

修士論文

高圧キセノンガス検出器によるミグダル効果探索 のためのバックグラウンド低減に向けた研究

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

矢野 清志朗

2024年

概要

宇宙の約27%を占めるダークマターは、その重力的影響が観測で確認されている一方、多様な実験が進められ、物理の最重要課題として挑戦が続いている。

ミグダル効果は、原子の急加速度運動に伴い原子中の電子が脱離する現象であり、近年ダークマターの直接探索において有用であると注目されている現象である。そのためこのミグダル効果を定量的に理解することはダークマター探索における重要な課題である。我々は、位置感度のあるガス検出器に中性子を照射し、中性子原子核反跳に伴うミグダル効果の観測を目指している。2022年4月に行なわれたミグダル効果探索実験では γ 線バックグラウンドが多いことが判明した。ミグダル効果の観測に向けては第一にこのバックグラウンドを低減する必要がある。また、定量的な探索を行うため、標的原子核のフォームファクターやクエンチング値の測定も行う必要がある。

本研究では液体シンチレーターを用いた中性子タグ付け手法を導入することにより、原子核反跳を引き起こした中性子を識別することで、信号とバックグラウンドの分離を試みた。また、散乱中性子の運動学的性質を利用し、液体シンチレーターの配置角度を変化させることで、クエンチング値やフォームファクターの測定を実現した。さらに、フィールドケージに使用されていたPTFEが主な γ 線バックグラウンド源であることが判明したため、フィールドケージの材質の変更および構造の改良を行い、 γ 線バックグラウンドの低減を図った。

使用しているキセノンガス検出器の信号読み出しにはElectroluminescence Light Collection Cell (ELCC)を採用している。ELCC内で生成されるエレクトロルミネッセンス光を多画素光子カウンター (MPPC) で読み出すことで、高いエネルギー分解能を実現している。この特性により、ミグダル効果に伴う特徴的な「2クラスター」イベントの探索が可能である。

これらの改良のもと、2024年10月に産業技術総合研究所 (AIST) の14 MeV 中性子ビームを用いた実験を実施した。5気圧のキセノンガス検出器と波形弁別能力を有する液体シンチレーターを組み合わせたセットアップを用い中性子ビームを照射した。得られたデータに対して液体シンチレーターおよびキセノンガス検出器のデータを統合して解析を行い、波形弁別を施したイベントレートスペクトルを取得することに成功した。

更なるバックグラウンド低減に向けてビーム口と液体シンチレーターを遮蔽することが有効であるとわかった。

目次

1	序論	8
1.1	ダークマター	8
1.1.1	観測的根拠	8
1.1.2	ダークマターの性質	10
1.1.3	Weakly Interacting Massive Particle (WIMPs)	11
1.1.4	ダークマター探索実験	11
1.1.5	直接探索実験	11
1.1.6	間接探索実験	12
1.1.7	加速器実験	14
1.1.8	天文学的観測を活用したダークマター探索	15
1.2	ミグダル効果	16
1.2.1	遷移確率の定量的モデル	17
1.2.2	実験的測定手法と実験例	20
1.2.3	これまでのミグダル効果探索実験の課題	23
2	MIRACLUE 実験	25
2.1	概要	25
2.2	中性子ビーム試験によるミグダル効果探索	26
2.3	これまでの試験	26
2.3.1	セットアップ	27
2.3.2	これまでの結果	28
2.3.3	本研究での改良点	28
3	中性子ビーム試験のセットアップ	30
3.1	14MeV 中性子加速器	30
3.2	検出器配置	31
3.3	データ取得システム	34
4	キセノンガス検出器	35
4.1	Time Projection Chamber (TPC)	35
4.2	キセノンガスを用いた TPC	36
4.3	フィールドケージ改良	37
4.4	Electroluminescence Light Collection Cell (ELCC)	44
4.5	ELCC のデータ取得	44
5	液体シンチレーター	46
5.1	液体シンチレーターのデータ取得	46
5.2	波形弁別による粒子識別	48
5.3	液体シンチレーターの距離と分解能	48

6	中性子ビーム試験	51
6.1	中性子フラックス	51
6.2	各測定条件	54
6.3	期待される原子核反跳イベント数とミグダルイベント数	55
7	中性子ビーム試験のデータ解析	59
7.1	キセノン検出器解析	59
7.1.1	1 p.e. ゲイン	59
7.1.2	MPPC の非線形性補正	60
7.1.3	EL ゲイン補正	62
7.1.4	クラスター解析	63
7.1.5	イベントセレクション	64
7.1.6	ゲートを考慮したキセノンガス検出器の Live time 算出	66
7.1.7	エネルギースペクトル	68
7.2	液体シンチレーター解析	68
7.2.1	波形解析	72
7.2.2	タグ ID 取得	73
7.3	統合解析	76
7.3.1	イベントマッチング	76
7.3.2	波形弁別によるイベントセレクション	78
8	ビーム試験結果と考察	79
8.1	ゲイン時間変化	79
8.2	エネルギースペクトル評価	81
8.3	ミグダルイベント候補の観測数	81
8.4	バックグラウンド源	81
9	まとめと今後の展望	91
A	FEB における ADCL のデータフロー	97
B	液体シンチレーター実効的な Live time 算出	98
C	液体シンチレーター真の入力レート	98
D	液体シンチレーターでデータ取得できるエネルギー下限値	99
E	引継ぎ用書置き	100
E.1	液シンデータの解析	101
E.1.1	各ブランチの説明	101
E.1.2	主要な関数	101
E.1.3	注意点・補足	103
E.2	ガスキセノン検出器データとの統合	103

E.2.1	全体の処理フロー	104
E.2.2	2 cluster かつ片方が 30 keV データ	104

目 次

1	NGC 6503 渦巻銀河銀河の回転曲線 [2]。NFDG (Non-Field Dark Gravity: 非場の暗黒重力理論) に基づくフィッティング曲線 (\hat{v}_1 , SPARC, $D = 2$) を、SPARC (銀河の精密な回転曲線データベース) のデータポイント (黒い円) および平坦回転速度 V_f (灰色の帯) と直接比較した結果である。また、ニュートン力学に基づく回転曲線 (全体、円盤、ガス) を、元の SPARC データ (灰色の円) と比較した結果も示している。薄い灰色の縦線は、主な NFDG フィットの適用範囲 (半径方向の制限) を示している。	9
2	制動放射及びミグダルプロセスによる原子核反跳信号の説明 [31]。制動放射 (緑) およびミグダルプロセス (ピンク) による原子核反跳信号生成の説明を示している。これは DM 粒子 (χ) とキセノン原子核との弾性散乱後に発生する。ピンクで示された電子は、ミグダルプロセス中における電離、脱励起、オージェ電子放出に参与するものである。	16
3	各原子におけるミグダル効果による電離確率 [27]	18
4	アルゴン (Ar) およびキセノン (Xe) 原子における、指定された暗黒物質の質量 m_{DM} と速度 v_{DM} に対する (E_R , ΔE) 平面上の運動学的制約。線より下の領域が運動学的に許容される。 [27]	20
5	液体キセノンを用いた単相実験で予測される微分イベントレート [27]	21
6	スピン非依存 (SI)、スピン依存陽子のみ (SD 陽子のみ)、スピン依存中性子のみ (SD 中性子のみ) の DM-核子相互作用断面積の制限 [31]。スピン非依存 (SI, 上段)、スピン依存陽子のみ (SD 陽子のみ, 中段)、およびスピン依存中性子のみ (SD 中性子のみ, 下段) の DM-核子相互作用断面積に関する 90%信頼区間 (C.L.) の制限を示す。これらは、XENON1T 実験における一次シンチレーション光 (S1 信号) および二次シンチレーション光 (S2 信号) を組み合わせたデータ (S1-S2 データ, 青い輪郭線と線) と、S2 信号のみを用いたデータ (S2 のみデータ, 黒い輪郭線と線) を用いて、MIGD および BREM の信号モデルを用いて計算されたものである。実線および破線 (点線) は、除外されたパラメータ領域の上限を表している (これらは下限としても言及される)。緑色および黄色の塗りつぶし領域は、それぞれ S1-S2 データを用いて得られた 1σ および 2σ の感度範囲を示している。	24
7	ミグダル効果と関連する反応機構の概略図 [32]	26
8	中性子強度の時間変化 (2022/4/12)[33]	27
9	中性子強度の時間変化 (2022/4/13)[33]	27
10	前回ビーム試験時のセットアップ [33]	28
11	上から見た模式図 赤線はビーム軸、青線はコリメーターの穴部分を通過する中性子の広がりを表す。	31
12	コリメーター模式図	32

13	実際の検出器配置。液体シンチレーターからビーム口方向を見たもの	32
14	実際の検出器配置。キセノンガス検出器から液体シンチレーターを見たもの	33
15	14 MeV 中性子での立体角微分散乱断面積。赤が散乱断面積、黒の破線がミグダル効果断面積を表す。[34]	33
16	データ取得の概念図	34
17	前回測定セットアップにおける γ 線バックグラウンドシミュレーション [36]	38
18	前回ビーム試験で用いていたフィールドケージ	38
19	FPC 設計図。縦横の長さは固定の為のタブを除いた長さを示している。また、製造上端の銅リボンに対してカバーの猶予を持たせることが必要であるため上下左右 5 mm ずつの猶予を設けている。実際にフィールドケージとして用いる際は余分なフィルム部はカットして用いる。	39
20	フィールドケージ支柱概念図	40
21	FPC 断面の概念図	40
22	フィールドケージ構造とその電場シミュレーション [37]	41
23	完成した FPC	41
24	FPC の銅フィルム各段に 100M Ω 抵抗を取り付けた	42
25	各段での抵抗値	43
26	改良 TPC 内部	43
27	ELCC の概念図	44
28	液体シンチレーター EJ-301	47
29	ST350FCD5F-A1	52
30	シャドーコーン法による中性子強度測定 [33]	53
31	中性子フラックスの時間変化 (1 日目)	53
32	中性子フラックスの時間変化 (2 日目)	54
33	14 MeV 中性子での立体角微分散乱断面積。各条件の角度においてミグダルイベント断面積を読み取った。ただし、このミグダルイベント断面積は K 殻 L 殻 M 殻電子からの電離を伴うミグダル効果発生確率である。	57
34	各チャンネルの MPPC ゲイン解析結果 FEB1	60
35	各チャンネルの MPPC ゲイン解析結果 FEB2	61
36	各チャンネルの MPPC ゲイン解析結果 FEB3	61
37	MPPC 大光量時の非線形性 [33]	62
38	EL ゲイン補正前補正後	63
39	(x,y) 平面におけるクラスター識別 [33]	64
40	hit 間時間差によるクラスター識別 [33]	64
41	2 クラスターが生じたイベントのイベントディスプレイ x, y の単位表示は mm である。clock は z 位置に対応し、100 clock が 2cm の長さに相当する。	65

42	veto と fiducial のチャンネルマップ	65
43	run018 と比較した算出イベントレート比とフラックス比	68
44	15°, 1m のエネルギーヒストグラム	69
45	15°, 4m のエネルギーヒストグラム	69
46	30°, 2.7m のエネルギーヒストグラム	70
47	50°, 1.7m のエネルギーヒストグラム	70
48	70°, 1.1m のエネルギーヒストグラム	71
49	ビーム OFF 時のバックグラウンドのエネルギーヒストグラム	71
50	液体シンチレータの波形	72
51	液体シンチレータの波形とそのパラメータ概略図	73
52	11 通りの Slow における Slow/Total のヒストグラム	74
53	Slow/Total と Total 二次元ヒストグラム。中性子イベントセレクションのカット条件を赤の線で示す。縦軸が Slow/Total、横軸が Total の値である。	75
54	波形弁別後の Slow/Total と Total の二次元ヒストグラム	75
55	青線は波形弁別に用いた Threshold を示す。赤線はガンマ線イベントにおける Slow/Total の平均値を基準に青線を反転した Threshold を示す。赤線を下回るイベントの数が中性子側に紛れ込んだガンマ線イベントの数と同程度であると見積もった。	76
56	イベント ID を CAEN により取得した波形	77
57	ゲイン時間変化グラフ 1 日目	80
58	ゲイン時間変化グラフ 2 日目。2 日目は 1 日目と比較して電圧を上げているためゲインが増加している。	80
59	15°, 1 m のエネルギー分布 一段目は波形弁別前。二段目が γ 線とみなしたイベントを抽出したもの。三段目は中性子とみなしたイベントを抽出したものである。左列は縦軸をリニアスケール、右列は対数スケールとしている。	82
60	15°, 4m のエネルギー分布	83
61	32°, 2.7m のエネルギー分布	84
62	50°, 1.7m のエネルギー分布	85
63	70°, 1.1m のエネルギー分布	86
64	バックグラウンド測定のエネルギー分布	87
65	FEB における ADCL データのデータフロー	97
66	パルス幅 ($t_{fall} - t_{rise}$) の分布。縦軸がイベント数。横軸の単位は ns である。	101

表 目 次

1	EJ-301 の特性 [38]	47
2	液体シンチレーター配置と見える原子核反跳エネルギー	51
3	ガス成分の仕様と濃度	52
4	各測定 of データ取得状況 (1 日目)。○、×はそれぞれ正常にデータ取得を終了したもの、データ取得中にエラーが生じたものを表す。また、ext と self はそれぞれ液体シンチレーターを用いた外部トリガーでのデータ取得と、キセノンガス検出器単体での内部トリガーでのデータ取得を表す。	54
5	各測定 of データ取得状況 (2 日目)	55
6	液体シンチレーターの各条件における real time, livetime, livetime 比	56
7	各条件下における期待される原子核反跳イベント検出数	56
8	各条件下における原子核反跳による K 殻電子の電離が伴うミグダルイベント数算出結果	58
9	波形解析で用いたパラメータ	72
10	見積もられたガンマ線イベント混入率	73
11	イベントマッチング精度 (1 日目)	78
12	イベントマッチング精度 (2 日目)	79
13	各測定条件における K_{α} 線イベントに対するエネルギー分解能	81
14	中性子と判別された 2 cluster かつ 30 keV のイベント数	88
15	シミュレーションによって見積もった液体シンチレーターでのみ散乱した中性子イベントレート	89
16	実測における中性子イベントレート	89
17	15°, 1m 条件下でのコリメーターの有無による中性子イベント数の変化	90
18	process_wave で生成される Blanch とその説明	102

1 序論

1.1 ダークマター

我々が観測可能な宇宙は、実は宇宙全体のほんの一部に過ぎない。現在、宇宙を構成するエネルギーの割合は、既知の物質が約5%、暗黒エネルギーが約68%、そして残りの約27%を未知の物質である「ダークマター」が占めているとされている[1]。ダークマターの存在は数多くの観測的証拠によって支持されてきた。

ダークマターの解明は、宇宙の進化や構造形成を理解する上で不可欠な鍵となる。例えば、ビッグバン直後の宇宙では、ダークマターの重力的効果が現在見られる銀河や銀河団の構造形成に大きく寄与したと考えられている。一方で、ダークマターは電磁波との相互作用をほとんど持たず、直接観測することが非常に困難である。このため、その正体については、弱く相互作用する重い粒子（WIMP）、アクシオン、さらには原始ブラックホールといった多様な理論が提案されているが、いずれも未だ決定的な証拠には至っていない。

近年、ダークマターの検出に向けた研究は飛躍的に進展しており、大規模な地下実験施設での直接検出実験や高エネルギー加速器を用いた生成実験、さらに宇宙を舞台にした間接検出実験など、多岐にわたるアプローチが試みられている。しかしながら、依然として重力以外での観測は成功しておらず、ダークマターの解明は現代物理学における最も挑戦的かつ重要な課題の一つであり続けている。

1.1.1 観測的根拠

理論と宇宙における軽元素量の観測により、バリオン-フォトン比は $\eta \equiv \frac{n_b}{n_\gamma} \sim 6 \times 10^{-10}$ であり、バリオン密度パラメータは $\Omega_b h^2 \simeq 0.022$ であることがわかる。一方で、宇宙はほぼ平坦であり、そのような宇宙となる為に $\sum_i \Omega_i = 1$ が望まれる。よって、バリオンは現在の宇宙の主成分ではない。ダークマターの観測的証拠の歴史として最初に挙げられるのが1933年、F. Zwickyによるかみのけ座銀河団の観測である。これは、 ~ 100 Mpsの距離にある銀河団である。この構成銀河の速度分散 $\sqrt{v^2 - \langle v \rangle^2}$ から、Virial定理を用いて質量を推定でき、

$$\frac{M_{coma}}{L_{coma}} \simeq 400 \frac{M_\odot}{L_\odot} \quad (1)$$

と400倍のずれがあることがわかる。この計算は水素を主成分としたガスを考慮したものではないが、ガスの影響を考慮してもこの差を埋めることはできない。このことから見えない質量の存在が疑われる。

他にもダークマターの証拠は多くあり、

- ・ うずまき銀河の回転曲線
- ・ 重力レンズ
- ・ 構造形成

- ・ 宇宙背景放射
- ・ 弾丸銀河団

などが挙げられる。例えば回転曲線については重力ポテンシャル中では、回転中心からの距離を R 、回転速度を v とすると、

$$\frac{v^2(R)}{R} \sim \frac{GM(R)}{R^2} \quad (2)$$

と書けることから、

$$v(R) \propto \sqrt{\frac{M(R)}{R}} \quad (3)$$

となる。実際、太陽系では $v \propto \frac{1}{\sqrt{R}}$ である。ところが、うずまき銀河では R が増加しても vR は下がらない。このことから、何か見えない質量が作り出している重力ポテンシャルがあるはずであるとわかる。

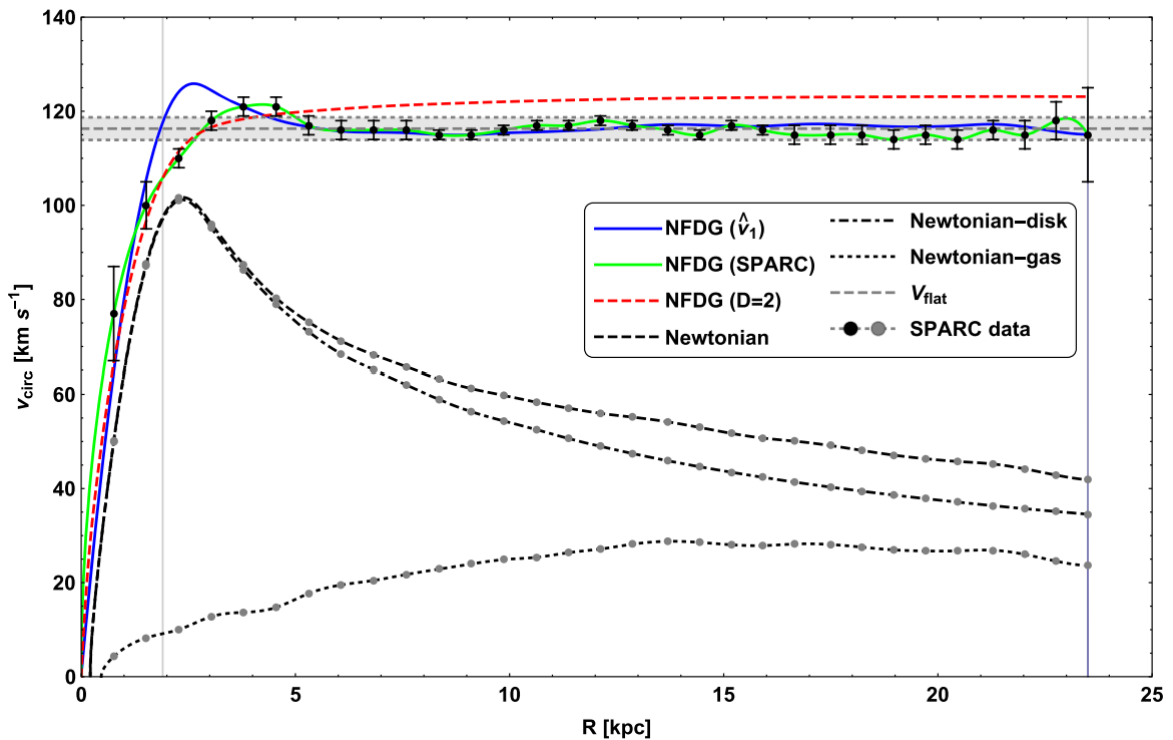


図 1: NGC 6503 渦巻銀河銀河の回転曲線 [2]。NFDG (Non-Field Dark Gravity: 非場の暗黒重力理論) に基づくフィッティング曲線 (\hat{v}_1 , SPARC, $D = 2$) を、SPARC (銀河の精密な回転曲線データベース) のデータポイント (黒い円) および平坦回転速度 V_f (灰色の帯) と直接比較した結果である。また、ニュートン力学に基づく回転曲線 (全体、円盤、ガス) を、元の SPARC データ (灰色の円) と比較した結果も示している。薄い灰色の縦線は、主な NFDG フィットの適用範囲 (半径方向の制限) を示している。

1.1.2 ダークマターの性質

ダークマターの性質には、宇宙観測から制限がかけられている。ここではそれらについて紹介する。

- 電氣的に (ほぼ) 中性

もし電荷をもっていればそもそも ”ダーク” では無くなる。また、整数電荷をもつならエキゾチック原子を作ることが出来てしまう。模型によって電荷 0.1 や 0.01 等も可能であり厳密に 0 でなくとも良いが、観測からは厳しいものとなっている。

- 構造形成時に非相対論的

もし構造形成時に相対論的であれば、現在大規模構造に存在している小さな揺らぎを消してしまう。

- バリオンでもレプトンでもない

ビッグバン元素合成と宇宙背景放射より $\Omega_b h^2 \simeq 0.0224$ である一方、 $\Omega_{DM} \simeq 0.12$ である。また、ニュートリノは電荷をもたないが、

$$\Omega_\nu h^2 \simeq \frac{\sum m_\nu}{94.1 \text{ eV}} < 0.0013 \text{ (95\% CL)} \quad (4)$$

かつ、質量が keV 以下であるため相対論的になってしまい、宇宙の構造を均してしまふ。これら 2 つが理由でニュートリノはダークマターになり得ない。

- 超長寿命

もし崩壊すると重力ポテンシャルが浅くなり、CMB、密度揺らぎ振幅 σ_8 、弱い重力レンズ効果など様々な観測と矛盾することとなる。これは、たとえ知らない物質に崩壊したとしても言えることであり、寿命の下限が

$$\tau \gtrsim 175 \text{ Gyr} \quad (5)$$

とつけられている [3]。

- ほとんどコリジョンレス

弾丸銀河団の観測と数値シミュレーションの比較から、

$$\frac{\sigma}{m} \lesssim O(1) \text{ cm}^2/\text{g} \quad (6)$$

[4]と得られている。ダークマターの自己相互作用も銀河内のダークマター分布に影響を及ぼす可能性がある。ダークマター1つあたりの散乱確率は

$$\Gamma \sim \sigma v n \sim \frac{1}{10^{8-9} \text{ yr}} \left(\frac{\sigma/m}{1 \text{ cm}^2/\text{g}} \right) \left(\frac{\rho}{\text{GeV}/\text{cm}^3} \right) \left(\frac{v}{10^{-3}} \right) \quad (7)$$

と書くことが出来る。ここで、 10^{8-9} yr は天の川銀河サイズ ($\sim 10^{12} M_{\odot}$)の銀河における典型的な天体力学的時間スケール ($\sim \sqrt{R^3/GM}$)である。

1.1.3 Weakly Interacting Massive Particle (WIMPs)

WIMPは未知の素粒子であり、その名の通り相互作用の弱い質量の大きな粒子である。一般に、そのような性質を持っていれば、初期宇宙に発生したこれらの粒子は現在まで残存し、ダークマターとなる可能性が高い。この粒子は大きく分けて二通りの方法によって検出可能であると考えられている。1つは原子核の反跳現象をとらえる直接検出。遠方で起こる対消滅などにより放出されるガンマ線やニュートリノなどの二次粒子をとらえる間接検出である。

1.1.4 ダークマター探索実験

ダークマター探索実験は、その存在を直接的または間接的に捉えることを目指して行われている。これらの実験では、ダークマターが標準模型の枠を超えた未知の粒子であるという仮説を基に、さまざまな物理現象を通じてその特性を解明することが試みられている。特に、直接探索実験ではダークマター粒子と原子核との相互作用による反跳事象を観測することを目指し、間接探索実験ではダークマター粒子同士の消滅や崩壊によって生成される二次的なシグナルを捉えようとしている。また、加速器実験では、ダークマター粒子の生成を高エネルギー衝突によって再現するアプローチが取られている。これらの実験は、それぞれ異なる観測手法と技術を用いており、地球深部の地下施設や宇宙空間など、多様な環境で実施されている。本節では、これまでに提案・実施されてきた主要なダークマター探索実験を概観し、それぞれのアプローチ、技術的特徴、得られた結果について詳しく述べる。

1.1.5 直接探索実験

LUX-ZEPLIN

LUX-ZEPLIN (LZ) 実験は、アメリカのサウスダコタ州にある深地下研究施設 (Sanford Underground Research Facility, SURF) で行われている。LZは、液体キセノン (Xe) を用いた大型のタイムプロジェクションチェンバー (TPC) 型検出器を採用しており、その主要な目的はWIMPとキセノン原子核との相互作用を直接検出することである。LZ検出器は、約10トンの液体キセノンをターゲットとして使用しており、中心部に設置された多画素光子カウンター (MPPC) と光電子増倍管 (PMT) によって信号を読み取る仕組みとなっている。液体キセノンは、自発的な

放射能や背景事象が非常に低いため、暗黒物質探索に最適な素材とされる。さらに、LZは背景事象の低減に優れた設計を採用しており、自己遮蔽効果によって外部からの放射線を抑制することができる。これにより、WIMPが引き起こすとされるわずかな核反跳信号の検出が可能となる。また、LZの高感度は、背景事象を徹底的に抑える複数の工夫によって達成されている。一例として、外部放射線や宇宙線を遮断するための岩盤に囲まれた深地下施設での実験環境が挙げられる。さらに、周囲には液体アルゴンや鉛を使用したシールド構造が追加されており、検出器内部の背景事象を限りなくゼロに近づける努力が行われている。LZは2020年代後半までに数百テラ年にわたるダークマターの相互作用断面積を探索する能力を持ち、WIMP探索において最前線を進んでいる [5]。

XENONnT

XENONnTは、イタリアのグラン・サッソ地下研究施設（Laboratori Nazionali del Gran Sasso, LNGS）で行われている世界的に有名なダークマター探索実験である。この実験では、5.9トンの超高純度液体キセノンを用いた二相式TPC検出器が採用されている。

XENONnTの最大の特徴は、エレクトロルミネッセンス（EL）信号を利用して信号と背景を分離する技術である。検出器内でWIMPがキセノン原子核と相互作用すると、核反跳に伴う光と電荷信号が生成される。これらの信号は、ドリフト電場によって光電増倍管（PMT）に集められ、光信号と電子信号のタイミング差から核反跳の3次元位置を高精度で特定することが可能となる。

XENONnTは、信号識別能力に優れた二相式液体キセノン検出器を採用しているため、非常に低エネルギー領域でのWIMP探索に特化している。また、検出器内部に高純度の液体キセノンを循環させ、残留不純物を極限まで低減する技術を導入している。これにより、背景事象による影響を最小限に抑えることができる。さらに、外部環境からの宇宙線を遮断するため、検出器は地下1400mの岩盤に囲まれて設置されている。

また、2024年7月、XENONnT コラボレーションは暗黒物質検出器を用いて太陽ニュートリノによる原子核反跳を直接測定した。自然界で生成されたニュートリノとの散乱を捉えたのは今回が初めてである。この成果は、暗黒物質探索実験における検出器の高い性能を裏付ける重要な成果であり、ニュートリノ研究や暗黒物質探索の分野に新たな道を切り開くものとなる。XENONnT実験は、今後もデータ取得を進めることで、宇宙物理学や核物理学におけるさらなる知見の拡大と新たな発見を目指している [6]。

1.1.6 間接探索実験

AMS（Alpha Magnetic Spectrometer）

AMS（アルファ磁気分光器）は、国際宇宙ステーション（ISS）に設置された宇宙線観測装置である。AMSは宇宙空間という極めて背景ノイズの少ない環境で動作し、宇宙線中の陽電子や反陽子などの異常なフラックスを観測することで、ダーク

マター粒子の消滅や崩壊、さらには宇宙線の起源や天体物理現象の解明を目指している。

AMSは、磁場を用いて宇宙線粒子を曲げ、その運動量とエネルギーを精密に測定する。さらに、シリコンストリップ検出器を用いた粒子追跡システムにより、粒子の質量や電荷を精密に特定する能力を持つ。AMS-02（第2世代AMS）は、2011年にISSに取り付けられて以来、陽電子フラックスの異常な上昇を報告するなど、ダークマター探索に重要な手がかりを提供している。この陽電子フラックスの増加は、WIMPの自己消滅によるものか、あるいは未知の天体物理現象によるものかは未解明であり、さらなるデータ解析が進められている [7]。

FERMI-LAT (Large Area Telescope)

FERMIガンマ線宇宙望遠鏡に搭載されたLarge Area Telescope (LAT)は、ガンマ線を高感度で観測するために設計された装置である。FERMI-LATは、ダークマターが自己消滅または崩壊する際に放出される高エネルギーガンマ線を検出することで、間接的にダークマターの存在を探る。特に、銀河の中心部や矮小銀河といったダークマターの密度が高いとされる領域が観測対象となる。FERMI-LATの観測データは、これまでにいくつかの興味深い結果を提供している。例えば、銀河中心部からのガンマ線過剰はダークマターの消滅によるものと解釈される可能性がある一方で、未解明の天体物理現象によるものとも考えられている。FERMI-LATはまた、異常なガンマ線スペクトルを持つ矮小銀河からの信号を調査し、ダークマター候補としての妥当性を評価している [8]。

IceCube

IceCubeニュートリノ観測所は、南極の氷床を利用して設計されたニュートリノ検出器であり、ニュートリノを用いたダークマター探索を行うための重要な施設である。IceCubeは、1 km³の体積に埋め込まれた5160個のデジタル光検出器 (DOM) から構成され、ニュートリノが氷中で引き起こすチェレンコフ光を高精度で検出する。

ダークマター粒子は、自己消滅や崩壊過程においてニュートリノを生成すると予想されており、IceCubeはこの特性を利用して間接的にダークマターの存在を探索している。特に、銀河中心や太陽内部など、ダークマターが高密度に存在すると考えられる領域をターゲットにした観測が行われている。これまでの観測では、ダークマター粒子の崩壊や自己消滅を示唆するニュートリノ信号は検出されていないが、この結果はダークマター粒子の性質に対する制約を与えるデータとなっている。

さらに、IceCubeの感度向上を目指した拡張プロジェクト「IceCube-Gen2」が進行中であり、観測体積の増大や光検出器の性能向上により、ダークマター探索の範囲は着実に広がっている。この取り組みにより、より高感度なニュートリノ観測が実現し、ダークマターの存在やその性質を明らかにする新たな手がかりが得られることが期待されている [9][10]。

1.1.7 加速器実験

LHC (Large Hadron Collider)

LHC (大型ハドロン衝突型加速器) は、スイスとフランスの国境にまたがる CERN (欧州原子核研究機構) に設置された、世界最大の粒子加速器である。LHC は、陽子同士を高速で衝突させることで新しい粒子の生成や未知の物理現象の探索を行う装置である。

LHC で行われるダークマター探索の主な手法は、エネルギーと運動量の保存則に基づく「見えないエネルギー」の測定である。例えば、衝突実験で生成された粒子の総エネルギーと運動量を計算し、それが衝突前と一致しない場合、エネルギーや運動量が「見えない粒子」によって運ばれた可能性がある。この「見えない粒子」がダークマターの候補である WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) であると仮定し、その特性を解析する。

LHC の主要な検出器である ATLAS と CMS は、それぞれ異なる設計と手法でこの見えないエネルギーの探索を行っている。ATLAS 検出器は、衝突で発生する粒子の飛跡を 3次元で記録し、運動量やエネルギーの測定を行う。一方、CMS 検出器は、強磁場を利用して粒子の運動量を高精度で測定し、背景事象と信号を分離する。これら 2つの検出器は、それぞれ異なる特性を持ちながらも補完的な役割を果たし、高い精度でダークマター探索を行う体制を構築している。

これまでの LHC のデータ解析では、WIMP に直接対応する明確な信号は検出されていないが、衝突断面積や質量範囲に関する制約が大幅に進展している。また、LHC では、ダークマター粒子と同時に新たな物理現象 (例えば超対称性粒子) の探索も行われており、今後のデータ取得によってさらに深い洞察が得られる可能性がある [11][12][13][14]。

Belle II

Belle II 実験は、KEK (高エネルギー加速器研究機構) に設置されたスーパー KEKB 加速器を用いて行われている。この実験は、電子と陽電子の衝突によって生成される B 中間子やその他の粒子を精密に解析し、標準模型を超える新物理現象を探索することを主な目的としている。その一環として、ダークマターに関連する手がかりを探る研究も行われている。

特に、Belle II 実験では「暗光子」や「ダークフォトン」と呼ばれる仮説上の粒子の探索に注力している。暗光子は、標準模型の光子と類似した性質を持つが、通常の物質とダークセクター (未知の物質領域) を結びつける媒介粒子としての役割を果たす可能性がある。この暗光子は、電子と陽電子の衝突によって生成され、その後、電子対やミュオン対などの標準模型の粒子へと崩壊すると考えられている。Belle II 実験では、これらの生成および崩壊過程を精密に測定することで、ダークマターの性質や存在に関する新しい情報を得ることを目指している。

Belle II 検出器は、粒子の運動量、飛跡、エネルギー分布を高精度で測定するための多層構造を持つ。例えば、飛跡検出器 (CDC) は粒子の軌道を記録し、電磁カロリメータ (ECL) はエネルギーを測定する。また、粒子識別を行うリングイメージ

ングチェレンコフ検出器 (TOP) や時間飛行検出器 (ARICH) も搭載されており、これらが連携して信号の詳細な解析を可能にしている。

さらに、トリガーシステムや高度なデータ解析手法の導入により、標準模型の背景事象を効果的に排除し、暗光子やそれに関連する粒子の探索感度が大幅に向上している。Belle II 実験は、これらの技術を駆使して、ダークマター研究における新たな地平を切り開くことが期待されている [15][16][17]。

1.1.8 天文学的観測を活用したダークマター探索

GAIA

GAIA は、ヨーロッパ宇宙機関 (ESA) によって運用されている宇宙望遠鏡であり、銀河系の星々の位置、運動、視線速度、物理的特性を高精度で測定することを目的としている。この観測データは、銀河系全体の 3 次元的な地図を作成し、銀河系の形成と進化を解明するための情報を提供するものである。

特に、星の運動は銀河内の重力ポテンシャルに依存しており、この重力ポテンシャルを解析することで、通常物質だけでは説明できないダークマターの存在と分布を推測することができる。GAIA の観測データは、銀河ハローや矮小銀河など、通常の観測では捉えにくい領域におけるダークマターの密度分布や性質を調査するために活用されている。また、銀河系内の異常な運動を示す星 (高速星や異常な軌道を持つ星など) の分析を通じて、ダークマターがどのように銀河形成や進化に寄与しているかを理解するための基盤を提供している。

さらに、矮小銀河の力学的性質や、銀河系外縁部での星々の運動を分析することで、ダークマターの重力的影響を直接的に検証することが可能となる。これらの研究により、ダークマターの分布や性質に関する新たな洞察が得られることが期待されている [18][19]。

Hubble Space Telescope (HST)

ハッブル宇宙望遠鏡 (HST) は、可視光および赤外線観測を通じて宇宙の深部を調査する望遠鏡であり、特に、重力レンズ効果を利用したダークマターの観測が HST の得意分野である。

重力レンズ効果とは、銀河団やその他の高密度物体が背景光を曲げる現象であり、この効果を解析することで、ダークマターの分布や性質を調べることができる。HST の高解像度イメージング能力により、これまでにいくつかの銀河団におけるダークマターの質量分布が詳細に明らかにされた。また、重力レンズ効果を利用して、暗黒物質の「塊」が銀河団内にどのように分布しているかを調査することも可能となっている。

さらに、HST の観測データは、ダークマターが関与する銀河衝突 (例えば「弾丸銀河団」として知られる事象) における運動学的特性を調査するためにも利用されている [20][21][22]。

1.2 ミグダル効果

近年、ダークマターの直接探索実験により、ミグダル効果への関心が高まっており、この効果がダークマターの低質量領域に対する感度向上に応用されている。ここではそのミグダル効果についての説明をする。

ダークマター直接探索実験の多くは、物質中の原子核にダークマター粒子が弾性散乱する事で生じるような稀な原子核反跳を探索している。この時、原子核の急加速度運動により、原子中の電子が直接電離または励起される可能性があるということが以前から知られており、例えばこれは α 崩壊や β 崩壊において確認されている[23]。この現象をミグダル効果といい、原子核の急加速の時間スケールが電子の軌道周期のスケールよりはるかに短い場合に非ゼロの確率で発生すると予想される。この場合、原子核は電子に対して相対的に動き始めるため、電子を置き去りにし、その結果検出器内部の電離による信号として検出可能となる。

以前から、このミグダル効果は複数の研究によってダークマター直接探索に応用可能であると考えられていた[24][25][26][27]が、最近になってこのミグダルのアプローチが再定式化された[27]。そして原子核反跳と電子反跳の関係、さらに電離確率がERエネルギーの関数として導き出された。これにより、ミグダルがサブGeV質量のダークマター探索にとって有望な現象であると注目されるようになった。

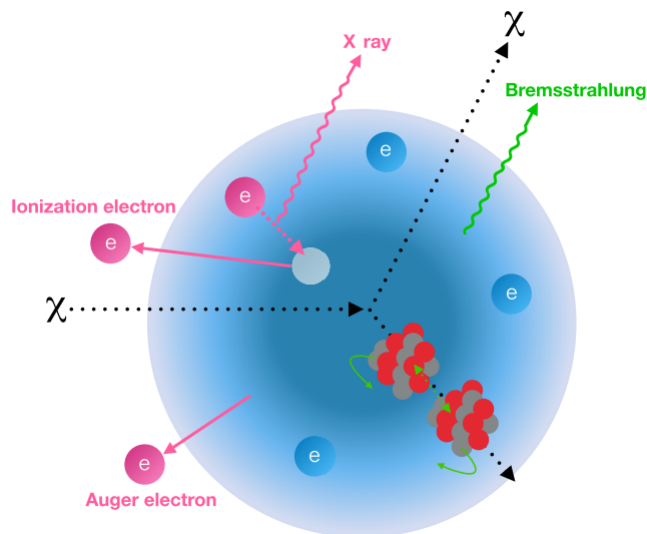


図 2: 制動放射及びミグダルプロセスによる原子核反跳信号の説明 [31]。制動放射(緑)およびミグダルプロセス(ピンク)による原子核反跳信号生成の説明を示している。これはDM粒子(χ)とキセノン原子核との弾性散乱後に発生する。ピンクで示された電子は、ミグダルプロセス中における電離、脱励起、オージェ電子放出に参与するものである。

1.2.1 遷移確率の定量的モデル

ミグダル効果は、原子核が外部から運動量を受け取り反跳する際、原子核周囲の電子雲にエネルギーや運動量が伝達され、電子の励起や電離が引き起こされる現象である。この節では伊部らによるミグダル効果の再定式化 [27] をもとに、原子核反跳に伴うミグダル効果発生確率が如何様にして導かれるのか説明する。この現象を定量的に記述するためには、まず原子系全体のハミルトニアンから出発する。原子系のハミルトニアンは以下のように与えられる。

$$\hat{H}_A = \frac{\hat{p}_N^2}{2m_N} + \hat{H}_{ec}(\hat{x}_N) \quad (8)$$

ここで \hat{p}_N^2 は原子核の運動量、 m_N は原子核の質量、 $\hat{H}_{ec}(\hat{x}_N)$ は電子雲のハミルトニアンであり、電子雲のハミルトニアンは

$$\hat{H}_{ec}(\hat{x}_N) = \sum_i \frac{\hat{p}_i^2}{2m_e} + V(\hat{x}_i - \hat{x}_N), \quad (9)$$

と記述される。ここで \hat{p}_i は i 番目の電子の運動量演算子、 m_e は電子の質量、 $V(\hat{x}_i - \hat{x}_N)$ は原子核と電子間の相互作用ポテンシャルを表す。

次に、原子全体のエネルギー固有状態は以下のように記述される。

$$\left(\frac{\hat{p}_N^2}{2m_N} + \hat{H}_{ec}(\hat{x}_N) \right) \Psi_E(x_N, \{x\}) = E_A \Psi_E(x_N, \{x\}) \quad (10)$$

ここで E_A は原子の系全体のエネルギー固有値、 $\Psi_E(x_N, \{x\})$ は波動関数である。

電子雲のエネルギー固有状態は、核の位置 \hat{x}_N を固定して

$$\hat{H}_{ec}(\hat{x}_N) \Phi_{ec}(\{x\} | \hat{x}_N) = E_{ec} \Phi_{ec}(\{x\} | \hat{x}_N) \quad (11)$$

のように解かれる。このとき、 Φ_{ec} は電子雲の波動関数、 E_{ec} は電子雲のエネルギー固有値である。電子雲の固有状態間の遷移は、運動量移行 q_e による摂動を考えると記述される。遷移の振幅 $Z_{FI}(q_e)$ は

$$Z_{FI}(q_e) = \int \prod_i d^3x_i \Phi_{ec}^{F*}(\{x\}) e^{-i \sum_i q_e \cdot x_i} \Phi_{ec}^I(\{x\}) \quad (12)$$

のように与えられる。ここで $q_e = m_e v_F$ は運動量移行、 v_F は核反跳速度、 $\Phi_{ec}^I, \Phi_{ec}^{F*}$ は初期及び終状態の電子雲波動関数。

小さい q_e の場合、式 12 を q_e に関して展開すると、一次の項は

$$z_{q_e}(E'_k, \kappa', m' | E_k, \kappa, m) = -i \sum_{\alpha} \int d^3x \phi_{o'_k}^{\alpha*}(x) (q_e \cdot x) \phi_{o_k}^{\alpha}(x), \quad (13)$$

のようになる。ここで $\phi_{o'_k}^{\alpha*}(x)$ は k 番目の電子の波動関数である。この振幅は運動量移行 q_e に比例しているため、遷移確率 $|z_{q_e}(E'_k, \kappa', m' | E_k, \kappa, m)|^2$ は $|q_e|^2$ に比例する。また、電子エネルギー E_e に対する微分遷移確率は

$$\frac{d}{dE_e} p_{q_e}(nl \rightarrow E_e) = \omega_{nl} \sum_{\kappa, \kappa', m, m'} \delta_{\ell, |\kappa+1/2|-1/2} |z_{q_e}(E_e, \kappa', m' | n\kappa, m)|^2 \quad (14)$$

のように記述される。ここで ω_{nl} は初期状態の電子線有数、 $\delta_{\ell,|\kappa+1/2|-1/2}$ は角運動量の選択律を示す。前述の通り遷移振幅 $|z_{qe}|^2$ が $|q_e|^2$ に比例するため、 $\frac{d}{dE_e} p_{qe}$ も運動量移行の二乗に比例する。この確率 $\frac{d}{dE_e} p_{qe}$ は電子の運動量移行 q_e の二乗に比例し、 $q_e = 511\text{eV}$ において各原子の $\frac{d}{dE_e} p_{qe}$ に対する理論計算が行われ、図3のように求められている。基本的に、束縛電子の主量子数 n が大きいほど電離確率が上昇する傾向がみられる。以上が遷移確率導出の概要であった。以下では、原子核反跳に伴う

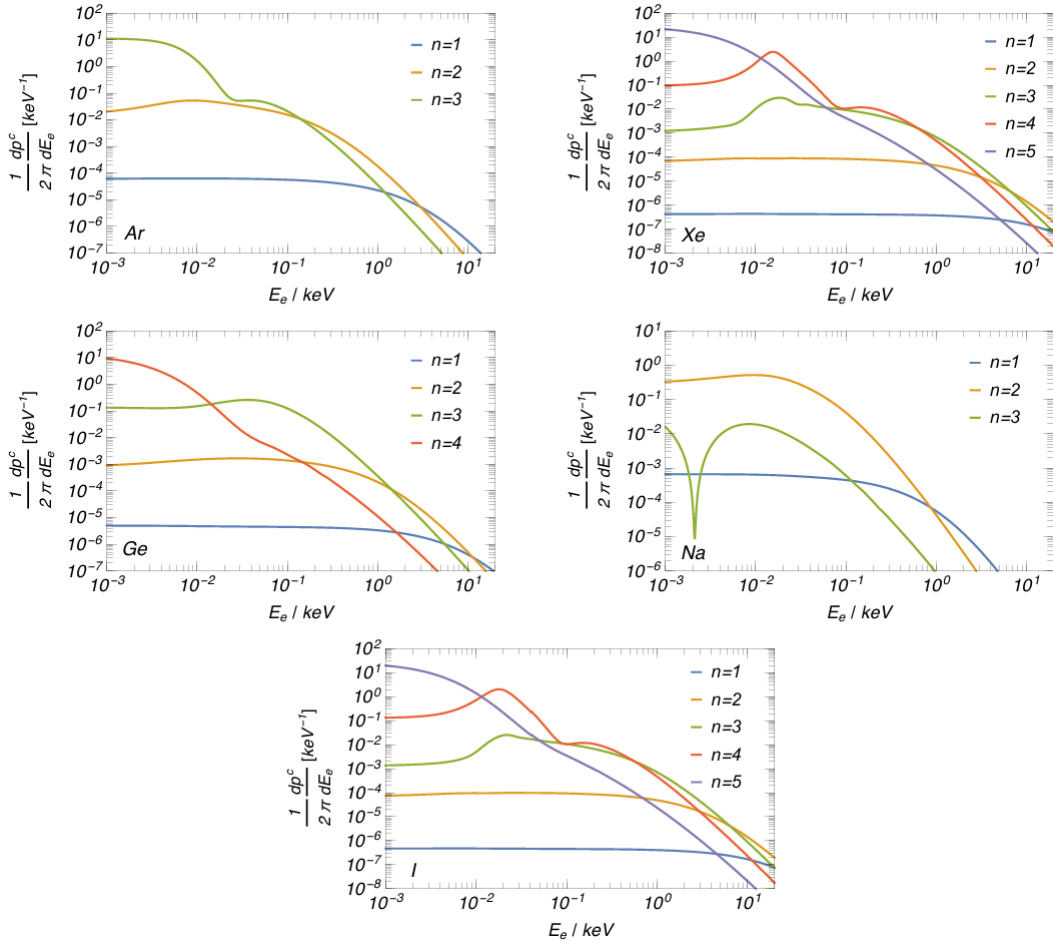


図 3: 各原子におけるミグダル効果による電離確率 [27]

ミグダル効果がダークマター探索実験にもたらす恩恵について議論する。

暗黒物質が原子核と弾性散乱を引き起こす際、原子核が反跳し、その運動量移行により原子に束縛された電子がエネルギーを受け取る。この結果、電子は軌道から解放され、低エネルギーの電離イベントが発生する。このプロセスを数式で記述すると、反跳核のエネルギー E_R は

$$E_R \simeq \frac{q_A^2}{2m_A}, \quad q_e \simeq \frac{m_e}{m_A} q_A \quad (15)$$

の関係式で表される。ここで、 m_A は反跳する原子核の質量 q_A 、 q_e はそれぞれ反跳核および電子の運動量である。この運動量移行により、電子はエネルギーを得て解

放される。このエネルギー移行を ΔE と定義すると、

$$\Delta E = E_e + E_{n,\ell} \quad (16)$$

と表される。ここで E_e は電子の運動エネルギー、 $E_{n,\ell}$ は電子軌道の束縛エネルギーである。更に、このエネルギー移行と反跳核の運動エネルギー E_R は、エネルギー・運動量保存則に基づいて

$$E_R = \frac{\mu_N^2}{2m_N} v_{DM}^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2\Delta E}{\mu_N v_{DM}^2}} \right)^2 + 2(1 - \cos \theta_{CM}) \sqrt{1 - \frac{2\Delta E}{\mu_N v_{DM}^2}} \quad (17)$$

の式で結びつけられる。ここで μ_N は暗黒物質と原子核の換算質量、 v_{DM} は暗黒物質の速度、 θ_{CM} は重心系における散乱角を表し、

$$\Delta E = E_e + E_{nl} \quad (18)$$

$$E_{nl} = \frac{1}{2} \sum_{\kappa} \delta_{\ell, |\kappa+1/2|-1/2} E_{n\kappa}. \quad (19)$$

である。この式から、特定の E_R と ΔE に対して暗黒物質の最低速度は

$$v_{DM,\min} \simeq \frac{m_N E_R + \mu_N \Delta E}{\mu_N \sqrt{2m_N E_R}} \quad (20)$$

のように表される。

次に、この効果が具体的にどのように暗黒物質探索に寄与するかを述べる。ミグダル効果のもう一つの重要な特徴は、暗黒物質の速度や質量に対する新たな制約を提供する点である。この効果は、暗黒物質粒子が原子核と弾性散乱を起こす際に電子の解放エネルギーを引き起こすため、暗黒物質の速度 v_{DM} や質量 m_{DM} に依存する物理量として観測される。特に、電子のエネルギー遷移 ΔE の上限 ΔE_{MAX} は

$$\Delta E_{MAX} = \frac{1}{2} \mu_N v_{DM}^2 \quad (21)$$

のように定義される。また、この時の原子核反跳エネルギー E_R は

$$E_R = \frac{\mu_N}{m_N} \times \Delta E_{MAX} \quad (22)$$

のように与えられる。これらの式により、反跳核のエネルギーや電子の解放エネルギーがダークマターの運動特性に密接に関係していることが示される。この特性に基づき、ミグダル効果を考慮することで、暗黒物質粒子の速度分布や質量範囲に図4の新たな制約を加えることが可能となる。暗黒物質の質量 m_{DM} が原子核の質量 m_N よりもはるかに小さい場合、反跳エネルギー E_R は以下の関係式で表される。

$$E_R = \frac{\mu_N}{m_N} \times \Delta E_{MAX} \approx \frac{m_{DM}}{m_N} \times \Delta E_{MAX} \ll \Delta E_{MAX} \quad (23)$$

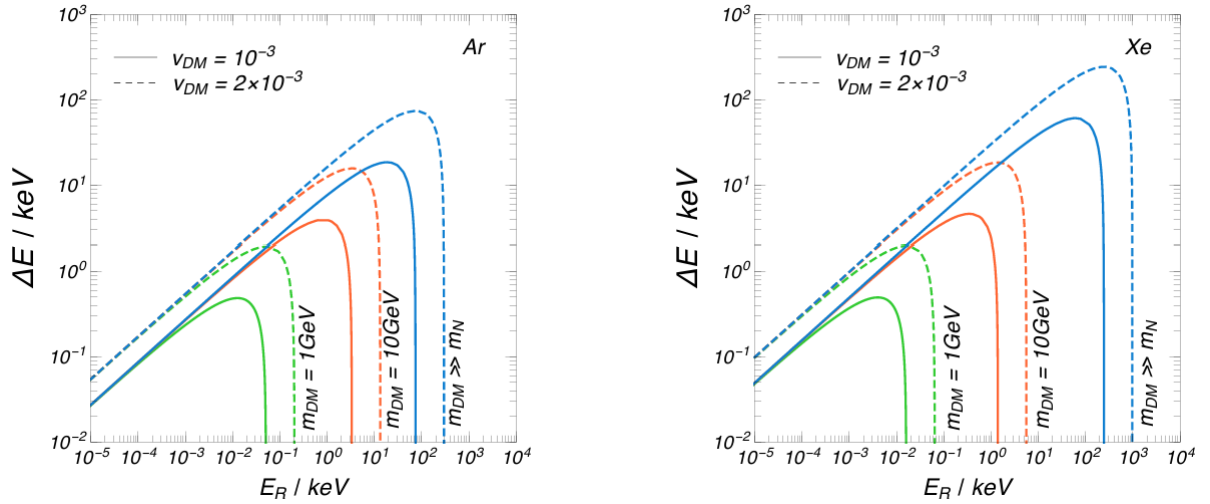


図 4: アルゴン (Ar) およびキセノン (Xe) 原子における、指定された暗黒物質の質量 m_{DM} と速度 v_{DM} に対する $(E_R, \Delta E)$ 平面上の運動学的制約。線より下の領域が運動学的に許容される。[27]

この関係式から分かる通り、低質量の暗黒物質の場合、原子核の反跳エネルギー E_R は電子へのエネルギー移行 ΔE に比べて非常に小さくなる。この電子へのエネルギー移行は、電子の運動エネルギー E_e と束縛エネルギー $E_{n,l}$ の和として次式で表される。

$$\Delta E = E_e + E_{n,l} \quad (24)$$

特に、内殻電子が電離する場合、電子の束縛エネルギー $E_{n,l}$ は特性 X 線などの脱励起エネルギー E_{dex} に変換される。このとき、放出される電子のエネルギー E_e と脱励起エネルギー E_{dex} の総和 E_{EM} は、原子核の反跳エネルギー E_R を上回る。これにより、低質量な暗黒物質でも実効的な検出エネルギーを増加させることができる点でミグダル効果は有用である。さらに、伊部らの先行研究 [27] では、液体キセノン一相式検出器におけるミグダル効果が生じる電離エネルギースペクトルが図 5 計算されており、暗黒物質の質量 $m_{DM} > O(10)$ GeV の場合には電離信号が反跳原子核のエネルギースペクトルに埋もれる一方で、 $m_{DM} < O(10)$ GeV では反跳原子核よりも高いエネルギー領域にスペクトルが形成されることが示されている。この特性により、低質量な暗黒物質の検出が可能となる。

以上のように、ミグダル効果は低質量な暗黒物質を効率的に検出するための重要な手段であり、その解析により新たな暗黒物質探索の道を切り開く可能性を持つ。次節では、この効果を活用した具体的な実験設計例や測定例について述べる。

1.2.2 実験的測定手法と実験例

MIGDAL 実験

MIGDAL (Migdal In Galactic Dark matter expLoration) 実験は、低圧ガスを用いた光学式 TPC (OTPC) によるミグダル効果の観測を目指したプロジェクトであ

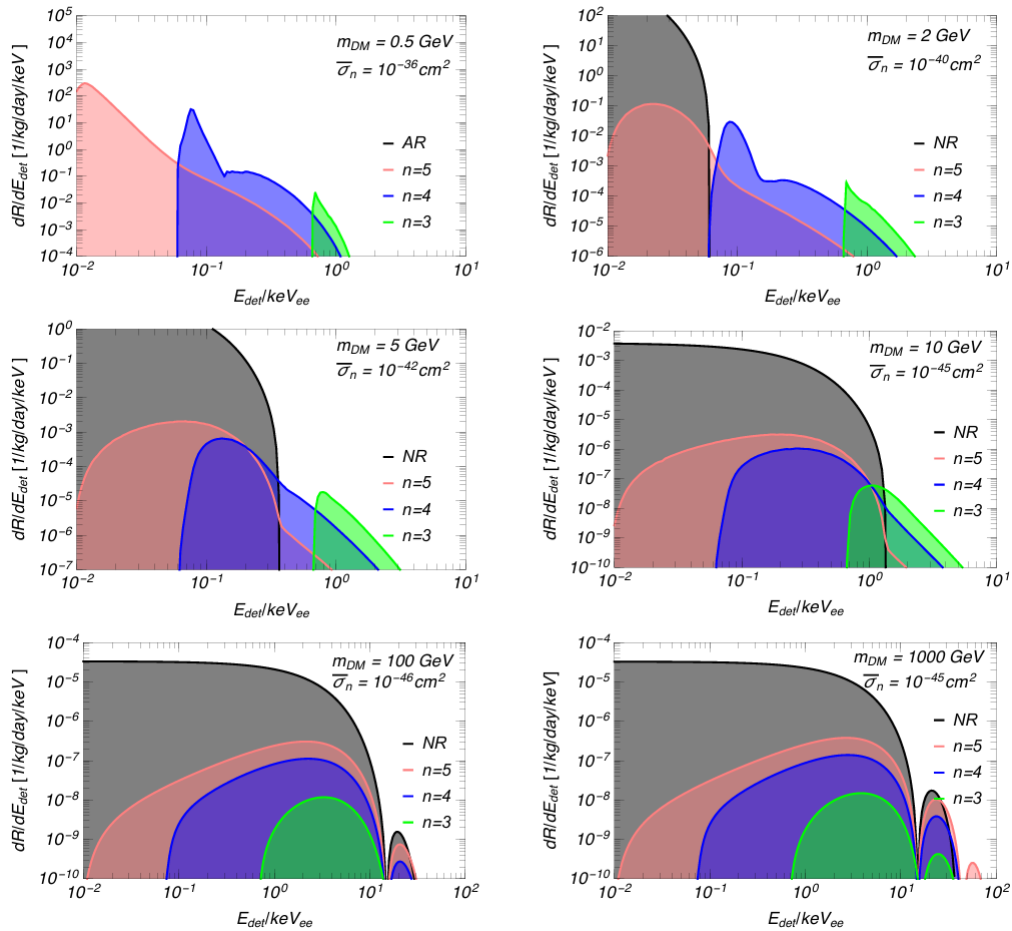


図 5: 液体キセノンを用いた単相実験で予測される微分イベントレート [27] 黒線は電離を伴わない核反跳 (NR) スペクトルを表している。 (E_{det} に対する NR スペクトルと E_R に対する NR スペクトルは $1/q_{\text{nr}}$ の係数で異なる。) 緑、青、ピンクの線はそれぞれ $n = 3, 4, 5$ の電子殻からの電離率を示している。ここではエネルギー分解能を考慮していない。また、孤立した原子に基づいて推定を行っているため、価電子 (すなわち $n = 5$) からの電離スペクトルは信頼できない。

る。この実験では、50 Torr の低圧 CF_4 ガスが使用され、ミグダル効果による電子反跳 (ER) と原子核反跳 (NR) の同時発生イベントを探索している。主な測定手法は、CMOS カメラによる飛跡情報の解析と、エネルギー損失解析によるバックグラウンド事象との識別である MIGDAL 実験では、2.47 MeV の D-D 中性子源および 14.7 MeV の D-T 中性子源が用いられ、中性子との相互作用によって生じる反跳原子核とミグダル電子の観測が行われる。中性子がガス内の原子核と散乱する際に発生した電離電子は、二重ガラス構造を持つガス電子増倍管 (G-GEMs) の位置までドリフトする。G-GEMs 内で生じたシンチレーション光は CMOS カメラで撮像され、さらに増幅された電荷は ITO アノードによって収集される。このプロセスにより、垂直方向 (x, y) の位置情報を取得できる。加えて、一次シンチレーション光 (中性子との散乱時に発生) と二次シンチレーション光 (電荷増幅中に発生) を PMT によって検出することで、 z 座標の位置情報が得られる。この 3 次元的な測定手法により、MIGDAL 実験は反跳原子核とミグダル電子が同一点から発生するイベントを詳細に解析することが可能となっている。[28]

液体キセノンを用いたミグダル効果探索

液体キセノンを使用したミグダル効果の探索実験も進行中であり、この手法は異なる特性を持つ。特に、14.1 MeV の中性子を照射することで、M 殻および L 殻電子の電離を伴ったミグダル効果の探索が行われている。この手法では、電子反跳と原子核反跳におけるエネルギー損失の違いを解析し、これらの事象を区別することが可能である。この区別能力により、十分高いエネルギーの電子反跳を伴うミグダル効果の探索が可能となっている。

しかし、実験結果では、期待されたミグダル効果が十分に観測されないという課題が指摘されている。具体的には、L 殻や M 殻の電子の電離を伴うミグダル効果の確率の理論計算が過大評価されている可能性が議論されている。さらに、液体キセノン中での電子とイオンの再結合により、本来検出されるべきミグダル事象が観測されなかった可能性も議論されている。[29]

XENON 実験とミグダル効果を用いたダークマター探索

XENON 実験は、液体キセノンを用いたダークマター探索実験として広く知られており、ミグダル効果を利用した新たな解析手法にも注目が集まっている。特に、ミグダル効果を考慮することで、図 6 の通り低質量ダークマター粒子の探索感度を大幅に向上させることができる。

ミグダル効果は、原子核反跳に伴う電子の電離を通じてエネルギー信号を増強し、通常の核反跳エネルギーでは検出が難しい低質量ダークマター粒子に対して有利である。XENON 実験では、この効果を利用して、従来解析手法では得られなかった制限を設定することが可能となった。特に、ミグダル効果を用いることで、ダークマターの質量が 1 GeV 以下の範囲における断面積の制限を強化できる。

一方で、この解析手法にはいくつかの課題も存在する。例えば、液体キセノン中での電子再結合やエネルギー分解能の制約により、期待される信号が低減する可能性がある。また、背景事象との区別をより精密に行うためには、さらなるデータ収

集と解析技術の向上が必要である。[30]

1.2.3 これまでのミグダル効果探索実験の課題

ミグダル効果の観測は、低確率・低エネルギー事象であることから、信号事象とバックグラウンド事象を明確に区別することが課題として挙げられる。これらを抑えるためには、検出器設計の改善、シミュレーションによる背景予測の精度向上、さらに測定環境の厳密な制御が求められる。たとえば、MIGDAL 実験では、低圧ガス環境を採用することで反跳原子核と電子反跳が同一点で発生する稀なイベントを探索可能としているが、この特性が背景ノイズの低減にもつながる。一方、液体キセノン実験では、シンチレーション光と電荷信号を組み合わせることで背景事象との識別を試みているが、電子再結合の影響により期待される信号の一部が検出されない可能性が指摘されている。

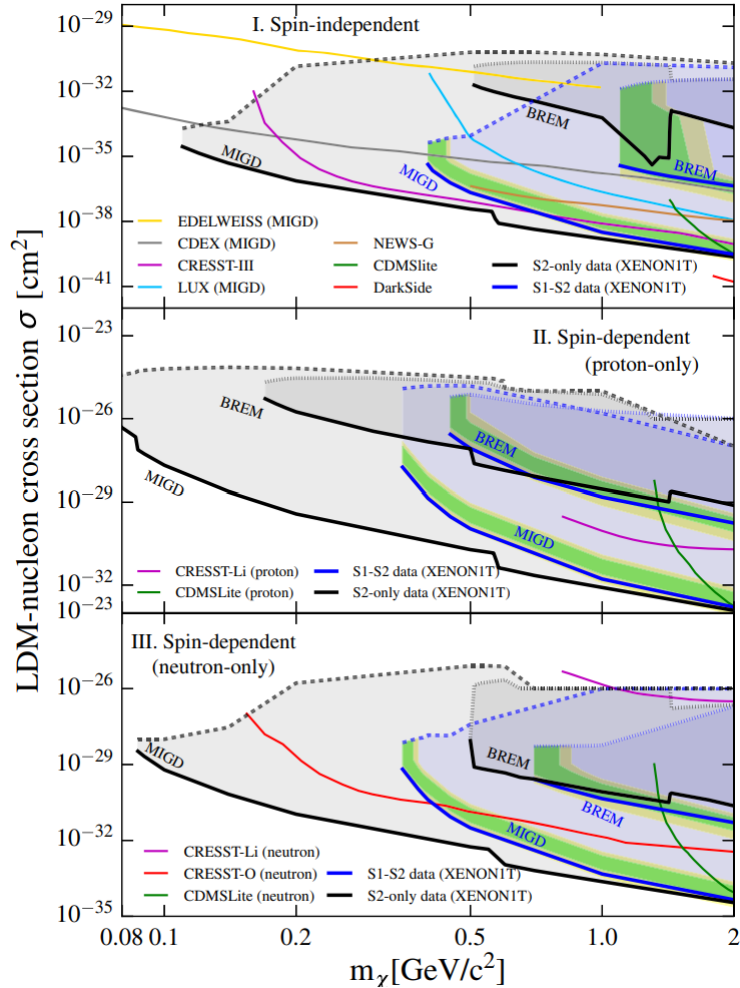


図 6: スピン非依存 (SI)、スピン依存陽子のみ (SD 陽子のみ)、スピン依存中性子のみ (SD 中性子のみ) の DM-核子相互作用断面積の制限 [31]。スピン非依存 (SI, 上段)、スピン依存陽子のみ (SD 陽子のみ, 中段)、およびスピン依存中性子のみ (SD 中性子のみ, 下段) の DM-核子相互作用断面積に関する 90%信頼区間 (C.L.) の制限を示す。これらは、XENON1T 実験における一次シンチレーション光 (S1 信号) および二次シンチレーション光 (S2 信号) を組み合わせたデータ (S1-S2 データ, 青い輪郭線と線) と、S2 信号のみを用いたデータ (S2 のみデータ, 黒い輪郭線と線) を用いて、MIGD および BREM の信号モデルを用いて計算されたものである。実線 および 破線 (点線) は、除外されたパラメータ領域の上限を表している (これらは下限としても言及される)。緑色および黄色の塗りつぶし領域は、それぞれ S1-S2 データを用いて得られた 1σ および 2σ の感度範囲を示している。

2 MIRACLUE 実験

MIRACLUE 実験は、原子核反跳に伴うミグダル効果を初めて実験的に観測することを目指す研究である。MIRACLUE 実験では、位置感度の高いガス検出器を用い、ミグダル効果に関連する特徴的な 2-cluster 信号を捉えることで、低エネルギー事象の詳細に捉えることを目指している。この手法は、2020 年に中村らが提案したものであり、Ar ガスや Xe ガスを用いた検出器を活用することで、反跳原子核からの信号とミグダル効果に関連する信号を空間的に分離し、それらを明確に識別することを可能としている [32]。

2.1 概要

MIRACLUE 実験の中心となるのは、タイムプロジェクションチェンバー (TPC) を使用したガス検出器である。TPC は、電子の三次元的な位置情報とエネルギー情報を同時に取得できるため、ミグダル効果に関連する特徴的な信号を高精度で記録するのに適している。本実験では、Ar ガスと Xe ガスをターゲットガスとして使用し、それぞれの特性を活かして異なる条件下での観測を行う。特に Xe ガス TPC には、エレクトロルミネッセンス (EL) 光を読み出すシステムが導入されており、高いエネルギー分解能を実現している。この EL 光は、MPPC (多画素光子カウンタ) によって検出され、その信号はフロントエンドボード (FEB) を介してデジタル化される。FEB は高いサンプリング速度 (5 MS/s) を持ち、最大 300 μ s の波形記録長を備えているため、ドリフト領域内での電子の動きを正確に記録できる。

特性 X 線やオージェ電子に関連するエネルギーは 30 keV 程度であり、これを背景事象から分離するためには高いエネルギー分解能が必要である。Ar ガス TPC では、30% (FWHM) の分解能を持つ 5.9 keV X 線が観測される一方、Xe ガス TPC では 30 keV の特性 X 線に対して 4% (FWHM) の分解能を達成している。これにより、ミグダル効果に関連する信号の精密な観測が可能となる。

実験には、中性子ビームを使用しており、ターゲットガスとの弾性散乱を引き起こして原子核反跳を誘発する。MIRACLUE 実験は、原子核反跳とそれに伴うミグダル効果の信号を精密に観測することで、低エネルギー事象の物理学的特性を明らかにすることを目的としている。本実験では、TPC を用いた高精度な位置検出とエネルギー分解能を活用し、背景事象を効果的に除去する手法を構築している。

Xe 原子からは 30 keV の特性 X 線が生じるが、この発生位置から吸収長だけ離れた位置に平均的に 2 つ目のクラスターを生じる。Xe ガス 5 気圧の場合は 3.80 cm の吸収長となる。各クラスターの位置関係は後述する TPC の検出原理によって知ることが出来る。また、クラスターの数 が 2 つである場合、片方のクラスターが特性 X 線のエネルギーを有するという条件の下でセレクションを行うと、いくつかの利点 が得られる。まず、原子核反跳のみのイベントでは、クラスターの数 が 1 つ になるため、この数によるセレクションによって対象イベントを効果的に除外することが可能である。次に、バックグラウンド (BG) に分類される特定のエネルギー範囲内の信号、例えば 40 keV から 80 keV 程度の γ 線由来の BG が除外可能となる。

この γ 線はコンプトン散乱を引き起こし、クラスターのエネルギーが連続スペクトルに分布するためである。したがって、特性 X 線のエネルギーによるセレクションを適用することで、不要な信号を削減することが可能となる。しかし、 γ 線が光電吸収を引き起こした場合、K 殻電子の放出による特性 X 線が生じるため、原子核反跳に伴うミグダル効果のイベントと区別が困難となる。この問題に対応するためには、 γ 線 BG をさらに削減する手法の構築が重要となる。

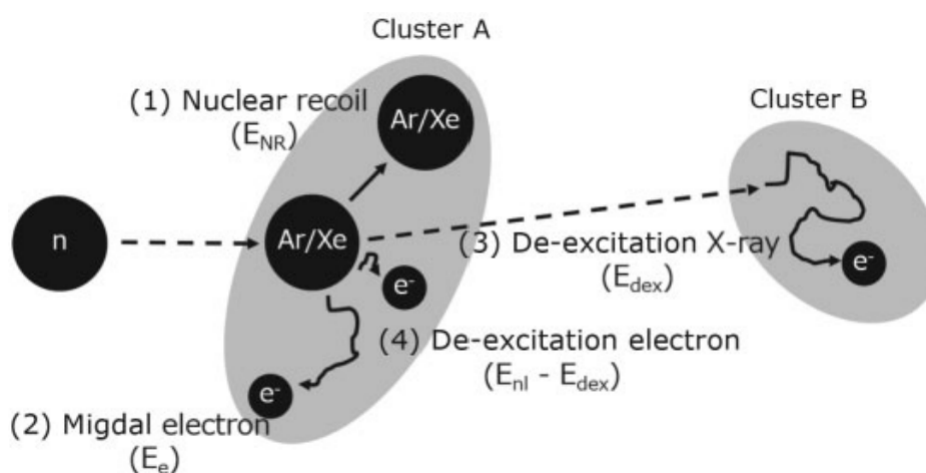


図 7: ミグダル効果と関連する反応機構の概略図 [32]

2.2 中性子ビーム試験によるミグダル効果探索

図 7 に示すように、この 2-cluster 信号が生じる一連の流れは次の通りである。まず、中性子がターゲット原子に照射されると、エネルギー E_{NR} 持つ反跳原子核が生じる。そして、反跳原子核の急激な運動量変化に伴い、K 殻電子がエネルギー E_e を持って放出される。この過程で K 殻には空孔が生じ、外殻電子が K 殻へ遷移することで、エネルギー E_{dex} を持つ K_α 線や K_β 線の特性 X 線が放出される。さらに、この特性 X 線は原子による光電吸収を引き起こし、特性 X 線と同じエネルギーを持つ電子が放出される。この過程により、エネルギー保存則に基づいて $E_{NL} - E_{dex}$ の合計エネルギーが分配され、オージェ電子や脱励起に由来する特性 X 線が生じる。このような一連の反応によって、反跳原子核、ミグダル電子、オージェ電子が 1 つ目のクラスターとして検知され、 K_α 線や K_β 線由来の電離電子は 2 つ目のクラスターとして識別される。

2.3 これまでの試験

ミグダル効果観測実験のため、産業技術総合研究所において 2022 年 4 月 12 日から 2022 年 4 月 13 日の 2 日間、中性子ビームを検出器に照射した。

2.3.1 セットアップ

前回のビーム試験では、産業技術総合研究所に設置されたペトロントン加速器を用いて実施した。ペトロントン加速器は、リチウムターゲットに陽子を衝突させることにより、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応を誘発し、最大エネルギーが 565 keV の中性子ビームを生成した。このリチウムターゲットは銅製基板の上に蒸着された構造を持ち、ビームダンプとしての機能も兼ね備えていた。リチウムの蒸着厚さは、 ${}^3\text{He}$ 比率係数から導かれるエネルギー幅を考慮して $3.3\ \mu\text{m}$ に設定された。ターゲット位置におけるビーム生成の効率を高めるため、ターゲット周囲には冷却系が設置されていたが、今回の試験では冷却用のチューブを取り外して直接中性子ビームをガス検出器方向へ誘導する設計が採用された。1 m 地点での中性子フラックスを図 8 と図 9 に示す。中性子フラックスは約 $1700\sim 2400\ \text{/cm}^2/\text{s}$ の範囲で時間変動することが確認された。

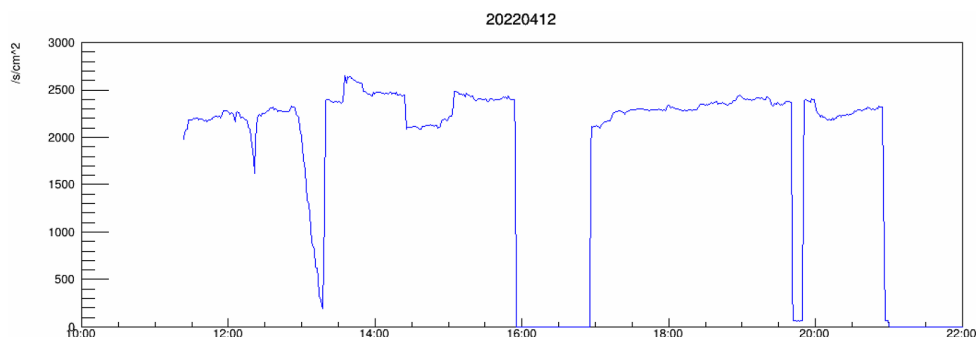


図 8: 中性子強度の時間変化 (2022/4/12)[33]

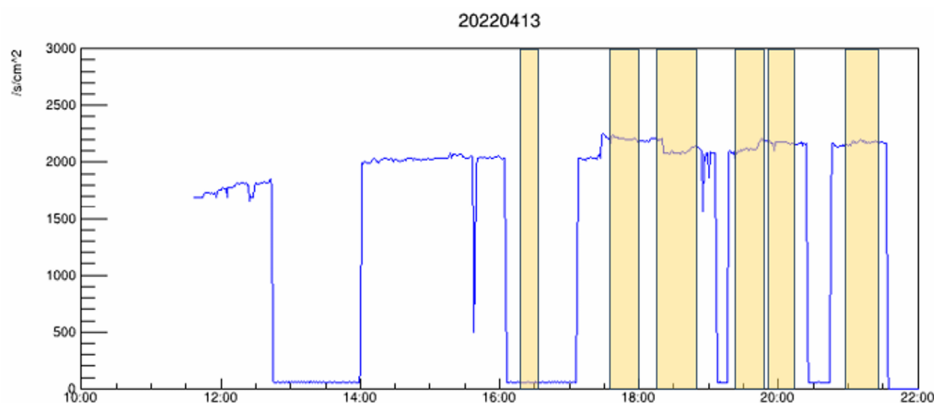


図 9: 中性子強度の時間変化 (2022/4/13)[33]

セットアップ概略図を図 10 に示す。ガス検出器は、中性子ビーム生成位置（リチウムターゲット）から 1 m の距離にカソード面が来るよう配置された。この距離は、中性子の飛散を最小限に抑えながら、ビームの強度と均一性を確保するために選定された。検出器は、カソード面をビーム軸に対して垂直に配置し、中性子がガス検出器内部のドリフト領域を通過するように設定された。これにより、中性子と原子核の相互作用による反跳イベントを高効率で捉えることが可能となった。

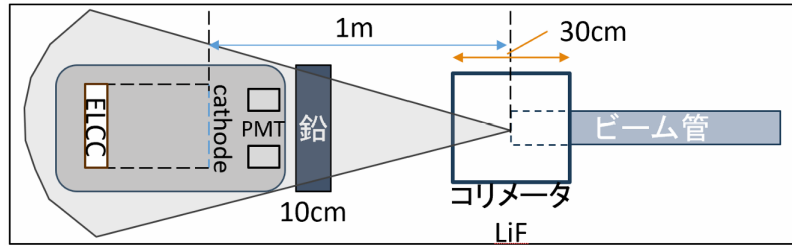


図 10: 前回ビーム試験時のセットアップ [33]

中性子ビームの周囲には、バックグラウンドを最小化するための遮蔽構造が配置された。ガス検出器の周囲にはポリエチレン製のコリメーターが設置され、不要な方向に飛散する中性子を遮蔽する役割を果たした。このコリメーターは、LiF 50%を添加したポリエチレン粒が詰められており、500 keV の中性子に対する高い遮蔽効率を有している。さらに、コリメーターの内部形状はガス検出器へのビーム入射角に適應するよう設計され、ビームの集中度を最大化する効果を発揮した。

2.3.2 これまでの結果

2022年4月、565 keV の中性子を用いたビーム試験が実施され、原子核反跳に伴うミグダル効果の探索実験が行われた。この実験では、2つのクラスターが生成される事象が観測され、うち片方のクラスターがエネルギー 30 keV 以上という条件を満たすイベントのレートが測定された。[33] 当実験では、K 殻電子の電離率を一定と仮定し、ミグダル信号のモデルを基に分岐比の推定が行われた。このモデルを用いて得られたイベントレートを観測結果と比較し、分岐比の上限値を 90 % C.L. で算出した。この結果、理論的に期待される分岐比よりも 5 桁ほど上限値が得られた。このことから、分岐比やミグダル信号の統計的特性について、さらなる検討が必要であることが示唆された。また、反跳原子核のエネルギー範囲を 0.1~1.0 keV に設定し、各エネルギーにおける検出効率を測定した結果、Xe 原子核のクエンチングファクターが特定されていない点が課題として浮かび上がった。さらに、BGO シンチレーターを用いた測定結果では、 γ 線バックグラウンドが観測イベントに与える影響が大きいことが確認された。

2.3.3 本研究での改良点

以上の通り前回の実験では、 γ 線バックグラウンドが多く観測され、測定されたミグダル効果の分岐比の上限値は、文献値と大きく差がある状況であった。このことは、ミグダル効果の精密な観測を妨げる要因として、第一に γ 線バックグラウンドの低減が必要不可欠であることを示している。また、ミグダル効果の詳細な理解には、フォームファクターやクエンチング値の測定を含む、さらなる基礎的なデータの取得が求められる。本研究では、これらの課題に対応するため、 γ 線バックグラウンドの低減手法を検討し、その実現に向けた改良を行うことを目指す。具体的

には、検出器の設計や材料の改良を通じてバックグラウンドノイズを削減し、原子核反跳に伴うミグダル効果の信号を高い精度で検出することを試みる。これにより、ミグダル効果の観測を達成するとともに、今後の低エネルギー事象探索に向けた新たな知見を提供することを目指す。

3 中性子ビーム試験のセットアップ

本研究では、前回実験でのキセノンガス検出器によるデータ取得に加え、液体シンチレーターを用いた中性子タグ付け手法を導入した。この手法により、原子核反跳を引き起こした中性子を識別することで、信号とバックグラウンドの分離を試みた。また、散乱中性子の散乱角度とエネルギーが運動学的に一意に定まることを考慮し、液体シンチレーターの配置角度を変化させることによってクエンチングやフォームファクターを測定する。更に、フィールドケージに使用されていたPTFEが主な γ 線バックグラウンド源であることが判明したため、材質の変更や構造の改良を行い、 γ 線バックグラウンドの低減を図った。

3.1 14MeV 中性子加速器

ガンマ線バックグラウンドの低減と同様に、ミグダル効果のイベント数を増加させることも本研究において重要な課題である。原子核反跳に伴うミグダル効果の発生確率は、電子の運動量移行の二乗に比例し、式 15 より原子核反跳エネルギーに比例して増加する。この特性を踏まえ、本研究では産業技術総合研究所 (AIST) の 14MeV 中性子加速器を用いた。前回の実験で使用した 565keV 中性子ビームと比較すると、フラックスが同程度である場合、約 25 倍のイベントレートが得られると予測される。さらに、高エネルギーの中性子を用いることで、散乱原子核のエネルギーが増加し、高いエネルギー分解能の実現も期待される。一方で、中性子ビームのエネルギーが 14MeV になることで、核融合閾値を超える反応が発生し、これに起因するバックグラウンドが増加する可能性がある。このバックグラウンドの増加量については、565keV 中性子ビームの場合と比較して詳細に見積もる必要がある。しかし、本測定ではエネルギー増加に伴うミグダル効果イベントの増加を優先し、14MeV 中性子加速器を選択した。産業技術総合研究所の中性子標準施設は、4MV シングルエンド型ペレットロン加速器及び 300kV コッククロフト加速器の二台の静電加速器により構成されている。照射室は 11.5m × 11.5m × 11.5m の立方体構造を持ち、その内部は中性子発生に伴うバックグラウンドを最小化するように設計されている。特に、照射室の床はアルミニウム製のグレーティング構造となっており、中性子測定時に最も大きな影響を及ぼすとされる室内散乱中性子を効果的に低減している。このような設計は、精密な中性子測定のために有効である。

今回 14MeV 中性子発生源として使用したのは 300kV コッククロフト・ウォルトン加速器である。300kV コッククロフト・ウォルトン加速器は、静電加速器の一種であり、主に低エネルギー粒子の加速に利用される。加速電圧はコッククロフト回路によって生成されており、通常の運用では 230kV の加速電圧を使用する。この加速器は、加速粒子として陽子 (p) および重陽子 (d) の 2 種類を選択可能であり、ターゲットにおけるビーム電流は約 10 μ A に達する。イオン源としては、ペレットロン加速器と同タイプのデュオ・プラズマトロンイオン源が搭載されている。このイオン源は、安定したビーム生成能力を持ち、長時間の運転にも適している。この加速器の特長は、14.8MeV の単色中性子フルエンス (単位面積あたりの中性子数) 場を生

成できる点である。この中性子場は、 $t(d, n)^4\text{He}$ 反応を利用して作られる。この反応では、230keVの重陽子ビームをトリチウムターゲットに照射することで中性子を生成し、非常に高いエネルギー分解能を有する単色中性子ビームを得ることができる。生成される中性子のエネルギーは14.8MeVであり、これは核反応研究や中性子を利用した特性評価において重要なエネルギー領域である。生成される中性子フルエンスは、 $10^7 \sim 10^{11}\text{m}^{-2}$ の範囲に達し、多様な研究目的に対応可能である。例えば、14.8MeV単色中性子場は、材料試験、放射線損傷評価、中性子検出器のキャリブレーション、さらには核データベースの精密化など、幅広い分野で応用されている。特に、核反応の断面積測定においては、単色中性子場の持つ高いエネルギー分解能が重要な役割を果たしている。さらに、300kVコッククロフト・ウォルトン加速器は、その運用の柔軟性と安定性から、基礎研究から応用研究に至るまで幅広い用途で利用されている。加速器本体の設計は堅牢であり、長時間運転に耐えうる構造を持つ。また、230keVの運用時におけるビーム安定性が高いため、安定した中性子生成が可能である。この特長により、継続的な実験や長期的な研究プロジェクトにおいても信頼性の高い運用が可能である。

3.2 検出器配置

キセノンガス検出器・液体シンチレーター・コリメーターは図11のように配置した。コリメーターの形状は図12に示す。この配置は、ビーム口からコリメーターに当たらず直接入射する中性子が、キセノンガス検出器のカソード-アノード間領域に両端1cmの余裕を持って収まるよう配置している。ビーム試験時実際の様子は図13、14の通りである。

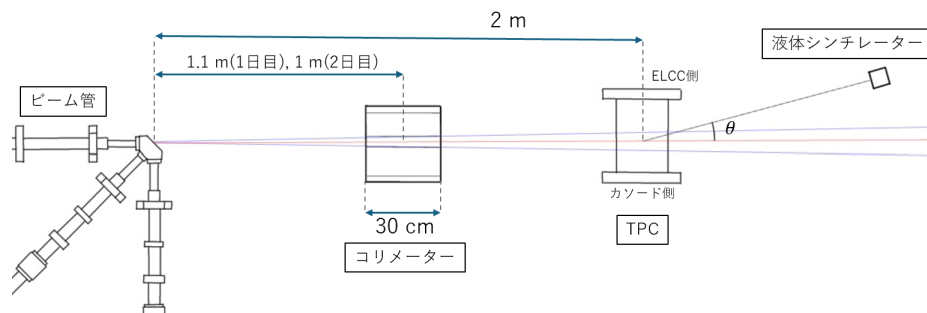


図 11: 上から見た模式図 赤線はビーム軸、青線はコリメーターの穴部分を通過する中性子の広がりを表す。

液体シンチレーターの位置は角度と距離の観点から決定する必要がある。角度については、15に基づいて、ミグダルイベント発生確率の大きくなる15°、フォームファクターの山と谷が良く見える32°、50°、70°とした。距離においてはエネルギー分解能の観点から決定をしている。端的には液体シンチレーターの距離を検出器に近づければより広い立体角を収めることが検出イベント数増加に繋がる。しかしながらこれは見える散乱中性子のエネルギー幅も広がることに繋がる。このエネルギー

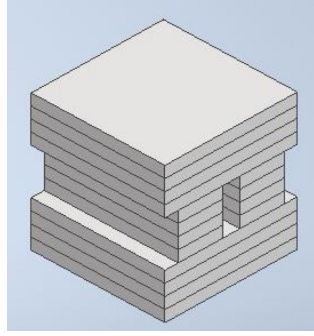


図 12: コリメーター模式図

幅が検出器内部で発生する原子核反跳エネルギーの10%を下回る距離を各角度において算出した。詳細な計算は節5.3に詳述する。コリメーターには縦10cm、横4cmの穴が開けられており、1日目はビーム口からビーム軸上に距離110cmの位置。2日目は100cmの位置に置いた。これは、液体シンチレータを検出器から1mの距離、ビーム軸に対して15°の位置に置いたとき、ビーム口から直接液体シンチレータへ飛ぶ中性子を遮蔽できるように設定している。ガスキセノン検出器については4章で、液体シンチレータについては5章で詳しく述べる。

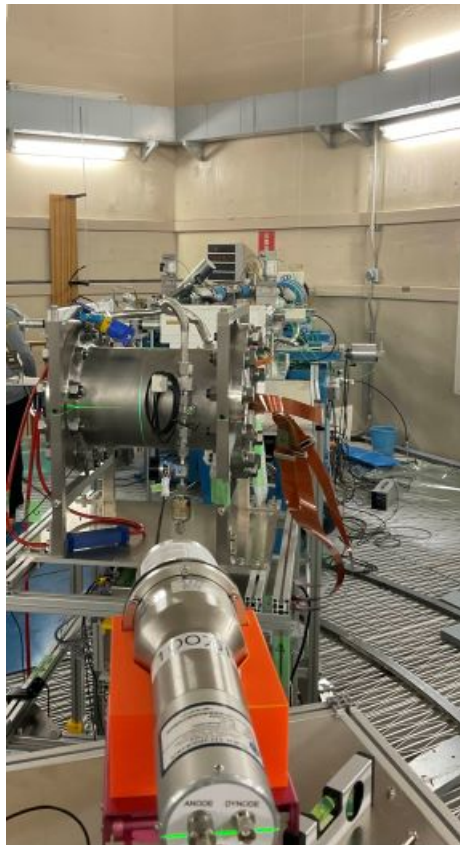


図 13: 実際の検出器配置。液体シンチレータからビーム口方向を見たもの



図 14: 実際の検出器配置。キセノンガス検出器から液体シンチレーターを見たもの

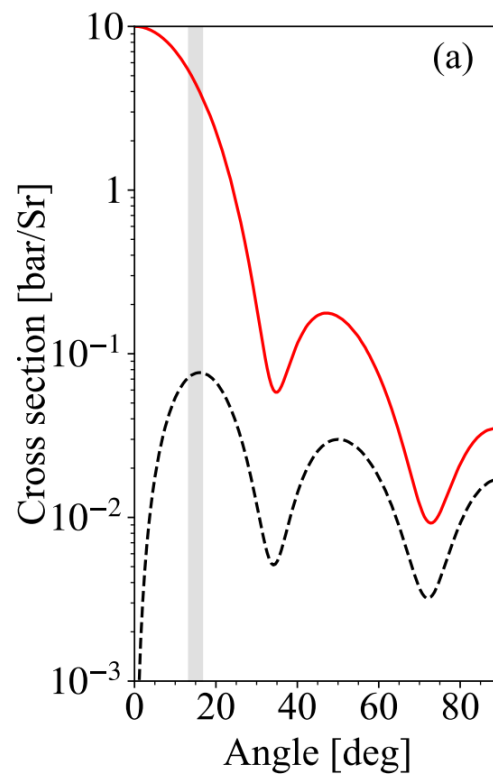


図 15: 14 MeV 中性子での立体角微分散乱断面積。赤が散乱断面積、黒の破線がミグダル効果断面積を表す。[34]

3.3 データ取得システム

データ取得はキセノンガス検出器と液体シンチレーターのそれぞれを組み合わせる必要がある。それぞれの詳細についてはキセノンガス検出器、液体シンチレーターの節にて後述する。ここでは全体の概要について説明する。本実験でのデータ取得は、液体シンチレーター捉えた粒子の信号と、キセノンガス検出器内で発生した 2 cluster かつ 30 keV のデータを取得する必要がある。そのため本測定では図??に示すデータ取得システムを用いた。キセノンガス検出器内で原子核反跳を起こした中性子は、TOF 約 20 ns をかけて液体シンチレーターに入射する。一方で、キセノンガス検出器内で中性子に反跳されたキセノン原子核はドリフト電子を発生させる、Xe 検出器のドリフト長が 10cm であり、電子のドリフト速度が $0.1\text{cm}/\mu\text{s}$ であることから、最大で $100\mu\text{s}$ の記録長が必要である。液体シンチレーターから信号が送られてくると、キセノンガス検出器内のドリフト電子を確実に取得するためその時点から $120\mu\text{s}$ のゲートを開き、その間にキセノンガス検出器が EL 信号を検出した場合コインシデンスを取り、キセノンガス検出器 DAQ と液体シンチレーター DAQ に対してトリガーを発行しデータ取得を行なう。この時キセノンガス検出器 DAQ 側から液体シンチレーター DAQ 側にイベント ID 信号を送信するため、液体シンチレーター DAQ は液体シンチレーターの信号とイベント ID の信号の 2 つのデータを記録している。それぞれのデータ取得に用いた FADC の詳細は 5.1 及び 4.5 後述する。また、液体シンチレーターを用いないキセノンガス検出器単体のデータ取得も行っている。この際はゲートによるコインシデンスをとらず、後述するキセノンガス検出器の DAQ のみでデータ取得を行った。

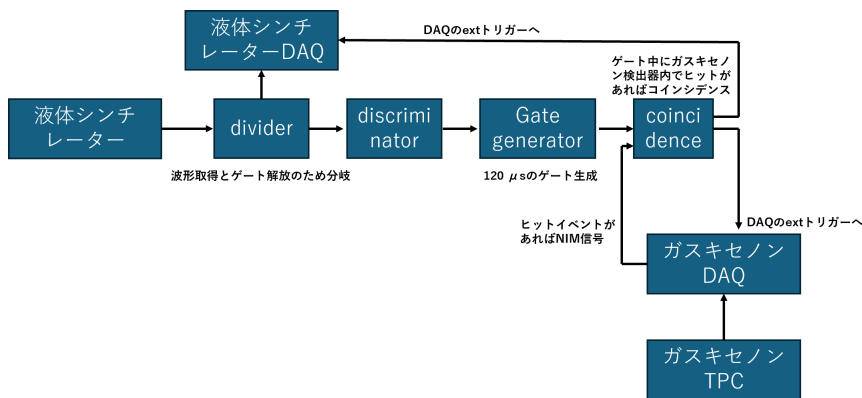


図 16: データ取得の概念図

4 キセノンガス検出器

ミグダル効果事象を観測するためには、クラスター数や特性 X 線による条件を用いて作成されるクラスター信号のセレクションが必要である。この際、エネルギーカットの精度を高めるためには、優れたエネルギー分解能が不可欠である。Xe ガス TPC では 30 keV の特性 X 線に対して 4% (FWHM) の分解能を実現している。このように高いエネルギー分解能を持つ Xe TPC を用いることで、原子核反跳に伴うミグダル効果特有の 2 クラスター信号の観測を可能としている。

4.1 Time Projection Chamber (TPC)

Time Projection Chamber (TPC) は、荷電粒子が通過する際に生成される電離電子を電場で移動させ、その位置と時間を記録することで粒子の飛跡を三次元的に測定する検出器である。1974 年に D.R. Nygren によって提案されて以来、その高い空間分解能と広い検出体積を利用して、数多くの高エネルギー物理実験や希少事象の探索に用いられてきた。TPC の基本的な構造は、シリンダー状の検出容器内にガスを封入し、その両端にカソード（陰極）とアノード（陽極）を配置することで均一な電場を形成するものである。荷電粒子がこのガス中を通過すると、ガス分子が電離し、電離電子と陽イオンが生成される。生成した電離電子は電場によってアノード方向へドリフトし、最終的に読み出しシステムで検出される。この過程を利用して、粒子の通過位置やエネルギー損失が高精度で記録される。

TPC の動作原理は、荷電粒子とガス分子との相互作用に始まる。荷電粒子が検出器内のガスを通過すると、ガス分子が電離し、電離電子が生成される。この電離電子は、TPC 内部に印加された均一な電場によってアノード方向に引き寄せられながら移動する。この移動過程は「ドリフト」と呼ばれ、ドリフト時間と検出器の読み出しシステムで記録された座標を組み合わせることで、三次元的な飛跡の再構成が可能となる。具体的には、以下の過程を経て三次元情報が取得される。

1. 電離電子がアノードに到達するまでの時間から、粒子が電離を起こした縦方向 (z 座標) の位置を特定する。
2. 電離電子がアノードに到達した位置の信号分布を読み出すことで、横方向 (x, y 座標) が得られる。

このように、ドリフト時間と信号検出位置の情報を統合することで、TPC は粒子の飛跡を高い精度で三次元的に記録することができる。

TPC は他の検出器に比べて以下の点で優れている。

1. 広い検出体積の確保が容易であること
TPC は、シリンダー状の構造と均一な電場を用いるため、検出器全体が測定可能な有効体積となる。この設計により、粒子の飛跡を大きな領域で捕捉することができ、特に希少事象の探索において有利である。

2. 三次元的な飛跡測定が可能であること

TPCはドリフト時間と読み出し位置を組み合わせることで、粒子の軌跡を高精度に三次元再構成することができる。この三次元情報は、イベントの識別や背景事象の抑制に有効であり、精度の高い解析を可能にする。

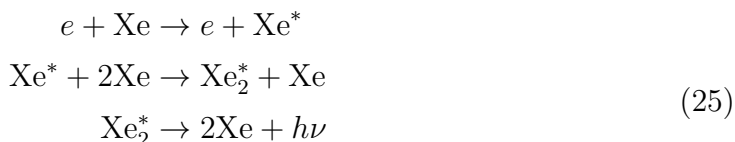
3. エネルギー分解能が優れていること

電離によって生成される電子の数は荷電粒子のエネルギー損失に比例するため、電子の数を高精度に測定することでエネルギー損失を正確に評価できる。さらに、希ガス（例えばキセノン）を用いることで、Fano因子の影響により統計的な揺らぎが抑制され、理論限界に近いエネルギー分解能を実現することができる。

これらの特徴から、TPCは二重ベータ崩壊や暗黒物質探索、ニュートリノ検出実験など、背景事象を抑制しつつ高精度な測定が求められる分野で利用されている。

4.2 キセノンガスを用いた TPC

キセノンは、その電離能、シンチレーション特性、低 Fano 因子、高い密度などの優れた特性を持つため、TPCの性能を最大限に引き出すことができる。キセノンガスが TPC に適している理由は3つ挙げられる。一つ目は、優れたエネルギー分解能である。キセノンは、荷電粒子が通過した際に大量の電離電子を生成することができる。さらに、キセノンの Fano 因子 $F \sim 0.13$ は他の検出ガスと比較して小さいため、電離電子数の統計的揺らぎが抑えられ、理論的限界に近いエネルギー分解能を実現する。この特性は、粒子のエネルギー損失を精度高く測定する上で極めて重要である。二つ目は、シンチレーション光を放出することである。キセノンガスは、電場によって加速された電子がガス原子と衝突して励起状態に遷移し、その励起状態が崩壊する過程でシンチレーション光を放出する。この光は波長約 175 nm の真空紫外 (VUV) 領域にピークを持つ光であり、光電子増倍管 (PMT) や MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) などの光検出器を用いることで効率的に検出できる。シンチレーション光の発生過程は以下の反応式で表される。



上記の反応では、電子が反応するごとに1個の光子が生成される。この光子の生成数を β とすると、1電子あたりに得られる光子数の関係式は次のように記述できる。

$$dN_{\text{ph}} = \beta N_0 dx \tag{26}$$

$$N_{\text{ph}} = \beta N_0 x \tag{27}$$

ここで、 β は電場 E [kV/cm/atm] と気圧 p [atm] に依存する量であり、以下の関係式で表される [35]。

$$\beta = \left(140 \cdot \frac{E}{p} - 116 \right) p \quad (28)$$

したがって、 $E/p > 0.83$ [kV/cm/atm] を満たす場合に、上記の EL 過程が発生する。本研究で使用した Xe ガス検出器では、カソードとアノードの間に $2 \text{ G}\Omega$ 、アノードと GND の間に $3 \text{ G}\Omega$ の抵抗を配置した構造を持つ。これにより、カソード-アノード間に 8 kV の高電圧を印加することで、ELCC 内に 1.92 kV/cm/atm の電場を形成し、信号を増幅させた。

4.3 フィールドケージ改良

圧力容器内で一様なドリフト電場を作るためには適切に配置した電極に適切な電位を与える必要がある。電場の形成に用いる電極と支持構造体を合わせてフィールドケージと称する。本検出器のフィールドケージの第一の要求は 100 V/cm/bar の電場を可及的広範囲にわたり形成することである。本研究では、 γ 線バックグラウンド低減のため、フィールドケージの改良を行った。図 18 に前回ビーム試験で使用していたフィールドケージを示す。このフィールドケージは、電場形成のための銅リングを、PTFE リングを支えとしつつ、それらを組み上げることでフィールドケージを成していた。しかし、この PTFE に含まれるフッ素が中性子との (n, γ) 反応を起こし図 17 に示す通り γ 線バックグラウンド源となっていた。よって、改良フィールドケージでは、以下の 2 点を満たすことを念頭に設計を行った。

1. PTFE を用いないこと。
2. フィールドケージ自体の中性子との相互作用を抑制するため軽量化（低物質量化）をすること。

この 2 点を満たす構造として、フレキシブル基板 (Flexible Print Circuit, FPC) を用いるフィールドケージ構造を検討した。FPC とは、銅箔が乗ったポリイミド樹脂のフィルム (ベースフィルム) をエッチングして配線パターンを描き、その上からポリイミド樹脂のフィルム (カバーフィルム) で覆う構造の基板であり、通常の基板とは異なり柔軟性を持つ。図 19、図 20 にそれぞれ FPC、それを支える支柱の概念図を示す。なお、この FPC は製造時のサイズ上限の関係から、本 FPC は 2 枚組で用いる事とした。また、この FPC の断面の概念図を図 21 に示す。この構造は [37] の図 22 のものを参考にした。二層の銅フィルムはビアにより接続され、同電位になるようにしている。この銅フィルム一段一段に等しく抵抗をつけていくことで等電位を実現、電場形成をし、フィールドケージとする。

この設計に基づいて製造を依頼し、完成した実際の FPC を図 23 に示す。これに図 24 のように抵抗をつけた。各段の抵抗値は絶縁抵抗計 IR4051 で測定した。測定結果を図 25 支柱と組み合わせ、TPC に取り付けた様子を図 26 に示す。

本ビーム試験ではこの改良フィールドケージを用いてデータ取得を行った。

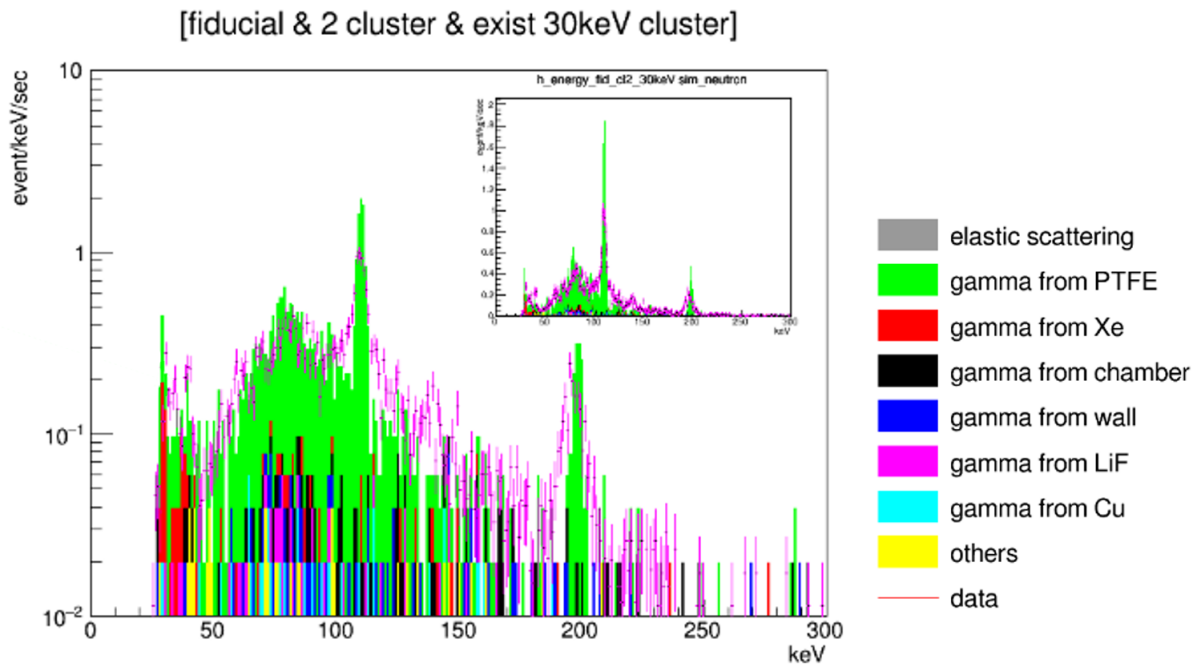
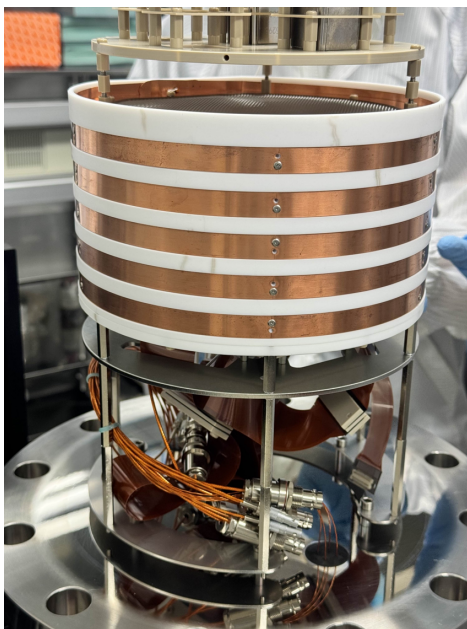
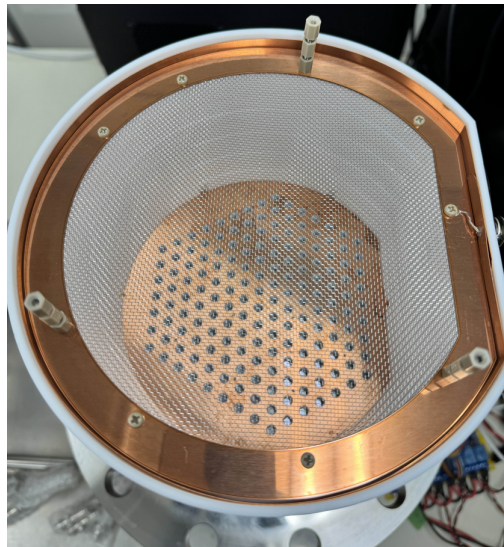


図 17: 前回測定セットアップにおける γ 線バックグラウンドシミュレーション [36]



(a) 外部
前回ビーム試験時の放電痕がみられる



(b) 内部

図 18: 前回ビーム試験で用いていたフィールドケージ

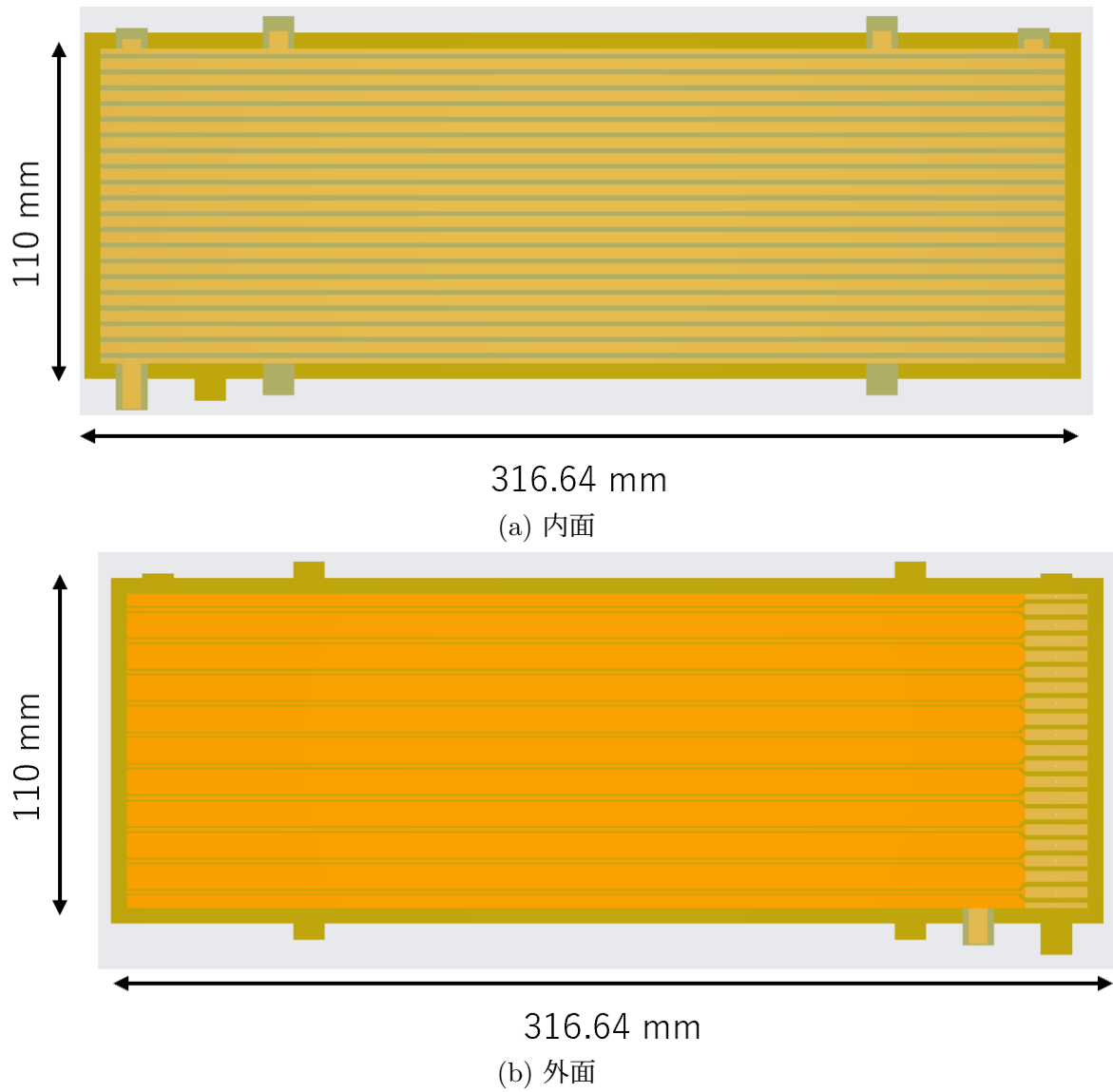


図 19: FPC 設計図。縦横の長さは固定の為のタブを除いた長さを示している。また、製造上端の銅リボンに対してカバーの猶予を持たせることが必要であるため上下左右 5 mm ずつの猶予を設けている。実際にフィールドケージとして用いる際は余分なフィルム部はカットして用いる。

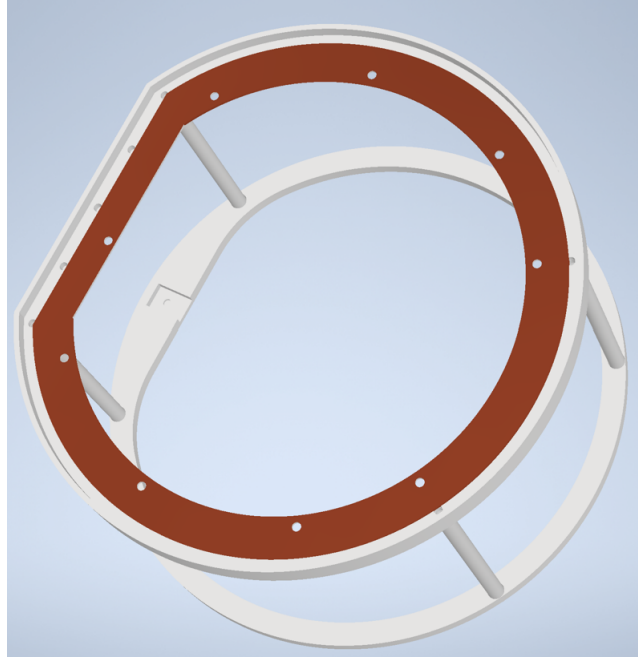


図 20: フィールドケージ支柱概念図

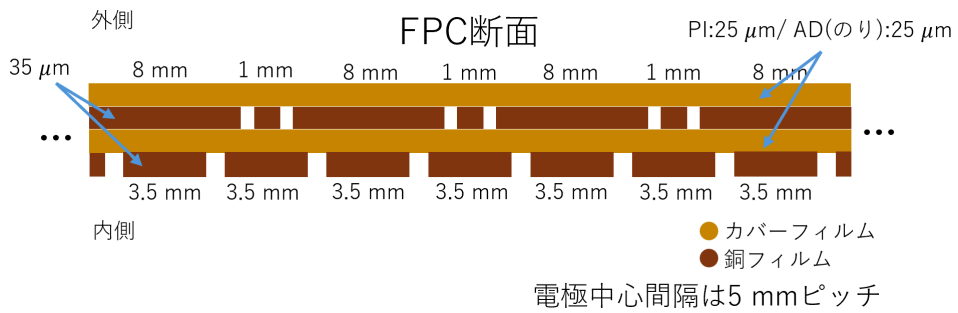


図 21: FPC 断面の概念図

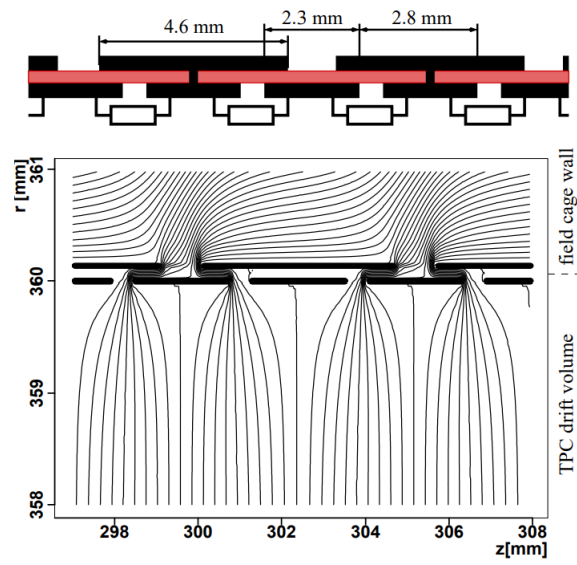
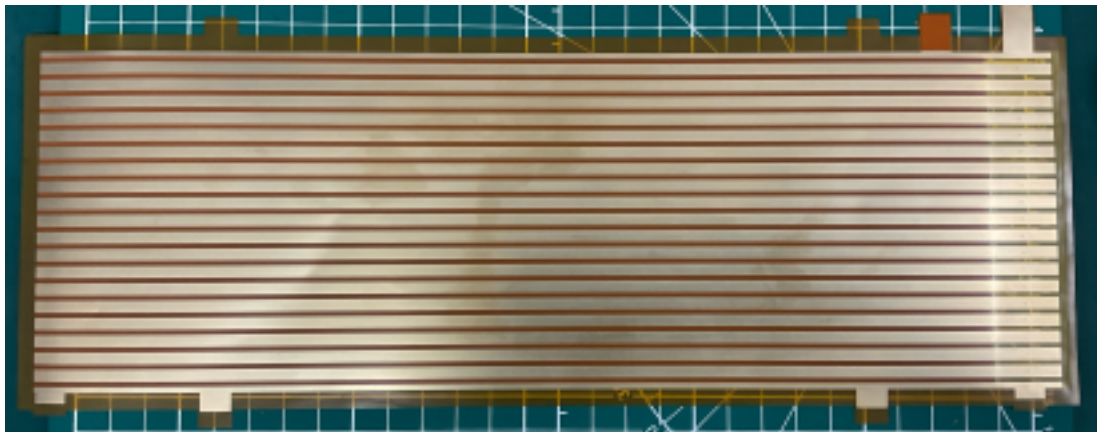
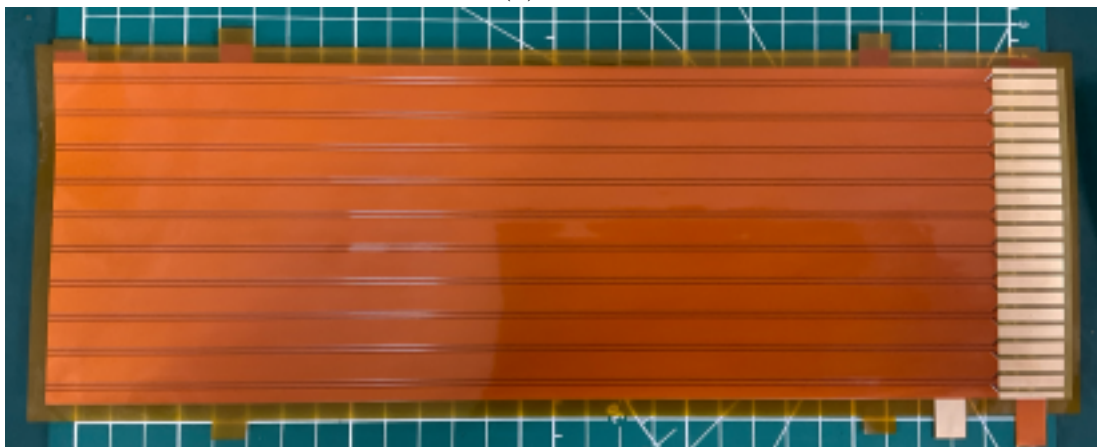


図 22: フィールドケージ構造とその電場シミュレーション [37]



(a) 内面



(b) 外面

図 23: 完成した FPC



図 24: FPC の銅フィルム各段に 100MΩ 抵抗を取り付けた

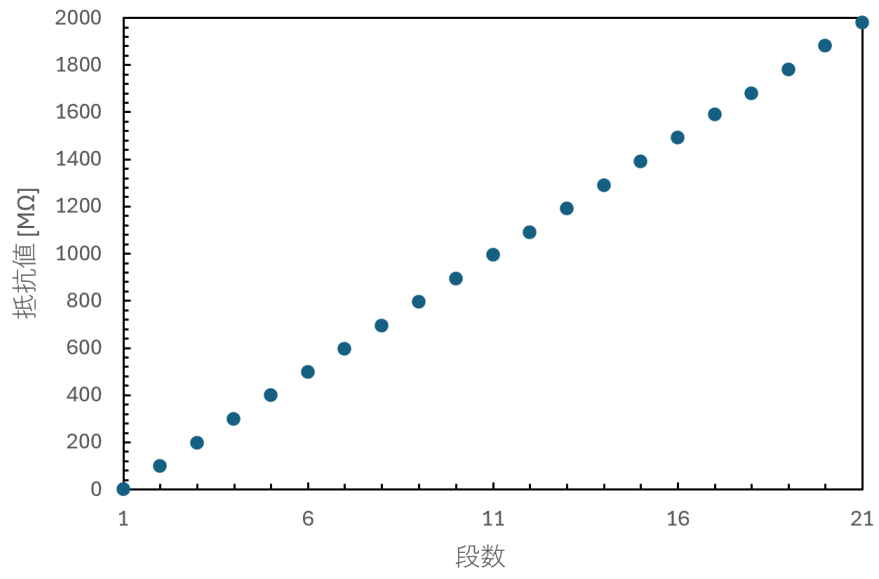


図 25: 各段での抵抗値

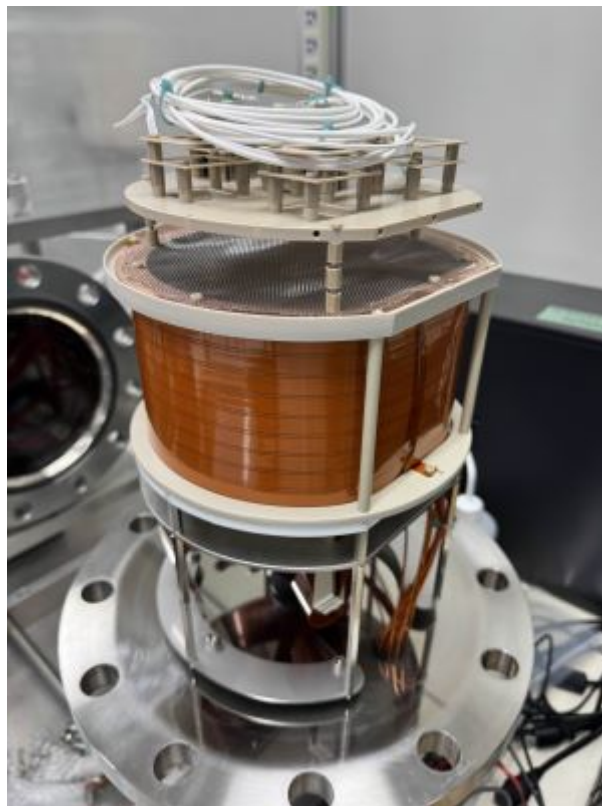
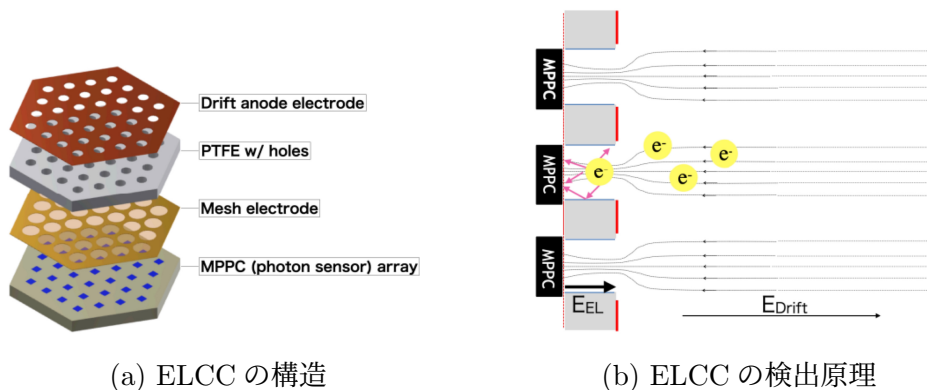


図 26: 改良 TPC 内部

4.4 Electroluminescence Light Collection Cell (ELCC)

Electroluminescence Light Collection Cell (ELCC) は電離電子読み出しシステム??であり、ドリフト電場で誘導された電離電子が生成する Electroluminescence (EL) 光を効率的に収集するために設計されている。このシステムは、高いエネルギー分解能と位置分解能を両立させるため用いている。ELCC は、アノード電極、メッシュ電極、PTFE (ポリテトラフルオロエチレン) 製のセルボディ、および光検出器である MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) で構成される。PTFE の層には複数の穴が設けられており、アノード電極とメッシュ電極の間に一定の間隔で積層されている。この構造により、PTFE セル内に均一な EL 電場が形成され、電子を効率的に EL 光生成領域へ誘導することが可能である。また、PTFE は真空紫外 (VUV) 光領域で高い反射率を持ち、EL 光の収集効率を向上させる役割を果たしている。ELCC 内の EL 電場は、ドリフト電場から誘導された電離電子を加速させ、キセノンガスと衝突させることで EL 光を生成する。この EL 光は PTFE セル内で効率的に反射され、MPPC により高感度で検出される。これにより、飛跡再構成に必要な電離電子の位置情報を取得できる。また、EL 電場の大きさを適切に設定することで、電子の信号を増幅しつつ、高いエネルギー分解能を維持することが可能である。この設計により、検出効率を最大化しながら、背景ノイズの影響を最小限に抑えることができる。



(a) ELCC の構造

(b) ELCC の検出原理

図 27: ELCC の概念図

4.5 ELCC のデータ取得

MPPC の波形は、FEB (Front-End Board) の ADCL (Analog-to-Digital Converter Logic) によって取得する。また、トリガーボードとして Hadron Universal Logic Module (HUL) ??を使用している。FEB は、ELCC における MPPC 信号を読み出すためのフロントエンドエレクトロニクスであり、単一電圧で動作可能で、イーサネットを介した PC との通信や低速制御を実現するよう設計されている。使用しているキセノン検出器のドリフト速度は $0.1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ 程度であり、ドリフト長が 10 cm であるため、波形記録長として最低 $100 \mu\text{s}$ が必要である。また、非線形補正

のために少なくとも 5 MS/s のサンプリング速度が必要であり、本実験でもこのサンプリング速度を採用している。本研究では、MPPC からの信号を読み出す FEB と、トリガー処理やデータ統合を担う HUL を組み合わせたデータ取得システムを用いている。1 ユニットの ELCC には 56 個の MPPC が搭載されており、1 枚の FEB がこれら全ての信号を処理する。本研究で使用したキセノン検出器には 3 つの ELCC ユニットが組み込まれており、合計 3 枚の FEB が運用されている。各 MPPC には DAC (Digital-to-Analog Converter) を介して個別のバイアス電圧が印加されており、これにより MPPC ごとに最適な動作条件を維持している。また、FEB には 1p.e. のゲインを測定するための高感度 ADC が搭載されており、信号波形の精密な記録が可能である。FEB は DC カップリング方式で信号を読み出し、ベースラインを 0V 付近に調整することで、波形の正確な記録を可能としている。この設計により、イベントごとに発生した初期電離電子数を高い精度で測定できる。また、FEB のサンプリング周波数は 5 MHz であり、大光量下での MPPC 信号の非線形性を補正するための必要条件を満たしている。キセノン検出器のドリフト速度は約 $0.1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ であり、ドリフト領域の長さが 10 cm であることから、100 μs の波形記録長が最低限必要となる。本研究では、300 μs の記録長を設定し、十分なタイムスパンを持つ波形データを取得している。この長い記録長により、電子がアノードに到達する過程を完全に記録することが可能となっている。FEB によって取得されたデータは、以下の解析に利用される。

1. エネルギー測定

各 MPPC の 1p.e. ゲインと信号波形の振幅を解析することで、各イベントにおけるエネルギー損失を高精度に計算する。

2. 位置情報の再構成

波形データからイベント発生位置の z 座標を特定し、MPPC の位置情報を用いて x, y 座標を推定することで三次元的な飛跡を再構成する。

3. クラスタ解析

複数の MPPC で検出された光子クラスタの大きさや分布を解析し、イベントの詳細な空間情報を取得する。これにより、複数粒子が同時にヒットした場合でも正確にイベントを識別できる。

5 液体シンチレーター

本研究では、EJ-301 液体シンチレーター (図 28) を中性子タグ付けのために使用した。本液体シンチレーターの特性を表 1 にまとめた。キセノンガス検出器内で原子核反跳イベントを引き起こした中性子を特定し、全中性子の中からこれらのイベントに対応する中性子を選び出すことを目的としている。この手法は、中性子がキセノンガス検出器内で散乱を引き起こした後、液体シンチレーターで検出されるまでの信号の時間差を利用するものである。

具体的には、キセノンガス検出器での信号をトリガーとし、その後 EJ-301 液体シンチレーターで検出された信号を時間的に対応付けることで、ガンマ線などのバックグラウンド事象を削減する。この時間差は中性子の飛行時間 (Time of Flight: TOF) とキセノンガス検出器の電子のドリフト時間に依存している。そのため、このタグ付け手法を用いることで、原子核反跳イベントを引き起こした中性子のみを効果的に選別できる。さらに、EJ-301 の優れたパルス形状弁別 (PSD) 能力を活用し、中性子とガンマ線の信号を識別することで、バックグラウンド事象をさらに抑制することが可能である。この方法により、原子核反跳イベントの特定精度を向上させるとともに、高純度なデータ取得を実現する。本研究における波形弁別による粒子識別については節 5.2 で述べる。

また、本研究では、液体シンチレーターをクエンチング値やフォームファクターの測定にも活用した。これらの値を正確に測定することは、ミグダル効果の探索において極めて重要である。クエンチング値 (Quenching Factor) は、異なる粒子が同じエネルギーをシンチレーター内で失った際に生成される光量の比を示す物理量である。たとえば、原子核反跳事象では、電離や励起のエネルギー分布が電子散乱事象とは異なるため、同じエネルギー損失でも発生する光量が異なる。この減少率を表すのがクエンチング値である。

5.1 液体シンチレーターのデータ取得

本研究におけるデータ取得には、CAEN 社製の Waveform Digitizer 「DT5725」を使用した。このデジタイザは Flash ADC を搭載し、14 ビットの分解能と 250 MS/s のサンプリング速度を持つ。この特性は、液体または無機シンチレータからの信号や、高精度検出器 (HPGe や Si 検出器) からの信号に適している。各チャンネルは独立して動作可能であり、異なるチャンネル間や外部信号とのコインシデンス・アンチコインシデンスロジックを構成できる。また、複数のボードを同期させることで、複雑なシステムを構築することも可能である。DT5725 の具体的な特徴は以下の通りである。

- ・ 14 ビット分解能、250 MS/s サンプリング
- ・ MCX 同軸コネクタによるアナログ入力
- ・ 8 チャンネル構成



図 28: 液体シンチレーター EJ-301

表 1: EJ-301 の特性 [38]

特性	物性値
光出力 (% アントラセン)	78
シンチレーション効率 (光子/1 MeV e ⁻)	12,000
最大発光波長 (nm)	425
短時間成分の減衰時間 (ns)	3.2
最初の 3 成分の平均減衰時間 (ns)	3.16、32.3、270
光の減衰長 (m)	2.5~3
密度 (比重)	0.874
屈折率	1.505
引火点 (°C)	26
沸点 (1atm, °C)	141
蒸気圧 (20 °C, mmHg)	6
水素原子の密度 (個/cm ³ (×10 ²²))	4.82
炭素原子の密度 (個/cm ³ (×10 ²²))	3.98
電子の密度 (個/cm ³ (×10 ²²))	2.27

- 0.5~2 V_{pp} の可変入力ダイナミックレンジ

DT5725 は、アナログ入力信号を連続的に取得し、高速 ADC によってサンプリングしてデジタルメモリに保存する装置である。この装置は、USB および光リンク

などの通信インターフェースを介してデータを読み出すことが可能である。また、DT5725のデジタル化技術は、Flash ADCに基づいている。Flash ADCは、サンプリングとアナログ-デジタル変換がほぼ同時に行われるため、変換によるデッドタイムがない。データ取得には、CAEN社が提供する「WaveDump」ソフトウェアを使用した。このソフトウェアは、装置のパラメータ設定、波形取得、データ保存を一括して管理できる。

5.2 波形弁別による粒子識別

液体シンチレータ EJ-301 は γ 線と中性子を見分けることが可能である。これは、 γ 線と中性子がそれぞれ異なる方法で液体シンチレータ内の物質と反応をするためである。液体シンチレーター内部では、放射線のエネルギーが吸収されると、まず溶媒分子が励起される。この励起エネルギーが直接溶質分子を励起する場合もあるが、一般的に溶質分子の量は溶媒分子よりも少ないため、最初の段階では溶媒分子が励起されることが多い。この励起された溶媒分子は、分子間の衝突やエネルギーの移行を経て溶質分子にエネルギーを伝達することで、励起溶質分子を形成する。その後、励起された溶質分子がエネルギーを光として放出することで、光電増倍管による観測が可能となる量が生成される。

液体シンチレーションによる発光には、「蛍光」と「燐光」の二種類が存在し、それぞれが時間的な成分として表される。蛍光は速い成分 (Fast Component) に、燐光は遅い成分 (Slow Component) に対応しており、発光強度 I はこれらの成分を指数関数的に表した次式で記述される。[39]

$$I = I_f \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + I_s \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (29)$$

ここで、 I_f と I_s はそれぞれ速い成分と遅い成分の強度を表し、 τ_f と τ_s はそれぞれの時間定数を示す。速い成分は、励起された溶媒分子が 1 重項状態に起因しており、その時間定数は 1 ~ 3 ns 程度と非常に短い。一方、遅い成分は 3 重項状態に関連しており、この時間定数は 200 ~ 300 ns と比較的長い。遅い成分の発光量は、液体シンチレーター中を通過する荷電粒子の電離能力によって増加する。この電離能力は電子よりも原子核や α 線の方が大きいため、図 3.5 に示されるように、遅い成分の発光量をもとにして放射線の種類を識別することが可能である。この識別方法は波形弁別 (Pulse Shape Discrimination) と呼ばれ、中性子検出において重要な役割を果たす。

5.3 液体シンチレーターの距離と分解能

液体シンチレーターの距離は先述の通り、液体シンチレーターが観測可能なエネルギー幅がキセノン検出器内部で発生する原子核反跳エネルギーの 10% を下回る距離に設置するため、それが該当する距離を求める。そのためにまず原子核反跳エネルギーの角度依存性について議論する。中性子と原子核の弾性散乱は、中性子が数

MeV のエネルギーを持つ場合、非相対論的近似を用いて非常に単純な保存則に基づいて扱うことが可能である。ここでは、実際の中性子エネルギーと Xe 原子核に適用する前に、速度 v_0 の中性子と、質量 M の静止した原子核との衝突として考える。通常これらの計算では中性子は原子質量単位 $m_n = 1$ で計算を行い、原子核の質量はその原子番号 A を採用する。質量中心系における中子の速度は

$$v_{cm} = \frac{A}{A+1}v_0 \quad (30)$$

と表され、原子核の速度は

$$V = -\frac{1}{A+1}v_0 \quad (31)$$

のように求められる。衝突後、中子は新たな進行方向を取るが、質量中心系においてはその速度は保持される。ここで、余弦定理を用いると、実験室系での中子の速度は

$$(v_{lab})^2 = (v_{cn})^2 + V^2 - 2v_{cm}V \cos(\pi - \theta_{cm}) \quad (32)$$

のように表される。ここで θ_{cm} は重心系での散乱角である。式 30 と式 31 を代入すると、

$$(v_{lab})^2 = \left(\frac{A}{A+1}\right)^2 \left(\frac{1}{A+1}\right) v_0^2 + 2\frac{A}{(A+1)^2} v_0^2 \cos(\pi - \theta_{cm}) \quad (33)$$

が得られる。この結果を利用すると、運動エネルギー $E = \frac{1}{2}mv^2$ より、

$$\frac{E}{E_0} = \left(\frac{v_{lab}}{v_0}\right)^2 = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta_{cm}}{(A+1)^2} \quad (34)$$

の様に表される。反跳原子核エネルギーはエネルギー保存

$$E_A = E_0 - E \quad (35)$$

から、

$$E_A = \frac{2A}{(A+1)^2} (1 - \cos \theta_{cm}) \quad (36)$$

と求まる。また、実験室系における散乱角 θ_{lab} は

$$\cos \theta_{lab} = \frac{A \cos \theta_{cm} + 1}{\sqrt{A^2 + 1 + 2A \cos \theta_{cm}}} \quad (37)$$

と求めることが出来る。また、式 37 を変形し、

$$\theta_{cm} = \theta_{lab} + \sin^{-1} \left(\frac{\sin \theta_{lab}}{A} \right) \quad (38)$$

と書ける。よって、式 38 を式 36 に代入することで液体シンチレーターを置く角度による見える原子核反跳イベントのエネルギーを

$$E_A = \frac{2A}{(A+1)^2} \left[1 - \cos \left\{ \theta_{lab} + \sin^{-1} \left(\frac{\sin \theta_{lab}}{A} \right) \right\} \right] \quad (39)$$

と求めることが出来る。次に、液体シンチレーターの距離による見えるエネルギー幅を求める。液体シンチレーターの直径は 7.62 cm であるから、液体シンチレーターと Xe 検出器との距離が $r \gg 7.62$ cm の時、液体シンチレーターの直径の分だけ角度に広がり

$$\Delta\theta \approx \arctan \left(\frac{0.0762}{r} \right) \quad (40)$$

が生まれることとなる。よって、ある角度 θ_{lab} に液体シンチレーターを置いたとき、その液体シンチレーターは角度

$$\theta_{min} = \theta_{lab} - \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{0.0762}{r} \right) \quad (41)$$

から

$$\theta_{max} = \theta_{lab} + \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{0.0762}{r} \right) \quad (42)$$

までの中性子を拾うこととなる。このことから、距離 r m の位置に置いた液体シンチレーターが見えるエネルギー幅は

$$\begin{aligned} \Delta E_A = & \frac{2A}{(A+1)^2} \left[1 - \cos \left\{ \left(\theta_{lab} + \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{0.0762}{r} \right) \right) + \sin^{-1} \left(\frac{\sin \left(\theta_{lab} + \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{0.0762}{r} \right) \right)}{A} \right) \right\} \right] \\ & - \frac{2A}{(A+1)^2} \left[1 - \cos \left\{ \left(\theta_{lab} - \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{0.0762}{r} \right) \right) + \sin^{-1} \left(\frac{\sin \left(\theta_{lab} - \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{0.0762}{r} \right) \right)}{A} \right) \right\} \right] \end{aligned} \quad (43)$$

と求まる。よって、角度ごとに

$$\frac{\Delta E_A}{E_A} < 0.1 \quad (44)$$

を満たす距離を算出した。本測定での液体シンチレーターの角度と距離、その時に観測できる原子核反跳エネルギーを表 2 にまとめている。15° に関しては本来 5.8m 離さなければ式 44 を満たさないが、中性子実験室の大きさの関係上最も離すことが出来る距離である 4m とした。

表 2: 液体シンチレーター配置と見える原子核反跳エネルギー

距離	角度	反跳エネルギー
15°	4m	7.28keV
32°	2.7m	32.44keV
50°	1.7m	76.14keV
70°	1.1m	139.94keV

6 中性子ビーム試験

AIST 到着後のキセノン検出器の真空引きには「HiCube 80 Eco, 63」を用い、2024/10/28 の午後 6 時半からビーム試験日の前日である 2024/10/29 の午前 10 時まで行なった。この真空引きは AIST 到着前に東北大でも実施しており、ターボ分子ポンプ排気ユニット「FCD5F-A1」(図 29) を使用した。真空計を持ち込めなかったため、東北大で行った 10/28 午前 7 時半に測定した真空度がビーム試験前最後の真空度となる。その時点での真空度は PC3DA のピラニゲージと CCG により測定した。CCG による到達真空度は 1.9×10^{-3} Pa、ピラニゲージによる圧力上昇率は 2.6×10^{-5} Pa·m³/sec であり、改良したフィールドケージ素材から放出されるアウトガスが上昇率増加の要因となっていると考えられる。AIST での真空引き後には、KEK にてキセノンガスを 5.2 気圧に封入した。これは時間の経過に伴い圧力が微減して一定値に落ち着くことを見越し多めに封入しており、最終的には 4.9 気圧となった。この微減は封止切り運用に伴うガスの純度低下を防ぐため、パッシブで接続されたモレキュラーシーブが微量のガスを吸着したためと考えられる。封入したガスの純度は 99.999% のキセノンであり、封入時の混合比は表 3 に示す通りである。以上の手順を通じて、KEK での中性子ビーム試験環境に適した高純度ガスの封入と、中性子のバックグラウンド低減のための遮蔽構造を実現した。

また、本実験の測定ではカソード-GND 間の HV を 1 日目は 7.3kV、2 日目は 8.0kV かけて行なった。これらの値は大きくすることで ELCC 内の EL 電場が大きくなり、それに伴い EL ゲインも大きくなるためエネルギー分解能が向上する。そのためより大きな HV をかけることを目標としていたが、ここに示す電圧より大きな HV をかけたところ放電が生じたためそれぞれ 7.3kV、8.0kV に留め測定を行った。

6.1 中性子フラックス

各時刻の中性子フラックスは、陽子加速器からの電流値 (Current Integrator, CI) を用いてモニターされる。本研究では、この電流値を用いる際に、ボナーボール型中性子検出器を用いたシャドーコーン法を併用し、中性子フラックスとの比例関係を事前に求めておいた。この手法では、散乱中性子を排除した正確な中性子フラックスを測定することが可能となる。シャドーコーン法とは、ポリエチレン製のシャドーコーンをボナーボール型中性子検出器の前方に設置することで、散乱中性子を

表 3: ガス成分の仕様と濃度

成分	仕様	濃度
成分	仕様	濃度
キセノン	99.999 %	99.999 %
アルゴン	≤ 1 ppm	0.023 ppm
テトラフルオロメタン	≤ 0.5 ppm	< 0.007 ppm DL
一酸化炭素	≤ 0.5 ppm	< 0.049 ppm DL
二酸化炭素	≤ 1 ppm	< 0.006 ppm DL
水素	≤ 2 ppm	< 0.004 ppm DL
水分	≤ 0.5 ppm	0.001 ppm
クリプトン	≤ 5 ppm	2.002 ppm
窒素	≤ 2 ppm	0.042 ppm
酸素	≤ 0.5 ppm	0.12 ppm
総炭化水素	≤ 0.5 ppm	< 0.015 ppm DL



図 29: ST350FCD5F-A1

除去する手法である。具体的には、まずシャドーコーンを前方に置いた場合と置かなかった場合、それぞれで中性子フラックスを測定する。次に、シャドーコーンを設置しない状態で得られる中性子フラックスから、設置した状態で得られる中性子フラックスを差し引くことで、直接入射する中性子フラックスのみを抽出する。この方法により、散乱中性子を含まない中性子フラックスの正確な評価が可能となる。シャドーコーンを設置しない場合、中性子検出器には、直接入射する中性子と壁面や床面からの散乱中性子の両方が到達する。一方で、シャドーコーンを設置すると、トリチウムターゲットから中性子検出器へ飛来する散乱中性子が遮蔽されるため、直接入射する中性子のみを検出器で測定することができる。この測定時に記録された陽子加速器の電流値 (CI) をもとに、各時刻での中性子フラックスを定量的に評価した。

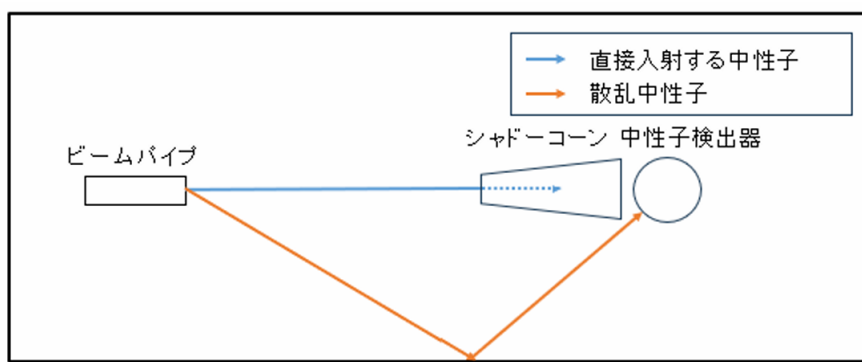


図 30: シャドーコーン法による中性子強度測定 [33]

1日目と2日目におけるビームラインに対して0度方向のフラックスを図31、図32に示す。この値はXe検出器を置いたビーム口前方2mでの値である。

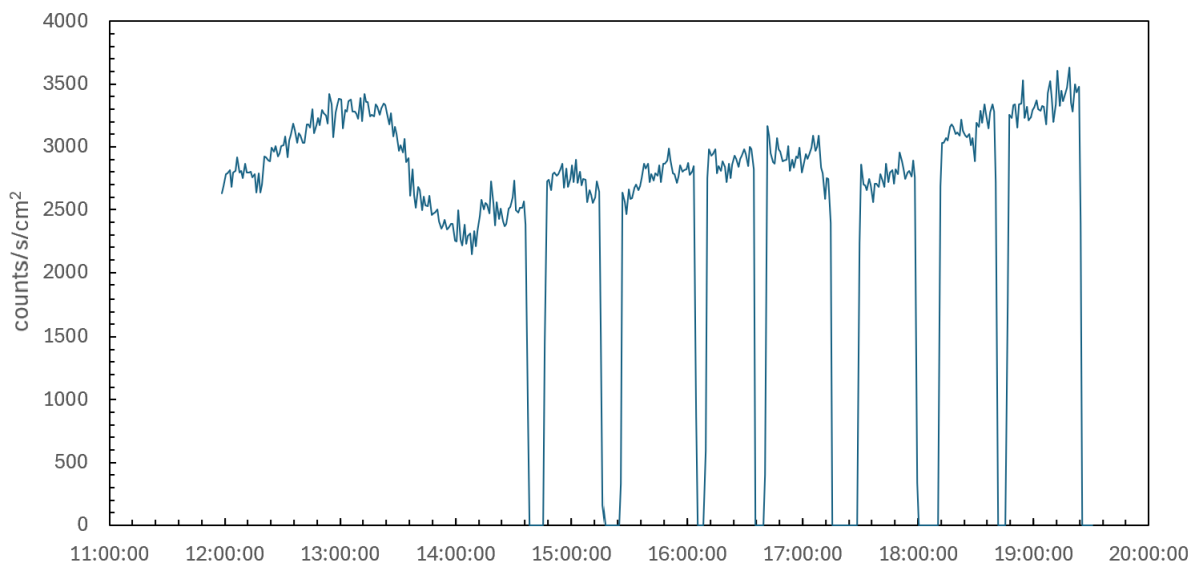


図 31: 中性子フラックスの時間変化 (1日目)

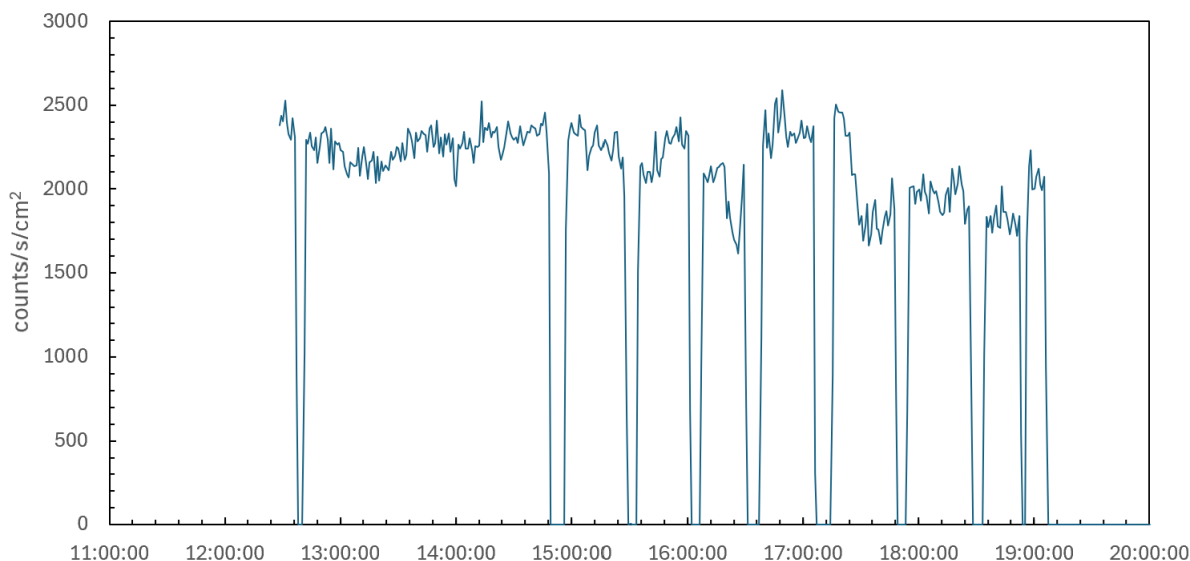


図 32: 中性子フラックスの時間変化 (2 日目)

6.2 各測定条件

ビーム試験 1 日目、2 日目の測定データの測定条件とデータ取得状態は表 4、表 5 に示す。

表 4: 各測定のデータ取得状況 (1 日目)。○、×はそれぞれ正常にデータ取得を終了したもの、データ取得中にエラーが生じたものを表す。また、ext と self はそれぞれ液体シンチレーターを用いた外部トリガーでのデータ取得と、キセノンガス検出器単体での内部トリガーでのデータ取得を表す。

測定データ	HV	ビーム状態	液体シンチレーター	条件	トリガーモード	データ取得状態
run001	7.3kV	ON	無	ボナー球・シャドーコーン有	ext	×
run002	7.3kV	ON	無	ボナー球・シャドーコーン有	ext	○
run003	7.3kV	ON	無	ボナー球有	ext	○
run004	7.3kV	ON	15°, 1m	コリメーター有	ext	○
run005	7.3kV	ON	15°, 1m	コリメーター有	ext	○
run006	7.3kV	ON	15°, 1m	コリメーター有	ext	○
run007	7.3kV	ON	15°, 4m	コリメーター有	ext	○
run008	7.3kV	ON	32°, 2.7m	コリメーター有	ext	×
run009	7.3kV	ON	32°, 2.7m	コリメーター有	ext	○
run010	7.3kV	ON	50°, 1.7m	コリメーター有	ext	○
run011	7.3kV	ON	70°, 1.1m	コリメーター有	ext	○
run012	7.3kV	ON	上方 15°, 1m	コリメーター有	ext	○
run013	7.3kV	ON	-15°, 1m	コリメーター有	ext	○
run014	7.3kV	ON	15°, 1m	コリメーター有	self	○
run015	7.3kV	ON	15°, 1m	コリメーター有	self	○
run016	7.3kV	ON	15°, 1m	コリメーター有	self	○

表 5: 各測定 of データ取得状況 (2 日目)

測定データ	HV	ビーム状態	液体シンチレーター	条件	トリガーマード	データ取得状態
run001	8.0kV	ON	無	ボナー球・シャドーコーン有	ext	×
run002	8.0kV	ON	無	ボナー球・シャドーコーン有	ext	×
run003	8.0kV	ON	無	ボナー球・シャドーコーン有	ext	○
run004	8.0kV	ON	無	ボナー球・シャドーコーン有	ext	○
run005	8.0kV	ON	無	コリメーター有	ext	○
run006	8.0kV	ON	無	コリメーター有	self	○
run007	8.0kV	ON	15°, 1m	コリメーター有	ext	×
run008	8.0kV	ON	15°, 1m	コリメーター有	ext	×
run009	8.0kV	ON	15°, 1m	コリメーター有	ext	○
run010	8.0kV	ON	15°, 1m	コリメーター有	ext	○
run011	8.0kV	ON	15°, 4m	コリメーター有	ext	○
run012	8.0kV	ON	32°, 2.7m	コリメーター有	ext	○
run013	8.0kV	ON	50°, 1.7m	コリメーター有	ext	○
run014	8.0kV	ON	70°, 1.1m	コリメーター有	ext	○
run015	8.0kV	ON	上方 15°, 1m	コリメーター有	ext	○
run016	8.0kV	ON	-15°, 1m	コリメーター有	ext	○
run017	8.0kV	ON	15°, 1m	コリメーター有	ext	○
run018	8.0kV	ON	15°, 1m	コリメーター有	self	○
run019	8.0kV	OFF	15°, 1m	コリメーター有	ext	○

6.3 期待される原子核反跳イベント数とミグダルイベント数

各測定条件において原子核反跳のイベント数について見積もる。まず、キセノンガス検出器内で起きる原子核反跳イベント数は

$$N_{\text{ela}} = fT\sigma nV \times t \quad (45)$$

で求められる。ここで、 f は単位時間あたりの中性子のフラックス、 T はキセノンガス検出器の検出効率、 σ は散乱断面積、 n がキセノンガス 5 気圧でのキセノン原子核数密度、 V はキセノンガス検出器の fiducial 体積、 t は測定時間である。このうち、散乱中性子が液体シンチレーターに入るイベント数 $N_{\text{ela}}^{\text{LS}}$ は

$$N_{\text{ela}}^{\text{LS}} = fTnV \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{LS}}} d\Omega_{\text{LS}} \times t \quad (46)$$

で求められる。 $\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{LS}}}$ は液体シンチレーターの角度方向における立体角微分散乱断面積、 $d\Omega_{\text{LS}}$ は液体シンチレーターが覆う立体角である。これは、液体シンチレーターに入射する原子核反跳を起こした中性子数であるため、更に液体シンチレーターでの検出効率を見積もる必要がある。14.5 MeV の中性子による H の弾性散乱全断面積は $\sigma_{\text{H}} = 0.664735$ b[42]、また、 ^{12}C の弾性散乱全断面積は、 $\sigma_{\text{C}} = 0.664735$ b[42] である。よって巨視的断面積は

$$\begin{aligned} \Sigma &= 4.82 \times 10^{22} \times 0.6647 \times 10^{-24} + 3.98 \times 10^{22} \times 0.8434 \times 10^{-24} \\ &= 6.56 \times 10^{-2} / \text{cm} \end{aligned} \quad (47)$$

である。このことから、10 cm 厚の液体シンチレーターでの反応確率は

$$P = 1 - \exp\{-\Sigma \times 10 \text{ cm}\} = 0.481 \quad (48)$$

と求まる。さらに、式 46 における測定時間 t は液体シンチレーターにおける livetime となる。液体シンチレーター DAQ は livetime を記録しないのでこれを算出する必要があるが、この livetime を付録 B のように見積もった。図 59～図 63 の条件時の livetime、realtime およびこれらの比を表 6 にまとめた。ここでの realtime の情報はキセノンガス検出器 DAQ にて取得したものをを用いている。

表 6: 液体シンチレーターの各条件における real time, livetime, livetime 比

条件	real time [s]	live time [s]	livetime 比
15°, 1 m	3000	2783	92.9%
15°, 4 m	1722	1618	94.0%
32°, 2.7 m	1425	1321	92.7%
50°, 1.7 m	1360	1254	92.2%
70°, 1.1 m	1511	1336	88.4%

式 (46)、式 (48) の反応確率および表 6 の livetime、また、液体シンチレーターで検出されたとしてもキセノンガス検出器でデータ取得が行われていない状況を考慮するためキセノンガス検出器の dead time 率及び節 7.3.1 のイベントマッチング率を基に、本実験セットアップにおいて取得された原子核反跳イベント数を算出し表 7 にまとめた。ただし、この値は discriminator による効率 (付録 D) を考慮していないため、実際に取得される値はこれよりもさらに減少することが予想される。

表 7: 各条件下における期待される原子核反跳イベント検出数

条件	中性子あたりのイベント数 [counts / 10^6 neutrons]	イベント数
15°, 1 m	5.9	3.6×10^3
15°, 4 m	0.44	1.5×10^2
32°, 2.7 m	0.038	11
50°, 1.7 m	0.17	40
70°, 1.1 m	0.024	7.3

この原子核反跳イベント数をもとに、K 殻電子の電離が伴う原子核反跳ミグダルイベント数をオーダー計算する。図 15 より読み取ったミグダルイベント断面積を図 33 に示す。このミグダルイベントの断面積は K 殻、L 殻及び M 殻からの電離が伴うミグダルイベントの断面積である。さらに [34] より、核反跳イベントに対する各殻における分岐比が $P_K \sim 5 \times 10^{-5}$, $P_L \sim 2 \times 10^{-3}$, $P_M \sim 4 \times 10^{-2}$ と求められている。これらを合計すると、

$$P_K + P_L + P_M = 0.04205 \quad (49)$$

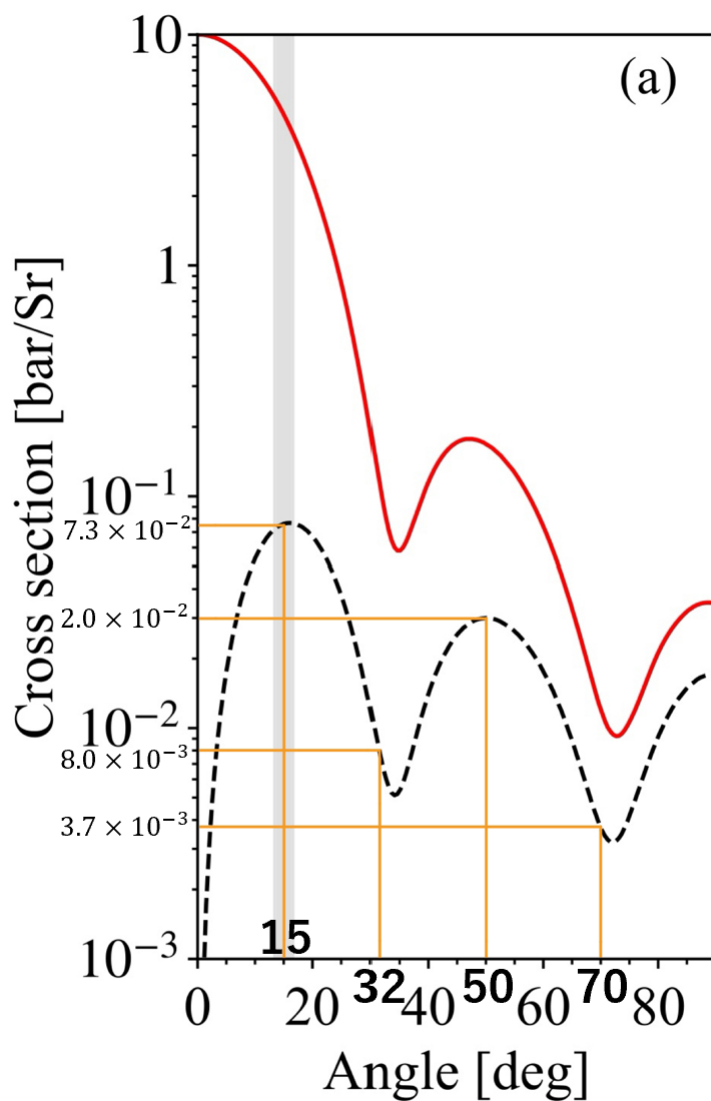


図 33: 14 MeV 中性子での立体角微分散乱断面積。各条件の角度においてミグダルイベント断面積を読み取った。ただし、このミグダルイベント断面積はK殻L殻M殻電子からの電離を伴うミグダル効果発生確率である。

となる。したがって、K 殻 L 殻 M 殻の電離確率の角度依存が同じであると近似すれば K 殻電離の割合は

$$\frac{P_K}{P_K + P_L + P_M} = \frac{5 \times 10^{-5}}{0.04205} \approx 1.2 \times 10^{-3} \quad (50)$$

となる。この値を図 33 のミグダルイベントの断面積に掛け、各条件下における原子核反跳による K 殻電子の電離が伴うミグダルイベント数を表 8 のように見積もった。

表 8: 各条件下における原子核反跳による K 殻電子の電離が伴うミグダルイベント数算出結果

条件	中性子あたりのイベント数 [counts / 10^{12} neutrons]	イベント数
15°, 1 m	130	7.8×10^{-2}
15°, 4 m	9.5	3.4×10^{-3}
32°, 2.7 m	3.6	1.0×10^{-3}
50°, 1.7 m	23	5.6×10^{-3}
70°, 1.1 m	8.9	2.7×10^{-3}

7 中性子ビーム試験のデータ解析

この章では、本研究で行った解析手法とその結果について説明する。本研究では、キセノンガス検出器および液体シンチレーターを用いてデータ取得を行った。そのため、まずキセノンガス検出器と液体シンチレーターそれぞれのデータ解析を個別に行い、その後、それら二つの情報を統合した解析を行うことで最終的なイベントセレクションを実施した。

キセノンガス検出器の解析では、反跳エネルギーと全エネルギーを検出する fiducial 領域に入ったイベントを選別し、生じたイベントのクラスター数を求めた。このクラスター数に基づき、イベントの分類および選別を行った。一方、液体シンチレーターの解析では、その信号波形の弁別能力を活用し、中性子とガンマ線イベントの区別を行った。また、キセノンガス検出器のイベントと対応付けを行うために、信号のデコード処理を実施した。統合解析では、液体シンチレーターとキセノンガス検出器間の同一イベントにおける TOF の差を用いて、イベント発生位置 (z 位置) を計算した。この計算結果を基に、セットアップに対して矛盾のないイベントを選別した。さらに、液体シンチレーターの PSD による中性子とみなされるイベントのカットを適用し、最終的なイベントを抽出した。

7.1 キセノン検出器解析

エネルギー情報やクラスターに関する情報を取得するためには、適切な解析手法を用いる必要がある。本節では、節 2.1 で述べた解析を行うための具体的な手順について説明する。

まず、各ヒットイベントの波形から光子数 (photon 数) を算出する。これに際して、各チャンネルの MPPC の 1 p.e. (photo-electron) ゲインを事前に校正し、得られた photon 数を基に解析を行う。また、大光量条件下において MPPC の応答に生じる非線形性を補正し、正確な photon 数を算出する。次に、得られた photon 数をエネルギーへ変換する。この際には、30 keV のエネルギーを基準として EL ゲインの補正やキャリブレーションを実施することで、光子数からエネルギー情報を精度良く取得する。この過程においては、特性 X 線 ($K \alpha$ 線) イベントの収集を収集する。さらに、クラスターの情報を解析する際には、各ヒットイベントの位置情報を基に、同じクラスター内のヒットであるかを識別し、クラスターを特定する。その後、クラスター全体のエネルギーや位置情報を解析し、観測結果を整理する。以上が、エネルギーおよびクラスター情報に関する解析の流れである。これらの解析手法については、詳細を節 7.1.1 から節 7.1.5 にかけて述べる。本解析手法の参考として、AXEL 実験の手法を基にしており、[40] を参照している。

7.1.1 1 p.e. ゲイン

MPPC の 1.p.e. ゲインの解析にあたってはダークカウントの測定結果を用いている。そのため、まず初めにダークカウントの測定についての概要を述べる。ダーク

カウント測定とは、回路の増幅率を上げサンプリングの細かい波形を取得する測定である。この増幅率を大きくしたデータ (High ゲインデータ) は各測定の開始時と終了時に一定数取得しており、さらに通常のデータ取得中にこのダークカウントデータ取得のトリガーをランダムなタイミングで出すことでも High ゲインデータを取得している。先述のように各測定で行っているため、測定ごとにおける時間変化も追うことが可能である。以上がダークカウント測定の概要となる。各 ELCC ユニット (FEB1, FEB2, FEB3) の 56 チャンネル分の MPPC について、ダークカウント測定状況を図 34、35、36 に示した。MPPC には 1 p.e. の分解能があり、0ADC 付近にあるものが 0p.e.、そして隣接するピークごとに 1p.e.、2p.e.、3p.e. と続いていく。MPPC の各チャンネルにおいてこのピークにフィッティングを行い、ダークカウント測定用に増幅率を上げた状態での 1p.e. ゲインを先に求め、さらにダークカウント測定時、通常イベント測定時の増幅率の比を求めることで 1p.e. ゲインに対してスケーリングを行なった。こうして各チャンネルごとに MPPC の 1p.e. ゲインを得た。結果、1 日目の測定では $1 \text{ p.e. gain} = 1.392$, $1\sigma = 0.072$ 、2 日目の測定では $1 \text{ p.e. gain} = 1.394$, $1\sigma = 0.071$ と求まった。

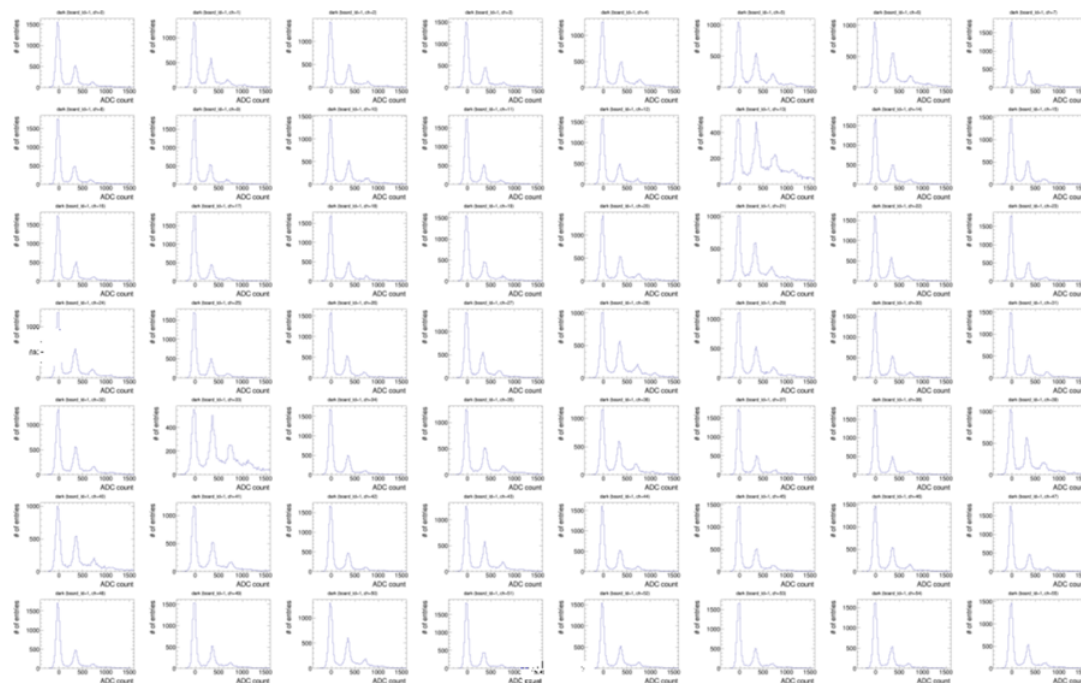


図 34: 各チャンネルの MPPC ゲイン解析結果 FEB1

7.1.2 MPPC の非線形性補正

MPPC は大光量時に飽和し、非線形の応答をする。線形からずれていく原因の一つとして考えられるのが、ピクセルが信号一つを出した後、同じピクセルが次の信号を出せるようになるまでの回復に有限の時間がかかるということが挙げられる。この時間を回復時間といい、この回復時間 τ を用いて観測光子数 N_{obs} と真の光子数

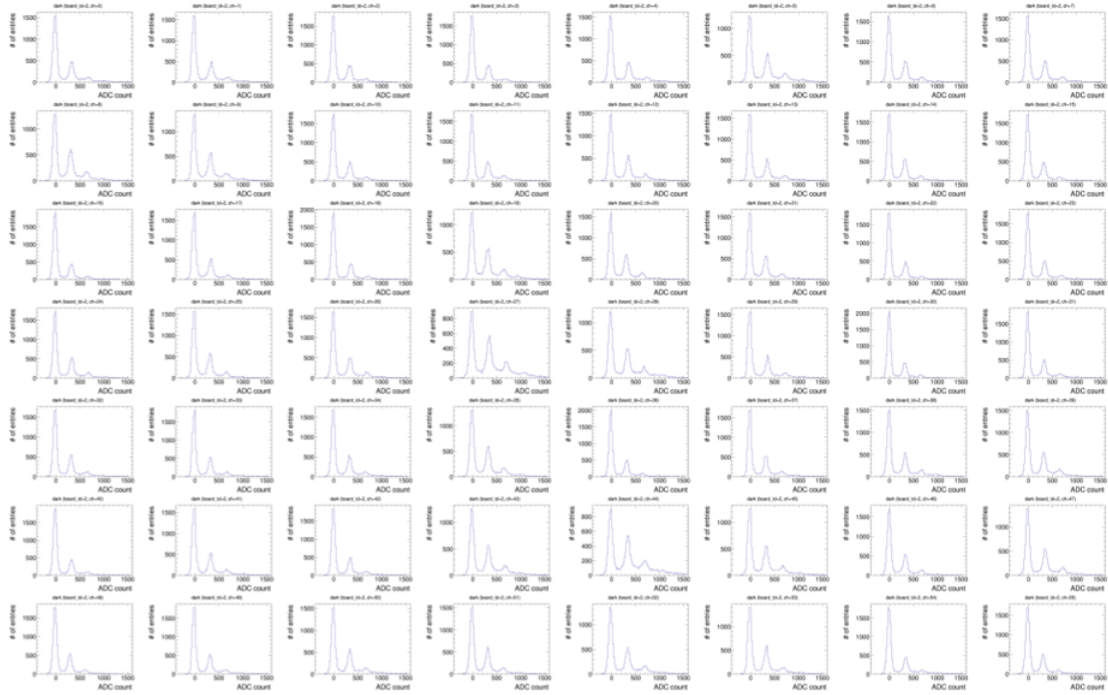


図 35: 各チャンネルの MPPC ゲイン解析結果 FEB2

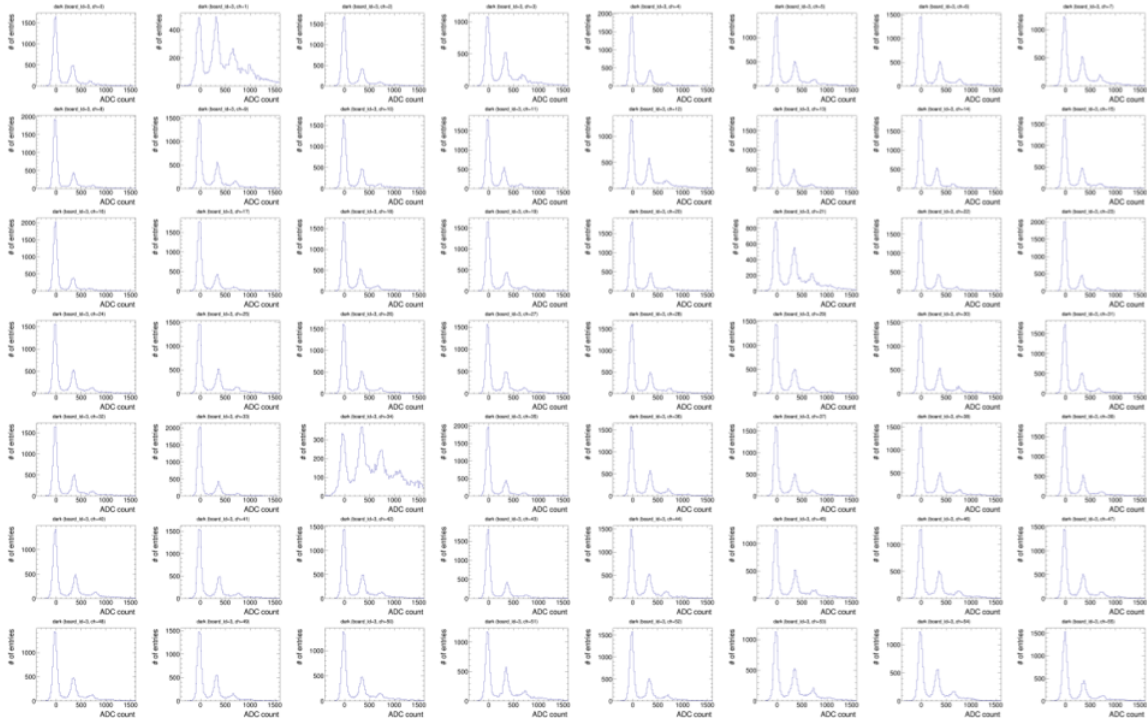


図 36: 各チャンネルの MPPC ゲイン解析結果 FEB3

N_{pix} の関係を

$$N_{obs} = \frac{N_{true}}{1 + \tau \frac{N_{true}}{\Delta t N_{pix}}} \quad (51)$$

と書くことが出来る。ここで、 Δt はある時間幅、 N_{pix} はMPPCのピクセル数を表す。このMPPC非線形応答は、真の光子数量が多いほど観測光子数量が乖離していくことを示す。つまり、入射粒子が検出器内に落としたエネルギーが大きい程そのエネルギーを過小評価する事を意味する。したがって、取得した波形に対し、式51を用いた補正を行なう必要がある。51より真の光子数は

$$N_{true} = \frac{N_{obs}}{1 - \tau \frac{N_{obs}}{\Delta t N_{pix}}} \quad (52)$$

で求めることが出来る。信号の波形幅を Δt とし、さらに典型的な回復時間 $\tau = 75\text{ns}$ を代入することで光子数を補正した。

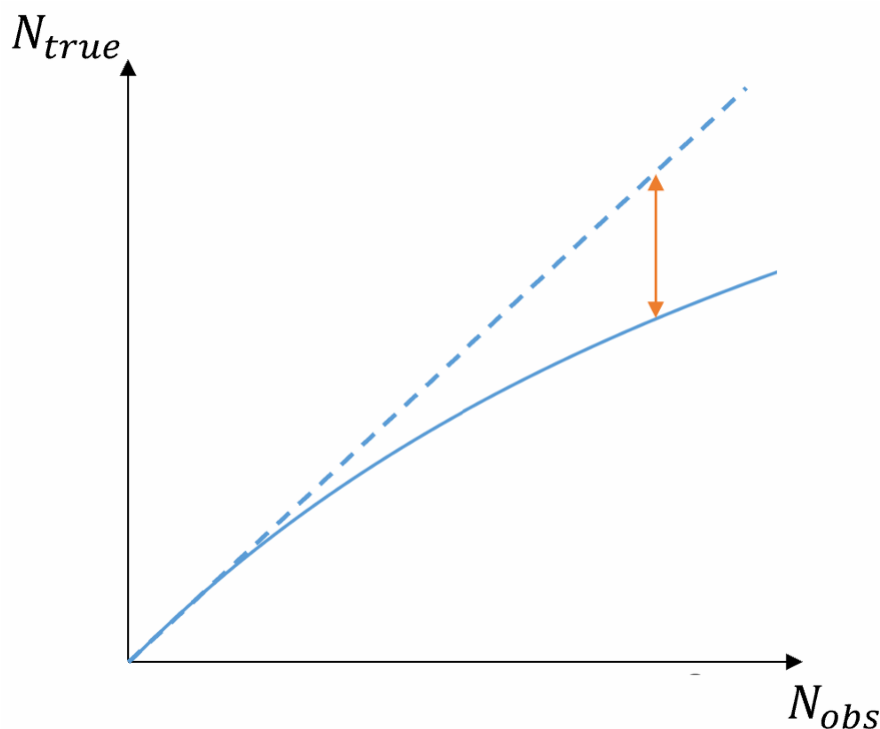


図 37: MPPC 大光量時の非線形性 [33]

7.1.3 EL ゲイン補正

ELCCのチャンネルごとにおけるELゲインは、1つの電離電子がセルに入った時に検出される平均光子数として求まる。そしてその値は、MPPCの検出効率の違いやELCCの機械的な誤差により各セルで異なるため。高いエネルギー分解能実現の

ためには各チャンネルでの EL ゲインを揃えることが必要とされる。EL ゲイン補正係数は、 γ 線が Xe 原子と光電吸収を起こして K 各電子が電離した場合に電離電子の他に 30keV の K_{α} 線が放出されることに着目し、30keV のクラスターがあるイベントを集めて決定する。今回の解析ではこの補正を 6 回繰り返すことで補正係数を収束させている。6 回繰り返した補正結果を図 38 に示している。左図は補正を行なう前のもの、右図は 6 回補正を行った後のものである。図 38 のように K_{α} ピーク幅が狭くなっていることがわかる。

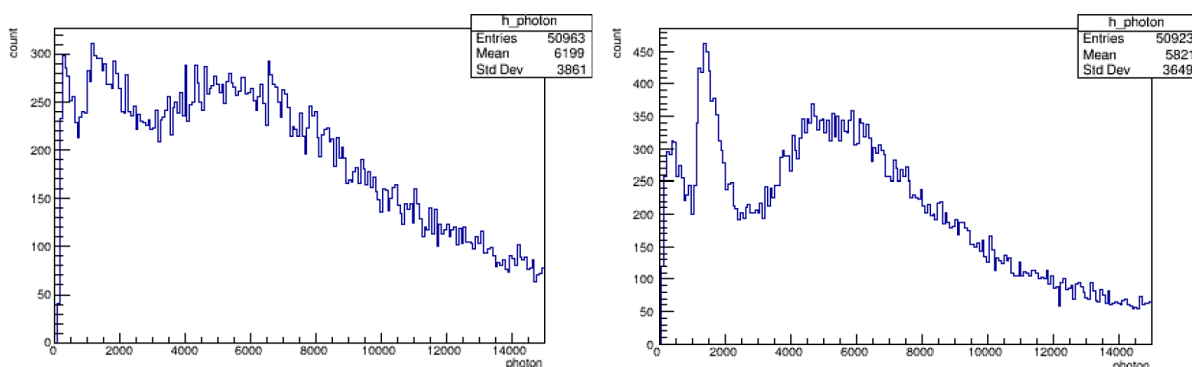


図 38: EL ゲイン補正前補正後

7.1.4 クラスター解析

あるイベントにおいて複数のクラスターが生成される場合、それぞれのクラスターは空間的に異なる位置に形成され、クラスター内の電子は電離過程によって生成される。これらの電子は電場によりドリフトし、最終的に ELCC に到達する。クラスター内の電子は、空間的または時間的に近い距離に配置される傾向があるため、本解析では「同一のクラスター内に属する」という前提に基づいて解析を行った。まず、ELCC のチャンネル位置 (x, y) の解析に焦点を当てる。ドリフト電子は電場の強度に依存した拡散係数に基づいて空間的に拡散する。ドリフト領域の長さが 10 cm の場合、Xe ガス中における拡散係数は $0.105 \text{ cm}/\sqrt{\text{cm}}$ [41] である。このため、最大で 0.332 cm の拡散が生じることがわかる。この空間的拡散は ELCC のセル間隔 (1cm) よりも十分に小さい範囲であるため、図 39 に示すように、空間的な hit 位置を元にクラスターを区別することが可能である。次に、hit 間の時間差 Δt を用いたクラスター解析について述べる。クラスター間の区別を行うため、時間的な解析は電子のドリフト速度や EL 発光タイミングの幅を考慮する必要がある。Xe ガス中における z 方向の拡散係数は $0.030 \text{ cm}/\sqrt{\text{cm}}$ であり、最大で 0.095 cm の拡散が生じる。この拡散は時間に換算すると $0.95 \mu\text{s}$ [41] に相当する。また、EL 発光タイミングの幅は ELCC のセル厚に依存する特性があり、EL 電場が大きい領域ほど発光タイミングが不確実性を増す傾向がある。本研究で使用した ELCC の厚さは 0.5 cm であり、この厚さに基づく EL 発光タイミングの幅はおよそ $0.5 \mu\text{s}$ と推定される [33]。以上の 2 つの不確実性を考慮し、hit した波形の ADC 値が閾値を下回る瞬間を基準として時間差 Δt を計測した。この Δt は、 $(t_2 - \Delta t) - (t_1 + \Delta t) > 0$ 閾値の場合に同一クラ

スターであると判断する基準として使用した。この基準を元に、図 40 に示すように各イベントにおけるクラスターを識別した。また、検出されたクラスターを用いて、イベント全体の三次元位置情報を再構築する試みを行った。この解析において、ノイズ信号の除去が重要であるため、ADC 値に基づく閾値設定を厳密に行い、解析精度を向上させた。これにより、イベント内で分離された2つのクラスターの識別精度が向上する結果を得た。

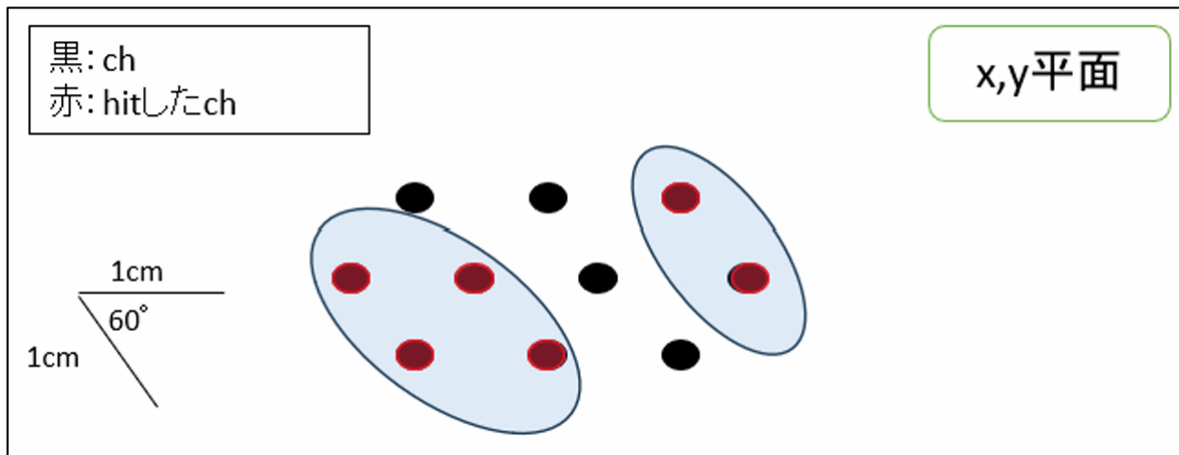


図 39: (x,y) 平面におけるクラスター識別 [33]

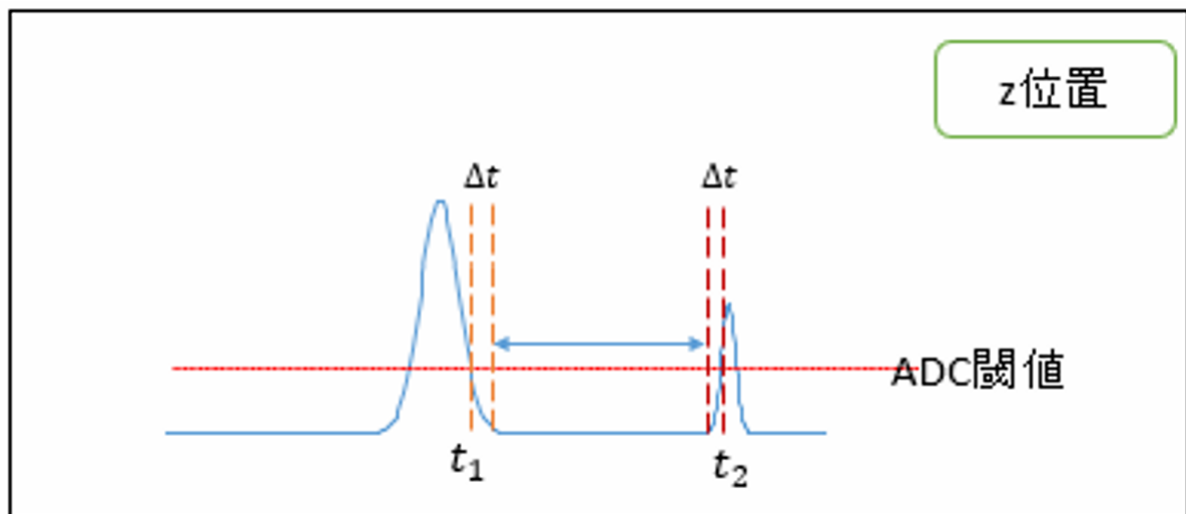


図 40: hit 間時間差によるクラスター識別 [33]

7.1.5 イベントセレクション

fiducial volume を定義するため、図 42 のように veto channel を定義した。この veto channel にヒットしたイベントに対してカットをかけることで、検出器内で発生した原子核反跳イベントのうち、全エネルギーを落としたイベントを選び出すことが可能である。

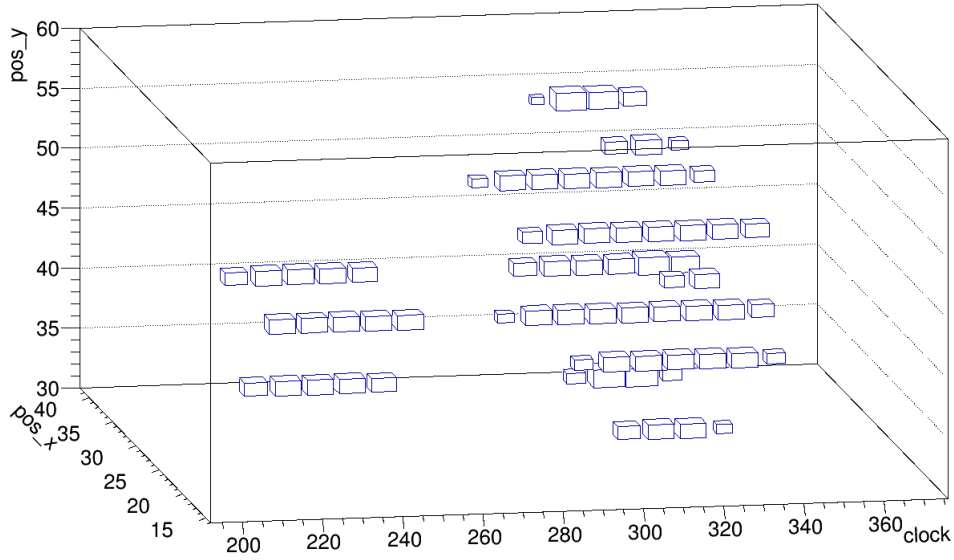


図 41: 2 クラスターが生じたイベントのイベントディスプレイ
 x, y の単位表示は mm である。clock は z 位置に対応し、100 clock が 2cm の長さに相当する。

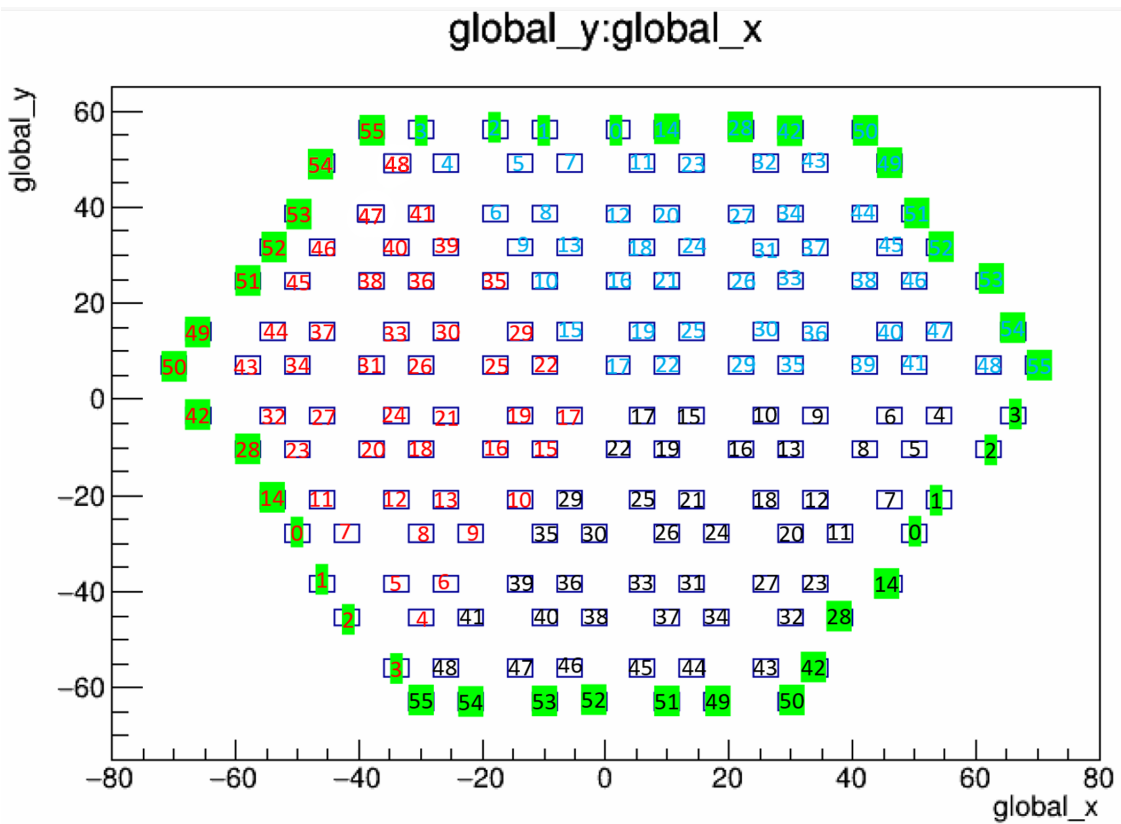


図 42: veto と fiducial のチャンネルマップ

7.1.6 ゲートを考慮したキセノンガス検出器の Live time 算出

キセノンガス検出器の DAQ には real time、live time それぞれが記録されているが、これはキセノンガス検出器単体での情報であり、今回の液体シンチレーターと組み合わせたデータ取得における情報ではない。よってこれらを算出する必要がある。以下にその方法を示す。例として、ビーム試験二日目 run009 を用いながら計算を行う。

まずデータ取得の全体像を整理する。本実験では、

1. 液体シンチレーターが粒子を検出すると、幅 $120 \mu\text{s}$ のゲートを開く。
ゲートが開いている間は液体シンチレーターが再び粒子を検出しても「リトリガー」はされず、ゲート幅は延長されない。
ただし、ゲートが開いている間にキセノンガス検出器でイベントを検出すると、コインシデンストリガーが発行され「液体シンチレーター・キセノンガス検出器ともに」データを読み出す。
2. ゲートは最初に液体シンチレーターが信号を出した時点から $120 \mu\text{s}$ 間開きっぱなしであり、その間にキセノンガス検出器が複数回信号を検出すれば、そのたびコインシデンスを取り、液体シンチレーター・キセノンガス検出器ともにデータ取得を行う。このとき、液体シンチレーターによるゲートが開いていなければキセノンガス検出器でいくら検出してもコインシデンストリガーは走らない。

以上を踏まえ、キセノンガス検出器の実効的な Live time を見積もる。同日 run018 がキセノンガス検出器のみの単独測定であるため、このデータからキセノンガス検出器単独測定時のレートを算出する。この計算は、キセノンガス検出器内で原子核反跳を起こしたのちに液体シンチレーターに入射するイベント数が、外部から直接液体シンチレーターに入射するイベント数を大きく上回る状況における近似であるが、各条件における原子核反跳イベント数が表 7 であると見積もられるため、キセノンガス検出器の実効 live time をこのように見積もった。この live time は原子核反跳を起こしたのち液体シンチレーターに入射した中性子のイベントレートの算出には用いることが出来ない。この原子核反跳中性子イベントは液体シンチレーターのデータ取得とキセノンガス検出器のデータ取得に因果関係があるため、算出する際は付録 B によりもとめた液体シンチレーターの実効的な livetime を考慮しなければならないことに注意する。

キセノンガス検出器単独測定では

- livetime = 221.01 s
- 通常測定の veto を除いたエントリー数 = 51007

であった。したがって、この時のイベントレートは

$$R_{\text{EL}} = \frac{51007}{221.01} \text{ events/s} = 230.79 \text{ events/s} \quad (53)$$

である。次に、液体シンチレーターと共に測定を行った run009 では、

- realtime = 3000.37 s
- 保存エントリー数 = 36744

であった。この時液体シンチレーターによるゲートが開いていた総時間が実効的な live time であるとみなせる。

$$\text{ゲート解放総時間} = \text{ゲート解放回数} \times 120 \mu\text{s} \quad (54)$$

であり、まずはこの液体シンチレーターによるゲート解放回数を見積もる。ここで、式 53 を用い、ある一回のゲート中にキセノンガス検出器でヒットを出す確率を見積もる。平均ヒット回数 λ は

$$\lambda = 230.79 \text{ /s} \times 120 \times 10^{-6} \text{ s} = 0.0277 \quad (55)$$

と求まる。すなわち、ゲートが一度開くごとにキセノンガス検出器ではヒットが平均 0.0384 回起こる計算となる。run009 での Entry 数は、highgain 測定を除くと 50065 個あるため、ゲート解放回数を N_{LS} とすれば、

$$N_{LS} \sim \frac{50065}{0.0277} = 1.81 \times 10^6 \quad (56)$$

と求まる。本来 1 回のゲート中にキセノンガス検出器でのヒットが多重で起こる可能性も考慮すべきであるが、式 55 の通りかなり小さいので 1 ゲート中、ほとんどは 0 回か 1 回ヒットとみなして大きな誤差にはならない。ゲートを開いた総数が求まったので、実際に測定状態にあった総時間は、キセノンガス検出器での dead time 割合を考慮して

$$\begin{aligned} T_{\text{eff,EL}} &= N_{LS} \times 120 \mu\text{s} \times \text{キセノンガス検出器単体での非 dead time 割合} \\ &= 1.81 \times 10^6 \times 120 \times 10^{-6} \times 0.639 \\ &= 139 \text{ s} \end{aligned} \quad (57)$$

であり。これがキセノンガス検出器の実効的な live time であると見積もった。この live time で算出する run009 でのイベント数は 36744 であるため、

$$R_{\text{run009}} = \frac{36744}{139} = 264 \text{ /counts} \quad (58)$$

と求まる。この計算全 run に用い、イベントレートの算出を行った。図 43 に、キセノンガス検出器単体データ取得による run018 のイベントレートを基準とした各 run の算出イベントレート比を示す。また、図??に示したフラックスを基に、各 run における平均フラックスを算出し、これを run018 を基準とした比として同図 43 に併せて示した。run006 はセルフトリガーでのデータ取得であり、run005 以前はシャドーコーン法での中性子フラックス測定を行なっているため、run007 以降のものを示す。この結果から、run010 および run017 を除き、フラックス変動も考慮した上で適切なイベントレートが算出できたことが確認された。

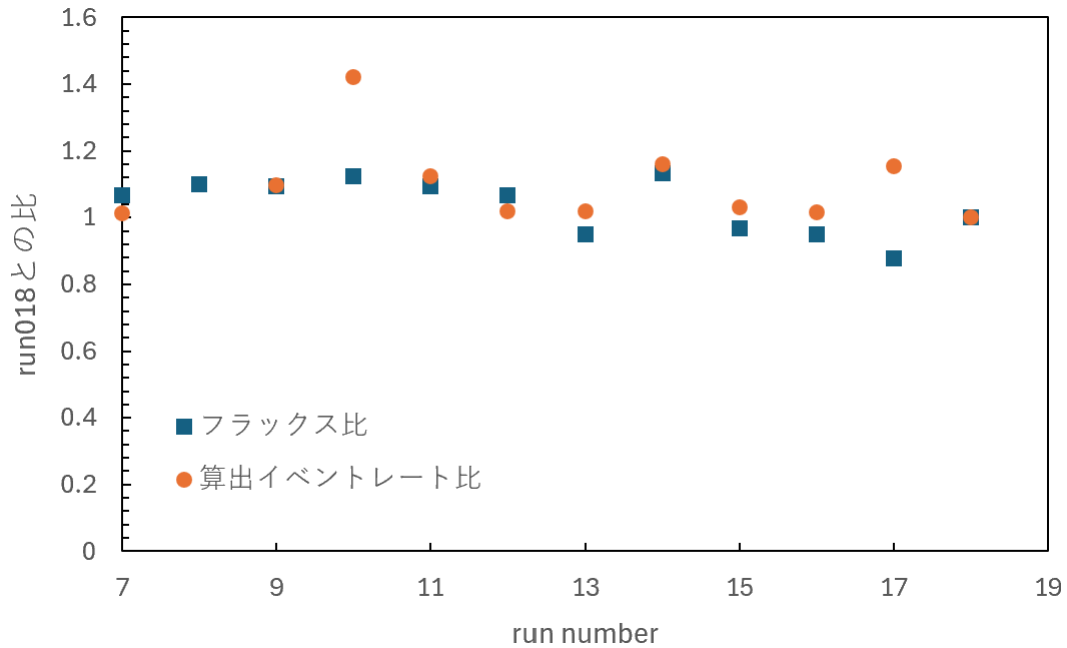


図 43: run018 と比較した算出イベントレート比とフラックス比

7.1.7 エネルギースペクトル

図 44～図 49 は上記の解析を施した各 run ごとのエネルギースペクトルである。液体シンチレータ設置位置の条件を代表して、それぞれ 15°, 1m、15°, 4m、30°, 2.7m、50°, 1.7m、70°, 1.1m のものを、図 49 はビーム OFF 時のバックグラウンド測定を行ったエネルギーヒストグラムを示している。黒がいずれのカットもかけていない全イベントに対するエネルギーヒストグラム。赤はそのうち fiducial 領域内にエネルギーを落としたもの。緑が fiducial 領域内かつクラスターが 1 つと判定されたもの。青が fiducial 領域内かつクラスターが 2 つと判定されたものを示している。また、左上は 0 300keV のエネルギーヒストグラムで、その右はそれを縦軸 log 表示にしたもの。左下は高エネルギー側 200 800keV のエネルギーヒストグラムで、その右はそれを縦軸 log 表示にしたものである。イベントレートの算出を付録 7.1.6 のとおり行っている。

7.2 液体シンチレータ解析

前節で述べた解析に対して、液体シンチレータによる中性子タグを含めた解析を含める必要がある。液体シンチレータ DAQ では液体シンチレータの信号と、HUL から出力される Event ID 信号を取得しているため、これら 2 つの信号の解析を行なう必要がある。本節ではこれらの解析の具体的な方法について詳述する。

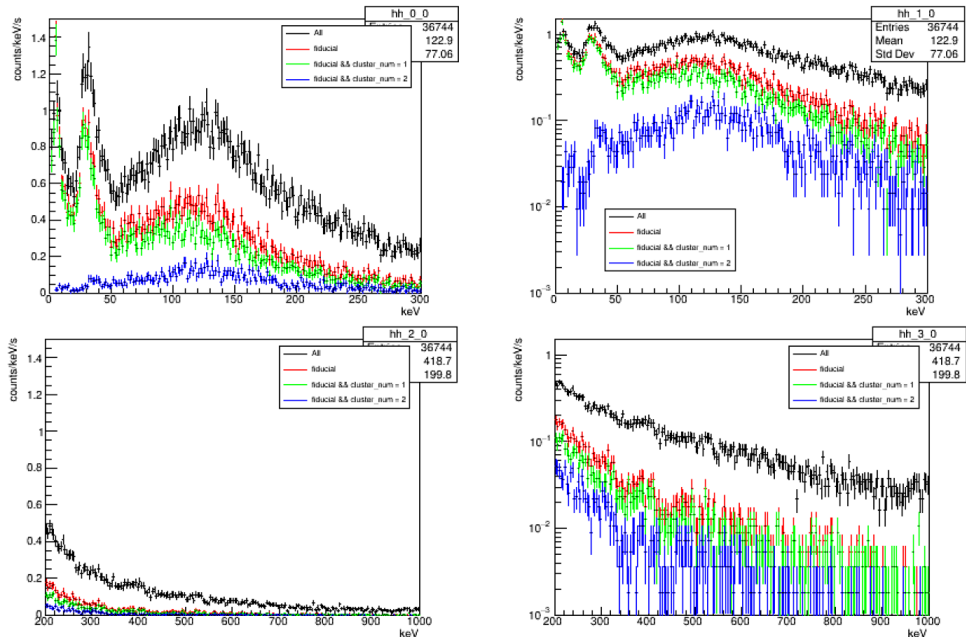


図 44: 15°, 1m のエネルギーヒストグラム

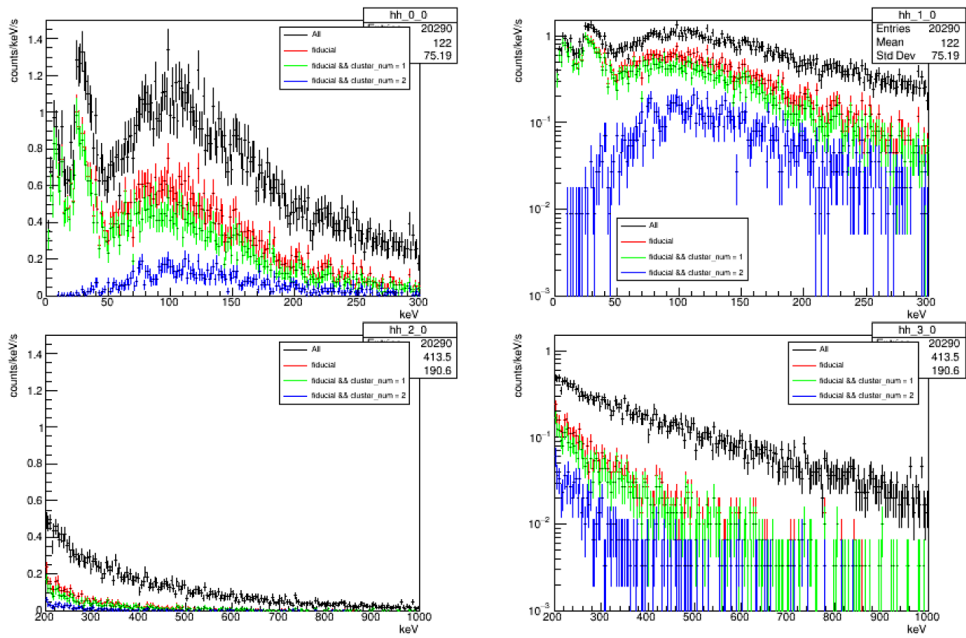


図 45: 15°, 4m のエネルギーヒストグラム

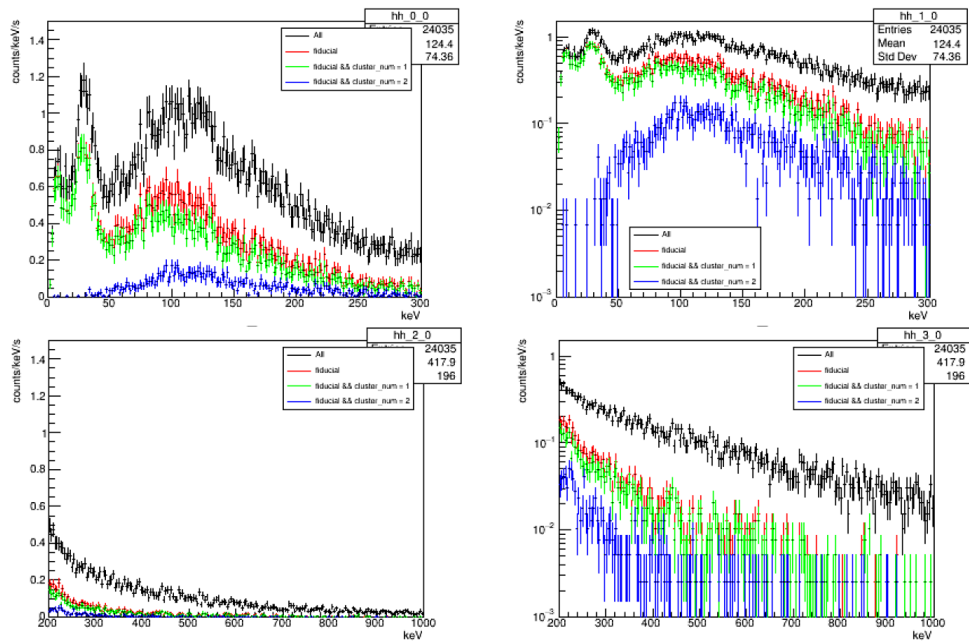


図 46: 30°, 2.7m のエネルギーヒストグラム

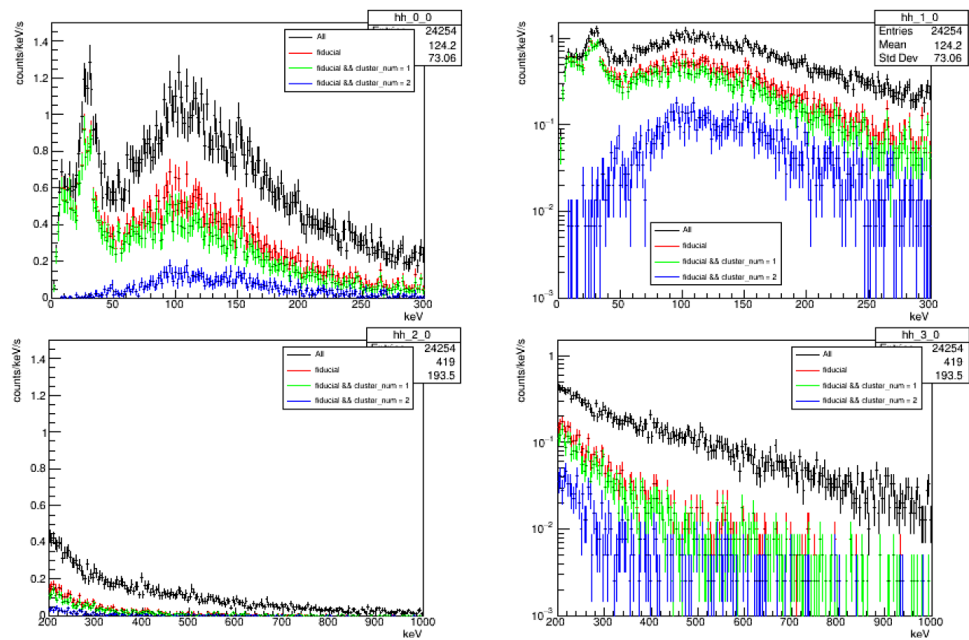


図 47: 50°, 1.7m のエネルギーヒストグラム

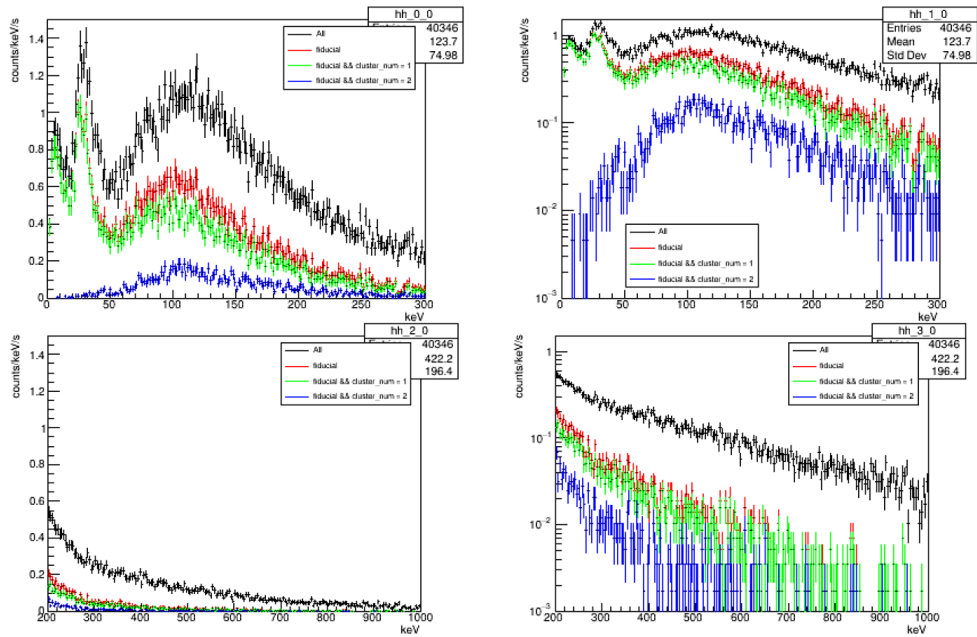


図 48: 70°, 1.1m のエネルギーヒストグラム

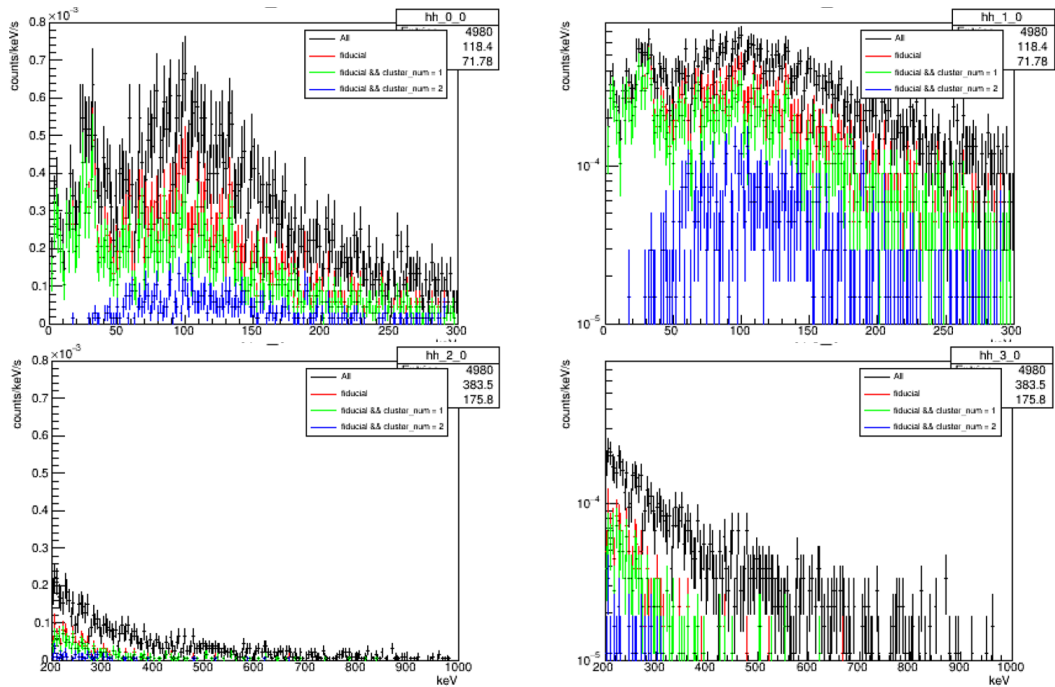


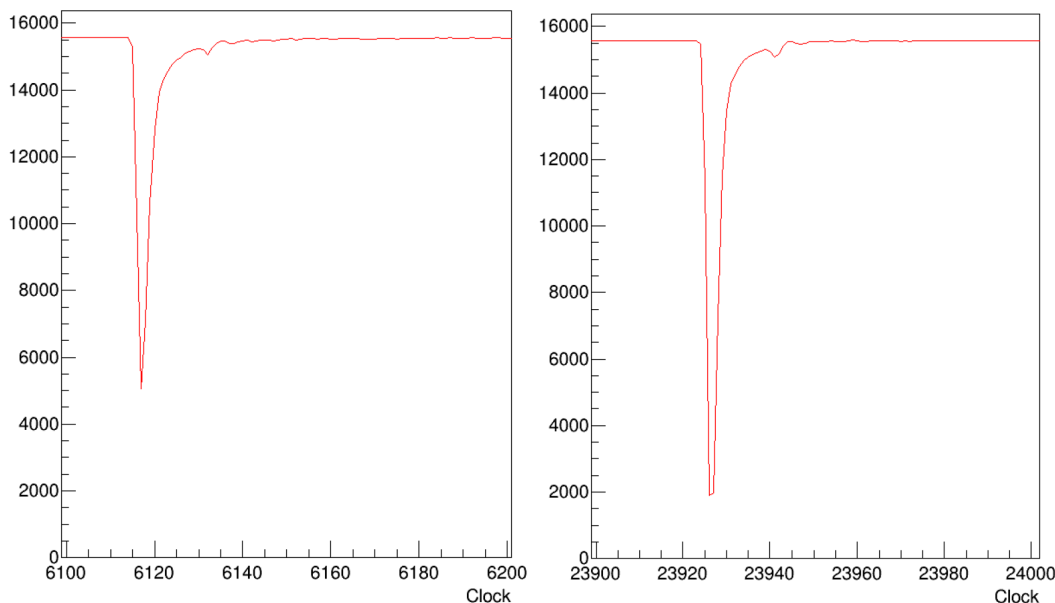
図 49: ビーム OFF 時のバックグラウンドのエネルギーヒストグラム

7.2.1 波形解析

上記で述べた通り用いている液体シンチレータは中性子と γ 線を識別することが可能である。ここでは、その波形弁別方法の詳細について説明する。液体シンチレータ波形解析においては、表 9 のパラメータを使用している。また、これらのパラメータについての概略図を

表 9: 波形解析で用いたパラメータ

パラメータ	パラメータ説明
base line	波形の [0clock, 200clock] の範囲の平均値
height	波形の高さ
t_{rise}	立ち上がり時刻。height の 5% 値を超えた時刻。
t_{peak}	波形が最も高くなる時刻
t_{fall}	立ち下がり時刻。height の 5% を下回る時刻。
Total	波形全体の積分値。[t_{rise} , $t_{fall}+20$ ns] の範囲で計算。
Slow	波形テール部分の積分値。[$t_{peak}+20$ ns, $t_{fall}+20$ ns] の範囲で計算。



(a) 中性子の原子核反跳と推測される波形 (b) γ 線の電子反跳と推測される波形

図 50: 液体シンチレータの波形

波形のテール部分における積分値である Slow の計算においては、図 52 に示す 11 種類の積分範囲を検討し、それぞれの範囲で求めた Slow を用いて Slow/Total のヒストグラムを作成した。その結果、ピークの分離が最も良好である積分範囲を選定し、表 9 のものを採用した。これにより得られた Slow/Total と Total の二次元ヒストグラムを図 52 に示す。 γ 線と中性子の 2 つのバンドがはっきり確認できる。この

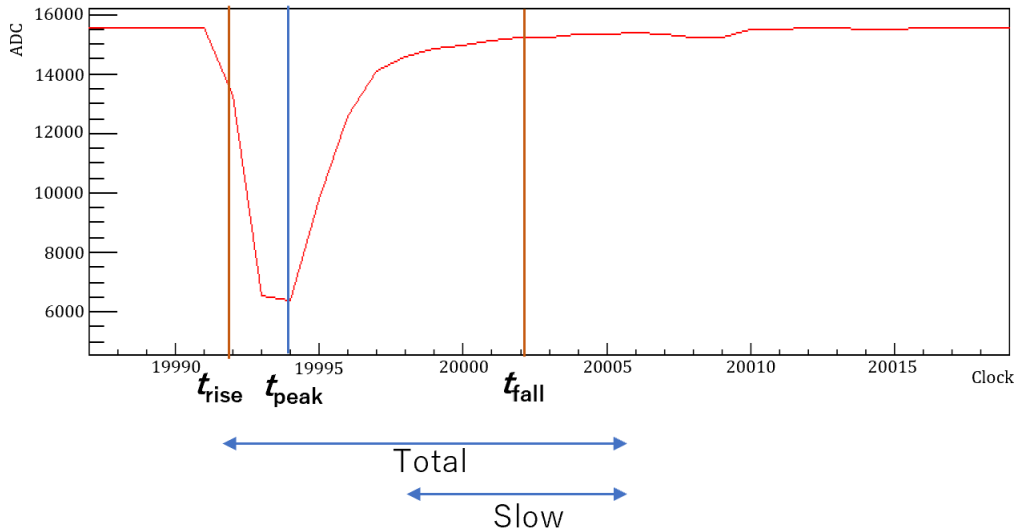


図 51: 液体シンチレーターの波形とそのパラメータ概略図

エネルギーヒストグラムに対して中性子イベントを取り出すため、図 53 の赤線のように境界条件を

$$y > 0.080 \times \exp\left(\frac{-x}{22000} + 0.125\right) \quad (59)$$

と決め、この条件を満たすイベントを中性子とみなした。本解析において、中性子と判別されたイベントに対する紛れ込んだガンマ線イベントの割合を見積もった。まず、Slow/Total の一次元ヒストグラムからガンマ線イベントの Slow/Total 平均値を算出し、その平均値を基準として Threshold を反転させ、それを下回るイベント数が、中性子側に混じっているガンマ線イベントと同程度であるとした。各条件において見積もったガンマ線イベント混入率は表 10 の通りである。

表 10: 見積もられたガンマ線イベント混入率

条件	混入率
15°, 1 m	15.6%
15°, 4 m	15.8%
32°, 2.7 m	10.1%
50°, 1.7 m	8.83%
70°, 1.1 m	7.66%

7.2.2 タグ ID 取得

液体シンチレーターはデータ取得時に AXEL ボードからイベント ID を受信している。このイベント ID は、番号を二進数で表した電気信号として送信されるため、

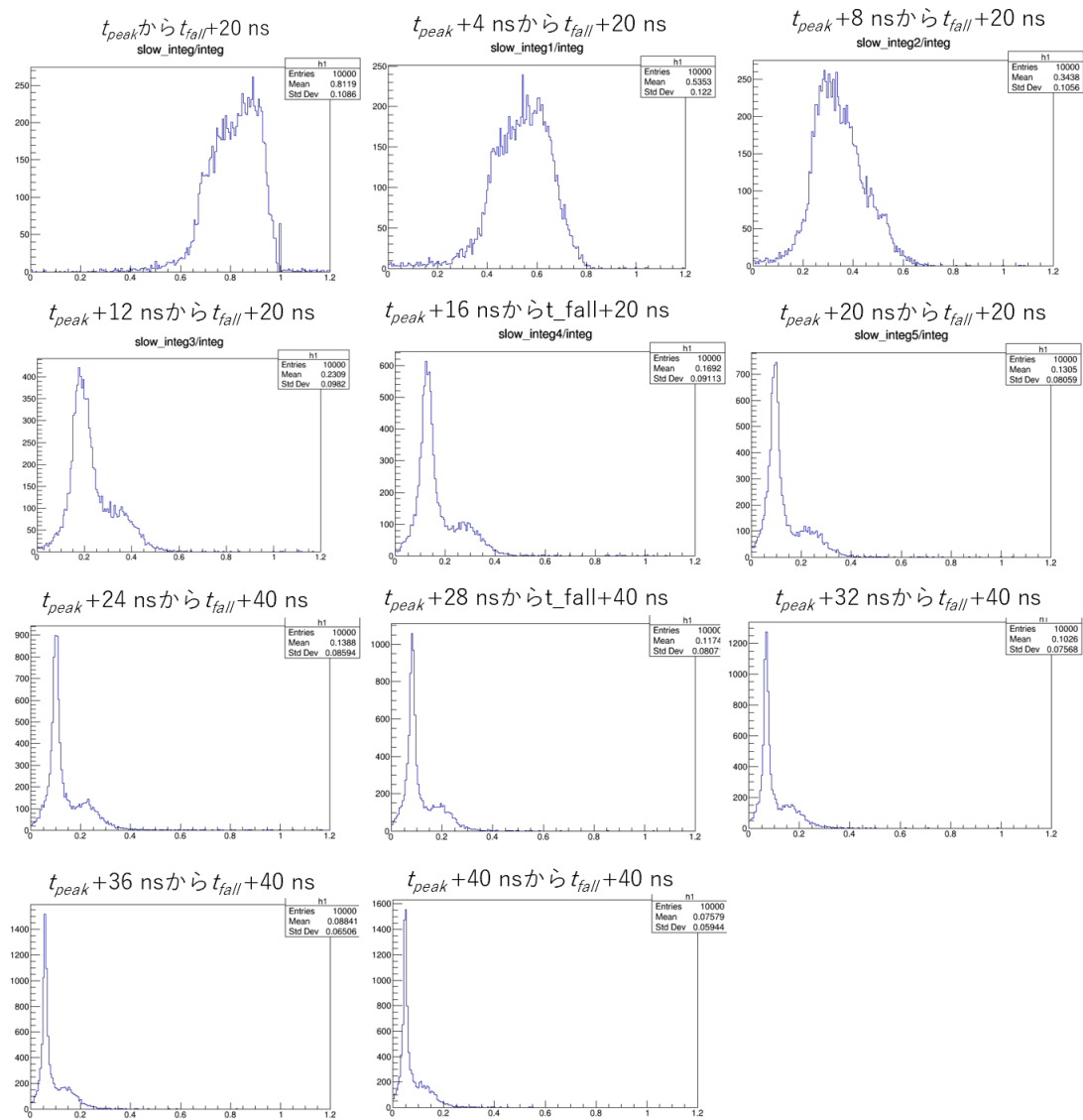


図 52: 11通りのSlowにおけるSlow/Totalのヒストグラム

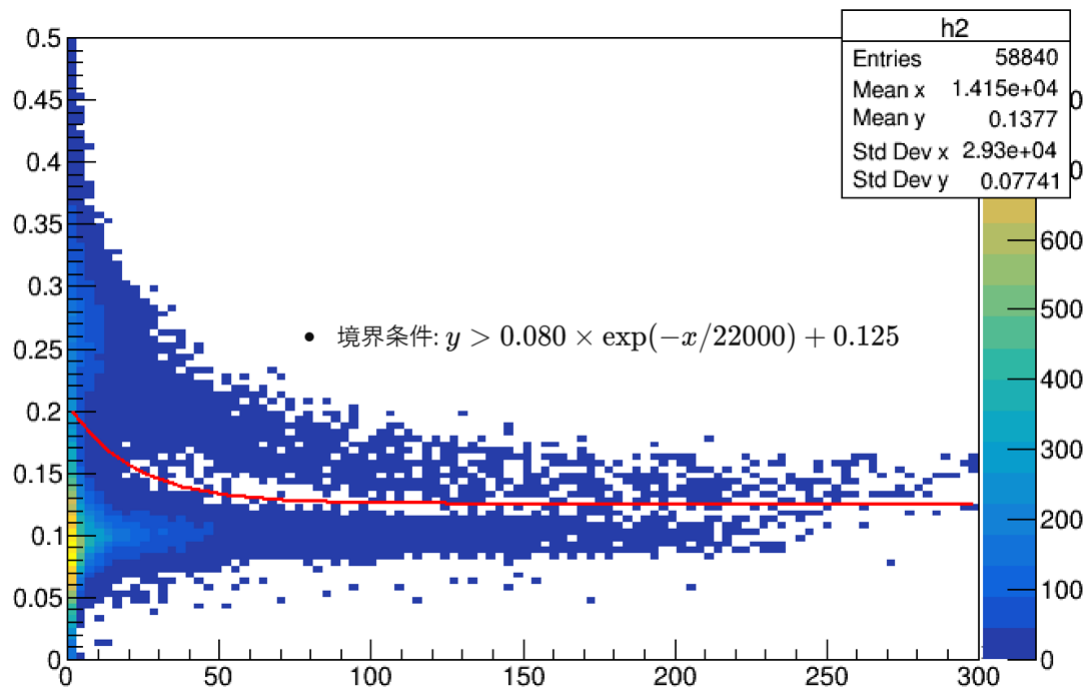


図 53: Slow/Total と Total 二次元ヒストグラム。中性子イベントセレクションのカット条件を赤の線で示す。縦軸が Slow/Total、横軸が Total の値である。

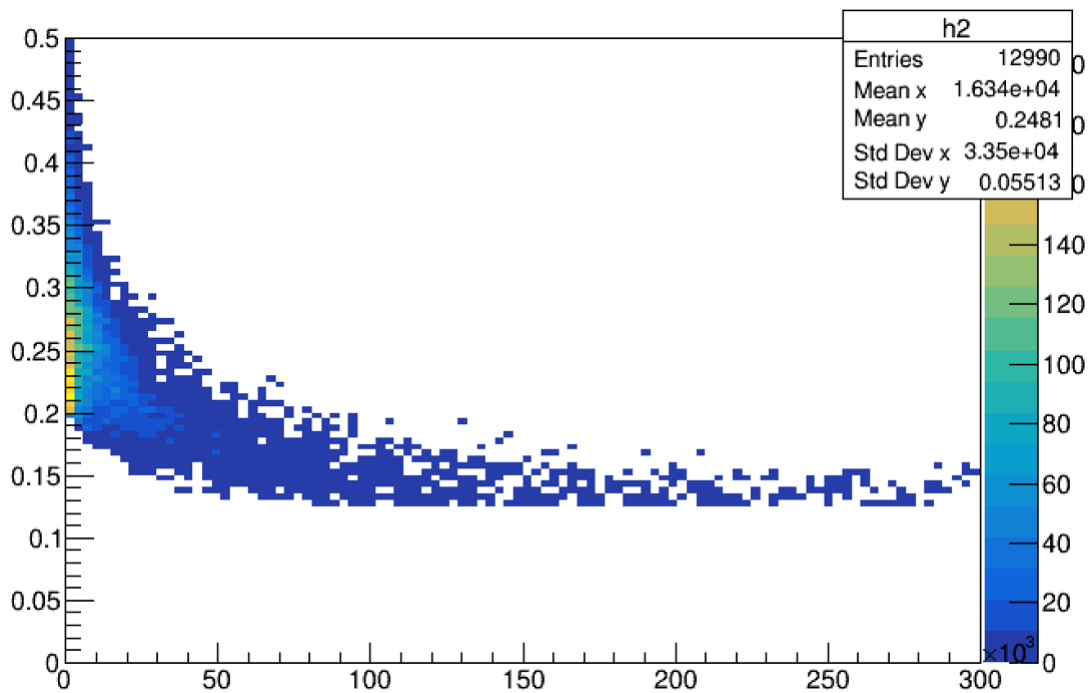


図 54: 波形弁別後の Slow/Total と Total の二次元ヒストグラム

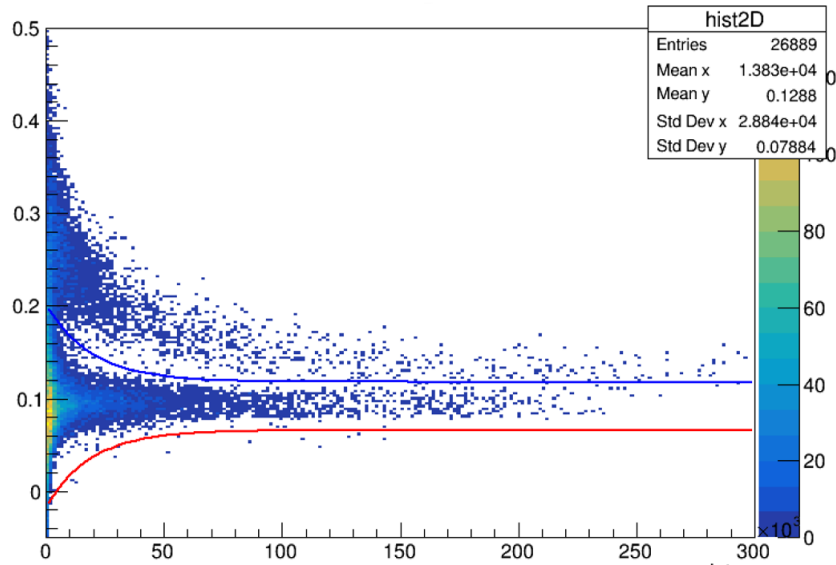


図 55: 青線は波形弁別に用いた Threshold を示す。赤線はガンマ線イベントにおける Slow/Total の平均値を基準に青線を反転した Threshold を示す。赤線を下回るイベントの数が中性子側に紛れ込んだガンマ線イベントの数と同程度であると見積もった。

そのままでは解析に使用できず、デコードが必要となる。CAEN から送信されるイベント ID 信号の波形を図 56 に示す。この信号は両端に必ず「1」を示す信号を送る仕様となっており、図中では両端の下向きの矩形波として表れている。このため、信号を二進数として解釈する際には、両端の「1」を除いた部分を読み取ればよい。

本解析では、イベント ID 信号の二進数解読のためにしきい値 (threshold) を 5000 に設定し、この値を下回る信号を「1」、それ以外の信号を「0」として判定している。図 56 の例では、信号は“001001000000000000000000000000”として読み取られた。この二進数列を右から左へと読み進め、10進数に変換することで、対応するイベント ID が 36 であると判定された。本手法により、AXEL ボードから送られてくるイベント ID 信号を正確に解読することが可能となり、液体シンチレーターのデータ解析におけるイベントの同定が効率的に行える。

7.3 統合解析

7.3.1 イベントマッチング

キセノン検出器における ELCC 側の解析結果と液体シンチレーターから得られる波形解析結果を、同一のイベント ID を基軸に統合することにより、さらなる詳細な解析を行うことが可能となる。この統合解析では、ELCC 解析結果に基づく波形弁別を用いたイベント選別が実現できるだけでなく、EL 信号と液体シンチレーター信号の時間差解析も実施可能である。特に、時間差情報の解析を通じて、事象の発生源に関するさらなる情報を引き出すことが期待される。これにより、EL 信号と液体

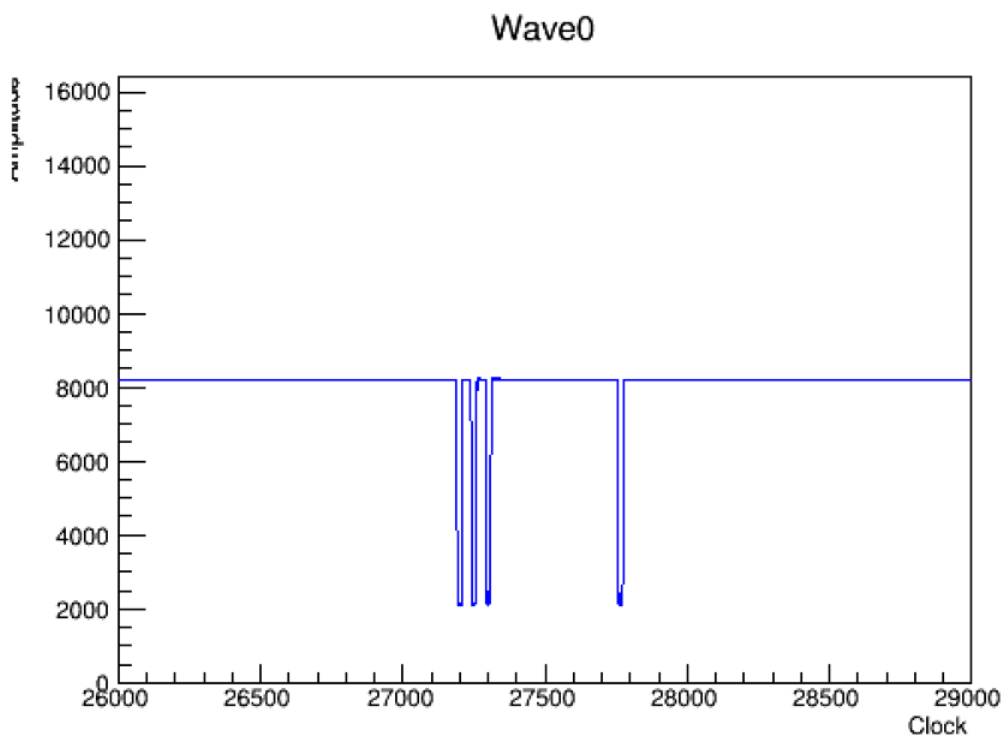


図 56: イベント ID を CAEN により取得した波形

シンチレータ信号の相関性を詳細に評価することができ、信号源の物理的性質や事象特性の解明に寄与する。また、この手法は、EL 信号の弁別性能を向上させるとともに、不要なバックグラウンド事象を効率的に排除することを目的としている。

本実験におけるイベントマッチング成功率を各 run 毎にまとめた。これは、ELCC で得られたイベント数のうち、液体シンチレータデータとの統合処理後に残存したデータ数の割合として算出している。self-trig データ取得では、液体シンチレータの信号の有無にかかわらず ELCC におけるデータ取得を行なっているためマッチングは行わない。

マッチングが不可であったものの主な原因は、液体シンチレータ側に HUL から送られるイベント ID が波形データとして保存されていないことに起因する。また、ほとんどの run において液体シンチレータに保存されているイベント数がキセノンガス検出器のイベント数を上回っており、最大で約 3.5 倍の差が観測された。この状況から、コインシデンスによるデータ取得のトリガー発行時に、コインシデンスモジュールから発生するノイズを誤ってトリガーとして認識し、不要なデータ取得が行われた可能性が示唆される。この影響により、液体シンチレータ DAQ が busy 状態となり、過剰な dead time が生じたと考えられる。これらの課題を解決し、マッチング精度を向上させるためにはコインシデンスモジュールの信号処理に関する改善が必要である。

表 11: イベントマッチング精度 (1 日目)

run	ELCC イベント数	統合処理後イベント数	割合
run001	465	465	100%
run002	29611	29582	99.902%
run003	11681	11663	99.846%
run004	41594	36586	87.960%
run005	47489	37353	78.989%
run006	50976	40758	79.975%
run007	25475	25458	99.933%
run008	3073	703	55.418%
run009	21871	19186	87.723%
run010	26630	20841	78.261%
run011	37457	29058	77.577%
run012	15546	8686	55.873%
run013	15849	8851	55.846%
run014	464	self-trig	-
run015	7567	seif-trig	-
run016	50758	self-trig	-

7.3.2 波形弁別によるイベントセレクション

節 7.3.1 で行った統合によってキセノンガス検出器イベントに対して液体シンチレータイベントでの波形弁別情報が付与される。これによって中性子とガンマ線を区別したイベントレートを得ることが可能となる。この結果は節 8.2 に示す。

表 12: イベントマッチング精度 (2 日目)

run	ELCC イベント数	統合処理後イベント数	割合
run001	325	0	0.000%
run002	1794	500	27.781%
run003	19112	13585	71.081%
run004	3433	2240	65.249%
run005	33052	25337	76.658%
run006	25048	self-trig	-
run007	29649	28672	96.705%
run008	518	31	5.985%
run009	36744	27318	74.347%
run010	26630	15786	59.279%
run011	20290	15897	78.349%
run012	24035	22995	95.673%
run013	24254	23213	95.708%
run014	40346	39278	97.353%
run015	24054	23013	95.672%
run016	24000	22960	95.667%
run017	8993	7964	88.558%
run018	50923	self-trig	-
run019	6440	4980	77.329%

8 ビーム試験結果と考察

8.1 ゲイン時間変化

キセノン検出器におけるアウトガスの評価を行なうため、ビーム試験 1 日目と 2 日目のそれぞれにおいて K_{α} ピーク周辺の光子数の時間変化の様子を図 57 と図 58 に示す。

このように時間と共に光量が減少していることがわかる。これは、試験前に実施したキセノン検出器の真空引きが不十分であったため、内部部品、特にフィールドケージからのアウトガスが発生したためであると考えられる。この現象は、試験中のデータ取得において検出器の安定性に影響を及ぼす要因となった。アウトガスの発生は、真空環境において表面や内部に残留する分子が徐々に放出されることによるものであり、特にフィールドケージの構造材や絶縁材の選定および表面処理の不備が影響している可能性が考えられる。この結果、検出器内のガス純度が低下し、電子増幅過程におけるゲイン低下を引き起こしたと推察される。本試験におけるこの問題は、次回以降の試験設計および準備段階に対する重要な教訓であり、特に真空引きの時間や内部構造物の選定・前処理方法の最適化が必要不可欠であることを

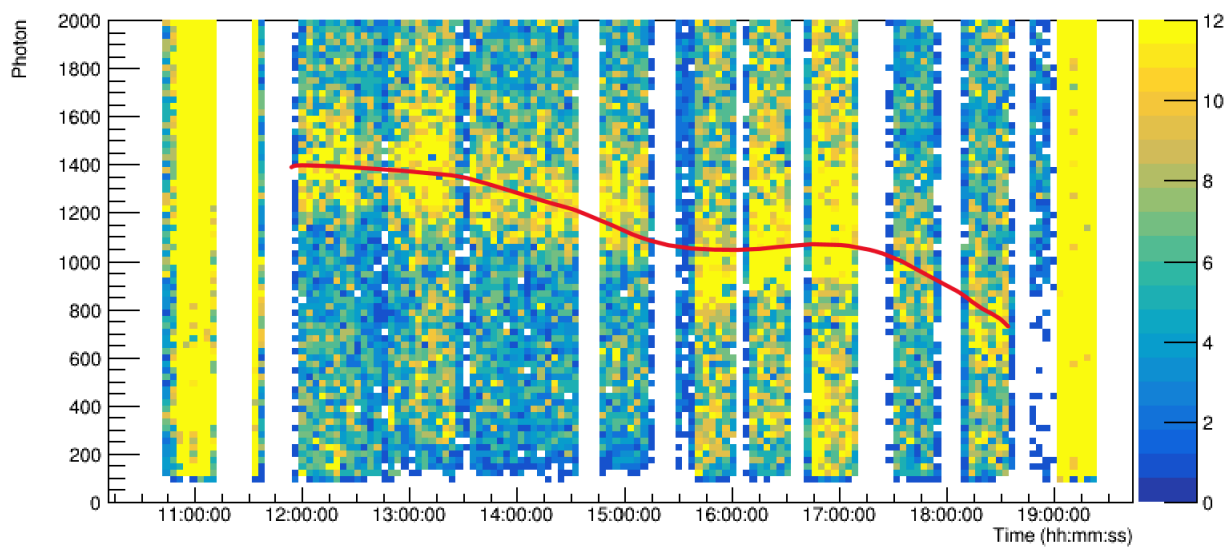


図 57: ゲイン時間変化グラフ 1日目

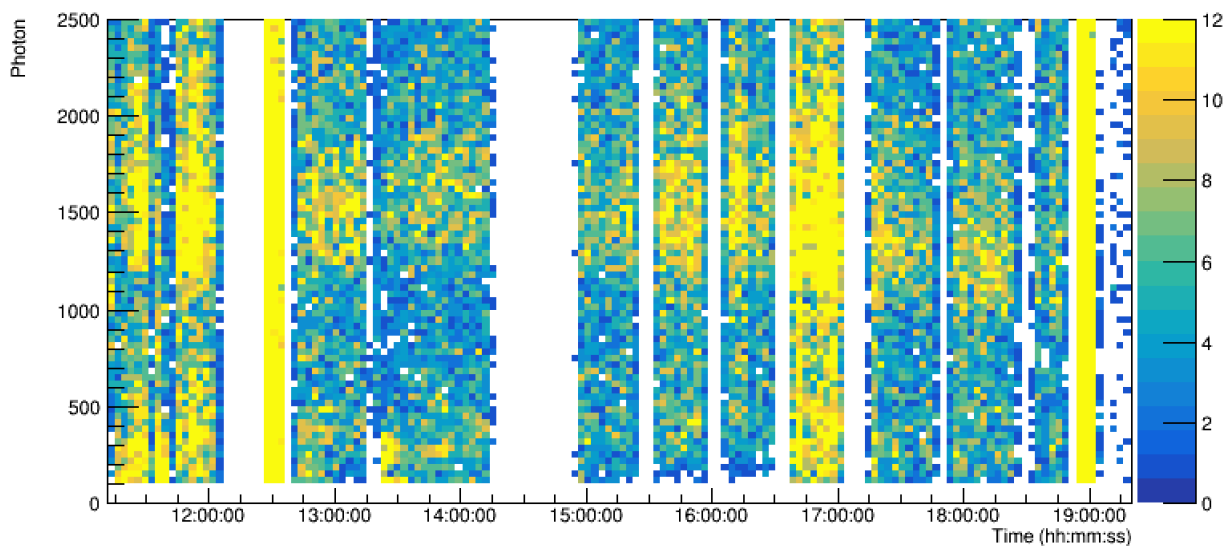


図 58: ゲイン時間変化グラフ 2日目。2日目は1日目と比較して電圧を上げているためゲインが増加している。

示唆している。

8.2 エネルギースペクトル評価

液体シンチレーターの波形弁別能力を用いて中性子と判別・抽出した全解析後のエネルギースペクトルを、図 44～図 49 と同条件で取得し、その結果を図 59～図 64 に示す。黒色のプロットは fiducial イベント、赤色は fiducial かつ 2-cluster イベント、ピンク色は fiducial かつ 2-cluster で、そのうち片方が 30 keV に対応するイベントを示している。以下で片方が 30 keV であるイベントのエネルギーカット範囲について詳述する。このエネルギーにおけるカット範囲は、各測定条件でのエネルギー分解能に基づいて決定した。具体的には、 K_{α} 線のエネルギー値 29.68 keV を基準とし、そのエネルギー分解能に基づいて $\pm 1\sigma$ の範囲をカット範囲として設定した。各条件におけるエネルギー分解能は表 13 に示す通りである。

表 13: 各測定条件における K_{α} 線イベントに対するエネルギー分解能

条件	1σ [keV]
15°, 1 m	8.403
15°, 4 m	8.156
32°, 2.7 m	8.319
50°, 1.7 m	8.611
70°, 1.1 m	9.469

表 8 より、ミグダル効果観測を主目的としている角度 15°、距離 1 m において $O(10^{-3})$ であったことがわかる。本研究ではこのような条件下で解析を行い、バックグラウンドを見積もる。

8.3 ミグダルイベント候補の観測数

液体シンチレーターで中性子が検出された 2 cluster かつ片方が 30 keV のイベントレートを表 14 にまとめる。表 8 にあるように、今回の測定では真のミグダルイベントはほぼ 0 である。したがって、表 14 および図 59～図 63 は、波形弁別を適用した後でも依然としてバックグラウンドの影響が大きいことが明らかとなった。次節でこのバックグラウンド源およびその低減法について考察する。

8.4 バックグラウンド源

原子核反跳に伴うミグダル効果観測に向けては、よりバックグラウンド事象を低減する必要がある。ここでは本測定で得られたデータからバックグラウンド源が何

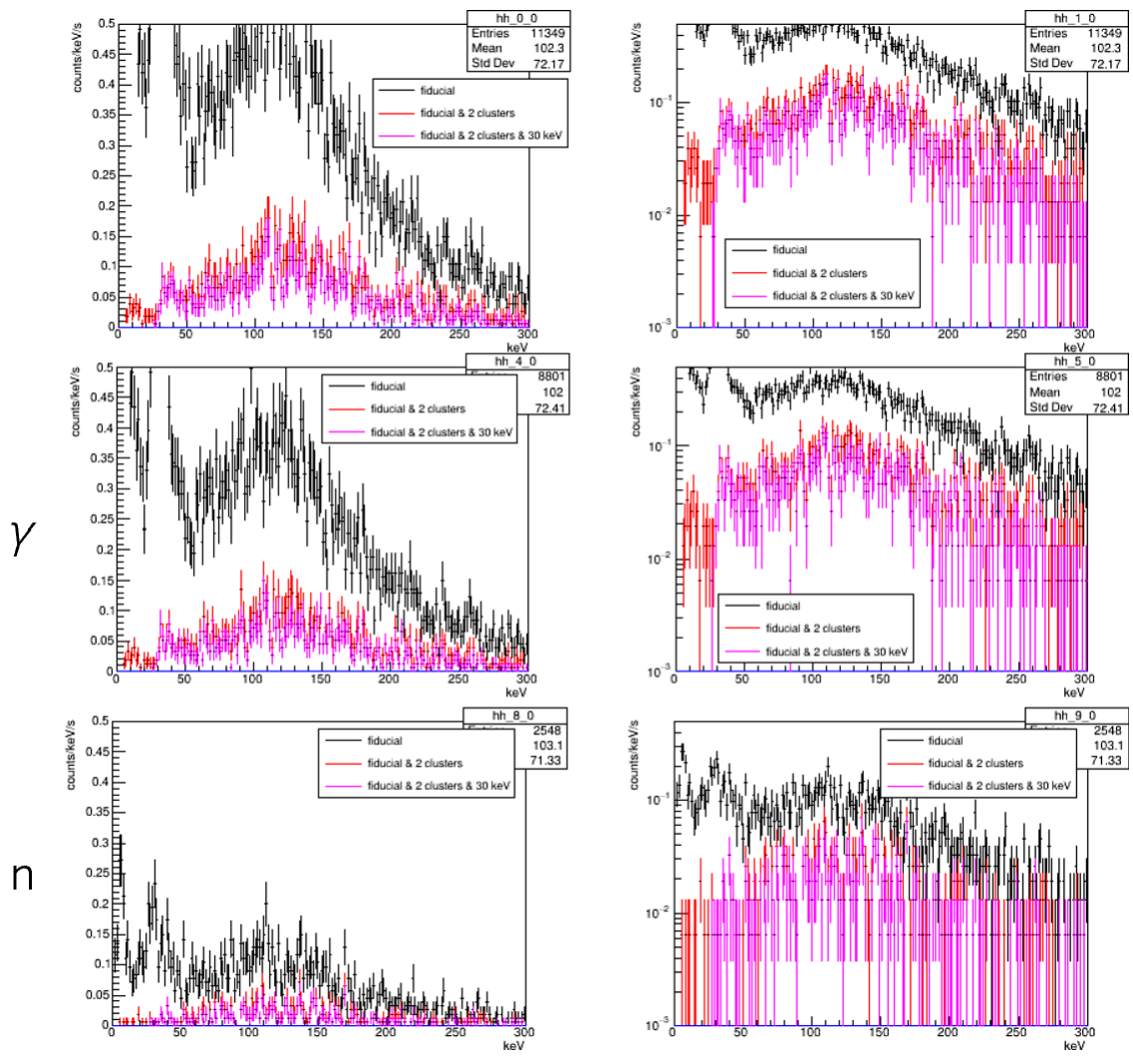


図 59: 15°, 1 m のエネルギー分布
 一段目は波形弁別前。二段目が γ 線とみなしたイベントを抽出したもの。三段目は中性子とみなしたイベントを抽出したものである。左列は縦軸をリニアスケール、右列は対数スケールとしている。

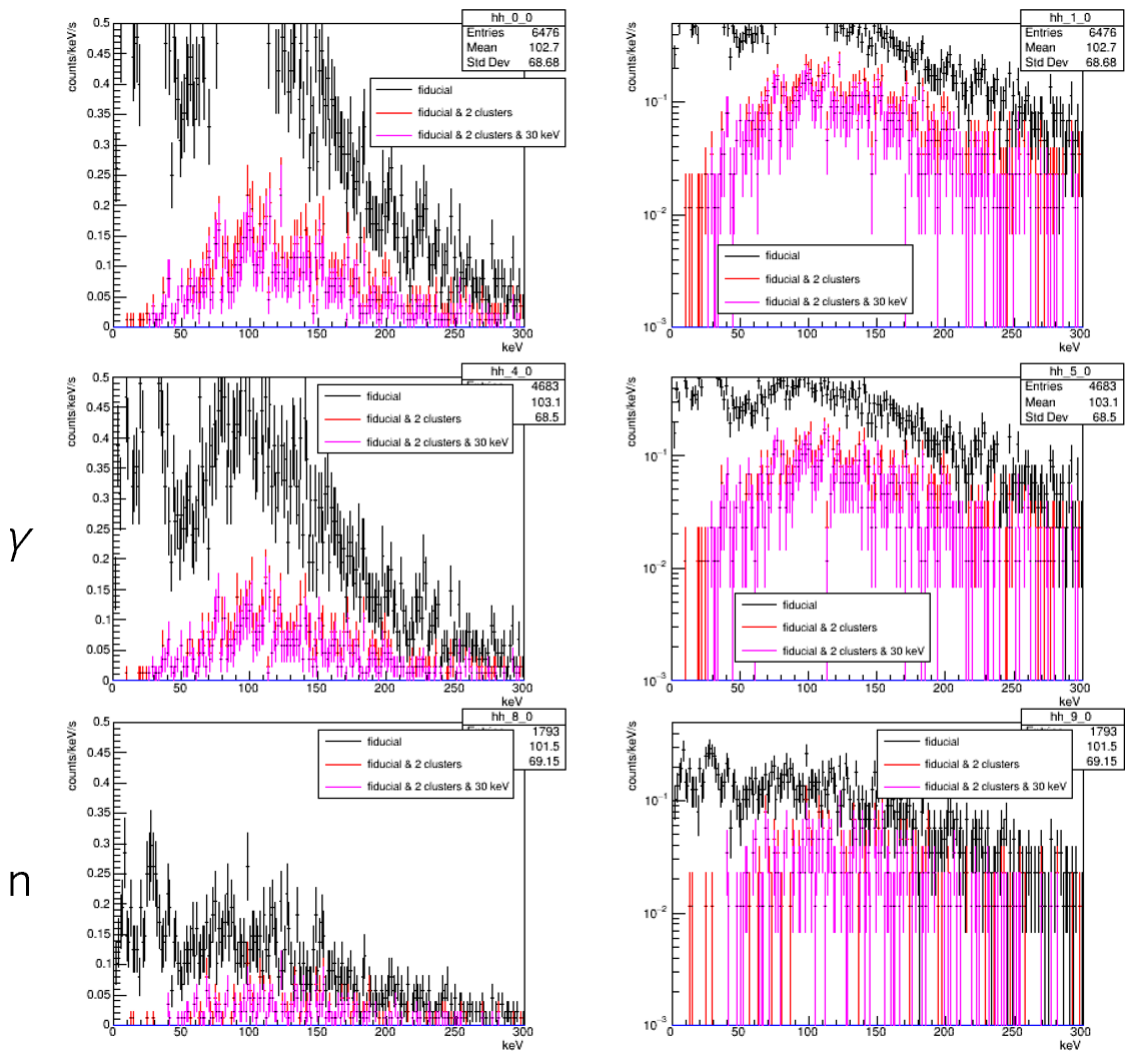


図 60: 15°, 4m のエネルギー分布

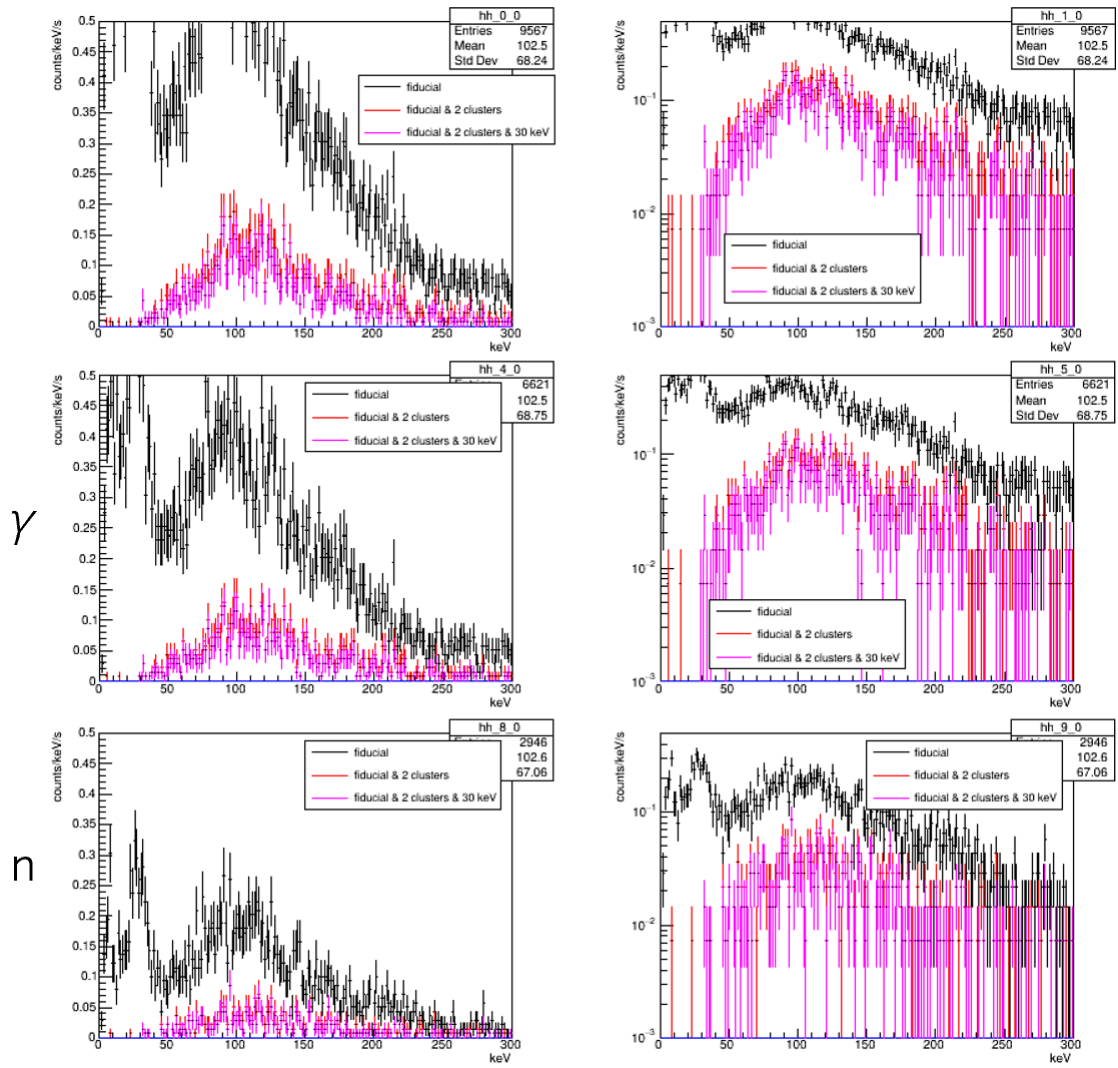


図 61: 32° , 2.7m のエネルギー分布

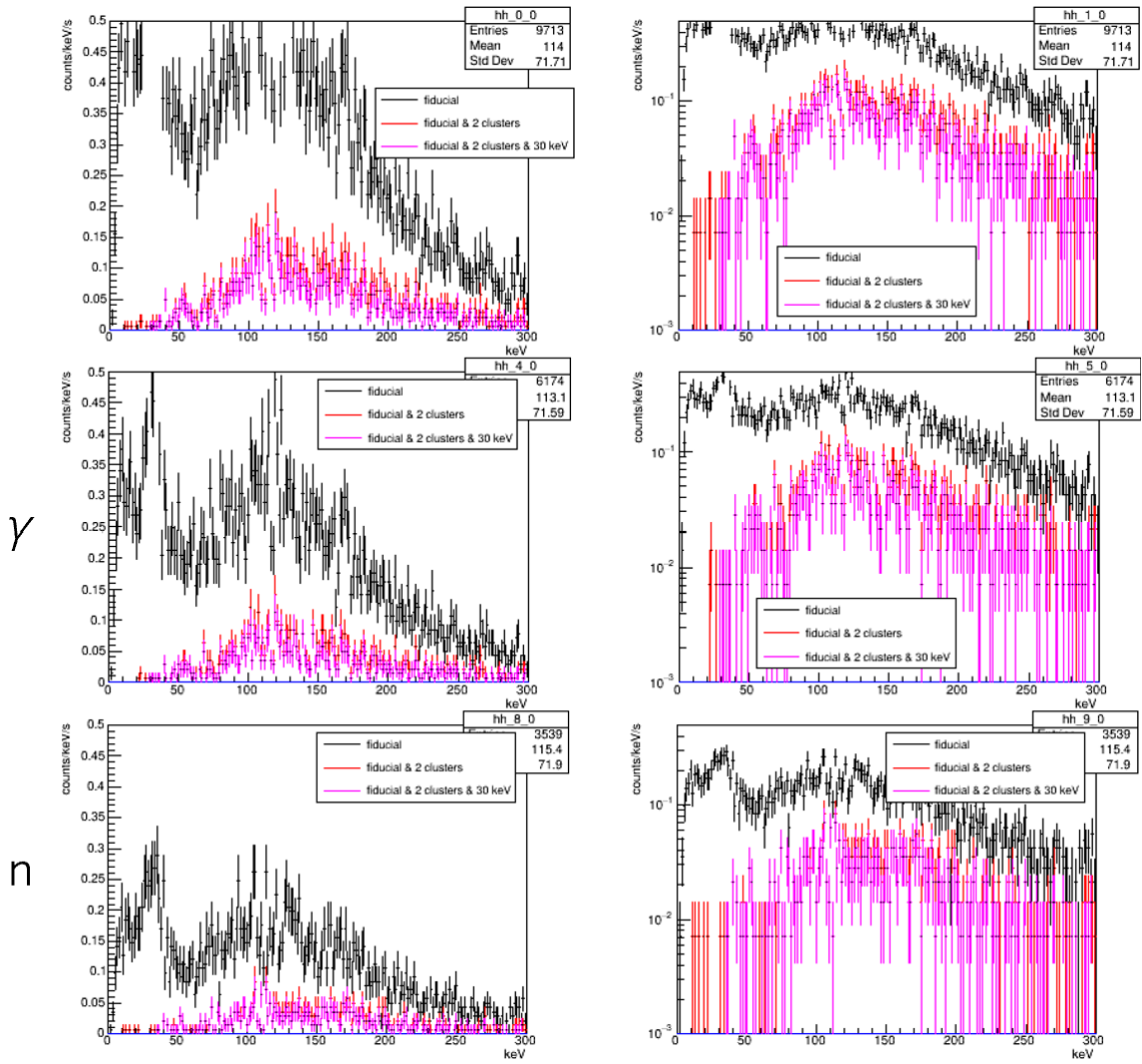


図 62: 50°, 1.7m のエネルギー分布

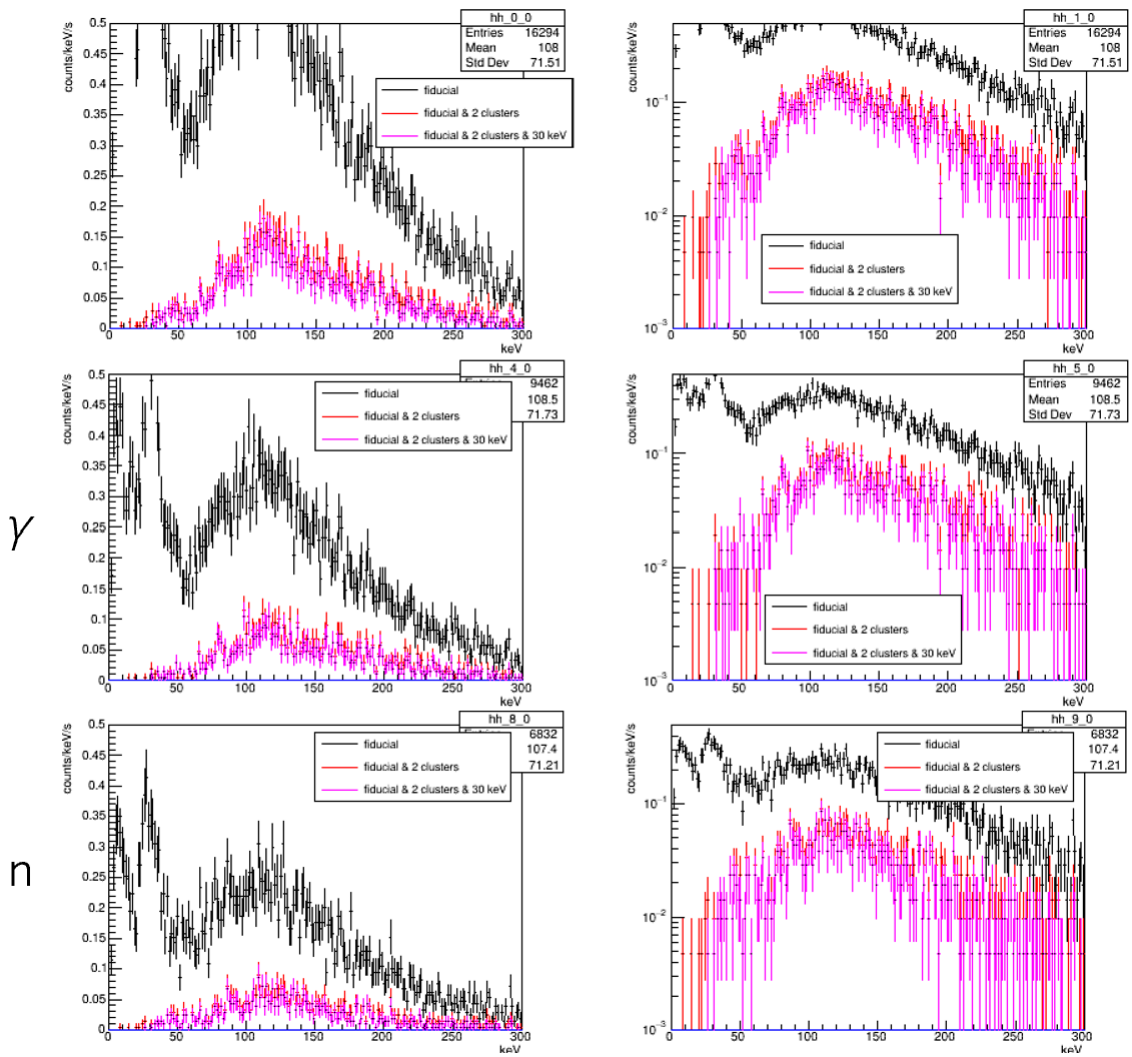


図 63: 70°, 1.1m のエネルギー分布

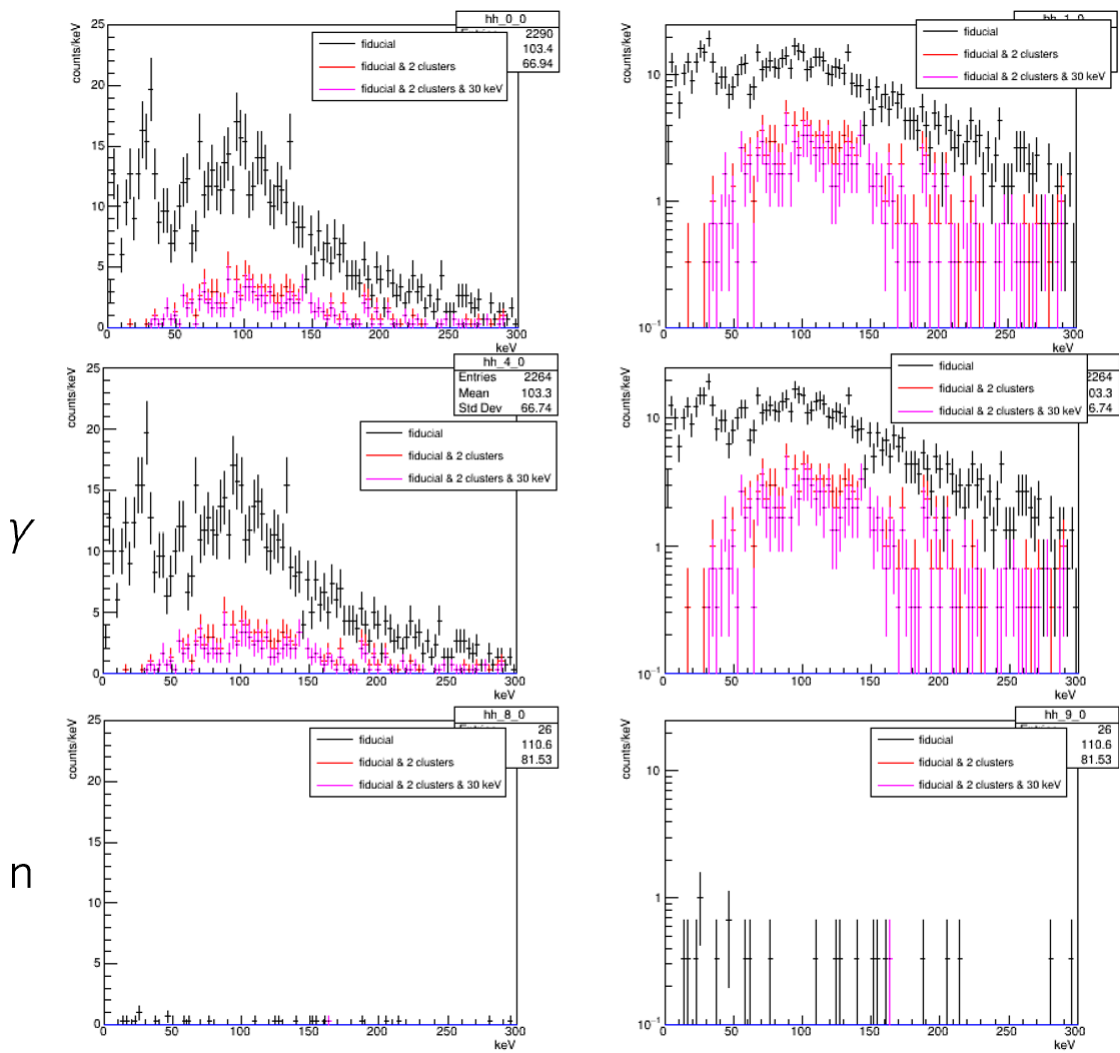


図 64: バックグラウンド測定のエネルギー分布

表 14: 中性子と判別された 2 cluster かつ 30 keV のイベント数

条件	中性子あたりのイベント数 [counts / 1000 neutrons]	イベント数
15°, 1 m	0.529	269
15°, 4 m	0.865	237
32°, 2.7 m	1.07	374
50°, 1.7 m	1.51	475
70°, 1.1 m	1.66	908

由来であったか議論する。図 60～図 63 と表 14 から、中性子イベントが距離の減少に伴い増加していることが確認できる。この現象は、ビーム口から放出される中性子がほぼ等方的に広がるため、液体シンチレーターに直接到達する中性子の数が増加することに起因すると考えられる。一方で、図 59 においては、液体シンチレーターがコリメーターの陰に位置しているため、ビーム口から直接到達する中性子が遮られ、その結果として中性子イベントの割合が減少したと考えられる。

また、エネルギースペクトルの形状から、波形弁別による中性子イベントの選別を行なった後にもかかわらず、ガンマ線と識別したものと同様の形状でスペクトルが得られている。図 64 の BG 測定では中性子と判別したイベントが全体に対して 0.84% であることから、図 60～図 63 の中性子と識別されたイベントへのガンマ線イベントの混入は非常に小さいと考えられる。よって、これらのイベントは液体シンチレーター内に中性子が入射したが、キセノンガス検出器内ではガンマ線によるヒットが起きデータ取得が行われたものと推察される。以下では、まず液体シンチレーターにのみ中性子が入り、誤ってゲートが開かれるイベントレートを Geant4 シミュレーションにより見積もった。このシミュレーションではジオメトリとして以下の物を配置している。

- ・ キセノンガス検出器の SUS 容器
- ・ 測定ごとの配置での液体シンチレーター
- ・ キセノンガス 5 気圧
- ・ ELCC の PTFE
- ・ コリメーター
- ・ AIST の壁と床 (容積 11.5 m × 11.5 m × 11.5 m, 厚さ 20cm の箱状コンクリート)

シミュレーションにおける中性子ビームは本来ほぼ等方に照射されるが、本シミュレーションでは統計数増加のため、最低限 70°、1.1 m の条件下での液体シンチレーターを含むことのできる角度である 25° の範囲に照射し放出した。シミュレーションによって求めた液体シンチレーターにのみ入射する中性子のイベントレートを表 15 に示す。

表 15: シミュレーションによって見積もった液体シンチレーターでのみ散乱した中性子イベントレート

条件	イベントレート [counts/s]	ビーム口からの距離 [m]
15°, 1m	8.84	2.98
15°, 4m	43.9	5.95
32°, 2.7m	66.2	4.52
50°, 1.7m	129	3.36
70°, 1.1m	209	2.59

この結果から、液体シンチレーターをビーム口に近づけるほど中性子イベントレートが増加する傾向が、実測結果と一致する形で確認された。実測における中性子と判定された全イベントのレートは表 16 に示す通りである。

表 16: 実測における中性子イベントレート

条件	イベントレート [counts/s]
15°, 1m	28.2
15°, 4m	42.4
32°, 2.7m	66.0
50°, 1.7m	79.2
70°, 1.1m	94.4

この結果と表 15 を比較すると、液体シンチレーターをコリメーターの陰に設置した条件 (15°, 1 m) では、中性子イベントレートが実測値の約 1/3 倍、一方それ以外は 1.03~2.21 倍の差みられた。特に、コリメーターの陰に配置した条件でイベントレートが過少評価された理由としては、シミュレーションにおけるジオメトリ設定が実験よりも簡略化されていたことが挙げられる。この簡略化により、散乱中性子の寄与が低減された可能性が考えられる。一方、コリメーターの陰に配置していない条件においては、シミュレーションによる中性子イベントレートが実測値を上回る結果となった。この差異は、図 53 で示された波形弁別法による中性子イベントの選別が不完全であり、特に中性子イベントの一部が見落とされた可能性を示唆している。このことから、中性子とガンマ線をより精確に区別するための波形弁別手法のさらなる改善および新たな手法の開発が必要であると考えられる。さらに、表 15 および表 16 の結果から、コリメーターの陰に液体シンチレーターを配置した条件 (15°, 1 m) では、他の条件、特にビーム口から液体シンチレーターまでの距離がより離れた条件と比較しても中性子イベントレートが低いことが確認された。この結果は、液体シンチレーターに直接入射する中性子量を低減させるために、液体シンチレーターをビーム口から遮蔽する手法が有効であることを示唆している。これを検証するため、同条件下でコリメーターが液体シンチレーターの中性子バックグラウンド低減にどの程度寄与しているかをシミュレーションにより見積もった。本

シミュレーションでは先述したジオメトリを基に、コリメーターの有無のみを変更して比較を行った。具体的には、15°、1 m の条件下で、液体シンチレーターが含むことのできるビーム射出角度の広がりを 5° として設定し、 1×10^7 個の中性子を用いたシミュレーションを実施した。その結果を表 17 に示す。

表 17: 15°, 1m 条件下でのコリメーターの有無による中性子イベント数の変化

コリメーター	イベント数
あり	693 counts
なし	6799 counts

このことから、コリメーターによって液体シンチレーターに入る中性子は約 1/10 に減少しているの見積もられた。以上より、更なるバックグラウンド低減に向けてビーム口と液体シンチレーターを遮蔽することが有効であるとわかる。

9 まとめと今後の展望

近年、ダークマター検出の研究は大きな進展を遂げており、地下実験施設での直接検出実験や、高エネルギー加速器を用いた生成実験、さらに宇宙を舞台にした間接検出実験など、多様な手法が試みられている。しかし、これらの成果は未だ統一的な結論には至っておらず、ダークマターの正体解明は現代物理学における最も挑戦的で重要な課題の一つであり続けている。

特に、ダークマター直接探索実験において、ミグダル効果が近年注目されている。この効果は、原子核の急加速運動に伴い、原子内の電子が電離または励起される現象で、ダークマターの低質量領域探索における感度向上に貢献すると期待されている。ミグダル効果の観測は、ダークマター探索の新たなアプローチとして、その重要性が増している。

MIRACLUE 実験は、原子核反跳に伴うミグダル効果を初めて実験的に観測することを目的とした研究である。この実験では、位置感度の高いガス検出器を用いて、ミグダル効果に関連する特徴的な 2 クラスター信号を捉えることを目指している。このアプローチは、2020 年に中村らによって提案され、Ar ガスや Xe ガスを用いた検出器を活用することで、反跳原子核からの信号とミグダル効果に関連する信号を空間的に分離し、それらを識別可能にする手法である。

2022 年 4 月には、565 keV の中性子を用いたビーム試験が行われ、原子核反跳に伴うミグダル効果の探索が実施された。この試験では、2 つのクラスターが生成される事象が観測され、そのうち一方のクラスターがエネルギー 30 keV 以上の条件を満たすイベントレートが測定された。さらに、この実験では、K 殻電子の電離率を一定と仮定し、ミグダル信号のモデルを用いた分岐比の推定が行われた。このモデルに基づき得られたイベントレートを観測結果と比較した結果、分岐比の上限値は 90 % C.L. で計算され、理論値よりも 5 桁大きい値となった。この結果から、ミグダル効果の精密な観測を妨げる要因として γ 線バックグラウンドの低減が必要不可欠であることが確認された。

本研究では、これらの課題に対応するため、 γ 線バックグラウンドの低減手法を検討し、その実現に向けた改良を行うことを目指す。具体的には、検出器の設計や材料の改良を通じてバックグラウンドノイズを削減し、原子核反跳に伴うミグダル効果の信号を高い精度で検出することを試みた。これにより、ミグダル効果の観測を達成するとともに、今後の低エネルギー事象探索に向けた新たな知見を提供することを目指した。

得られたエネルギースペクトルから、中性子のタグ付けを活用した原子核反跳エネルギーピークを観測するには、エネルギー分解能向上、バックグラウンドのさらなる低減、および原子核反跳イベントの観測数増加が必要であることが明らかとなった。そのため本研究の主な課題として以下の改善が重要であると考えられる。ビーム口から液体シンチレーターに直接入射する中性子の遮蔽、測定時間の増加、本測定で未使用だった PMT の実装、および不足していた真空引きを入念に行いキセノンガス純度の向上である。これらの課題を克服することで、バックグラウンドのさらなる低減と信号の識別精度の向上が期待され、ミグダル効果の検出感度の向上が

可能となると考えられる。

参考文献

- [1] Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami, F. Arroja, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini, A. J. Banday, R. B. Barreiro. *A&A*, 641 (2020) A1
- [2] Varieschi, G.U. Newtonian fractional-dimension gravity and disk galaxies. *Eur. Phys. J. Plus* 136, 183 (2021). <https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-021-01165-w>
- [3] Kari Enqvist et al *JCAP*04(2020)015
- [4] Scott W. Randall et al 2008 *ApJ* 679 1173
- [5] D.S. Akerib,C.W. Akerlof,D.Yu. Akimov,A. Alquahtani,S.K. Alsum,T.J. Anderson,N. Angelides,H.M. Araújo,A. Arbuckle,J.E. Armstrong,M. Arthurs,H. Auyeung,X. Bai,A.J. Bailey,J. Balajthy,S. Balashov,J. Bang,M.J. Barry,J. Barthel,D. Bauer,P. Bauer et al. The LUX-ZEPLIN (LZ) experiment,
- [6] E. Aprile et al, *Phys. Rev. Lett.* 133, 191002
- [7] M. Aguilar,L. Ali Cavazonza,G. Ambrosi,L. Arruda,N. Attig,F. Barao,L. Barrin,A. Bartoloni,S. Başğmez-du Pree,J. Bates,R. Battiston,M. Behlmann,B. Beischer,J. Berdugo,B. Bertucci,V. Bindi,W. de Boer,K. Bollweg,B. Borgia,M.J. Boschini,M. Bourquin et al. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2020.09.003>.
- [8] Abazajian, Kevork N. and Horiuchi, Shunsaku and Kaplinghat, Manoj and Keeley, Ryan E. and Macias, Oscar, *Phys. Rev. D* 102, 043012
- [9] Aartsen, M.G., Abraham, K., Ackermann, M. et al. Search for dark matter annihilation in the Galactic Center with IceCube-79. *Eur. Phys. J. C* 75, 492 (2015). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3713-1>
- [10] arXiv:1907.11699
- [11] Aad, G., et al. "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider." *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. 8, 2008, P08003.
- [12] Abercrombie, D., et al. "Dark Matter Benchmark Models for Early LHC Run-2 Searches: Report of the ATLAS/CMS Dark Matter Forum." *Physics of the Dark Universe*, vol. 26, 2019, 100371.
- [13] Chatrchyan, S., et al. "The CMS Experiment at the CERN LHC." *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. 8, 2008, S08004.

- [14] Collaboration, C. E. R. N. "The European Strategy for Particle Physics: Update 2020." CERN-ESU-015. CERN, 2020.
- [15] E. Kou et al., "The Belle II Physics Book," PTEP 2019, 123C01 (2019).
- [16] J. Alexander et al., "Dark Sectors 2016 Workshop: Community Report,"
- [17] T. Abe, "Status of Belle II Experiment," Proc. Sci. EPS-HEP2021, 560 (2022).
- [18] Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., Prusti, T., et al. (2016). Gaia Data Release 1. Summary of the astrometric, photometric, and survey properties. *Astronomy & Astrophysics*, 595, A2.
- [19] Read, J. I. (2014). The Local Dark Matter Density. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 41(6), 063101.
- [20] Massey, R., Kitching, T., & Richard, J. (2010). The dark matter of gravitational lensing. *Reports on Progress in Physics*, 73(8), 086901.
- [21] Umetsu, K., & Broadhurst, T. (2008). Combining lensing and X-ray observations: A universal scaling relation between the integrated SZ effect and the X-ray-derived gas mass. *The Astrophysical Journal*, 684(2), 177–194.
- [22] Tyson, J. A. (2002). Large-scale structure from gravitational lensing. *Physics Today*, 55(5), 32.
- [23] J. S. Levinger 10.1103/PhysRev.90.11
- [24] Ch.C. Moustakidis, J.D. Vergados, H. Ejiri, *Nuclear Phys. B*, 727 (2005), pp. 406-420,
- [25] Bernabei R., et al. *Internat. J. Modern Phys. A*, 22 (2007), pp. 3155-3168,
- [26] Sharma P. *Nuclear Phys. A*, 968 (2017), pp. 326-341,
- [27] Ibe, M., Nakano, W., Shoji, Y. et al. *J. High Energ. Phys.* 2018, 194 (2018).
- [28] Araújo, H. M., Balashov, S. N., Borg, J. E., Brunbauer, F. M., Cazzaniga, C., Frost, C. D., Garcia, F., Kaboth, A. C., Kastriotou, M., Katsioulas, I., Khazov, A., Kraus, H., Kudryavtsev, V. A., Lilley, S., Lindote, A., Loomba, D., Lopes, M. I., Asamar, E. L., Dapica, P. L., ... Veenhof, R. (2023). The MIGDAL experiment: Measuring a rare atomic process to aid the search for dark matter. *Astroparticle Physics*, 151, Article 102853.
- [29] I. Israelashvili et al 2015 JINST 10 P03030
- [30] *Phys. Rev. Lett.* 123, 241803

- [31] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, L. Althueser, F. D. Amaro, V. C. Antochi, E. Angelino, F. Arneodo et al. (XENON Collaboration) 10.1103/phys-revlett.123.241803
- [32] Kiseki D Nakamura, Kentaro Miuchi, Shingo Kazama, Yutaro Shoji, Masahiro Ibe, Wakutaka Nakano, Detection capability of the Migdal effect for argon and xenon nuclei with position-sensitive gaseous detectors, Progress of Theoretical and Experimental Physics, Volume 2021, Issue 1, January 2021, 013C01, <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa162>
- [33] 内山 偉貴, ” ガスキセノン検出器を用いた原子核反跳に伴うミグダル効果の探索”, 修士論文, 東北大学, 2023
- [34] Xu, J. and Adams, D. and Lenardo, B. G. and Pershing, T. and Mannino, R. L. and Bernard, E. and Kingston, J. and Mizrachi, E. and Lin, J. and Essig, R. and Mozin, V. and Kerr, P. and Bernstein, A. and Tripathi, M. , Phys. Rev. D 109, L001
- [35] C.M.B. Monteiro et al., Electroluminescence yield in xenon gas detectors
- [36] 中村 輝石 ミグダル効果探索実験 MIRACLUE における 565keV 中性子データのバックグラウンドの理解 日本物理学会第 79 回年次大会 (2024)
- [37] T Behnke et al 2010 JINST 5 P10011
- [38] <https://eljentechnology.com/products/liquid-scintillators/ej-301-ej-309>
- [39] arXiv:2410.20804
- [40] M. Yoshida, K. Nakamura, S. Akiyama, et al., ” High-pressure xenon gas time projection chamber with scalable design and its performance around the Q value of ^{136}Xe double-beta decay ” , Progress of Theoretical and Experimental Physics, Vol.2024, No.1, p.013H01, Dec. 2023
- [41] 吉田 将, ” ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊探索に向けた高圧 Xe ガス TPC AXEL のための高電圧ドリフト電場形成の研究”, 修士論文, 京都大学, 2018
- [42] ENDF/B-VIII.0 Evaluated Nuclear Data Library <https://www.nndc.bnl.gov/endl-b8.0/>
- [43] 橋本 憲吾, 大澤 孝明. 原子炉出力変化法による中性子計数管不感時間の測定 <https://doi.org/10.3327/jaesj.36.227>
- [44] <https://et-enterprises.com/products/photomultipliers/product/p9821b-series>
- [45] J.D. Vergados, H. Ejiri, Phys. Lett. B, 606 (2005), pp. 313-322,

- [46] Kazuhiro Nakamura. Development of a large-sized high-pressure xenon gas time projection chamber for neutrinoless double beta decay search

A FEBにおけるADCLのデータフロー

FEBでは、MPPCのアナログ信号をADCLによってデジタル変換し、データフローを管理している。このデータフローは図65に示すように進行する。

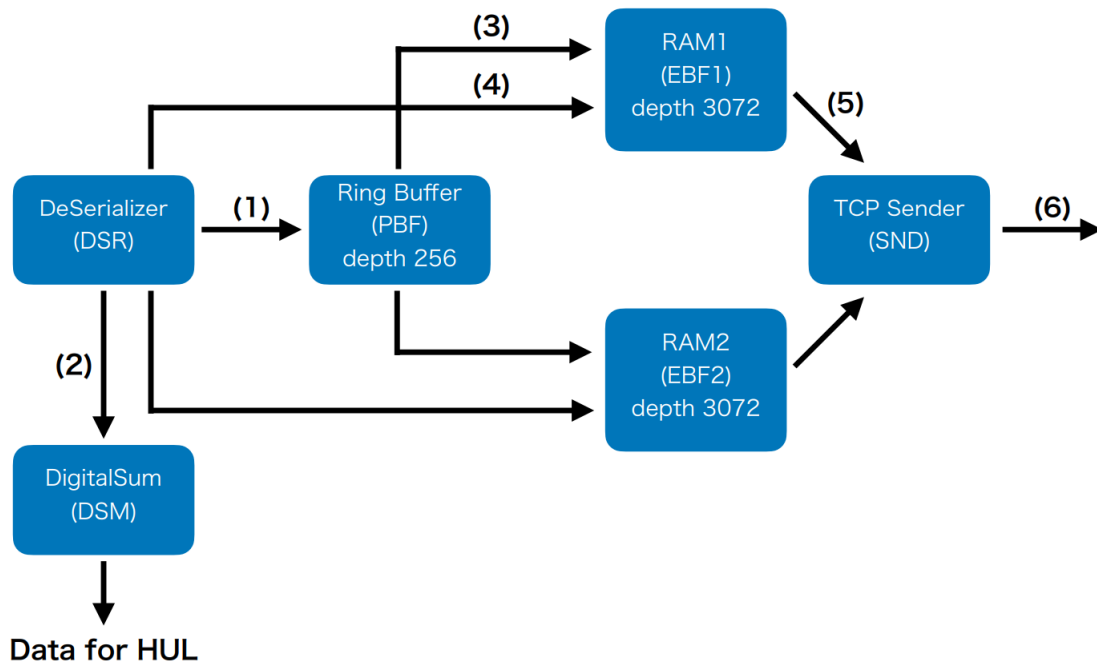


図 65: FEB における ADCL データのデータフロー

- (1) シリアルデータの変換と送信
ADCLからのシリアルデータはデシリアライザーモジュール (DSR) においてパラレルデータへ変換され、リングバッファ (PBF) モジュールおよび DigitalSum (DSM) モジュールに送信される。
- (2) データの集計と送信
DSMでは、各クロックにおけるADCカウントがチャンネルごとに集積され、ファイデューシャルチャンネルおよびベトーチャンネルに対して3サンプル平均化されたデータがHULへ送信される。
- (3) PBFでのデータ保存とトリガーによる送信
データはPBFモジュールに連続的に保存される。トリガー信号がHULから送信されると、トリガータイミングの指定深度からデータがイベントバッファ (EBF) に送信される。FEBには4つのイベントバッファが装備されているが、図ではEBF1とEBF2が示されている。
- (4) データ送信の固定長管理と veto 信号処理
送信されたデータは固定長でイベントバッファに蓄積されるが、データ送信中にHULからベトー信号が送信されると、データは破棄される。

(5) TCP 送信モジュールへの転送

HUL からヘッダー信号 (veto 信号が発行されない場合) が送信されると、データは TCP 送信モジュール (SND) へ転送される。

(6) SiTCP を介した PC へのデータ送信 SND モジュールではデータが 1 バイトごとに分割され、SiTCP を介して PC に送信される。

このようにして、FEB は高いデータ処理能力を持ちながら、MPPC の波形データを効率的かつ高精度に取得・送信する仕組みを備えている。本研究では、このデータ取得システムを用いることで、MPPC からの波形データを正確に解析し、エネルギー測定や位置情報の再構成、クラスタ解析を通じて実験結果の信頼性を向上させている。

B 液体シンチレーター実効的な Live time 算出

液体シンチレーターがゲートを開いた総時間 (デッドタイム総和) は次式で与えられる。

$$T_{\text{dead}} = N_{\text{LS}}^{(\text{out})} \times \tau \quad (60)$$

$N_{\text{LS}}^{(\text{out})} \approx 1.81 \times 10^6$ 、 $\tau = 1.2 \times 10^{-4}$ s より、

$$T_{\text{dead}} \approx 1.81 \times 10^6 \times 1.2 \times 10^{-4} \text{ s} \approx 217 \text{ s} \quad (61)$$

したがって、液体シンチレーターの実効的なライブタイム T_{live} は次式で計算される。

$$T_{\text{live}} = T_{\text{meas}} - T_{\text{dead}} \quad (62)$$

これより、

$$T_{\text{live}} \approx 3000.37 - 217 \approx 2783 \text{ s} \quad (63)$$

液体シンチレーターのライブタイム率は $T_{\text{live}}/T_{\text{meas}}$ で与えられ、

$$\text{ライブタイム率} = \frac{2783}{3000} \approx 92.8\% \quad (64)$$

と求まる。各条件におけるライブタイム比は表 6 にまとめた。

C 液体シンチレーター真の入力レート

液体シンチレーターによるゲート $120 \mu\text{s}$ 開くと、ゲート時間内に液体シンチレーターでイベントが検出されたとしても、ゲート時間は延長されない。このことから、液体シンチレーターを非まひ型モデルとして、液体シンチレーターでの真の入力レ

トを計算する。ここでも run009 のものを例にする。液体シンチレーターは非まひ型モデルと仮定すると、出力レート R_{out} と入力レート R_{in} は次式で関係づけられる [43]。

$$R_{\text{out}} = \frac{R_{\text{in}}}{1 + R_{\text{in}}\tau} \quad (65)$$

ここで τ はデッドタイムであり、液体シンチレーターの場合 $\tau = 120 \mu\text{s} = 1.2 \times 10^{-4} \text{ s}$ である。液体シンチレーターの出力レートは、コインシデンス測定中にゲートを開いた総回数 $N_{\text{LS}}^{(\text{out})}$ を測定時間 T_{meas} で割ることにより得られる。

$$R_{\text{LS}}^{(\text{out})} = \frac{N_{\text{LS}}^{(\text{out})}}{T_{\text{meas}}} \quad (66)$$

ここで run009 の real time $T_{\text{meas}} = 3000.37 \text{ s}$ 、 $N_{\text{LS}}^{(\text{out})} \approx 1.81 \times 10^6$ より、

$$R_{\text{LS}}^{(\text{out})} \approx \frac{1.81 \times 10^6}{3000.37} \approx 603 \text{ counts/s} \quad (67)$$

である。非まひ型モデルの式を変形し、入力レート R_{in} を次式で計算する。

$$R_{\text{in}} = \frac{R_{\text{out}}}{1 - R_{\text{out}}\tau} \quad (68)$$

$R_{\text{out}} = 603 \text{ counts/s}$ および $\tau = 1.2 \times 10^{-4} \text{ s}$ を代入すると、

$$R_{\text{LS}}^{(\text{in})} \approx \frac{603}{1 - 603 \times 1.2 \times 10^{-4}} \approx \frac{603}{0.928} \approx 650 \text{ counts/s} \quad (69)$$

よって、液体シンチレーターの真の入力レートは約 650 counts/s である。液体シンチレーターが受け付けたイベント総数 $N_A^{(\text{in})}$ は次式で与えられる。

$$N_{\text{LS}}^{(\text{in})} = R_{\text{LS}}^{(\text{in})} \times T_{\text{meas}} \quad (70)$$

$R_{\text{LS}}^{(\text{in})} \approx 650 \text{ counts/s}$ 、 $T_{\text{meas}} = 3000.37 \text{ s}$ より、

$$N_{\text{LS}}^{(\text{in})} \approx 650 \times 3000.37 \approx 1.95 \times 10^6 \quad (71)$$

である。

D 液体シンチレーターでデータ取得できるエネルギー下限値

次に、データ取得において discriminator の閾値が 9.180 mV に設定されており、この値を下回る信号は取得されない。このため、閾値を超えるエネルギーを算出する必要がある。本研究では、液体シンチレーター EJ-301[38] および光電子増倍管 (PMT) [44] のデータシートを基に計算を行った。

PMT のピーク波長における量子効率 は 30% であるが、EJ-301 が放出する平均波長は 425nm であり、これは PMT のピーク波長から外れているため、量子効率はおよそ 25% と見積もられる。一方で、EJ-301 は 1MeV のエネルギーを受け取ると約 12,000 個の光子を放出する。さらに、PMT が EJ-301 で発生した光子の 80% を収集できると仮定すると、PMT により以下のように変換される。

$$12000 \times 0.25 \times 0.8 = 2400 \text{ 電子} \quad (72)$$

PMT のデータシート [44] によれば、電圧 1,675 V における増幅ゲインは約 4.0×10^6 である。これに基づき、アノードでは次のように増幅される。

$$2400 \text{ 電子} \times 4.0 \times 10^6 = 9.6 \times 10^9 \text{ 電子} \quad (73)$$

さらに、この電荷をクーロンに変換すると以下の通りとなる。

$$Q = 9.6 \times 10^9 \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ C} = 1.54 \times 10^{-9} \text{ C} \quad (74)$$

となる。出力パルス幅 $t_{\text{fall}} - t_{\text{rise}}$ の平均を図 66 から $\sim 35 \text{ ns}$ と見積もった。この値を用いると信号電流 I は以下の通りである。

$$I = \frac{1.54 \times 10^{-9} \text{ C}}{35 \times 10^{-9}} = 0.04 \text{ A} \quad (75)$$

また、負荷インピーダンスを 50Ω と仮定すると、出力電圧 V は次式で求まる。

$$V = 0.04 \text{ A} \times 50 \Omega = 2 \text{ V} \quad (76)$$

さらに、データ取得時には信号が divider によって 2 分割され、discriminator に送られるため、実際の信号は $1/\sqrt{2}$ 倍となる。したがって、1 MeV のエネルギーを蓄積した場合、出力信号は $\sqrt{2} \text{ V}$ となる。この値を基に、discriminator の閾値である 9.180 mV に対応するエネルギーを逆算すると、以下のよう求められる。

$$9.180 \text{ mV} \rightarrow 6.5 \text{ keV} \quad (77)$$

以上より、液体シンチレーター内部での Energy Deposit が約 6.5 keV 以下の場合、discriminator によりこの信号は排除されゲートは開かず、データ取得には反映されない。

E 引継ぎ用書置き

ここでは新規で作った解析コード（液体シンチレーター解析コードと、ガスキセノン検出器解析との統合のコード）の使い方と内容について詳述する。

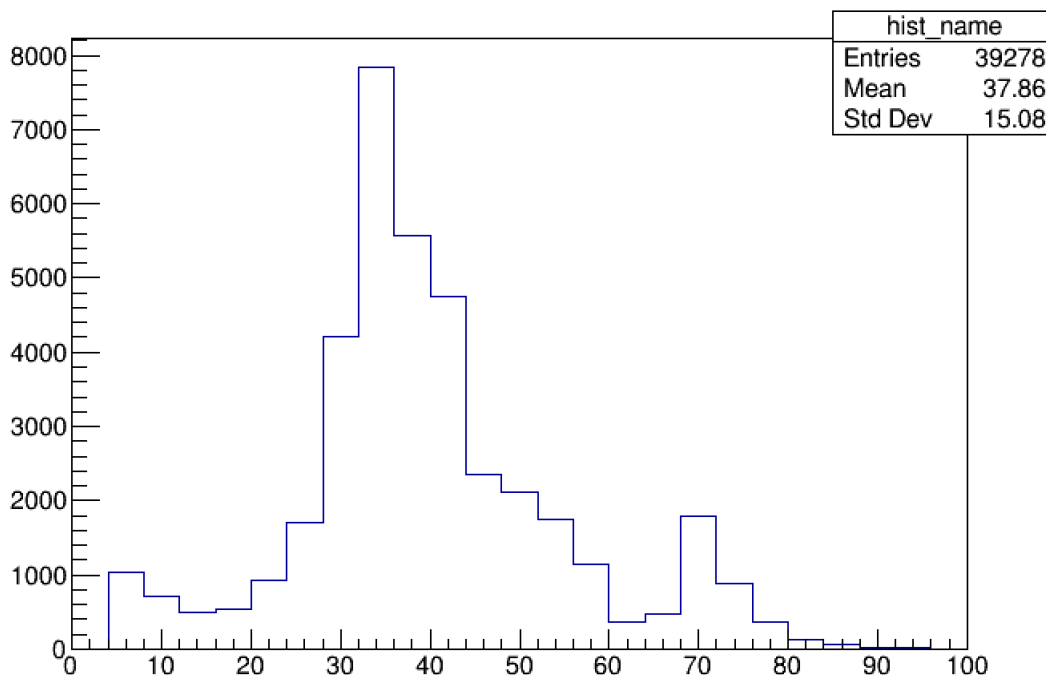


図 66: パルス幅 ($t_{fall} - t_{rise}$) の分布。縦軸がイベント数。横軸の単位は ns である。

E.1 液シンデータの解析

液体シンチレーターの解析は”process_wave”で行なう。

Usage: ./home/yano/code/example/process_wave [pass/to/wave0.txt] [pass/to/wave1.txt]
[output ROOT file]

E.1.1 各ブランチの説明

作られる branch は表 18 に示す通りである。

E.1.2 主要な関数

続いてコードの主要な関数について以下でまとめる。

findDecodeRange(const vector<double>& waveform)

wave0 の波形を解析し、しきい値 (threshold) を下回り始めるインデックスと下回り終わるインデックスを返す関数である。ここで取得した範囲を元に二値化デコードに用いる部分波形を切り出す。

decodeWaveform(...)

切り出した波形を、しきい値を下回っている部分を 1、そうでない部分を 0 としてビット列に変換する。さらに、ビット列の連続長さを見て繰り返しの単位 (segment_unit)

表 18: process_wave で生成される Branch とその説明

Branch 名	型	Branch の内容
event_number	int_t	読み込んだテキストファイル中の「Event Number: X」の X の値
decorded_value	std::string	wave0 ファイルの波形を閾値 (threshold) で二値化し、その部分の長さをもとに 1 と 0 を繰り返すことで得られた二進数の文字列
event_id	int_t	decoded_value を反転して 2 進数として解釈し、10 進数に変換した値
baseline0	Double_t	wave0 の波形に対して、先頭から指定サンプル数 (デフォルト 200 サンプル) を平均した値として求められるベースライン
baseline1	Double_t	wave1 の波形に対して、baseline0 と同じ手法で算出されるベースライン
bl0_sigma	Double_t	wave0 のベースラインに対して標準偏差 (σ) を計算した値
bl1_sigma	Double_t	wave1 のベースラインに対する標準偏差
rise_time	Double_t	信号の立ち上がり時間 (Rise Time)
fall_time	Double_t	信号の立ち下がり時間 (Fall Time)
integ	Double_t	全体の積分量 (トータルチャージ) を示す値
height	Double_t	波形のピーク値 (ベースライン補正後の最大値)
psd	int_t	波形の形状によって粒子識別を行うためのフラグ
t_rise	Double_t	立ち上がりが始まる時刻 (50%の高さに到達するサンプルインデックス \times clock_time)
t_fall	Double_t	立ち下がりが終わる時刻 (5%の高さまで落ちるサンプルインデックス \times clock_time)
t_peak	Double_t	ピークが到達する時刻 (ピークインデックス \times clock_time)
t_mean	Double_t	波形の重心時刻
slow_integ	Double_t	波形の“遅い成分”を積分した値
wave_count	int_t	wave1 側の波形データ中で、しきい値 (15489.6) を下回った部分を 1 つの“波形セグメント”とみなし、それがいくつ存在したかを数えた値。うまく動いてないかも。

を求め、ビットの伸縮を行う。デバッグ用に、最終的な二進数 (上下の 1 ビットと 0 ビットを除去したもの) をコンソールに出力している。

decodeReverseBinaryString(const string& bitString)

得られたビット列を反転した上で、2 進数として整数に変換して返す。変換に失敗

した場合は-1を返す。

calculateWaveformParameters(...)

波形（ベースライン補正後）から表18のパラメータを計算する。これらの情報をもとに、TTreeへのブランチ値を設定している。

processSingleEvent(...)

wave0とwave1のファイルを同時に1イベント分ずつ読み込み、同じeventNumberになるように同期をとる。同期後、それぞれの波形をcalculateWaveformParametersなどで解析し、ブランチに値を格納してtree->Fill()する。ただし、既に記録済みのevent_idと重複する場合はスキップする。

main(int argc, char* argv[])

ファイルを開き、TTreeやブランチを作成する。whileループでprocessSingleEventを呼び出し続ける。処理が終わったところでROOTファイルをWriteして終了する。

E.1.3 注意点・補足

threshold = 5000.0という値で二値化しているが、実データに応じて適切に変更する必要がある。また、デコードのためのsegment_unitの計算や、連続長さの単位を推定する部分も同様である。

max_eventsは定数として定義されているが、whileループではコメントアウトされている部分があり、実質的に全イベントを処理する形になっている。コード書き換え時のデバッグなど必要に応じてwhile条件を変更し、読み込みイベント数を制限できる。

波形の長さやイベント番号の同期について、wave0とwave1でイベント番号が異なる場合、片方のファイルを先に読み進めて番号を合わせる実装になっている。

E.2 ガスキセノン検出器データとの統合

ガスキセノン検出器解析ROOTファイルと液体シンチレーター解析ROOTファイルとの統合は”ELLS”で行なう。このプログラムは、2つのROOTファイルに格納されたツリー(Xe検出器側のROOTファイルeventphoton.rootのeventphoton_treeと前節で述べた液体シンチレーター側のROOTファイルoutput.rootのwave_tree)を読み込み、同じevent_idを持つエントリを探し出して一つのツリー(merged_tree)に統合して出力するものである。

Usage:./home/yano/code/example/ELLS [pass/to/eventphoton.root] [pass/to/output.root]
ELLS(ここは何でもいい).root

E.2.1 全体の処理フロー

入力ファイルをオープン

第一引数として与えられた eventphoton.root を開き、eventphoton.tree を取得する。次に第二引数として与えられた output.root を開き、wave_tree を取得する。最後に第三引数に指定された指定されたファイル（本解析時には ELLS.root としていた）を出力先として作成する。

TTree へのブランチ設定（入力側）

eventphoton.tree にある Branch (event_id, rise_clock, fall_clock, photon, veto_flag, cluster_num, trigger_type) と wave_tree の各 Branch を SetBranchAddress で読み取り準備する。

出力用 TTree の作成とブランチ準備

新たに merged_tree という名前で TTree を作成する。結合の結果書き込む際に必要となるブランチ (event_id, baseline0, photon など) を Branch で定義しておく。

eventphoton_tree のループ

eventphoton.tree の全エントリーをループし、各エントリーから event_id などの情報を取得する。wave_tree の全エントリーを走査して、event_id が一致するエントリーを探す。event_id の一致が見つかった場合のみ、出力 TTree (merged_tree) に Fill() する。rise_clock および fall_clock は、ガスキセノン検出器 DAQ の 1 clock が 200 ns であることに合わせて 200 倍して t_rise_el や t_fall_el として格納する。進捗を知るため、10 イベントごとに標準出力へ処理状況を表示する。

出力ファイルへの書き込みと終了処理

出力 TTree を Write() して、作成した ROOT ファイルに保存する。最後に、開いていたファイルを Close() して終了する。

E.2.2 2 cluster かつ片方が 30 keV データ

eventphoton.root にはクラスターごとのエネルギーは保存されていない。したがって、2 cluster かつ片方が 30 keV であることを判定するには clusterphoton.root が必要である。clusterphoton_tree には「各クラスターごとの光子数」が入っている。この光子数の情報をもとに 2 cluster かつ片方が 30 keV であるイベントを選択している。本修士論文におけるこの解析はヒストグラム描画時に一緒に行っており、汎用性を欠いているため本解析にける解析コードについては詳述せずに、概要のみを記述する。

まず初めに、2 cluster イベントを拾う。clustephoton_tree で cluster_num == 2 のものだけ取り出し、2 クラスターのイベント ID を特定する。続いて clusterphoton_tree

に対して、2 クラスターのイベント ID に該当するかどうかを確認しつつ、「30 keV 相当の光子数」に入っているイベントかどうかを判定する。ここでは、30 keV ピークの平均と標準偏差 σ を用いて範囲を決定する。

本解析では 2 cluster でないイベント ID を除外し、のちに 1 クラスターの photon 数が指定した範囲内にあるかどうかを確認している。条件を満たしたイベント ID を集めることで「2 cluster のうち、片方が 30 keV に相当する」イベント集合を得ている。

謝辞

今まで本当に、本当に、お世話になりました。これからも大変なことはまだまだ沢山あるでしょうけれど、そのたびに皆さんと過ごした日々のことを思い出します。嬉しかったこと、苦労したこと、助けてもらったこと全部。そうすればどんな困難だって、きっと乗り越えられます。素粒子実験（加速器）研究室のスタッフの皆様。僕の学生生活18年間を、素敵な終着点に送り届けてくださって、本当にありがとうございました。中村輝石助教授には研究のことにとどまらず、人としての歩き方も、多くのことを学ばせて頂きました。そして沢山ご迷惑をおかけしました。つくばへ車に乗せていただいて、雑談をしつつ僕が限界を迎えて寝るみたいな時間は、遠足に向かっている時のような充実感がありました。そういった日常を含め、研究で行なってきたことも含め、僕はこの研究テーマに携わらせていただけて、本当に良かったです。市川温子教授には様々な面で助けていただきました。大学院説明会の時お話を伺って、そのままこの研究室を受験すると決めましたが、あのときに市川温子教授が居てくださって本当に良かったです。神戸大学の身内賢太郎准教授と東野聡研究員にも大変お世話になりました。神戸大学での実験に共に居させていただいたことや、AISTでの実験でも気さくに接していただいて、どちらの思い出も宝物です。後輩の皆様、修士論文印刷の時、いろいろと手伝って頂いてありがとうございました。特に初見君にはファームウェアの件、大変助かりました。実験を無事乗り越えた要因の何割かは初見君のおかげです。これから来るであろう隣人にも元気を分けてあげてください。また、研究室深夜組の皆様、居てくださったおかげで夜も心細さを感じることなくいることが出来ました。内山さん。約一年も経っていたにもかかわらず、修士論文について相談に乗って頂きありがとうございました。考察を助けていただいただけでなく、何よりも心強かったです。同期の2人へ。外部から来た僕に対しても他と変わらず接してくれて嬉しかったです。新しい場所で上手くやっていたらいいか、そればかりを不安に思っていました。お二人と同期で居られたことは幸せでした。浦野くんの研究はこの後も続いていくから、お疲れ様を伝えるにはまだ早いけど、頑張るあなたをずっと応援しています。

僕はこの研究室に来ることが出来て本当に良かったです。いつか、僕たちのことを思い出して、ふと笑ってくれるような時があれば、僕たちもきっと同じように笑っています。ありがとうございました。