^{0.9} \quad (4.4)$$

Bethe-Bloch の式で計算される阻止能は平均値であり、実際にはばらつきを持つ。入射粒子の飛程が物質の厚みに対して十分長い場合、物質中の電子との散乱回数が少なく Poisson 統計による阻止能のばらつきが大きくなる。このため、宇宙線 μ のような高エネルギーの軽い粒子が板状のプラスチックシンチレーターなどに入射したときに落とすエネルギーの分布は、エネルギー損失の大きい方へ広がったような形をもつ左右非対称の Landau 分布となる。一方、陽子のような重い粒子の場合、飛程が短く散乱回数が多くなるため、エネルギー損失の分布は対称な Gauss 分布に近づく。

また、式 4.1 でクエンチの効果を計算するとき、厳密には阻止能がふらつくことも考慮して式 4.2 を積分する必要があるが、式 4.2 で得られる阻止能は統計的に最頻値であるため、積分値は最確値を取ることになる。よって、今回の Birks の法則によるクエンチ効果の関数として、真のエネルギーデポジット E_{true} に対するシンチレーション光量に対応したエネルギー E_{vis} を

$$E_{\text{vis}}(E_{\text{true}}) = \int_0^{E_{\text{true}}} \frac{dE'}{1 + k_B \frac{dE'}{dx}}, \quad (4.5)$$

$$\text{where } -\frac{dE}{dx} = K\rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \log \left(\frac{2m_e\beta^2}{I^2(1-\beta^2)} W_{\max} \right) - \beta^2 \right]$$

で表し、積分部分は数値積分を行うことで値を得る。物質が化合物の場合、各元素に関する阻止能を電子数で重み付け平均した値 (Bragg's Rule) が良い近似を与える [48]。つまり、

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{compound}} = \sum_i w_i \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \quad (4.6)$$

と書くことができる。ここで、重み付け因子 w_i は、分子に属している i 番目の原子の数 a_i と原子量 A_i を使って

$$w_i = \frac{a_i A_i}{\sum_i a_i A_i} \quad (4.7)$$

で定義される重量比である。例えば C_2H_6 なら、 $a_C = 2$ 、 $a_H = 6$ となる。実際の化合物、混合物の阻止能を求める際に、式 4.6 に従って構成原子の種類ごとに式 4.2 を計算するのは実用上不便である。そこで化合物全体を effective な原子番号 Z_{eff} 、原子量 A_{eff} 、平均励起エネルギー I_{eff} をもつ単体と見なすことで、式 4.2 をそのまま適用できる。この effective なパラメーターはそれぞれ式 4.8 で定義される。

$$\begin{aligned} Z_{\text{eff}} &= \sum a_i Z_i \\ A_{\text{eff}} &= \sum a_i A_i \\ \log I_{\text{eff}} &= \sum \frac{a_i Z_i \log I_i}{Z_{\text{eff}}} \end{aligned} \quad (4.8)$$

つまり、化合物の阻止能は effective なパラメーターを用いて、以下の式で表すことができる。

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K \rho \frac{Z_{\text{eff}} z^2}{A_{\text{eff}} \beta^2} \left[\frac{1}{2} \log \left(\frac{2m_e \beta^2}{I_{\text{eff}}^2 (1 - \beta^2)} W_{\text{max}} \right) - \beta^2 \right] \quad (4.9)$$

4.2.2 CYRIC の陽子ビーム

東北大学サイクロトロン・RI センター (CYRIC) のサイクロトロン棟は、サイクロトロン本体が設置されている本体室、各ビームラインにビームを分配・輸送する電磁石室、ビームを用いた測定を行う各ターゲット室で構成されている。本体室には、住友重機械工業社製の 930 型 AVF サイクロトロンが設置されており、最大で 50 kV の電圧をかけ粒子を加速する。陽子ビームの場合、10 - 90 MeV までの加速が可能である。AVF サイクロトロンでは、加速エネルギーによって原理的にその加速周波数 (Radio Frequency) が決まっており、今回使用した 70 MeV の陽子ビームの場合、RF 周波数は 18.92 MHz である。つまり 52.85 ns 毎にターゲットに陽子ビームが輸送されることになる。

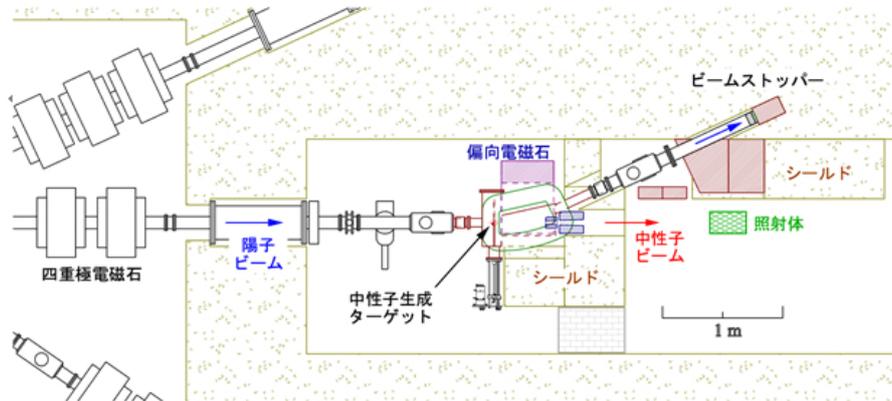


図 4.2: 大強度中性子照射ビームライン (32 コース) の見取図。 [40]



図 4.1: CYRIC の本体室にある AVF サイクロトロン。 [40]

4.2.3 大強度中性子照射ビームライン

本体の AVF サイクロトロンから取り出された陽子ビームは、電磁石室を通過した後、大強度中性子照射ビームライン (32 コース) に輸送される。輸送されたビームは、中性子生成ターゲットの収められたターゲットチェンバーに到達する。今回はこのターゲットチェンバーに、用途別に Li と Cu の 2 種類の金属を設置した。

Li ターゲットは、 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応により準単色中性子ビームを生成するため、主な中性子生成ターゲットとして使用する。のちに述べるが、ビーム中性子のエネルギーを Time of Flight (TOF) を用いて測定するため、飛行時間のキャリブレーションをターゲットからの即発 γ 線の飛行時間によって行う。しかし、Li ターゲットの中性子収量が多いため即発 γ 線の位置を決めるのは難しい。そこで、中性子生成断面積の比較的小さい Cu をターゲットとして γ 線の飛行時間の位置を決める。

4.2.4 TOF 法による中性子エネルギー測定原理

既知の静止質量を持つ中性子は TOF からその運動エネルギーを決定することができる。中性子が距離 L を飛行するのに要した時間 t_n を測定した時、以下の式から中性子エネルギーを算出する。

$$E_n = M_n \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta_n^2}} - 1 \right),$$

$$\beta_n \equiv \frac{v_n}{c} = \frac{L}{ct_n}$$
(4.10)

ここで、 E_n は中性子の運動エネルギーで、 M_n は中性子の静止質量である。この TOF 法のエネルギー分解能は、測定系の時間分解能 Δt と飛行距離の不確かさ ΔL とした時、以下のように表すことができる。

$$\Delta E_n = \sqrt{\left| \frac{\partial E_n}{\partial t} \right|^2 \Delta t^2 + \left| \frac{\partial E_n}{\partial L} \right|^2 \Delta L^2}$$

$$= (E_n + M_n) \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2}$$
(4.11)

式 4.11 から、飛行距離を長く取ることによって原理的にエネルギー分解能をあげることができる。しかし、この TOF 法では加速器から周期的に生成されるパルスビームがターゲットに入射した時の時間と検出器で検出された時間の差をとってエネルギーを決定するため、検出される中性子は飛行時間が 1 周期 (= 52.85 ns) 以内であることが要求される。これを超えて二つの周期にまたがって検出された場合、初期時間を特定できないためエネルギーを決定することができない(フレームオーバーラップ)。Birks 定数の測定では、 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応の準単色ピーク以外の約 20 MeV までのテール部分中性子も解析に利用できるため、遅い成分も測定できるようにするために中性子ビームを照射する液体シンチレーター検出器は Li ターゲットから 3.43 m の位置に設置することにした。飛行距離 $L = 3.0$ m、その不確かさを液シン厚みの半分程度の $\Delta L = 0.03$ m、また時間分解能を 1 ns とした場合の中性子運動エネルギーに対する TOF 法のエネルギー分解能を図 4.3 に示した。

4.2.5 測定系

4.2.5.1 液体シンチレーター検出器

今回の測定では検出器として 5 種類の液体シンチレーターをそれぞれ 2 インチのバイアル瓶に約 100 mL 入れ、バイアル底部に 2 インチ光電子増倍管 (Hamamatsu H11631) を取り付け検出器モジュールとして使用した。液体シンチレーターはそれぞれ、LAB をベースの溶媒として用いた DayaBay-type(DBLS)、PSD 能力を向上させるために Naphthalen を追加した液シン (NaphLS)、同様に DIN を混ぜた液シン (DINLS)、PerkinElmer 社製の UltimaGold F を混ぜた液シン (NEOSLS) を作成し用

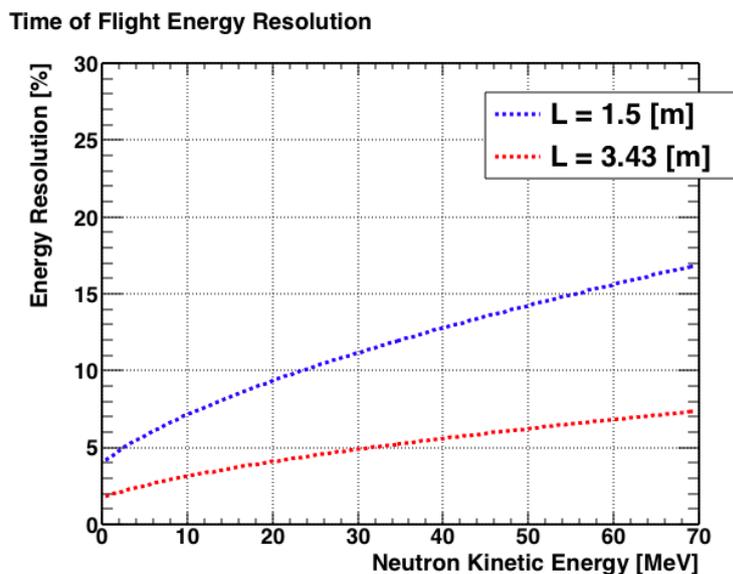


図 4.3: 中性子の運動エネルギーに対する TOF 法エネルギー分解能

いた。NEOSLS は、韓国の原子炉モニター研究で用いられた PSD 能力の高い液体シンチレーターである [39]。もう一種類は PerkinElmer 社製の市販されている PSD 液シンである UltimaGold AB (UGAB) をそのまま用いた。下の表にこれらの液体シンチレーターの組成をまとめる。

一般に液体シンチレーター中に溶存酸素がある場合、溶媒分子の励起エネルギーが溶質分へとエネルギー移行する過程で化学的なシンチレーション光の消光 (クエンチ) が起こることが知られている。このクエンチング効果を取り除くために液体シンチレーターを窒素ガスでバブリングし、溶存酸素を窒素に置換することで発光量を回復させることができる。また、溶存酸素によって液シン発光 PDF の形の差が粒子の電離密度に依らなくなるため、有意な波形の形状差が認められなくなる。よって PSD による n- γ 識別を行う場合、溶存酸素を取り除くことが重要となる。通常バブリングによって窒素置換を行っても、時間の経過とともに空気中の酸素が混入していき発光量は時間とともに落ちていく。しかしビームタイムは 1 日程度あるため、その間は少なくとも発光量を維持する必要がある。そこで酸素の侵入を抑制するためにバイアルの内蓋にバイトンのシートで作成したものをに入れて気密性を高める工夫をした。この内蓋によるシール効果を確認するために窒素バブリングした DBLS の発光量を約 2 日の間数時間おきに測定した。図 4.4 左のプロットは、 γ 線の後方散乱による約 0.48 MeV のエネルギーデポジットに対応する発光量の分布 (青線) を表していて、ピークを Gaussian で Fit し Mean 値を取得する。これを数時間おきに測定し、横軸に時間、縦軸に Fit 結果の Mean 値をとってプロットすると図 4.4 右のようになる。この結果から、バイトンのシートを内蓋として用いた場合、DBLS の発光量は Mean 値のふらつき $\sim 5\%$ の範囲内で約二日間に変化なしと consistent であることがわかる。各液シンの窒素置換は CYRIC に持ち込む直前に東北大学ニュートリノ科学研究センター (RCNS) のグローブボックス内で流量 500 mL/min で窒素バブリングを 30 分程度行い、バイトンの内蓋を入れてシールした。酸素濃度計 (JIKCO OXY-1-M) でバブリング中の酸素濃

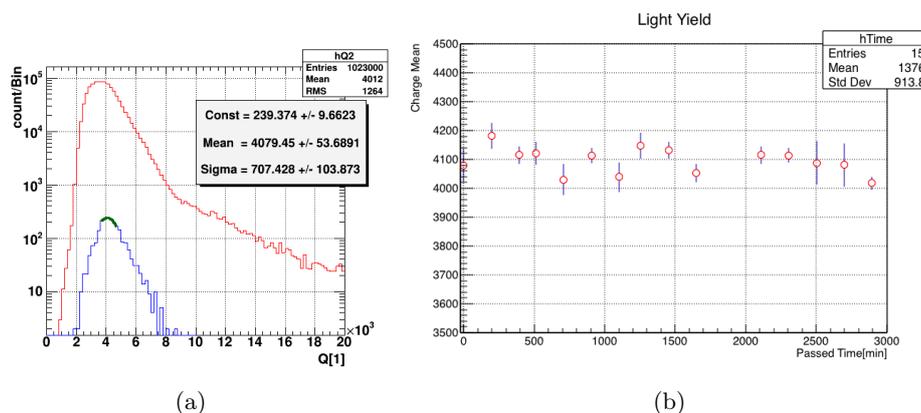


図 4.4: 左: ある時刻の ^{137}Cs 線源を用いた発光測定結果の例。右:発光量の時間推移。

度をモニターしたところ、終了時の酸素濃度は 0.0% であった。

表 4.1: 各液体シンチレーターの組成。

液シン	LAB	PPO	bis-MSB	添加物	特徴
DBLS	100 mL	3 g/L	30 mg/L	-	-
NaphLS	100 mL	7 g/L	30 mg/L	Naphthalen 100 g/L	高 PSD
DINLS	100 mL	7 g/L	30 mg/L	DIN 100 g/L	高 PSD
NEOS	100 mL	3 g/L	30 mg/L	UltimaGold F 10 mL	高 PSD [39]
UGAB	-	-	-	UltimaGold AB 100 mL	市販、高 PSD

4.2.5.2 測定回路

以下に、測定回路を示す。液体シンチレーターの発光は PMT で信号として取り出され、リニア FI/O によりトリガーを作る回路と波形を取得する回路へ分けられる。波形取得には、CAEN 社製の Flash Analog to Digital Converter (FADC) V1730D を使用した。V1730D は 14 bit 波高値分解能のデジタル波形をサンプリングレート 500 MHz で取得できる。今回は波形取得時の窓の幅を 500 ns としているため、1 イベントに入る波形のデータ点は 2 ns 置きで 250 である。図 4.6 はシングルトリガー時の回路図を示して、例として液シン 1ch(DBLS) のシングルトリガー回路を表示している。32 コース側と Logic 回路のある部屋はコネクター盤を通して接続されている。また、FADC1G は同時に測定に用いていた NaI の波形を取得するために使用していたもので、どちらのモジュールにも同じトリガー信号が入るようにしている。一方、図 4.7 はコインシデンストリガー時の回路図を示して、例として液シン 1ch(DBLS) と別 ch のコインシデンストリガー回路を表示している。このトリガーは Birks 定数測定ラン時に使用する。

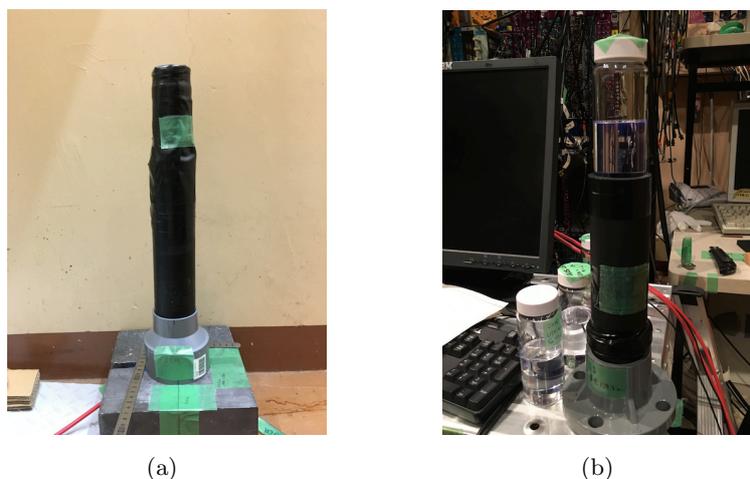


図 4.5: 使用した液体シンチレーター検出器。左のように 2 インチ PMT(H11631) を垂直に立ててその上に液体シンチレーターが入った 150 mL バイアル瓶を置いている。右は遮光のためのカバーを取り付けた後の様子。

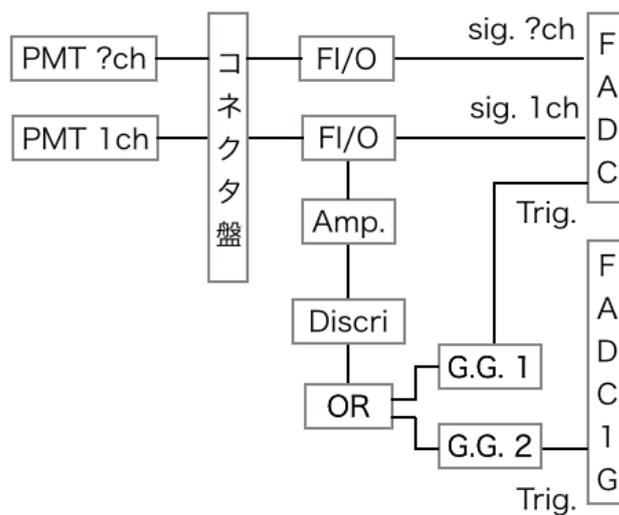


図 4.6: 今回の測定で用いた回路図の例。1ch(DBLS) のシングルトリガーの場合を表している。

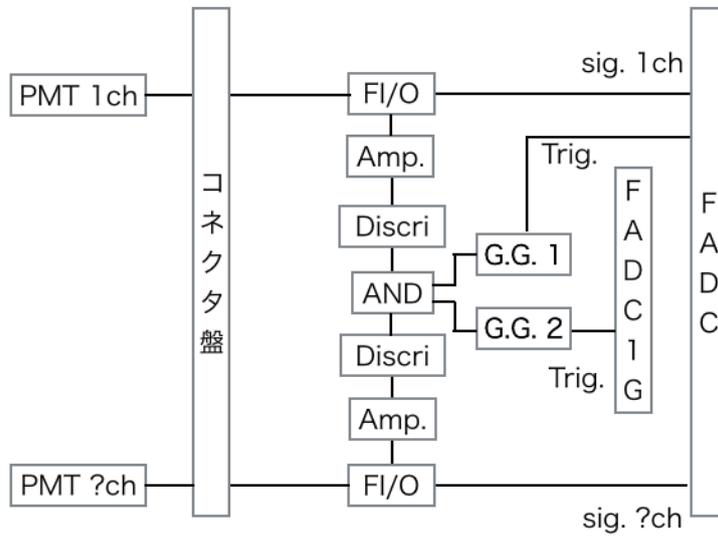


図 4.7: 今回の測定で用いた回路図の例。1ch(DBLS) と別 ch とのコインシデンストリガーの場合を表している。

4.2.6 解析変数の定義

4.2.6.1 FADC 波形から解析変数の算出方法

FADC で取得した波形から解析で用いる各種変数を算出するが、図 4.8 左のように、取得された波形はベースラインから負方向に立ち上がっているため、まず波形のベースライン (PD) を 0 から 20 ns (10 bin) の FADC カウント値の平均値として定義し、そこからデジタル化波形を差し引くことで正方向に立ち上がる波形に変換する (図 4.8 右)。この変換後の波形から波高値や電荷などを計算する。以下に各変数の詳細な定義を記載する。以降は単に波形といったとき、この変換後の波形のことをさす。

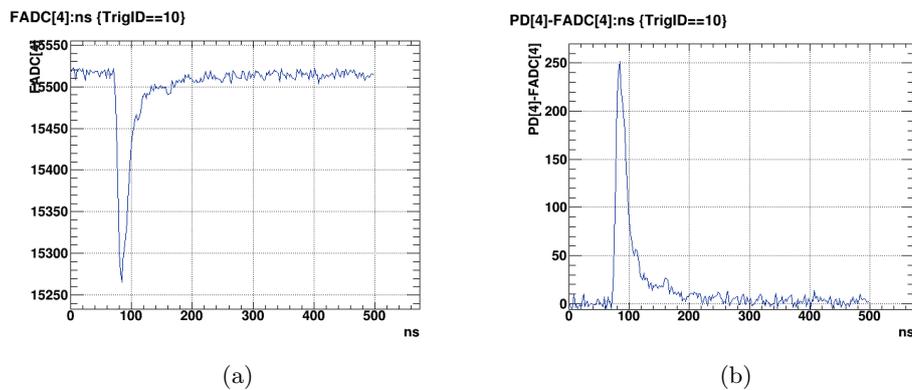


図 4.8: とある事象の液シン波形。右はベースラインを定義し変換した波形。

- PD ... 波形のベースラインとなる変数。FADC 窓の 0 - 20 ns (10 bin) の FADC カウント値の平均値として定義。

- MB ... 波形のピーク位置。このピーク位置を基点に電荷 Q と tail 電荷 Q_{tail} の積分範囲を決めている。
- PH ... 波高値。波形のピーク位置の FADC カウントに相当する。FADC V1730D は $2 V_{pp}$ の範囲を 14 bit でデジタイズ (2^{14} 分割) しているので、PH に $2000/2^{14} \sim 0.122\text{mV}/\text{FADCcount}$ の因子をかけることで mV に変換することができる。
- Q ... 波形の総電荷量。ピーク位置 MB の、前 50 ns(25 bin) から後 250 ns(125 bin) までの 300 ns 範囲を積分した値として定義している。
- Q_{tail} ... 波形の tail 部分の電荷量。ピーク位置 MB の、後 40 ns(20 bin) から後 250 ns(125 bin) までの 210 ns 範囲を積分した値として定義している。
- PSD ... Q_{tail}/Q_{total} 、つまり Q_{tail} と Q の比を取った値。おもに中性子と γ 線を識別するための変数として使用する。
- RPHQ ... PH/Q 、つまり波高値と電荷の比を取った値。ダイナミックレンジの範囲内であれば液シン波形の PH/Q は一定値を取るが、波高値の大きいショットノイズのような鋭い波形は液シン波形の PH/Q より大きい値を取るため、この変数によって識別することができる。
- CHI ... 図 4.9 で示されるテンプレート波形を reference としたときの、データ波形の χ^2 値。図 4.10 のようなノイズ波形や、パイルアップ事象の波形は χ^2 が極端に大きくなるため取り除くことができる。

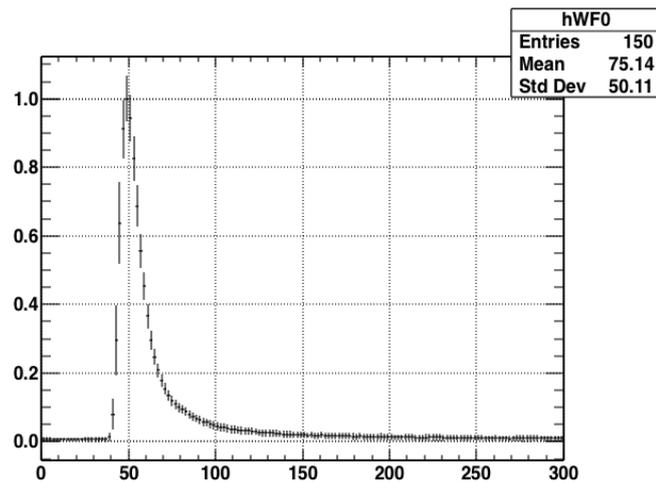


図 4.9: χ^2 を計算するために使用した液シンのテンプレート波形。

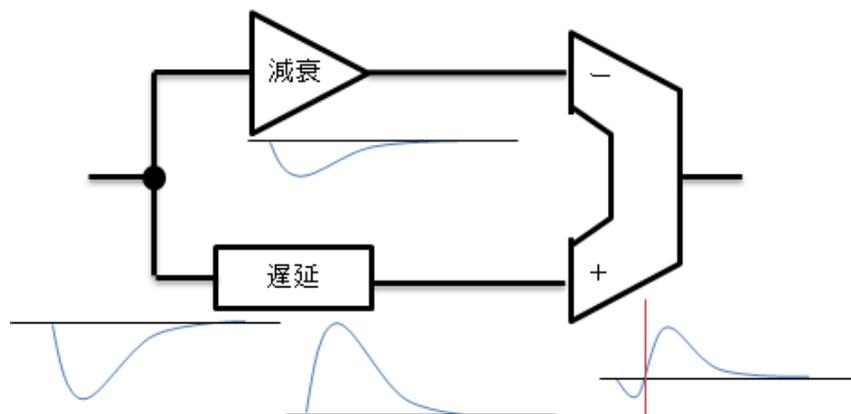
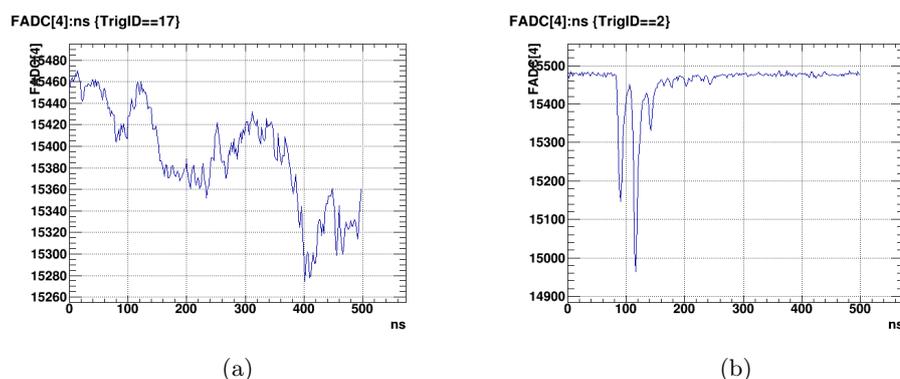


図 4.11: CFD 回路の内部処理の様子。

図 4.10: 典型的なノイズ波形。このような波形は χ^2 が極端に大きくなるため取り除くことができる。

4.2.6.2 CFD の方法による時間の定義

500 MHz サンプリング FADC で取得したデジタル波形は 2 ns おきにしかデータがないため、タイミングの定義に波形のピーク位置を使うと時間分解能が悪い。特に、TOF 法から中性子の運動エネルギーを再構成したいので時間分解能の良いタイミングの定義が必要となる。そこで、取得した波形データを用いて、オフラインの解析で Constant Fraction Discriminator(CFD) 回路によるタイミング定義を行うことにした。CDF 回路の内部では、入力信号を遅延させた波形から、入力信号を減衰させたものを引くことで図 4.11 のような波形を生成しており、その波形の負から正への立ち上がりとベースライン (= 0) が交差する点 (Zero Crossing Time) をタイミングと定義している。この Zero Crossing Time は波高値、つまりエネルギーに依存しないため時間分解能の良いタイミング定義になる。本解析ではデータとして持っているのはすでにデジタル化された波形であるため、正確な Zero Cross Time の位置にデータ点がない場合もある。そこで、波形をスプライン曲線で補間し連続関数とすることで Zero Crossing Time を決めることにした。具体的には、以下の手順でタイミングを定義した。

1. 入力波形を 20 ns(10 bin) 遅延させた波形 (図 4.12 左の赤線) と、0.5 倍に減衰させさらにベースラインに対して反転させた波形 (図 4.12 左の青線) を合成し図 4.12 右の CFD 波形を作り、これをスプライン曲線で補間し連続関数とする。
2. 初期値を CFD 波形が極小を取る点として、そこから 0.001 刻みで CFD 波形が 0 となる点を探索し Zero Crossing Time(図 4.12 右の赤点) とした。

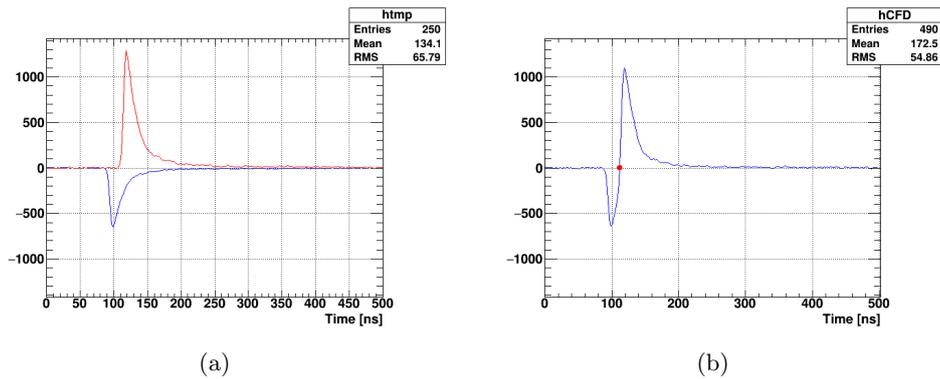


図 4.12: オフライン解析による CFD 出力波形を使った時間定義。

4.3 線源を使った校正

4.3.1 エネルギー校正

各 ch の電荷 Q を、入射粒子が液シンに落としたエネルギーに変換するために線源を用いたキャリブレーションを行った。使用した線源は ^{137}Cs 、 ^{60}Co と ^{241}Am - ^9Be の 3 つの γ 線線源で、それぞれ 0.662 MeV、1.17 MeV と 1.33 MeV、4.43 MeV の単色 γ 線を放出する。液シンの場合、これらの γ 線の Q 分布はコンプトンエッジを示すので、これを用いてエネルギースケールを入れる。

4.3.1.1 セットアップ

線源は図 4.13 のように各液シンの半分の高さの位置に来るようにバイアル表面に貼り付け、測定を行った。AmBe はレートが低く統計をためるため数時間に渡って測定したが、同時に他の ch のバックグラウンド (線源なし) を測定するため線源を取り付けた ch のシングルトリガーではなく同時に測定している他 ch と OR をとっている。

4.3.1.2 データ解析

エネルギー校正用データの解析は以下の手順で行った。

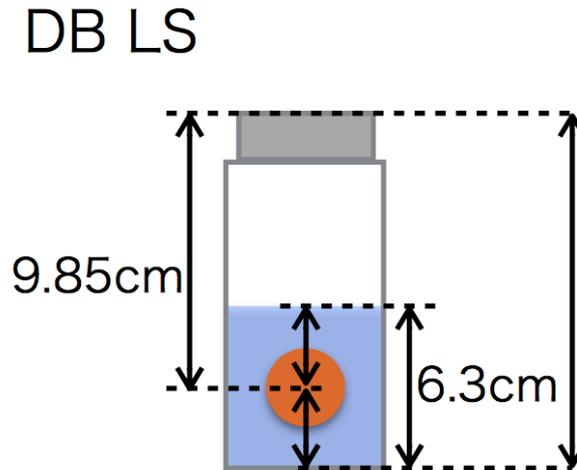


図 4.13: 1ch(DBLS) のキャリブレーション時の線源の位置。液シン毎に液面高さは異なるが、必ず中央にくるように線源を貼り付けた。

各 ch 共通の基本カット条件

- $30 < MB < 60$
 - … 線源による信号を選択するために大きくタイミングが外れたものをカットするために課す。
- $Q > 0 \ \& \ PSD > 0$
 - … PD の計算領域にショットノイズが入ったり、液シンの立ち上がりの一部が入ってしまった場合、PD が正しくベースラインの値を取れないため変換後の波形のベースラインは 0 を下回る。このとき Q や Q_{tail} が負の値になるので、このようなイベントを取り除き、まともな波形を要求するためのカット。
- $CHI < 10000$
 - … 大きく液シン波形の形から外れたノイズ波形除くためのカット。しかし、 Q_{tail}/Q_{total} の大きい波形に関しても CHI は大きくなってしまうため、中性子由来のイベントを削り過ぎないようにこの条件を設定した。

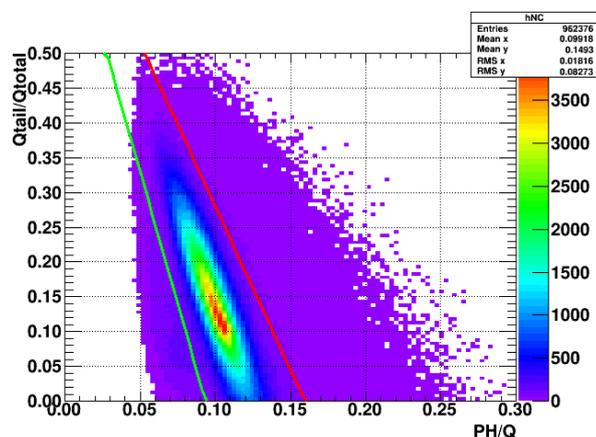
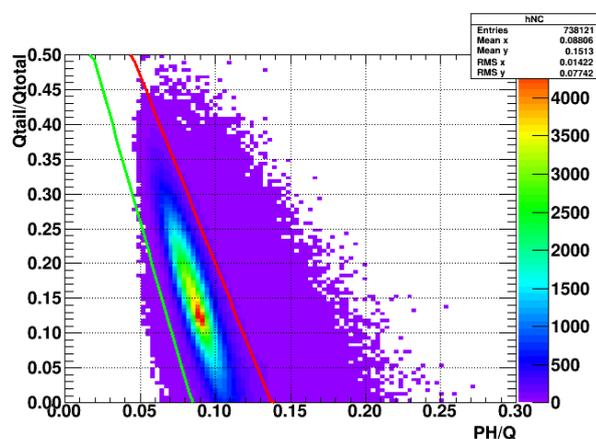
ノイズカット

ショットノイズのような鋭い波形は液シン波形に対して PH/Q が大きくなり、また図 4.10 の右のような波形の場合 PH/Q が比較的小さくなるため、 PH/Q に条件を課すことで排除できる。 Q_{tail}/Q_{total} と PH/Q の相関(図 4.14)を見ると、液シン信号らしいイベントの集中している部分にも Q_{tail}/Q_{total} と PH/Q に相関があることがわかる。これは液シンの波形でも Q_{tail}/Q_{total} の大きい中性子由来の波形は PH/Q が比較的小さくなり、反対に γ 線由来の信号波形は Q_{tail}/Q_{total} は小さいが PH/Q は比較的

大きくなるためであることが考えられる。よって、このクラスターだけを選ぶように、図 4.14 に引いた直線で囲まれた範囲を選択するようなカット条件を課した。各 ch ごとの直線のパラメーターを以下の表にまとめる。

表 4.2: ノイズカット条件

ch	条件
1ch (DBLS)	$PSD > -7.6 \times PH/Q + 0.71$ and $PSD < -4.7 \times PH/Q + 0.75$
2ch (NaphLS)	$PSD > -7.6 \times PH/Q + 0.64$ and $PSD < -5.4 \times PH/Q + 0.74$
3ch (DINLS)	$PSD > -6.5 \times PH/Q + 0.70$ and $PSD < -4.8 \times PH/Q + 0.78$
4ch (NEOS)	$PSD > -8.6 \times PH/Q + 0.69$ and $PSD < -6.7 \times PH/Q + 0.83$
5ch (UGAB)	$PSD > -5.0 \times PH/Q + 0.60$ and $PSD < -4.8 \times PH/Q + 0.89$

図 4.14: 1ch(DBLS) の AmBe 線源測定の Q_{tail}/Q_{total} と PH/Q の二次元プロット。図 4.15: 2ch(NaphLS) の AmBe 線源測定の Q_{tail}/Q_{total} と PH/Q の二次元プロット。

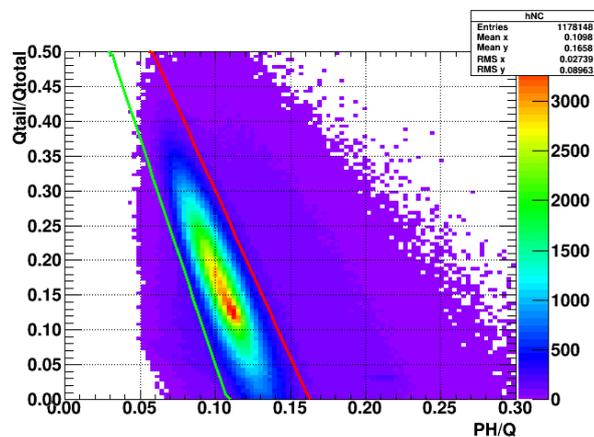


図 4.16: 3ch(DINLS) の AmBe 線源測定 の Q_{tail}/Q_{total} と PH/Q の二次元プロット。

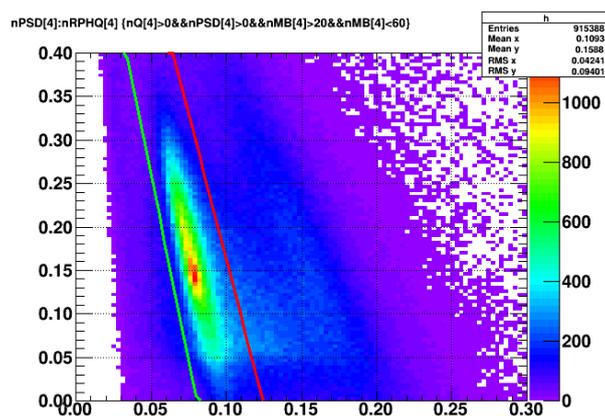


図 4.17: 4ch(NEOS) の AmBe 線源測定 の Q_{tail}/Q_{total} と PH/Q の二次元プロット。

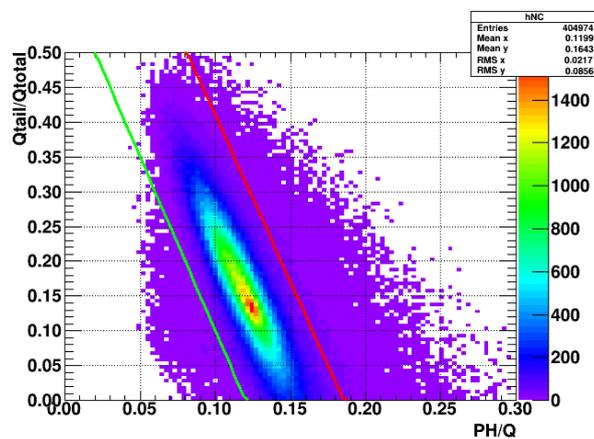


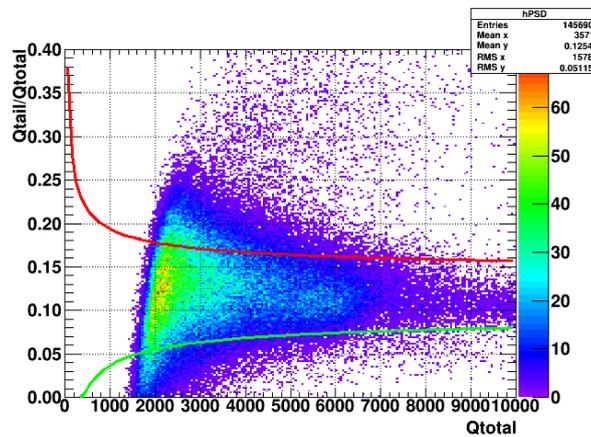
図 4.18: 5ch(UGAB) の AmBe 線源測定 の Q_{tail}/Q_{total} と PH/Q の二次元プロット。

PSD による中性子イベントカット

AmBe 線源は 4.43 MeV の γ 線他に中性子も放出しているため、 γ 線によるイベントが中性子イベントに埋もれてコンプトンエッジが見えなくなってしまう。よって、PSD で γ 線らしいイベントだけ選択する。選別条件は以下の表にまとめる。図 4.19 から図 4.23 は各 ch の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と Q の二次元相関を示していて、図中の赤線は n/ γ 識別の曲線、緑線は上記のノイズカットで取り除くことのできなかった液シン波形とは明らかに異なるショットノイズのような波形と gamma-like 波形を識別する曲線である。つまり表 4.3 の条件は、図中の赤線と緑線で挟まれる領域 (gamma-like) を選択するための条件を表している。

表 4.3: PSD カット条件

ch	条件
1ch (DBLS)	$PSD > 1.70 \times Q^{-0.5} + 0.14$ and $PSD < -2.0 \times Q^{-0.5} + 0.10$
2ch (NaphLS)	$PSD > 1.70 \times Q^{-0.5} + 0.14$ and $PSD < -2.0 \times Q^{-0.5} + 0.11$
3ch (DINLS)	$PSD > 1.70 \times Q^{-0.5} + 0.14$ and $PSD < -2.0 \times Q^{-0.5} + 0.11$
4ch (NEOS)	$PSD > 1.63 \times Q^{-0.5} + 0.16$ and $PSD < -2.0 \times Q^{-0.5} + 0.13$
5ch (UGAB)	$PSD > 1.70 \times Q^{-0.5} + 0.14$ and $PSD < -2.0 \times Q^{-0.5} + 0.12$

図 4.19: 1ch(DBLS) の AmBe 線源測定の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と Q の二次元プロット。

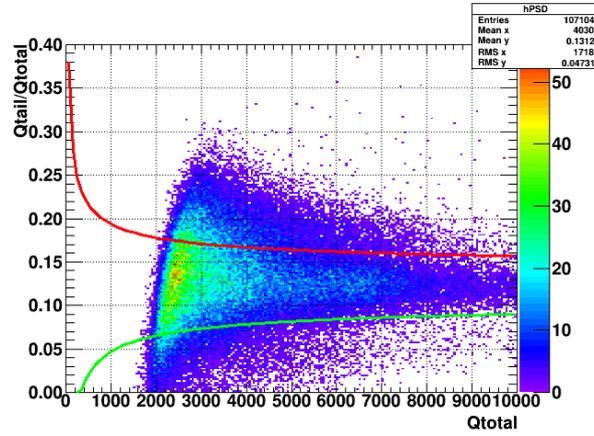


図 4.20: 2ch(NaphLS) の AmBe 線源測定 の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と Q の二次元プロット。

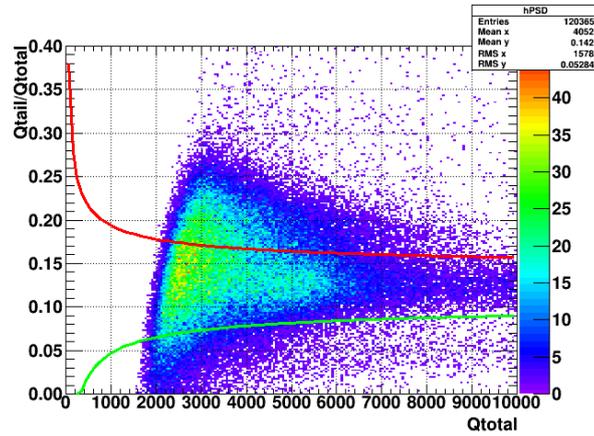


図 4.21: 3ch(DINLS) の AmBe 線源測定 の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と Q の二次元プロット。

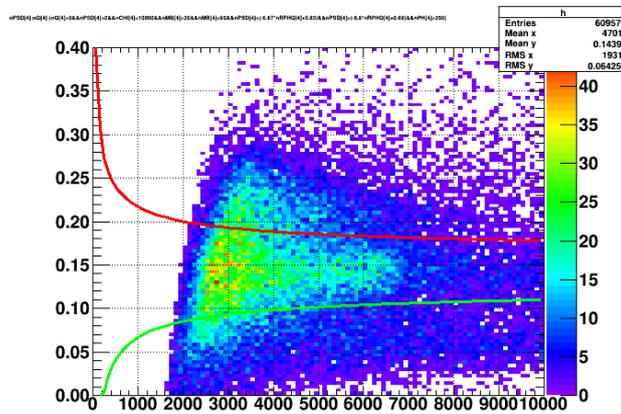


図 4.22: 4ch(NEOS) の AmBe 線源測定 の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と Q の二次元プロット。

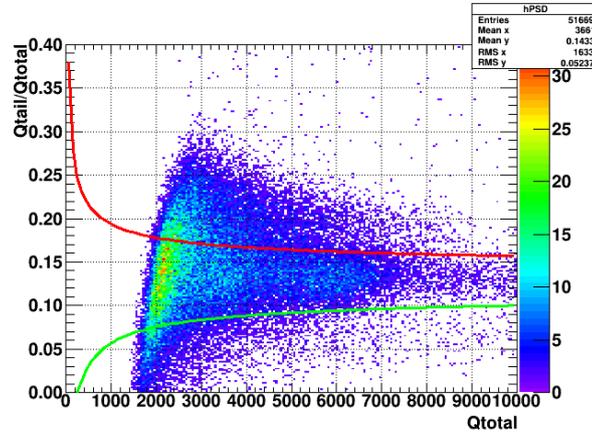


図 4.23: 5ch(UGAB) の AmBe 線源測定 の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と Q の二次元プロット。

4.3.1.3 エネルギースケール

上記のカットをかけた後の各線源ランの Q 分布を示す。各線源ランの Q 分布は図 4.24 のようにそれぞれコンプトンエッジを示しているため、その位置を特定するためにガウス関数で Fit し、高さが半分になる位置 (Mean + HWHM) をコンプトンエッジとした。このコンプトンエッジの Q を縦軸にとり、コンプトンエッジに対応する反跳電子が液シンに落とすエネルギーを横軸にとってプロットすると図 4.24 のようになる。これを直線 4.12 で Fit することで Q と Visible エネルギー (E_{vis}) を対応させる変換式を得る。表 4.5 に Fit 結果をまとめる。

$$Q = a \times E_{\text{vis}} + b \quad (4.12)$$

$$E_{\text{vis}} = (Q - b)/a$$

表 4.4: コンプトンエッジに対応する反跳電子が液シンに落とすエネルギー。

線源	γ 線エネルギー E_{γ}/MeV	コンプトンエッジ $E_{\text{comp}}/\text{MeV}$
^{137}Cs	0.662	0.478
^{60}Co	1.17, 1.33	0.960, 1.12
$^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$	4.43	4.19

表 4.5: Q と E_{vis} の変換式 4.12 の Fit 結果

ch	a	b
1ch (DBLS)	1530.12 ± 21.3718	113.976 ± 14.9383
2ch (NaphLS)	1747.94 ± 19.9051	100.472 ± 12.8579
3ch (DINLS)	1421.23 ± 28.0501	134.632 ± 21.2221
4ch (NEOS)	1600.12 ± 20.0013	112.806 ± 15.0657
5ch (UGAB)	1635.43 ± 16.3053	88.8763 ± 11.5856

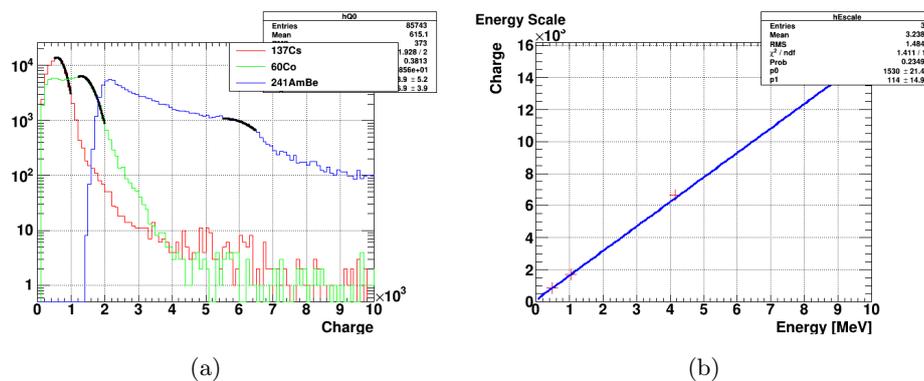


図 4.24: 左: 1ch(DBLS) の各線源によるコンプトンエッジ付近の Q スペクトル。右: エネルギースケールの Fit 結果。

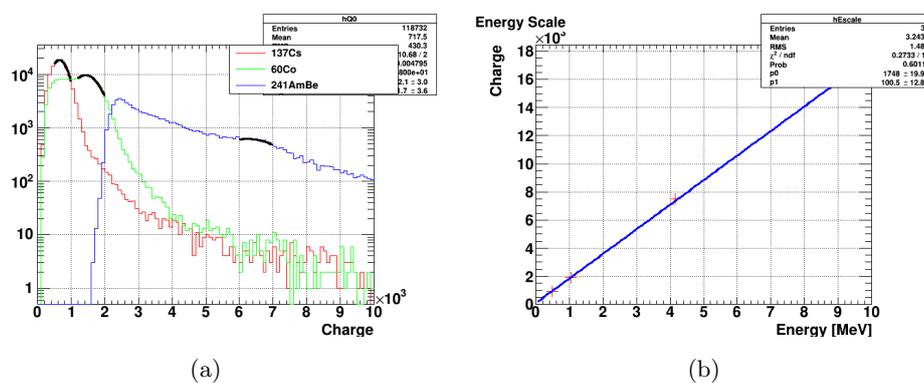


図 4.25: 左: 2ch(NaphLS) の各線源によるコンプトンエッジ付近の Q スペクトル。右: エネルギースケールの Fit 結果。

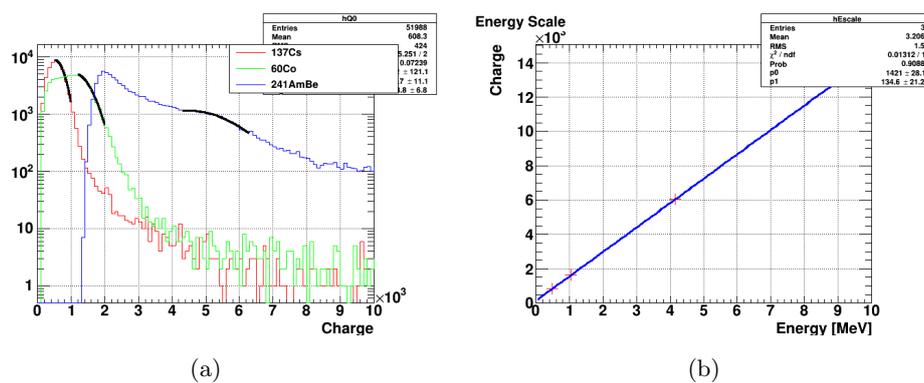


図 4.26: 左: 3ch(DINLS) の各線源によるコンプトンエッジ付近の Q スペクトル。右: エネルギースケールの Fit 結果。

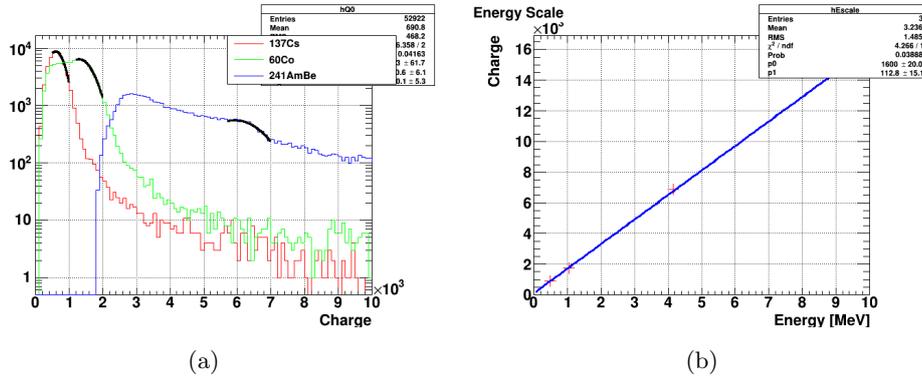


図 4.27: 左: 4ch(NEOS) の各線源によるコンプトンエッジ付近の Q スペクトル。右: エネルギースケールの Fit 結果。

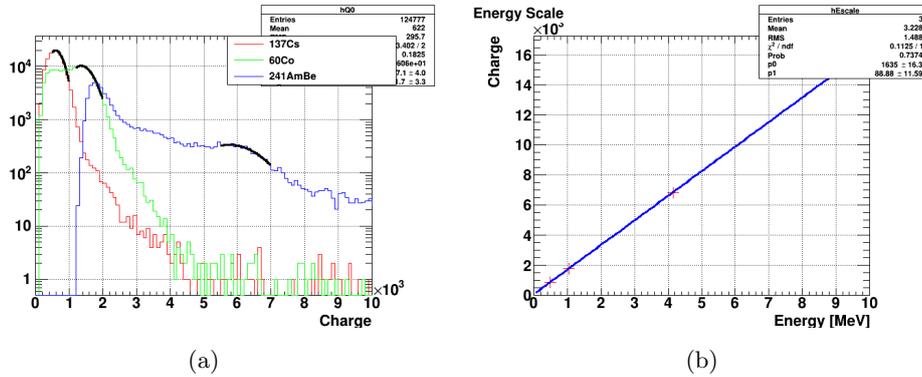


図 4.28: 左: 5ch(UGAB) の各線源によるコンプトンエッジ付近の Q スペクトル。右: エネルギースケールの Fit 結果。

4.3.2 各チャンネル間の時間差校正

Birks 定数の測定を行う際、入射中性子の運動エネルギー (E_{ini}) と散乱中性子の運動エネルギー (E_{out}) を TOF 法で測定するため、各 ch 間に時間差の校正が必要である。前者は Cu ターゲットの即発 γ 線を使って校正し (後述)、後者は ^{60}Co の 2 本の γ 線を使った測定を行い、あらかじめ時間差を把握することにした。特に 1ch と 4ch を基準にして解析した。

4.3.2.1 セットアップ

各 ch 間の時間差のオフセットを測定するために、図 4.29 のように中央に置いた ^{60}Co 線源を囲むように 5 本の液シン検出器を配置した。線源中心から各液シン表面までの距離を表 4.6 にまとめた。液シンの半径は 2.54 cm であるから γ 線の飛行時間の不確かさ $\Delta t \sim 0.1\text{ns}$ 程度となる。トリガー条件は各 ch のシングルトリガーで、解析時にイベントセレクションを行いコインシデンスを取った。

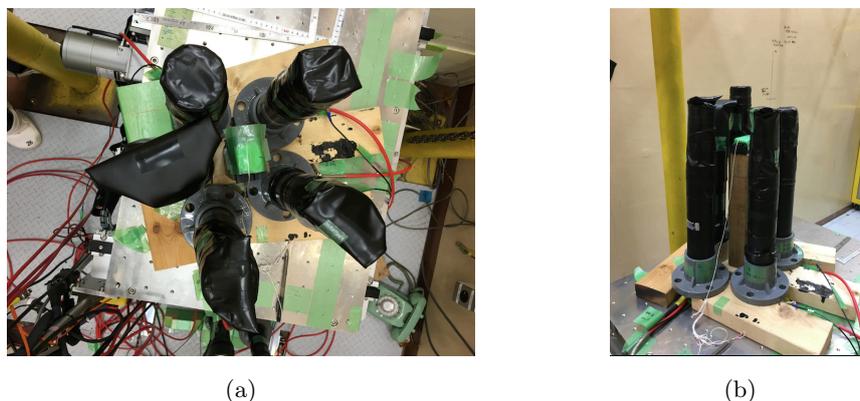


図 4.29: ^{60}Co を用いた ch 間時間差測定セットアップ。中央の ^{60}Co を囲むように液シンを配置している。

4.3.2.2 信号セレクション

液シンの信号らしいイベントのみ選ぶため、上の基本カット条件とノイズカットを課している。後で、セレクション追記

4.3.2.3 ch 間時間差測定の結果

上記のセレクションによって選ばれた ^{60}Co による 4ch と他 ch とのコインシデンスイベントの時間差のヒストグラムをそれぞれ示す。ch 間に時間差がない場合、時間差のヒストグラムは平均 0 で分布するはずである。しかし、図 4.30 の各ヒストグラムは原点 (0 ns) に対して数 ns ずれてた場所に分布している。よって、4ch のタイミングに対して各 ch に時間のずれがあることがわかる。この時間差分布の平均を 0 にするように、各 ch にオフセットを設定することで ch 間タイミング校正を行う。設定したオフセット値を表 4.6 にまとめる。

表 4.6: 各 ch 間の時間差測定の結果。

ch	線源からの距離 /cm	ch 間時間差オフセット値 /ns
1 ch	7.5	2.261
2 ch	5.5	0.394
3 ch	8.5	3.278
4 ch	7.0	-
5 ch	5.5	5.792

4.4 NEOS 液体シンチレーターの Birks 定数測定

4.4.1 セットアップ

Li 及び Cu ターゲットから 3.43 m 離れた中性子ビーム軸上に Birks 定数を測定したい液シンサンプルを配置し、そこから ~1m 離れた位置に散乱角が 30、52、65、90

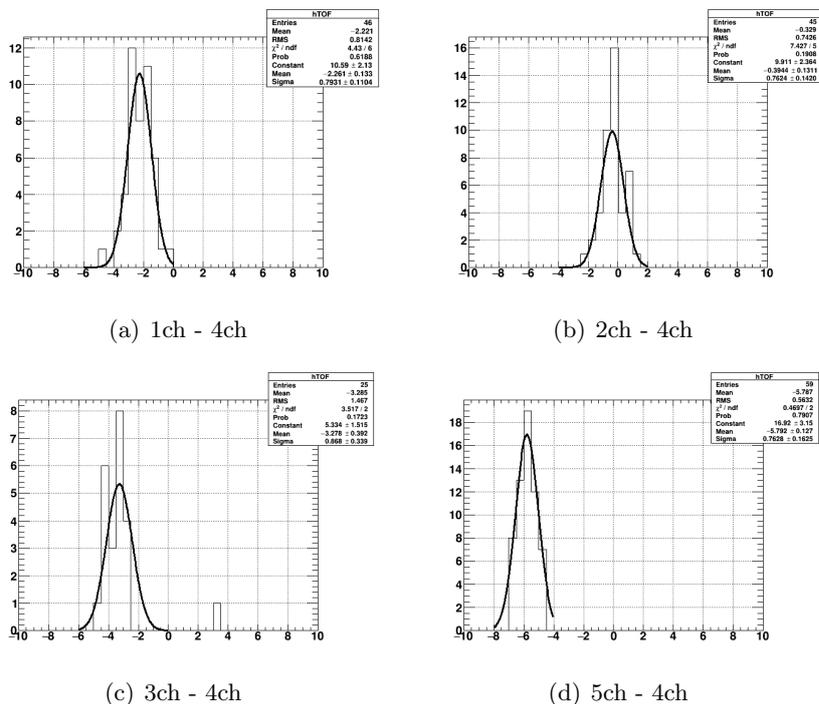


図 4.30: ch 間時間差測定の結果。Gaussian で fit しているが、ヒストグラムの Mean と Gaussian の Mean 値は Fit 誤差の範囲で一致している。

度になるように残りの液シン検出器を配置した。各 ch の位置の詳細は表 4.7 にまとめる。陽子ビームのカレントは Cu ターゲットラン、Li ターゲットラン共に 100 nA に設定した。トリガーは、ターゲット液シンのシングルとターゲット液シンと各散乱角方向の液シンとのコインシデンストリガーでそれぞれ測定した。また、FADC v1730D の 0ch で RF 信号をの波形を取得し、解析で γ 線または中性子の飛行時間を特定できるようにした。

表 4.7: 各液シンの配置。原点はターゲット液シンである 4ch(NEOS) にとっている。

ch	x /cm	y /cm	z /cm
1 ch	0.0	64.3	-83.2
2 ch	-20.0	0.0	-88.7
3 ch	-30.0	40.3	-81.7
4 ch	0.0	0.0	0.0
5 ch	0.0	86.6	-51.4

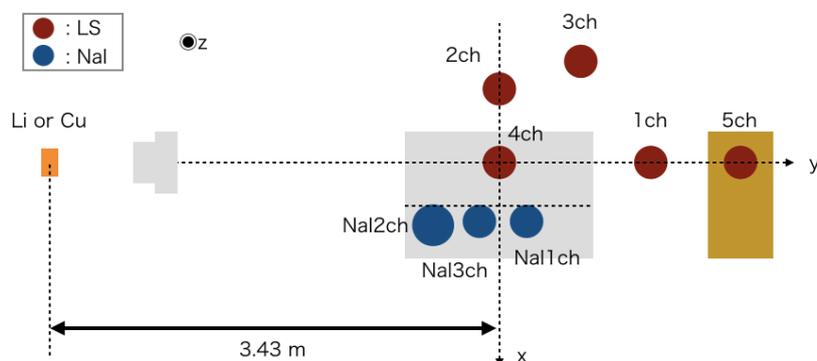


図 4.31: 4CH (NEOS) の Birks 定数測定ラン時のセットアップの鳥瞰図。

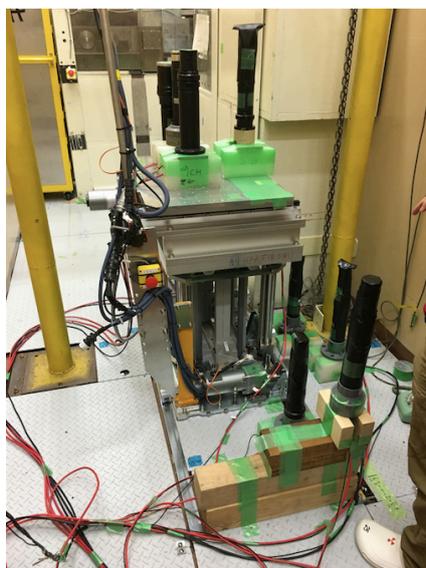


図 4.32: 4CH (NEOS) の Birks 定数測定ラン時のセットアップの写真。

4.4.2 解析

4.4.2.1 PSD による粒子識別

まず、PSD で粒子識別の条件をつける。Birks 定数を np 弾性散乱のイベントを用いて測定するため、ターゲット液シン (4ch NEOS) では陽子による信号のみを選ぶ必要がある。また、各散乱角方向に配置した液シンでアクシデンタルな γ 線バックグラウンドによるイベントを落とすため、陽子反跳、核破碎を問わないが中性子による信号を要求する必要がある。今回は、式 4.13 のパラメーター a と b を設定することで、ch 毎に gamma-like、neutron-like、deuteron-like な信号を定義した。識別条件は表 4.8 にまとめ、図 4.33 と 4.34 に各 ch 毎の式 4.13 の識別ラインを引いた $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と E_{vis} の二次元プロットを示す。

$$\frac{Q_{\text{tail}}}{Q_{\text{total}}} = \frac{a}{\sqrt{E_{\text{vis}}}} + b \quad (4.13)$$

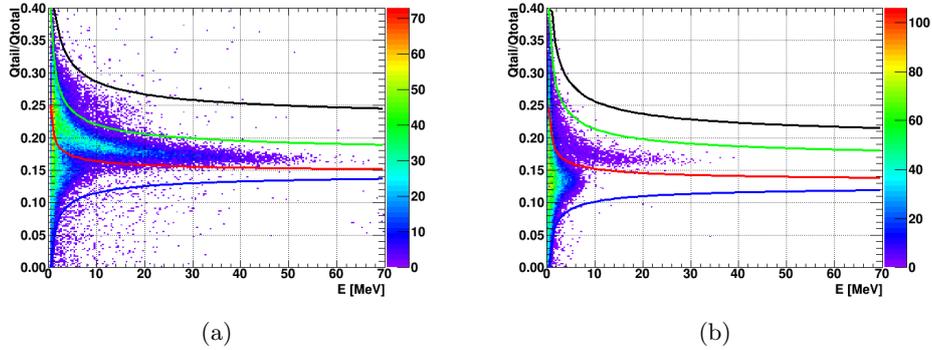


図 4.33: 4, 5ch の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と E_{vis} の二次元分布。

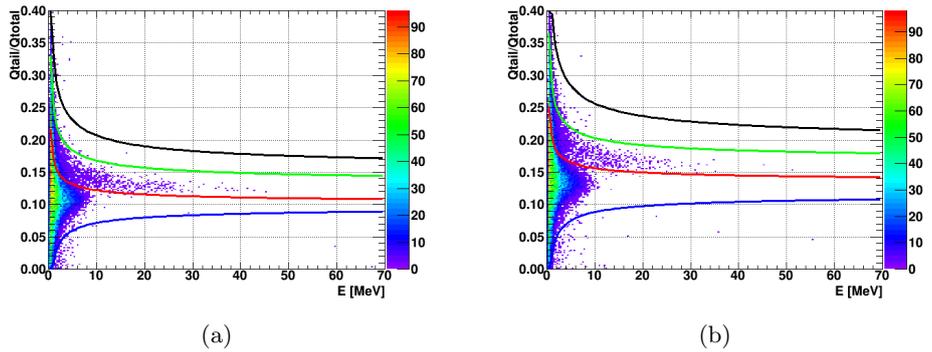


図 4.34: 1, 3ch の $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{total}}$ と E_{vis} の二次元分布。

4.4.2.2 ビームイベントの飛行時間同定方法

ビームイベントの飛行時間の同定には RF 信号とターゲット液シンの信号の時間差を用いる。液シン信号のタイミング定義は上述した CFD の方法である。ビームタイミングは、ターゲット液シンの信号を基準にして RF 信号波形から以下の手順で定義した。

1. FADC 0ch で取得した RF 信号のデジタイズ波形の最大値と最小値の平均値を 0 に合わせるようにオフセットを設定する。
2. デジタイズ波形をスプライン曲線で補間し連続曲線に変換する。
3. ターゲット液シン (4ch) のタイミングの 25 ns 前から FADC 窓の時間を遡る方向に向かって RF 信号の立ち上がり点 (= ビームタイミング) を探索する。立ち上がり点は、スプライン補間した連続曲線が 0 と交差する最初の点と定義する。

図 4.35 左はあるイベントの RF 信号波形と液シン信号を CFD 波形に変換したもので、縦軸は規格化している。また、図中の赤塗り点が上記の手順で再構成したビームタイミング、青点が液シンの CFD で定義したタイミングを表しており、定義通り Zero Cross する立ち上がり点を RF 信号から選べていることがわかる。ここで、液シンのタイミングの前 25 ns から立ち上がり点を探索しているのは、次のような理由のためである。CFD でタイミングを取る時、実際の液シン波形の立ち上がりより遅い位置でタイミングを定義している。仮に 25 ns のオフセットを設けずにビームタイミングを探索とき、例えば図 4.35 の右のように液シンタイミング (青点) と RF 信号 (赤線) の立ち上がり点が近い場合は、実際の液シン波形 (青破線) の立ち上がりの位置よりも後ろにビームタイミングが再構成されてしまうことになる。液シンの発光と粒子の飛行時間を考えると、一番近い RF 信号の立ち上がり点でビームタイミングを取るのとは妥当とは言えず、実際には一つ前のパルスによるイベントの可能性が高いと言える。ゆえに約 20 ns のオフセットを設けることで、タイミングを CFD の方法で取りつつ実際の液シン波形の立ち上がりより前であることを要求するようにしている。また、図 4.35 の右のようなビームタイミングらしい位置が FADC 窓の範囲外にあり TOF が同定できないイベントには Badness のフラグをつけて解析でカットする。

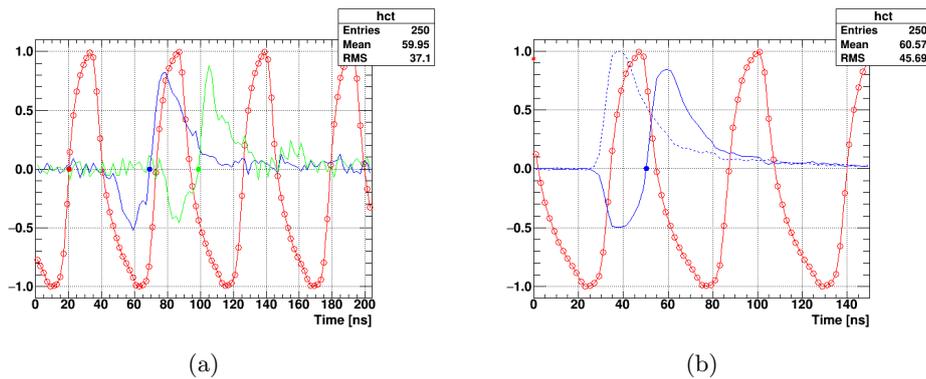


図 4.35: 左: RF 信号波形と CFD 波形の位置関係の例。Beam タイミング (赤塗り点) が正しく定義できている事象。右: RF 信号波形、CFD 波形、元の液シン波形の位置関係の例。この事象は Beam タイミングが正しく定義できていない (= Badness) ことを表している。

4.4.2.3 Cu 標的データを用いた TOF の校正

ターゲット液シンにおいて入射中性子ビームの TOF の校正を行うために同じセットアップで Cu ターゲットランを測定している。Cu と陽子ビームの反応による即発 γ 線を選ぶために、基本カットとノイズカットを課した上で、4ch で gamma-like イベントを選択した。Cu ターゲットランのビームタイミングと 4CH のタイミングの時間差を示す。ピークを示す部分を Gaussian で Fit し、その Mean 値をビームタイミングと 4CH の時間差のオフセットの値が足された即発 γ 線の TOF であるとした。これを基準として Li ターゲットラン時のビーム中性子の TOF を校正する。

$$\begin{aligned}\Delta t_{4\text{ch-Beam}} &= \text{TOF}_{\gamma} + \text{offset} \\ &= \frac{L}{c} + \text{offset}\end{aligned}\quad (4.14)$$

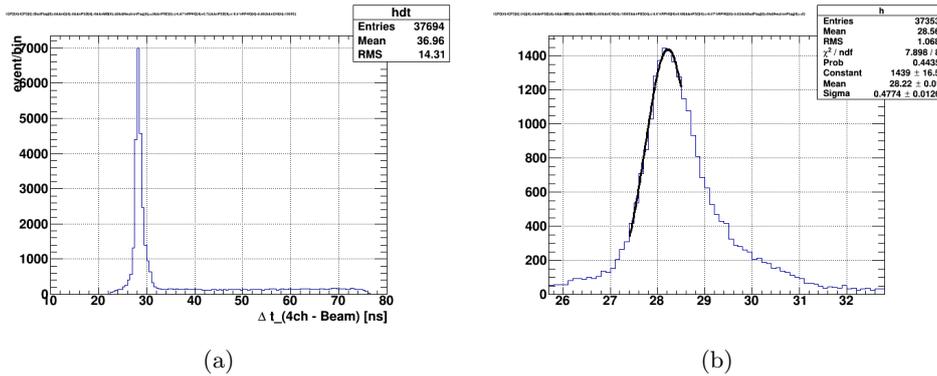


図 4.36: 左: Cu ターゲットラン時の γ 線のオフセットを含んだ飛行時間の分布。右: 左図のピーク付近を拡大した図。ピークを Gaussian で Fit している。

4.4.2.4 中性子ビームのエネルギー分布

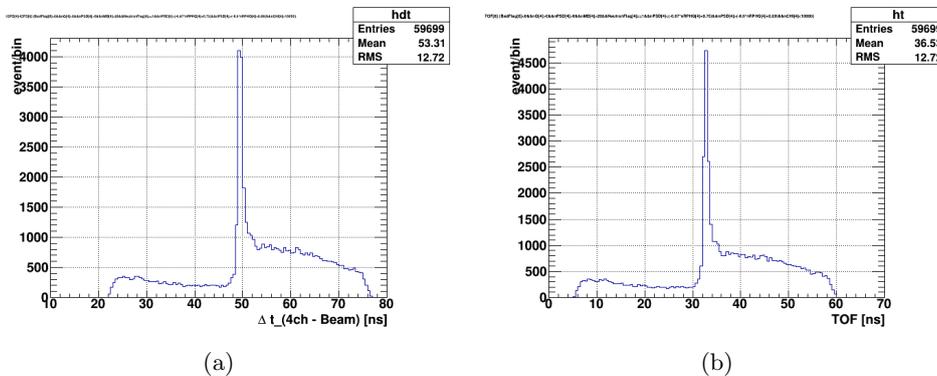


図 4.37: 左: Li ターゲットラン時の中性子のオフセットを含んだ飛行時間分布。右: 即発 γ 線の飛行時間で校正した中性子の飛行時間分布。

Li ターゲットランのビームタイミングと 4ch の時間差の分布を図 4.37 左に示す。ここでは基本カットとノイズカットに加えて PSD で neutron-like を要求するカットをかけている。この時間差にはビームタイミングと 4ch のオフセットが含まれているため、Cu ランの時間差を用いて中性子の飛行時間に変換する。変換後、つまり ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応で生成される中性子の TOF の分布が図 4.37 右になる。図 4.38 が式 4.10 で TOF からビーム中性子の運動エネルギーに変換し横軸を運動エネルギーに取りプロットしたもので、70 MeV の陽子ビームで生成される準単色ビームが得られていることがわかる。また 20 MeV 程度までに低いエネルギーの中性子イベントが存在しており、 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応のテール成分も TOF 法で再構成できていることが確認できる。

$$\begin{aligned} \text{TOF}_\gamma &= \Delta t_{\text{Li}} - \Delta t_{\text{Cu}} + \frac{L}{c} \\ &= \Delta t_{\text{Li}} - 28.22 + \frac{3.43}{2.99792^{-1}} \end{aligned} \quad (4.15)$$

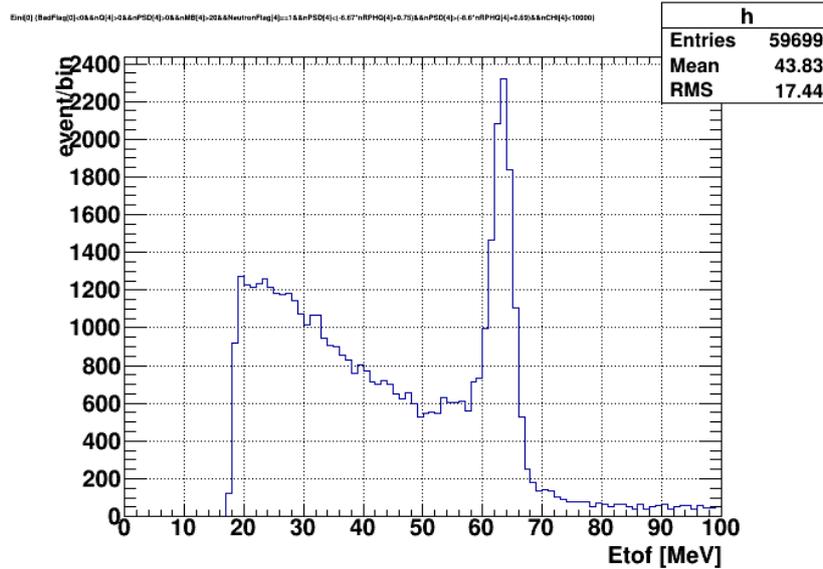


図 4.38: TOF 法で測定された Li ターゲットラン時の中性子のエネルギースペクトル。 ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応の準単色ピークが再構成されていることが確認できる。

4.4.2.5 角度毎の np 弾性散乱事象

4ch で反跳陽子が落としたエネルギーを知るためには、np 弾性散乱が 1 回だけ起こった事象を選択する必要がある。ここからは、各角度 (30、52、65 度) 方向にある液シンとターゲット液シンとのコインシデンストリガーで取得したデータから反跳陽子による事象を選出していく。ターゲット液シンである 4ch NEOS で基本カットをノイズカットを課し、さらにコインシデンスをとった液シン (5ch UGAB、1ch DBLS、3ch DINLS) でも同様に基本カット、ノイズカットをかけておく。ここから散乱中性子らしいイベントを選別するために 4ch では PSD で neutron-like なイベントを、1、3、5ch においては 4ch で散乱された中性子が選べればよいので、統計を増やすために neutron-like だけでなく deuteron-like のイベントを選択し解析に使用する。図 4.33 と図 4.34 はコインシデンスイベントの PSD と Evis の二次元プロットで、図 4.33 左がターゲット液シンである 4ch、右が 5ch (散乱角 30 度) のものである。また図 4.34 左は 1ch (散乱角 52 度) のもの、右が 3ch (散乱角 65 度) の分布である。各図上の、赤線は n/γ 識別の曲線、緑線は n/d 識別の曲線、黒と青線は液シン波形らしくない波形の事象を排除するためのカットラインをそれぞれ示している。つまり、赤と緑線で囲まれた領域を neutron-like な事象 (= 反跳陽子による事象) と定義している。また各散乱角方向の液シンにおける粒子識別条件としては、より中性子による事象の統計量を増や

すため、黒線と赤線で囲まれた領域 (neutron-like と deuteron-like) を選択している。各曲線は式 4.13 で定義されており、識別条件は表 4.8 にまとめられている。

表 4.8: PSD による粒子識別条件

ch	neutron-like	deuteron-like
1ch DBLS	$PSD > 0.080/\sqrt{E_{vis}} + 0.090$ $PSD < 0.120/\sqrt{E_{vis}} + 0.125$	$PSD < 0.170/\sqrt{E_{vis}} + 0.140$ $PSD > 0.120/\sqrt{E_{vis}} + 0.125$
2ch NaphLS	$PSD > 0.070/\sqrt{E_{vis}} + 0.115$ $PSD < 0.110/\sqrt{E_{vis}} + 0.150$	$PSD < 0.210/\sqrt{E_{vis}} + 0.170$ $PSD > 0.110/\sqrt{E_{vis}} + 0.150$
3ch DINLS	$PSD > 0.070/\sqrt{E_{vis}} + 0.115$ $PSD < 0.110/\sqrt{E_{vis}} + 0.150$	$PSD < 0.210/\sqrt{E_{vis}} + 0.170$ $PSD > 0.110/\sqrt{E_{vis}} + 0.150$
4ch NEOS	$PSD > 0.063/\sqrt{E_{vis}} + 0.144$ $PSD < 0.160/\sqrt{E_{vis}} + 0.170$	$PSD < 0.213/\sqrt{E_{vis}} + 0.220$ $PSD > 0.160/\sqrt{E_{vis}} + 0.170$
5ch UGAB	$PSD > 0.080/\sqrt{E_{vis}} + 0.120$ $PSD < 0.170/\sqrt{E_{vis}} + 0.160$	$PSD < 0.210/\sqrt{E_{vis}} + 0.190$ $PSD > 0.170/\sqrt{E_{vis}} + 0.160$

$$\beta_{ini} = \sqrt{1 - \left(\frac{M_n}{M_n + E_{ini}} \right)^2} \quad (4.16)$$

$$E_{out} = \frac{2M_p \beta_{ini}^2 (M_n + E_{ini})^2 \cos^2 \theta}{(M_n + E_{ini} + M_p)^2 - \beta_{ini}^2 (M_n + E_{ini})^2 \cos^2 \theta} \sim E_{ini} \cos^2 \theta$$

各 ch 間の時間差を校正しているため、測定したい反跳陽子によるコインシデンスイベントでは必ず 4ch の信号が 1ch、3ch、5ch の信号より前にあるはずである。また式 4.10 により、TOF が負の値を取るようなイベントでも運動エネルギーは正の値を取ってしまうことがあるため、各 ch 間の TOF が正であることも要求する。散乱中性子の運動エネルギーは 4ch と 5、1、3ch の時間差から式 4.10 を使って算出できる。横軸をビーム中性子の初期エネルギー、縦軸に散乱中性子の運動エネルギーをとってプロットすると図 4.39 の左側のような二次元分布が得られる。赤破線は式 4.16 で計算される入射中性子の運動エネルギー E_{ini} に対する np 弾性散乱後の散乱中性子の運動エネルギー E_{out} の理論値である。ここで、

- M_n : 中性子質量 [MeV/ c^2]
- M_p : 陽子質量 [MeV/ c^2]
- θ : 散乱角

である。この図から、np 弾性散乱による中性子を各散乱角方向にある液シンで観測できていることがわかる。またオレンジ破線は、液シン間の TOF のエネルギー分解能 (式 4.11) の 1.5σ を表している。また散乱中性子と入射中性子の運動エネルギーの比 E_{out}/E_{ini} は入射エネルギーに依らず弾性散乱であれば一定になることが式 4.16 の近似形からわかる。実際、図 4.39、4.40、4.41 の右側は E_{out}/E_{ini} の一次元ヒストグラムで、特に 30 度方向の 5ch、52 度方向の 1ch とのコインシデンスイベントはオ

レンジの縦破線で表される予測値のまわりに分布するイベントがあることがわかる。 E_{out}/E_{ini} の小さいイベントも観測されており、これは入射中性子のエネルギーが液シン中の ^{12}C の Spallation に寄与したためと考えられるが、詳細は調査中である。今回の解析では反跳陽子によるイベントのみ使用したいため、図 4.39、4.40、4.41 左のオレンジ破線で囲まれた $E_{out} \pm 1.5\sigma$ の範囲のみを選択して用いることにする。しかし、65度方向にある 3ch とのコインシデンストリガーランのデータは反跳陽子による事象の統計が少ないため最終的な解析で用いないことにした。

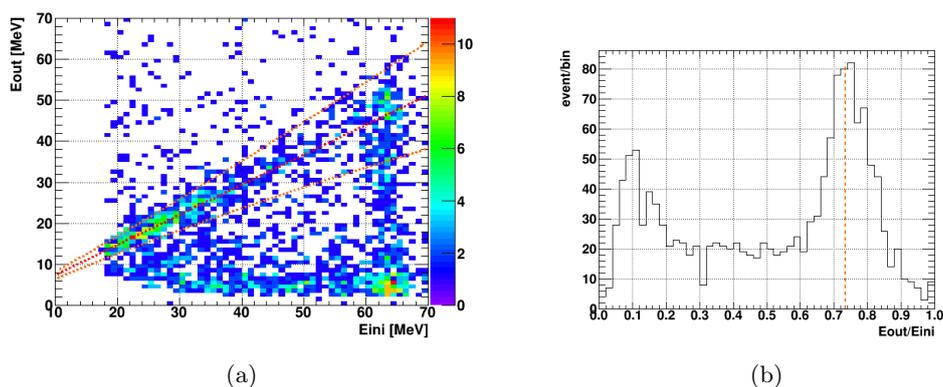


図 4.39: 4ch と 5ch のコインシデンスランの E_{ini} と E_{out} の二次元相関。赤破線で表される np 弾性散乱の予想値と合致する傾向を示している。

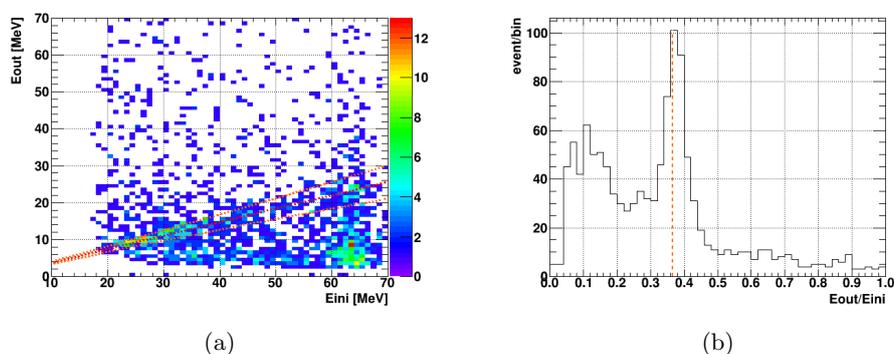


図 4.40: 4ch と 1ch のコインシデンスランの E_{ini} と E_{out} の二次元相関。赤破線で表される np 弾性散乱の予想値と合致する傾向を示している。

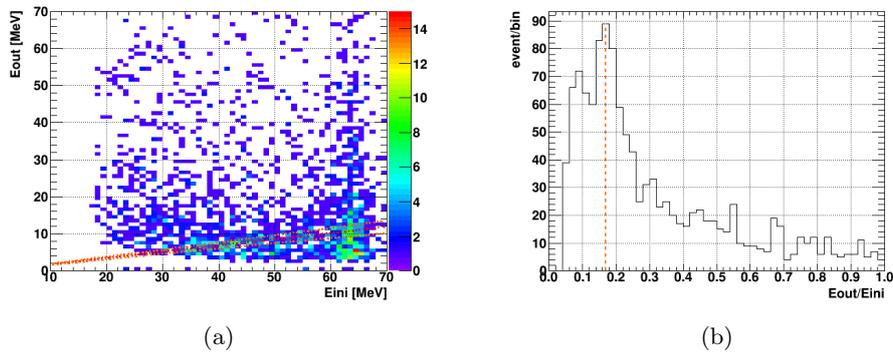


図 4.41: 4ch と 3ch のコインシデンスランの E_{ini} と E_{out} の二次元相関。赤破線で表される np 弾性散乱の予想値と合致する傾向を示している。

4.4.2.6 クエンチカーブ

np 弾性散乱によって陽子に与えられたエネルギーは $E_{true} = E_{ini} - E_{out}$ で知ることができる。横軸 E_{true} 、縦軸 E_{vis} にとった 30 度と 52 度方向のデータを結合した二次元プロットを図 4.42 に示す。結合により約 40 MeV までの広いエネルギー範囲で E_{true} と E_{vis} の相関を見ることができる。

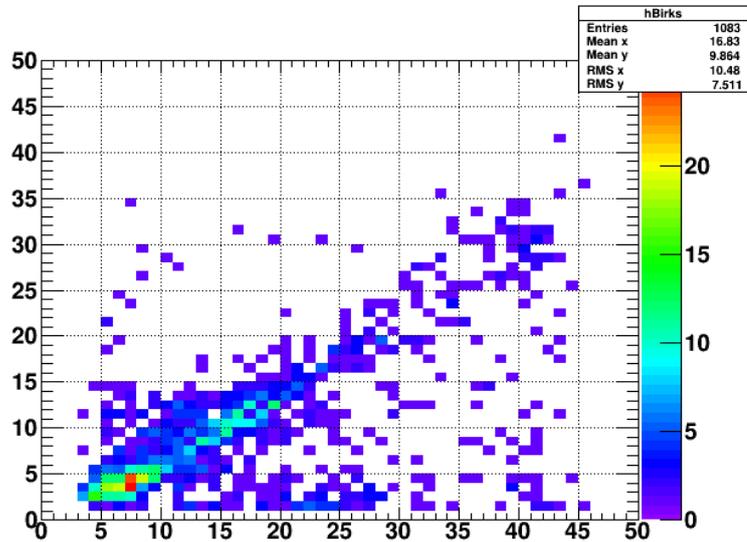


図 4.42: 4ch(NEOS) の E_{true} と E_{vis} の二次元相関。2つの散乱角方向のデータを結合することで広い範囲の Quench カーブを作っている。

結合後の E_{true} と E_{vis} の相関 (図 4.42) を見ると実際に陽子に付与されたエネルギーに対してシンチレーション発光から再構成したエネルギーが下回っており、クエンチング効果による非線形な相関 (カーブ) があるのがわかる。このカーブから Birks 定数を以下の方法で抽出する。

1. E_{true} に関して 6 MeV から 42 MeV の範囲で 2 MeV ごとに分割し、18 個の E_{vis} の一次元ヒストグラムを作る。
2. 各ヒストグラムのピークを Gaussian で Fit し、その Mean 値をクエンチカーブ上の点とする。
3. 得られた 18 個のデータ点を理論式 4.5 で Fit し、Birks 定数を得る。

Fit から取得したデータ点を Quench カーブ上にプロットしたものが、図 4.45 で統計が少なく Fit がうまく行っていない 30 から 38 MeV あたりはデータ点が大きくカーブからずれている。しかし、ある程度統計の得られている $E_{\text{true}} = 5 - 30\text{MeV}$ と $E_{\text{true}} = 40\text{MeV}$ 付近はカーブ上に乗っていると考え、Birks 定数を抽出する Fit の際にこの範囲を使用することにする。

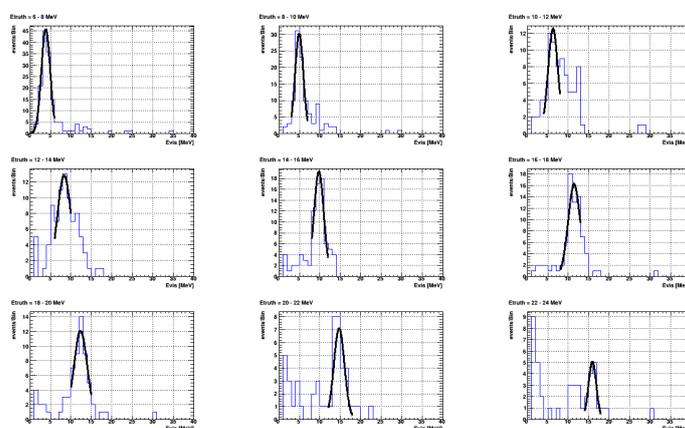


図 4.43: $E_{\text{true}} = 6 - 24 \text{ MeV}$ の範囲を 2 MeV 毎に分割した E_{vis} の 1 次元ヒストグラム。ピーク付近を Gaussian で Fit し、その Mean を取得する。

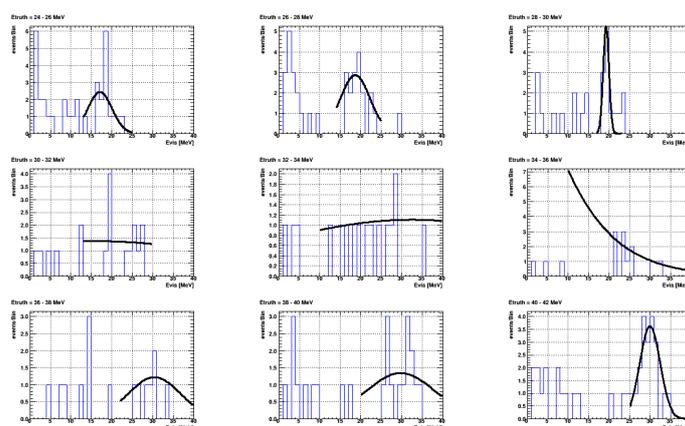


図 4.44: $E_{\text{true}} = 24 - 42 \text{ MeV}$ の範囲を 2 MeV 毎に分割した E_{vis} の 1 次元ヒストグラム。ピーク付近を Gaussian で Fit し、その Mean を取得する。

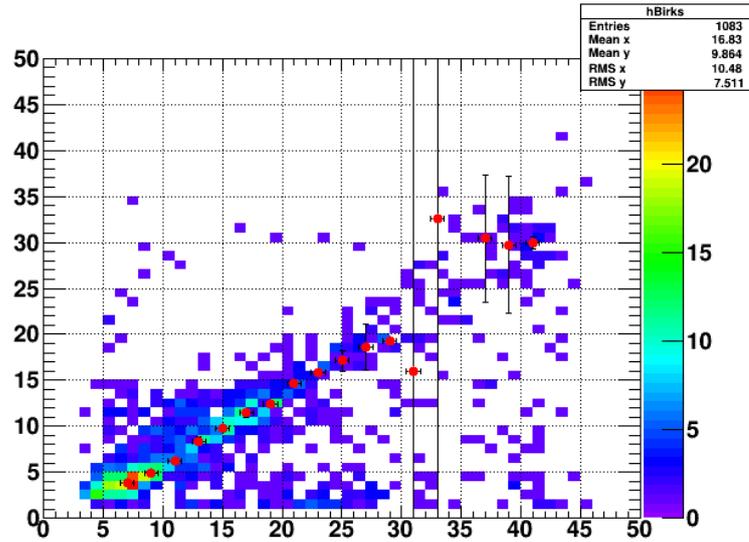


図 4.45: 4ch(NEOS) の Eture と Evis の二次元相関に Fit で得た点を重ねた図。

4.5 Fit

4.5.1 各パラメーターについて

以下では、Birks 定数を抽出する Fit に必要なパラメーターについて議論する。特に今回測定した液シンは複数の物質の混合物であるため、その組成が重要となる。

4.5.1.1 平均励起エネルギー

式 4.2 で使用する平均励起エネルギー I は、各元素についてそれぞれ設定する必要がある。しかし、今回測定した液シンの溶媒である LAB と DIN は C、H のみで構成されているため、この二つについて設定すれば十分である。 $Z > 1$ である C は近似式 4.4 で与えることにする。一方、H は PDG の測定値を使用した。

表 4.9: 設定した平均励起エネルギー

元素	平均励起エネルギー /eV	reference
H	19.2	[33]
C	80.25	[34]

4.5.1.2 液シン組成

液体シンチレーターは複数の化合物が混ざった混合物であるため、阻止能は式 4.9 によって計算される。液シンの発光過程では、溶媒分子の励起状態から溶質へエネルギー移行していくため、液シン中における反跳陽子のエネルギー損失は溶媒中のエネルギー損失を考えれば良いことになる。今回 Birks 定数を測定した液シンの溶媒には

LAB を使用しているため、まずは使用した LAB に含まれる各元素の量を見積もる。東北大学 RCNS で使用している LAB は JXTG グループの生産しているグレードアルケン L を使用している。この LAB の組成は KamLand グループによって測定されており、その結果を下の表にまとめる [42]。

表 4.10: LAB(JX グレートアルケン) 組成のガスクロマトグラフィー測定結果 [42]

構造式	分子量 / gmol^{-1}	比率
$\text{C}_6\text{H}_5\text{C}_{10}\text{H}_{21}$	218	9.1 %
$\text{C}_6\text{H}_5\text{C}_{11}\text{H}_{23}$	232	37.9 %
$\text{C}_6\text{H}_5\text{C}_{12}\text{H}_{25}$	246	28.4 %
$\text{C}_6\text{H}_5\text{C}_{13}\text{H}_{27}$	260	24.6 %

式 4.9 は阻止能の化合物についての近似式を与えているが、混合物である液体シンチレーターの溶媒には直接応用できない。そこで、混合物を構成する分子の比率から混合物を単一分子式で表される溶媒として扱い阻止能を計算することにする。この表に基づいて溶媒 (LAB) を単一分子式として表すために、溶媒分子 1 個あたりの C と H の数を以下の式で定義する。

$$\begin{aligned}
 a_{\text{mix}}^{\text{C}} &= \sum_i R_i a_i^{\text{C}} \\
 a_{\text{mix}}^{\text{H}} &= \sum_i R_i a_i^{\text{H}}
 \end{aligned}
 \tag{4.17}$$

ここで、 R_i は i 番目の LAB を構成する分子 ($\text{C}_6\text{H}_5\text{C}_n\text{H}_{2n+1}$) の比率、 a_i^{C} は i 番目の分子 1 個がもつ C 原子の数を表している。よって、化合物に対する effective な原子番号 Z_{eff} 、原子量 A_{eff} 、平均励起エネルギー I_{eff} が式 4.8 で計算できる。今回、DBLS の Fit の際に設定したパラメーターを表 4.11 にまとめる。

表 4.11: DBLS の Fit で使用したパラメーター。

$a_{\text{mix}}^{\text{C}}$	$a_{\text{mix}}^{\text{H}}$	Z_{eff}	$A_{\text{eff}} / \text{gmol}^{-1}$	$I_{\text{eff}} / \text{eV}$
17.685	29.37	135.482	241.767	58.856

また NEOS は DBLS と UGF を 9:1 で混合した液シンであるため、UGF の溶媒である 2,7-diisopropylnaphthalene (DIN) についても LAB と同様に見積もる。Perkin Elmer 社の Ultima Gold F の詳細な成分は公開されていないが、各元素の比率は公開されている。また、MSDS によると 90 から 100% が 2,7-diisopropylnaphthalene (DIN) であることがわかるため、Ultima Gold F の溶媒は DIN であるとして、effective な原子番号 Z_{eff} 、原子量 A_{eff} 、平均励起エネルギー I_{eff} を計算した [41]。今回、NEOS の Fit の際に設定したパラメーターを表 4.12 にまとめる。

表 4.12: NEOS の Fit で使用したパラメーター。

$a_{\text{mix}}^{\text{C}}$	$a_{\text{mix}}^{\text{H}}$	Z_{eff}	$A_{\text{eff}} / \text{gmol}^{-1}$	$I_{\text{eff}} / \text{eV}$
16.0118	20.0658	116.137	212.368	62.6795

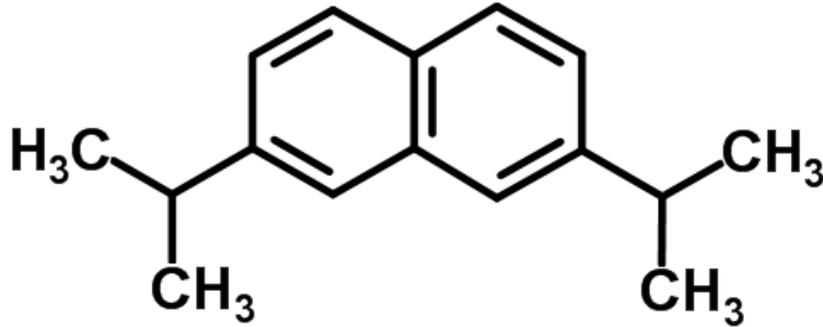


図 4.46: 2,7-diisopropylnaphthalene($C_{16}H_{20}$) の構造

4.5.1.3 台形法を使った数値積分による誤差

荷電粒子による平均阻止能は式 4.2 で与えられるが、これを元に式 4.1 の積分を解析的に実行することは難しい。そこで今回は台形近似による数値積分法を用いることにする。台形法による近似は、積分範囲を $h \equiv \frac{b-a}{N-1}$ の N 分割にした台形の総和で表し以下の式のようなになる。

$$\int_a^b f(x)dx \sim \sum_{i=0}^{N-1} \frac{h}{2} [f(x_{n+1}) + f(x_n)] \quad (4.18)$$

ただし、 $x_n = a + n \times h$ である。この数値積分の計算誤差は両辺をそれぞれテーラー展開することで評価できる。実際、両辺を展開すると h の 2 次の項まで一致するので、差分を取ると計算誤差は h の 3 次の項が支配的であることがわかる。

$$\Delta_n = \frac{f''(x_n)}{12} h^3 + O(h^4) \quad (4.19)$$

つまり分割数を 10000 ととれば 10^{12} と十分な精度で計算できることがわかり、これはその他の系統誤差に比べて無視できる。

4.5.1.4 E_{vis} の誤差

エネルギースケールの Fit 誤差を使って、以下の式のように評価できる。

$$\begin{aligned}\Delta E_{\text{vis}} &= \sqrt{\left| \frac{\partial E_{\text{vis}}}{\partial a} \right|^2 \Delta a^2 + \left| \frac{\partial E_{\text{vis}}}{\partial b} \right|^2 \Delta b^2} \\ &= \frac{1}{a} \sqrt{E_{\text{vis}}^2 \Delta a^2 + \Delta b^2}\end{aligned}\quad (4.20)$$

よって、表 4.5 の値から各 E_{vis} の値に対する系統誤差を見積もることができる。

4.5.2 系統誤差を考慮しない χ^2 による Fit

データから Birks 定数を抽出するために、図 4.45 のデータ点を式 4.1 で Fit する。今回は、系統誤差は考慮せずに χ^2 を最小にする Fit を行うことにする。この際に使用する χ^2 の式は

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N \left(\frac{L_n^{\text{data}} - L_n^{\text{theo}}}{u_n} \right)^2 \quad (4.21)$$

で定義される。ここで、 L_n^{data} は n 番目のデータ点の E_{vis} で、 L_n^{theo} はある k_B の値に対する式 4.9 で計算された E_{vis} の理論値である。また、 u_n は統計誤差を表しており各一次元ヒストグラム (図 4.43、図 4.44) の Gaussian による Fit 結果の σ を使用している。NEOS の Fit 結果を図 4.47 に示す。また、NEOS と同様に解析した DBLS のデータの Fit 結果も図 4.48 に示す。抽出した Birks 定数 k_B の値を表にまとめる。

表 4.13: Birks 定数測定結果

NEOS Birks 定数 k_B /mm/MeV	DBLS Birks 定数 k_B /mm/MeV
0.080 ± 0.002	0.088 ± 0.002

Graph

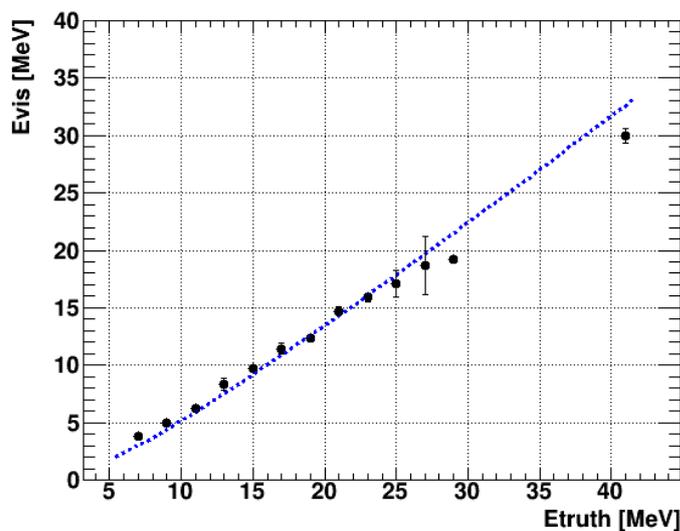


図 4.47: NEOS の best fit 結果

Graph

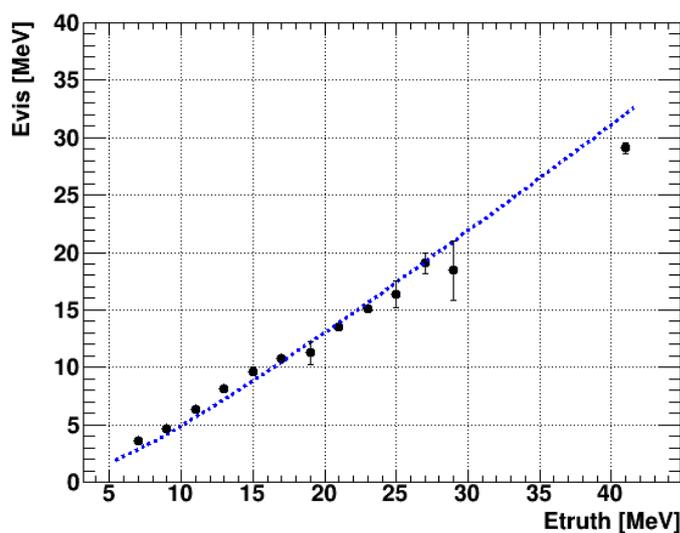


図 4.48: DBLS の best fit 結果

4.6 まとめ

4.6.1 Birks 定数の測定結果

今回、東北大学 CYRIC の大強度中性子ビームラインの 70 MeV 準単色中性子ビームを用いて、JSNS² 実験で用いられる予定である LAB ベースの液体シンチレーターの Birks 定数の測定を行った。また将来的アップデートを見越して、PSD 能力の高い液体シンチレーターである Ultima Gold F を加えた NEOS 液体シンチレーターの評価も行い、それぞれの値は表 4.14 にまとめられている。

表 4.14: Birks 定数測定結果

NEOS Birks 定数 k_B /mm/MeV	DBLS Birks 定数 k_B /mm/MeV
0.080 ± 0.002	0.088 ± 0.002

今後この値を reference として、Monte-Carlo シミュレーションによる検出器応答の理解や、液シンをアップデートした場合の感度予想を行う際に使用する。また、DBLS については今回測定したものと近い組成の液体シンチレーターの測定結果がいくつか報告されている。文献値を表 4.15 にまとめる。

表 4.15: LAB ベース液体シンチレーターの Birks 定数の文献値

著者	組成	線源	エネルギー /MeV	k_B /mm/MeV
本解析	ppo: 3 g/L bisMSB: 30 mg/L	中性子	5 - 42	0.088 ± 0.002 (stat only)
B. von Krosigk et al	ppo: 3 g/L bisMSB: 15 mg/L	中性子	< 17	0.098 ± 0.003 [35]
B. von Krosigk et al	ppo: 3 g/L bisMSB: 15 mg/L	α	< 8.8	0.071 ± 0.003 [36]
J. S. Park et al	ppo: 3 g/L bisMSB: 30 mg/L	γ 線	< 0.16	0.117 ± 0.003 [37]
H. W. C. Tseung et al	ppo: 2 g/L -	γ 線	< 4.4	~ 0.074 [38]

また本解析で与えた Birks 定数は系統誤差が考慮されていないが、表に挙げた文献値はお互いの誤差以上にばらついておりこのばらつきの範囲で今回の測定値は一致すると言える。

4.6.2 今後の課題

4.6.2.1 系統誤差を考慮した χ^2 による Fit

今回の結果として測定された DBLS と NEOS 液シンの Birks 定数には、系統誤差が考慮されていない。今後の課題として、現在持っているデータから系統誤差を評価を行い、系統誤差を考慮してクエンチカーブを Fit し Birks 定数を抽出することが望まれる。Fit には、pull term を入れた χ^2_{pull} (式 4.22) を最小にする方法を検討しているため、以下に紹介する。

系統誤差を考慮した Fit を行う際に使用する χ^2_{pull} の式は

$$\chi^2_{\text{pull}} = \sum_{n=1}^N \left(\frac{L_n^{\text{data}} - L_n^{\text{theo}} - \sum_{k=1}^K \xi_k \sigma_k}{u_n} \right)^2 + \sum_{k=1}^K \xi_k^2 \quad (4.22)$$

で定義される。ここで、 L_n^{data} は n 番目のデータ点の E_{vis} で、 L_n^{theo} はある k_B の値に対する式 4.9 で計算された E_{vis} の理論値である。また、 u_n は統計誤差を表しており各

一次元ヒストグラムの Fit 結果の σ を使用している。添え字 k は K 個の系統誤差要因の種類を示していて、 σ_k はそれぞれの系統誤差、 ξ_k は平均 0、分散 1 の Gauss 分布に従う確率変数である。この χ_{pull}^2 を k_B の値毎に ξ_k に関して最小化し、 k_B に対する χ_{pull}^2 の曲線を得る。best fit 値は χ_{pull}^2 が最小となる k_B であり、 $\Delta\chi^2 = \chi_{\text{pull}}^2 - \chi_{\text{pull, min}}^2 = 1$ となる領域が 1σ の誤差を与える。

第5章 まとめと今後

5.1 まとめ

LSND 実験や MiniBooNE 実験の、既知の弱い相互作用するニュートリノだけでは説明のつかないニュートリノ振動実験事実によって、ステライルニュートリノの存在が示唆されている。JSNS² 実験グループでは、J-PARC MLF の水銀標的を利用したステライルニュートリノ探索実験を提案しており、現在実験開始に向けて検出器建設の準備を進めている。2014 年に行われた背景時事象測定から、ニュートリノ選別条件内に入り込むビーム ON-Bunch γ 線事象の存在が示唆されていたため、JSNS² 検出器設置場所においてビーム ON-Bunch 中性粒子事象の n/γ 識別測定を PSD 能力をもった液体シンチレーターを用いて行った。その結果、ON-Bunch γ 線らしい事象を 2 事象観測したため、中央値で自然由来事象の 7.0 倍の偶発背景事象となる可能性があることがわかった。しかし検出器の Gd 濃度と鉛シールドの厚みを変えることで、ON-Bunch γ 線が実際に存在した場合でも現行のデザインと同程度以下まで抑えることができることがわかった。

また、JSNS² 実験で用いられる予定である LAB ベースの液体シンチレーターの中性子に対する応答を測定するために東北大学 CYRIC の中性子ビームを用いたビームテストも行った。この測定データの解析から液体シンチレーターの消光を表すパラメーターである Birks 定数を測定し、DayaBay タイプ $k_B = 0.088 \pm 0.002 \text{mm/MeV}$ 、NEOS 液体シンチレーター $k_B = 0.080 \pm 0.002 \text{mm/MeV}$ (統計誤差のみを考慮) をそれぞれ得ることができた。これにより、低エネルギー領域で測定された Birks 定数を外挿することなく、本実験で要請されるエネルギー領域におけるクエンチの効果を含めた検出器応答に関する研究を行うことができるようになった。

5.2 今後の課題

第一には、JSNS² 実験は 2018 年内の実験開始を目指しているため、検出器構造の最終確認を行い検出器の建設を進める。

その他に、検出器アップデートを見据えた NEOS 液体シンチレーターの PSD 能力の評価や NaI を使った $^{12}\text{C}(n,\gamma)\text{X}$ 反応断面積の評価など、ビームテストのデータ解析も行っていく。

また今回測定した Birks 定数の系統誤差を考慮した最終的な結果を出し、これを用いて JSNS² 本検出器の応答に関する研究を行う。

謝辞

本研究を行うにあたって、指導教官である末包准教授、研究員の古田氏をはじめとしたニュートリノ科学研究センターの方々や JSNS² コラボレーション、Double Chooz Japan コラボレーションの皆様にご指導、ご協力をいただきました。この場を借りてお礼申し上げます。

参考文献

- [1] A. Aguilar et al., Phys. Rev. D64, 112007 (2001)
- [2] A. A. Aguilar-Arevalo et al. [MiniBooNE Collaboration], Phys. Rev. Lett.110.161801, 2013
- [3] Z.Maki, M.Nakagawa, S.Sakata, Prog. [Theor. Phys. 28, 820] (1962).
- [4] K. S. Hirata et al. [Kamiokande-II Collaboration], Phys. Rev. Lett. 63, 16 (1989).
- [5] J. Abdurashitov et al. [SAGE Collaboration], Phys. Lett. B 328, 234 (1994).
- [6] P. Anselmann et al. [GALLEX Collaboration], Phys. Lett. B 327, 377 (1994).
- [7] S. Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. 86, 5651 (2001).
- [8] Q. R. Ahmad et al. [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 89, 011301 (2002).
- [9] C. Arpesella et al. [Borexino Collaboration], Phys. Rev. Lett. 101, 091302 (2008).
- [10] H. Ahn et al. [K2K Collaboration], Phys. Rev. D 74, 072003 (2006).
- [11] P. Adamson et al. [MINOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. 108, 191801 (2012).
- [12] K. Abe et al. [T2K Collaboration], Phys. Rev. D 85, 031103 (2012).
- [13] N. Agafonova et al. [OPERA Collaboration], Phys. Lett. B 691, 138 (2010).
- [14] F. P. An et al. [Daya Bay Collaboration], Phys. Rev. Lett. 108, 171803 (2012).
- [15] J. K. Ahn et al. [RENO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 108, 191802 (2012).
- [16] Y. Abe et al. [Double Chooz Collaboration], Phys. Rev. D 86, 052008 (2012).
- [17] B. Achkar et al, Nucl. Phys. B 434, 503 (1995).
- [18] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, and LEP Electroweak Working Group, and SLD Electroweak Group, and SLD Heavy Flavour Group, Phys. Reports 427, 257 (2006).
- [19] M. Antonello et al., arXiv:1307.4699 [hep-ex].

- [20] C. Giunti et al., Phys.Rev. D86 (2012) 113014.
- [21] S.Bhadra, et al, arXiv:1412.3086v2[physics.ins-det]
- [22] M.Elnimr, et al, arXiv:1307.7097v3[physics.acc-ph]
- [23] D.Adey, et al, arXiv:1308.6822v1[physics.acc-ph]
- [24] M. Antonello *et al.* [MicroBooNE and LAr1-ND and ICARUS-WA104 Collaborations], arXiv:1503.01520 [physics.ins-det].
- [25] J-PARC Homepage ”<https://j-parc.jp/index.html>”
- [26] S. Ajimura et al, PTEP 2015 6, 063C01 (2015)
- [27] M. Harada, et al, arXiv:1310.1437 [physics.ins-det]
- [28] M. Harada, et al, arXiv:1502.02255 [physics.ins-det]
- [29] M. Harada, et al, arXiv:1601.01046 [physics.ins-det]
- [30] S. Ajimura et al, arXiv:1705.08629 [physics.ins-det]
- [31] J. B. Birks, The Theory and Practice of Scintillation Counting. London: Pergamon (1964)
- [32] S. M. Seltzer and M. J. Berger, Int. J. of Applied Rad. 33, 1189 (1982)
- [33] Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles, ICRU Report No.49 (1993)
- [34] W. H. Barkas and M.J. Berger, Tables of Energy Losses and Ranges of Heavy Charged Particles, NASA-SP-3013 (1964)
- [35] B. von Krosigk et al., arxiv:1301.6403v3 (2013).
- [36] B. von Krosigk et al., arXiv:1510.00458v2(2016).
- [37] J. S. Park et al., NIM A, 707 (2013) 4553.
- [38] H. Wan Chan Tseung, J. Kaspar, N. Tolich, NIM A 654, 318 (2011).
- [39] B. R. Kim et al., arXiv:1511.05551 [physics.ins-det].
- [40] CYRIC Homepage ”<https://www.cyric.tohoku.ac.jp/>”
- [41] Application Note, LSC Elemental Composition, Perkin Elmer Homepage ”<http://www.perkinelmer.com/product/ultima-gold-f-2x5-l-6013179>”
- [42] A. Obata, Tohoku Univ. Master Thesis (2013)
- [43] T. Narazaki, Tohoku Univ. Master Thesis (2015)

- [44] H. Ishikawa, Radioisotopes, 25, 6, 355-363 (1967)
- [45] ChemSpider Homepage ”<http://www.chemspider.com/>”
- [46] F. Suekane, Neutorino Oscillations, Lecture Notes in Physics 898, Springer (2015)
- [47] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 4th Edition. India: Wiley (2011)
- [48] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer (1994)
- [49] S. Agostinelli et al., Nucl. Instr. Meth. A 506, 250 (2003).
- [50] A. Ferrari et al, CERN-2005-10 (2005), INFN/TC_05/11, SLAC-R-773