Study of Electron Recoil Background Rejection in Double Phase Argon Detector for the WIMP Dark Matter Search

暗黒物質探索のための

気液2相型アルゴン検出器における 電子反跳背景事象除去能力に関する研究

December 2018

Tatsuki WASHIMI

#### 概要

暗黒物質 (Dark Mater, DM) は、様々な天文学的・宇宙論的観測によりその存在が間接 的に知られているが、その候補は現在の素粒子標準模型に含まれていない。すなわち、 暗黒物質の直接検出およびその性質解明は、標準模型を超えた新物理そのものである。 暗黒物質の候補として現在最も有力なものが、WIMP (weakly interacting massive particle) である。WIMP は数 GeV から数 TeV の重い質量を持ち、銀河内を非相対論 的な速度で運動しているとされる。さらに非常に小さい確率 (断面積  $\leq 10^{-40}$  cm<sup>2</sup>) で 原子核と反応するため、この反応を用いた直接探索実験が世界中で精力的に行われてい る。技術的には、低エネルギー (数 keV から数十 keV) 事象に対する検出器感度の向上 と背景事象除去能力が重要となる。

希ガス (アルゴンやキセノン) を用いた気液 2 相型検出器は、液相部で生じた反応の エネルギーを蛍光信号 (S1) と電離信号 (S2; 気相で光信号に変換される) の 2 種類の信 号として測定する検出器である。S1 の波形弁別 (Pulse Shape Discrimination; PSD) と電離蛍光比 (S2/S1) の 2 通りの手法により、WIMP 信号事象である原子核反跳事象 (Nuclear Recoil; NR) と、 $\gamma$ 線や  $\beta$ 線などの背景事象となる電子反跳事象 (Electron Recoil; ER) の分離が可能である。さらに S2 を用いることで検出器内における反応位 置を高精度で再構成でき、表面事象や多重散乱事象の除去にも優れる。この希ガス 2 相 型検出器は、結晶やガス等を用いた他の検出器と比べて大質量化が容易なうえに背景事 象除去能力にも優れ、近年急速に発展し WIMP のパラメタ空間 (質量および散乱断面 積) に対する制限を更新している。さらに数トンから数十トンスケールの将来実験 (第 2 世代実験、G2 実験) も計画されており、宇宙素粒子物理学において今後さらに重要な 役割を果たす技術である。一方で低温での安定運用、液面維持、不純物除去、真空紫外 蛍光の検出、高電圧印可・放電対策といった技術的課題も多く存在する。特にアルゴン の場合は、放射性同位体 <sup>39</sup>Ar の  $\beta$ 崩壊が背景事象となるため、その除去能力の評価お よび最適化は非常に重要な課題である。

本論文は、アルゴンを反応媒質とした気液2相型検出器の確立と基礎特性のモデル 化、および背景事象除去力に関する研究結果をまとめたものである。現在世界では、2 相型キセノン検出器を用いた複数の実験が WIMP 探索を牽引しているが、軽い原子核 のアルゴンは WIMP による反跳エネルギーが大きく、また PSD による背景事象除去 能力がキセノンと比べて非常に強力である。安価な媒質なので検出器の大型化も見込 め、潜在的にはキセノン以上に WIMP 探索に適した媒質であると期待される。しかし、 キセノンでは多くの実験グループによって検出器基礎特性を評価したデータが豊富に存 在し、発光機構モデルが整理・体系化されているのに比べ、アルゴンではそのような先 行研究は十分ではない。そこで本研究では、高電場印加と高い光検出効率を兼ね揃えた 2 相型アルゴン検出器を独自開発し、これを用いて 0-3000 V/cm の幅広い電場におい て ER および NR 事象の較正データを取得した。さらにこのデータを、キセノンにおけ る先行研究を参考にモデル化し、S1 および S2 を用いた背景事象除去能力の定量評価を 行った。これはアルゴンにおいて世界で初めて得られた結果である。また、液体アルゴ ン検出器のさらなる高感度化に向けた、新しい光検出デバイスの開発も行い、2 相型検 出器に実装して性能を評価した。最後に、本研究で新たに得られた知見を用い、今後の アルゴンによる WIMP 探索実験の感度に関する議論を行う。

1

## Contents

Chapter 1	Introduction	9
1.1	素粒子標準模型	9
1.2	天文学による暗黒物質の局所分布の観測	10
1.3	標準宇宙論と暗黒物質・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	13
1 4	WIMP 暗黒物質とその探索	$\frac{1}{20}$
1.5	WIMP-核子弾性散乱による直接探索実験	$\frac{20}{22}$
1.6	大論文の溢れ	27
1.0		21
Chapter 2	Noble Gas Detectors for Dark Matter Search	28
2.1	希ガスの発光・消光過程	$\overline{28}$
2.2	気液 2 相型アルゴン検出器	35
2.2	2.2.1 S1 の波形弁別による FR /NR 分離	39
	2.2.1 ST ジ(次)/ デがに S S Ent/ Int デ 編 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	<i>4</i> 0
	$2.2.2$ 电磁盘/DDIC & $3$ DIC/INIC $\beta$ $M$ · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	40
Chapter 3	Performance of VUV-sensitive MPPC for Liquid Argon Scintillation	43
. 3.1	VUV-MPPC	43
3.2	低温試験	44
3.3	海体アルゴン蛍光の検出効率測定	48
3.4	2 相型給出器への VIIV-MPPC の実装・運用試験	52
0.1		02
Chapter 4	Experimental Setup and Basic Properties of the Double Phase Argon Detector	55
4.1	Time Projection Chamber (TPC)	55
4.2	Cockcroft-Walton (CW) 回路	56
4.3	チェンバーおよび配管系	57
4 4	線源・DAO・トリガーおよび取得信号	58
4 5		61
4.0		01
Chapter 5	Evaluation of PSD and S2/S1 in the Double Phase Argon Detector	65
5.1	Event List and Event Selection	65
5.2	Slow/Total 分布とその電場依存性	75
5.3	log(S2/S1) 分布およびその電場依存性	81
5.4	Slow/Total $\geq \log(S2/S1)$ の相関	88
0.1		
Chapter 6	Models of Scintillation and Ionization	89
6.1	希ガス発光のモデルと先行研究による実験データ	89
	6.1.1 NEST における発光機構モデル	89
	6.1.2 消光因子	92
	6.1.3 電離再結合法則	95
6.2	較正データを用いた再結合パラメタの決定 1	01
0.2	691 FR 車象のパラメタチョーニング 1	04
	$0.2.1  \text{Lit } \# \mathbb{R}^{1/2} / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2) / (1/2)$	04

	6.2.2 NR 事象のパラメタチューニング	108				
Chapter 7 7.1 7.2 7.3 7.4 7.5	ER/NR Discrimination with the Double Phase Argon Detector 分離能力への要請					
Chapter 8 8.1 8.2 8.3	Conclusion and Prospectsアルゴン基礎特性評価のまとめと 先行研究との比較	128 128 130 134				
Appendix A	SCENE のデータから得られる再結合パラメタ	136 136 136 136				
謝辞		139				
Bibliography		141				

3

# List of Figures

1.1.1	Standard Model Particles
1.2.1	銀河の回転曲線
1.2.2	銀河団 CL0024+1654 と重力レンズによる質量分布 12
1.2.3	衝突銀河団 MACS J0025.4-1222
1.3.1	Ia 型超新星の後退速度と距離 14
1.3.2	CMB $\mathcal{O}$ sky map $\succeq$ power spectrum
1.3.3	バリオンと matter のパワースペクトルへの影響 15
1.3.4	Galaxy Map と密度ゆらぎ相関 16
1.3.5	ビッグバン元素合成 18
1.3.6	$\Omega_{\Lambda}, \ \Omega_{M}, \ \Omega_{b}, \ \Omega_{\chi} \ \ldots \ $
1.4.1	暗黒物質探索のアプローチ
1.4.2	WIMP 直接探索実験の世界的現状 21
1.5.1	$E_R$ と d $R$ /d $E_R$ の関係および $m_{\chi}$ と $\hat{\sigma}_p$ の関係
1.5.2	アルゴンとキセノンの Helm Form Factor 25
1.5.3	アルゴンとキセノンの WIMP 反跳エネルギースペクトル 26
1.5.4	銀河系内における地球の速度と、6 月および 12 月の WIMP のスペクトル 26
2.1.1	希ガスの蛍光スペクトル
2.1.2	希ガスにおける電子的/核的阻止能 30
2.1.3	阻止能 $dE/dx$ と線エネルギー付与 LET 30
2.1.4	アルゴン原子・分子のエネルギー準位 31
2.1.5	気体アルゴンのスペクトルと波形 32
2.1.6	アルゴンおよびキセノンの電荷収集量と電場の関係
2.1.7	酸素および窒素不純物量による液体アルゴンの蛍光寿命の変化34
2.2.1	気液 2 相型アルゴン検出器
2.2.2	$^{39}$ Ar の $\beta$ 線エネルギースペクトル
2.2.3	TPB の外観写真と分子構造       36
2.2.4	TPB の発光スペクトルと波長変換効率 37
2.2.5	R11065の外観写真と量子効率 38
2.2.6	ITO の屈折率と消衰係数 39
2.2.7	ER 事象と NR 事象の液体アルゴン蛍光波形 40
2.2.8	PSD による ER/NR 分離能力 40
2.2.9	2相型キセノン検出器におけるエネルギーと電離蛍光比の相関 41
2.2.10	$\log_{10}(n_{\rm e}/n_{\gamma})$ の平均値の電場、エネルギー、および ER/NR 事象依存性 42
2.2.11	LUX 実験における S2/S1 分布と ER 事象分離能力
3.1.1	真空中で測定された 3X3MM-50UM VUV2 の PDE スペクトル
3.2.1	MPPC 低温基礎特性評価セットアップと LED 信号電荷分布 45
3.2.2	-190°C における各 MPPC の基礎特性

3.2.3	各温度で測定された MPPC gain の Bias-voltage 依存性と Dark count rate	47
3.3.1	VUV MPPCの液体アルコン試験セットアップの機略図	48
3.3.2	$\alpha$ 線による液体アルコン虫光の直接観測結果	49
3.3.3		50
3.3.4	3A3MM-1000M VUV3 C快出された液体 / ルコノ虫尤の Slow/ 10tal 分布	51
3.4.1		52
3.4.2		53
3.4.3	上側 PMT と気相部 MPPC の S2 信号重の偏りの相関	54
111	大研究では田した TPC の断面図	55
4.1.1	本研究で使用した Cockeroft Walton 回路の回路図	56
12.1	本所見て反用した Cocketone Watton 当品の当品因	57
4.5.1		58
1.1.1 1 1 2	110、 いいの中で 110、 いいの中で 	50
443	中日100101 ································	59
1.1.0 1 1 1	3000 V/cm における曲型的か 1 車象の波形	60
1.1.1 151	PMT Cain の測定	62
4.5.2	アンドロ Gall の 例え · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	62
4.5.2 4.5.3	ドリフト時間分布	63
4.5.4	ドリフト時間の測定	63
455	加定されたドリフト速度の電場依存性と 先行研究による関数値との比較	64
4.5.6	S2 光量とドリフト時間の関係から算出したドリフト電子寿命測定の結果	64
511	t. 公本なよび Dodogtol 領域における信号雪匹の DMS の公本	68
519	10 万神のより Tedestal 限機におりる伯号电圧の Time の方神	68
5.1.2 5.1.2	Nogative time charge 分布	60
5.1.0 5.1.4	Negative time charge カル ···································	70
5.1.4 5.1.5	S1   ババダC S1 元量の相関 S1   下非対称度と S1 半畳の相関	70
5.1.0 5.1.6	$252$ Cf 線源データの S2 光量分布お上す S1_log(S2/S1) 相関分布	72
5.1.0 5.1.7		73
518	T / / / E 2 1 / / / / / / / / / / / / / / / / / /	73
5.1.0	Nal 信号の $\Omega_1 / \Omega_2$ 分布および $\Omega_1 > \Omega_2 / \Omega_2$ の相関	74
5 1 10	$^{22}$ Na 線源および $^{252}$ Cf 線源データにおける TOF 分布	74
5.2.1	0 V/cm における <sup>22</sup> Na 線源データおよび <sup>252</sup> Cf 線源データの S1-Slow/Total 分布	75
5.2.1 5.2.2	0 V/cm <sup>22</sup> Na データの各 S1 領域における Slow/Total 分布	77
5.2.2	0 V/cm における FB 事象の Slow/Total の $\mu \sigma$	77
5.2.0 5.2.4	0 V/cm <sup>252</sup> Cf データの各 S1 領域における Slow/Total 分布	78
5.2.4 5.2.5	0 V/cm における NB 車象の Slow/Total の $\mu \sigma$	78
5.2.0	$200 \text{ V/cm}(\Xi)$ 8 ± 7 3000 V/cm( $\Xi$ ) $E$ 8 ± 7 22Na $\Xi$ – 2 ( E) 8 ± 7 252Cf	10
0.2.0		79
5.2.7	各電場における、ER 事象および NR 事象の Slow/Total の S1 依存性	80
5.3.1	1000 V/cm における <sup>22</sup> Na 線源データ (上) および <sup>252</sup> Cf 線源データ (下) の	
	S1-log(S2/S1) 分布	81
5.3.2	1000 V/cm, <sup>22</sup> Na データの各 S1 領域における log(S2/S1)-µ <sub>EB</sub> 分布	82
5.3.3	1000 V/cm, <sup>252</sup> Cf データの各 S1 領域における log(S2/S1)-µ <sub>NR</sub> 分布	83
5.3.4	μ <sub>EB/NB</sub> の近似曲線を引いた log <sub>10</sub> (S2/S1) と S1 の相関	84
5.3.5	200 V/cm および 3000 V/cm における <sup>22</sup> Na データおよび <sup>252</sup> Cf データの	
	$\log_{10}(S2/S1)$ 分布	85

5.3.6	各電場のデータにおける、ER 事象および NR 事象の $\log_{10}(S2/S1)$ の平均値 $\mu$ の	0.0
5.3.7	S1 低存性 各電場のデータにおける、ER 事象および NR 事象の log <sub>10</sub> (S2/S1) – μの標準偏	80
		87
5.4.1	各電場における、S1 領域を区切ったときの PSD と log(S2/S1) の 2 次元分布	88
6.1.1	NEST における発光機構モデルをチャート化した図	90
6.1.2	NEST における NR 事象の初期励起電離比 <i>α</i> <sub>NR</sub>	91
6.1.3	2 相型検出器における ER 事象の S1–S2 信号相関	92
6.1.4	Mei model で用いられている Lindhard factor と電子的阻止能の値	93
6.1.5	様々なグループによる液体アルゴンおよび液体キセノンの <i>L</i> eff の測定結果	94
6.1.6	荷電粒子の飛跡長と電離半径、および適用される再結合法則の概念図	95
6.1.7	液体キセノンに対する Doke-Birks model のパラメタ $A, C$ の電場依存性	98
6.1.8	ゼロ電場、ER事象におけるアルゴンおよびキセノンのS1発光効率の測定値	99
6.1.9	ARIS 実験で測定された液体アルゴン蛍光 (S1) の電場依存性	100
6.1.10	液体アルゴンにおける電離信号 (S2 光量) の電場依存性	101
6.1.11	PARIS model	101
6.2.1	ドリフト電場 200 V/cm における線源データの S1-log(S2/S1) 分布と、文献値を	100
	用いて計算した S1-log(S2/S1) 田線	102
6.2.2	ドリフト電場 3000 V/cm において、図 6.2.1 と同様の比較を行った結果	102
6.2.3	検出器バフメタ $g_2/g_1$ のまとめ	103
6.2.4	ER 事象 S1-log(S2/S1) テータのモテルによるフィット結果 (200-800 V/cm)	106
6.2.5	ER 事象 S1-log(S2/S1) アータのモナルによるフィット結果 (1000-3000 V/cm).	107
6.2.6	200  V/cm における ER 事家フィット結果のハフメタの相関	107
6.2.7	再結合ハフメタ $A, C$ (Doke-Birks model, ER) の電場依存性	108
6.2.8	甲結合ハフメタ $\zeta_{\text{ER}}$ (TIB model, ER) の電場依存性	108
6.2.9	3000 V/cm における NR 事家 S1-log(S2/S1) アータのモアルによるノイット	109
0.2.10	NR 事象 S1-log(S2/S1) アータのモデルによるノイット結果 (200-500 V/cm) ND 東色 S1 L (S2/S1) データのエデルによるノイット結果 (200-500 V/cm)	110
0.2.11	NR 事家 $S1-\log(S2/S1)$ アーダのモアルによるノイット結果 $(000-3000 \text{ V/cm})$ .	111
0.2.12	加起電離比 $\alpha_{NR}$ 、円結合ハフメタ $\zeta_{NR}$ (11B model, NR)の電场低仔性	112
0.2.13	ER 事家および NR 事家に対する、谷竜場における log(52/51) のナータ点と フィット対用のまため	110
6914	ノイツト結果のまとの	113
0.2.14	合电場における NR 相当の反跳エネルキーと SI 元里の関係、および単位エネル ギュキキャの S1 火島	11/
		114
7.1.1	2000 V/cm における <sup>22</sup> Na 線源データのエネルギースペクトル	116
7.2.1	MC 生成のチャート	116
7.2.2	1000 V/cm における MC に用いた $\mu_{PSD}, \mu_{\log(S2/S1)}, \sigma_{\log(S2/S1)}$ の関数	117
7.2.3	1000 V/cm における MC で生成された、Slow/Total および log(S2/S1) の分布 .	117
7.2.4	$\sigma_{_{\rm SPP}}$ の決定	118
7.3.1	1000 V/cm における Slow/Total および log(S2/S1) の中心値の Data と MC の	
	比較	119
7.3.2	1000 V/cm における Slow/Total 分布の <sup>22</sup> Na 線源データと MC の比較	120
7.3.3	1000 V/cm における Slow/Total 分布の <sup>252</sup> Cf 線源データと MC の比較	120
7.3.4	1000 V/cm における log(S2/S1) 分布の <sup>22</sup> Na 線源データと MC の比較	121
7.3.5	1000 V/cm における log(S2/S1) 分布の <sup>252</sup> Cf 線源データと MC の比較	121
7.4.1	Slow/Total–log(S2/S1) の 2 次元分布において ER/NR 分離能力を最大化する軸	
	の定義	123

6

7.4.2	2000 V/cm における $^{22}$ Na 線源データの Slow/Total-log(S2/S1) 分布。左は 2 次 このた。たけ DID 軸には影したのた。声の以てしばこしけ MC でたて
	元万中、石は PID 軸に別影した万中。 育のヒストクラムは MC じめる。 123
7.5.1	1000 V/cm, 40–42 keV <sub>nr</sub> における MC 結果の Slow/Total, $\log(S2/S1)$ , およひ
	combined PID 分布
7.5.2	各電場における、Slow/Total、log(S2/S1)、および PID による ER 事象分離能力
	のエネルギー依存性
7.5.3	Slow/Total、log(S2/S1)、および PID による ER 事象分離能力を電場で比較した
	もの
7.5.4	3000 V/cm における ER/NR 分離能力の光検出効率依存性
011	
8.1.1	表 8.1.1 の内容を ER と NR それそれ分けて図示したもの 129
8.2.1	原子核反跳相当エネルギー単位で表した <sup>39</sup> Ar の $\beta$ 線のエネルギースペクトル 131
8.2.2	ゼロ電場および 3000 V/cm における <sup>39</sup> Ar スペクトル
8.2.3	WIMP によるアルゴン原子核反跳事象のスペクトル
8.2.4	期待される感度曲線と、検出器の光検出効率を変えたときに到達できる WIMP 質量133
8.3.1	DarkSide-50 の S2–Only 解析結果および他実験との比較
8.3.2	単位エネルギーあたりの電離信号量
A 1	SCENE 実験による、各反跳エネルギーにおける S1 の全消光因子の雷場依存性
11.1	
1 9	2、5 通 $\gamma \gamma $
A.Z	合反成エイルイーにおける $\gamma$ の他 $(0 = 1.00, \alpha = 1.00)$
A.3	SUEINE 実験による SI Total Scintillation Efficiency の電場依存性と、S2 アータ
	から得られたパラメタを用いた埋論値の比較

# List of Tables

2.1.1 2.2.1	液化希ガスおよび水の性質一覧 TPB の基本物性 	$\frac{28}{37}$
$3.1.1 \\ 3.3.1$	使用した VUV-MPPC のサンプルとその常温基礎特性	44
	たパラメタの一覧	49
4.4.1	各変数の、t <sub>0</sub> を基準とした時間領域の定義	61
5.1.1	<sup>22</sup> Na 線源データの一覧 (日付は全て 2017 年)	66
5.1.2	<sup>252</sup> Cf 線源データの一覧 (日付は全て 2017 年)	67
5.4.1	$ER/NR$ それぞれの Slow/Total と $\log(S2/S1)$ の間の相関係数 $\rho$	88
6.1.1	液体アルゴンに対する消光因子パラメタ k <sub>B</sub> の測定値のまとめ	95
6.2.1	フィットにより得られた、各電場における ER 事象の再結合パラメタの値	104
6.2.2	ER 事象データから得られた各種パラメタの値 ......................	105
6.2.3	フィットにより得られた、各電場における NR 事象の再結合パラメタの値	110
6.2.4	NR 事象データから得られた各種パラメタの値	112
8.1.1	2 相型アルゴン検出器の基礎特性を行ったエネルギーおよびドリフト電場の範囲 .	128
8.2.1	それぞれの光検出効率およびドリフト電場において、100 kg × days の観測で ER	
	背景事象数を 0.5 events/keV 以下に抑えるためのエネルギー閾値	132
A.1	それぞれの $\delta$ , $\alpha$ の値における、SCENE の S1 データから得られた $\gamma$ の値 $\ldots$	137
A.2	SCENE の論文に記載された、S2 データ解析から得られた各種パラメタの値	137

## Chapter 1

## Introduction

本章では、まず現在の素粒子標準模型について簡単に述べ、これに含まれない暗黒物質の存在の根 拠を示す天文学および宇宙論の様々な観測結果を挙げる。宇宙論の解説には、教科書 [1, 2] を参考 にした。

次に、暗黒物質の候補として現在最も有力視されている WIMP の直接探索実験の手法と現状に ついてまとめ、最後にその物理感度の計算方法について論じる。計算の流れは教科書 [3] を参考に した。探索感度の計算においては、WIMP の速度分布や原子核との相互作用の詳細などには様々 なモデルがあるが、ここでは標準的に用いられる J.D.Lewin & P.F.Smith のレビュー論文 [4] に 従う。

また、本章の最後に、本論文の構成についてまとめる。

#### 1.1 素粒子標準模型

素粒子標準模型 (standard model) は、 $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$  ゲージ対称性を持つ Yan-Mills 理論で、12 種のフレーバーの fermion 場とひとつの scalar 場で記述される。式 (1.1.1) はその Lagrangian を簡略化して書いたものである。1 行目は gauge 場の運動項、2 行目は fermion 場の 運動項 (共変微分に gauge 場との結合が含まれる)、3 行目は fermion 場と scalar 場の湯川結合項、 そして 4 行目は scalar 場の運動項とポテンシャル項を表す。

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i \bar{\psi} \mathcal{D} \psi + \psi_i y_{ij} \psi_j \phi + h.c. + |D_{\mu} \phi|^2 - V(\phi)$$
(1.1.1)

 $U(1)_Y, SU(2)_L, SU(3)_C$ の gauge vector 場は  $B^{\mu}, W^{\mu}, G^{\mu}$  と書かれ、それぞれの自由度は 1, 3, 8 である。

fermion 場は 6 フレーバーの quark と 6 フレーバーの lepton に分類される。前者は  $SU(3)_C$ の電荷 (色荷、color charge) を持ち、後者はそれを持たない。quark, lepton ともに左巻き成分 は  $SU(2)_L$ の二重項を成し、右巻き成分は一重項となる。quark はすべて  $U(1)_Y$  電荷を持ち、 lepton は  $SU(2)_L$ の二重項の第二成分のみが  $U(1)_Y$  電荷を持つ。 $U(1)_Y$  電荷を持たない第一成分 は neutrino と呼ばれる。

scalar 場  $\phi$  は  $SU(2)_L$  二重項の複素数場であり、自由度は 4 つある。またポテンシャル項  $V(\phi)$ は  $\phi$  がゼロでない有限の値 v (真空期待値) で最小値を取る。系のエネルギーが十分低くなると  $\phi = v$  となる。その結果 4 つの自由度のうち 3 つは  $W^{\mu}$  の縦波成分に吸収され、 $B^{\mu}$  と  $W^{\mu}$  の第 3 成分は混合して  $A^{\mu}$ (電磁場、photon) と  $Z^{\mu}$ (Z-boson) になる。同時に湯川結合項は fermion の 質量項となる。 図 1.1.1 は標準模型粒子の一覧である。記憶に新しい 2012 年の Higgs 粒子発見 [5, 6] をもって、 これらの粒子はすべて実験的に確認された。しかし様々な宇宙観測からこの表に含まれない「暗黒 物質」の存在が示唆されている。



図 1.1.1 Standard Model Particles (図は [7] より)

#### 1.2 天文学による暗黒物質の局所分布の観測

スイスの天文学者 Fritz Zwicky は 1933 年、かみのけ座銀河団 (Coma Cluster) の質量を 2 通りの 方法で推定した [8]。

一つ目は銀河団の明るさから求める方法である。我々の太陽 (質量  $M_{\odot} = 2.0 \times 10^{30}$ kg, 絶 対等級 4.8) は主系列性に属する恒星であり、その質量 M と光度 L には  $L \propto M^{3.5}$  という関係 (Eddington の質量光度則) が成り立つ。また太陽系の全質量の 99.85 %が太陽に担われているこ とから恒星に比べ惑星や星間ガスの質量は無視でき、恒星系の集団である銀河の質量はその明るさ を測定することで求められる。こうして得られた質量を光学質量という。

二つ目はビリアル定理に基づく方法である。ビリアル定理により、重力ポテンシャル $U(r) \propto r^{-1}$ 中を束縛運動する物体の運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの長時間平均 $\bar{T}, \bar{U}$ の間には 2 $\bar{T} = -\bar{U}$ の関係が成り立つため、銀河団の大きさと銀河の速度分散(赤方偏移の観測より)を測定 することにより銀河団の全質量を求めることができる[9]。

この2通りの方法で推定した質量を比較したところ後者が前者の160倍も重かったため、宇宙

には目に見えない"dunkel materie" (=dark matter, 暗黒物質) が大量に存在しているという結論 に達した。

光学質量と運動学的に求められる質量の違いは単一の銀河にもみられる。銀河の中心からの距離をr、そこでの回転速度をv(r)、半径rの球中にある全質量をM(r)、万有引力定数をGとすると、Keplerの法則より

$$\frac{v(r)^2}{r} = \frac{GM(r)}{r^2}$$
(1.2.1)

の関係があるため、v(r)を測定することにより銀河の運動学的質量がわかる。回転速度は HI ガス (中性水素)の 21=cm 線や一酸化炭素の 3.6 mm 線といったスペクトル線の Doppler shift や、HI ガスの幾何学的厚みの観測により測定される。また天の川銀河に対しては、VLBI(超長基線電波干 渉法)により恒星の運動を直接観測することもできる。

図 1.2.1(左) は渦巻き銀河 NGC 6503 の回転曲線 [10] である。プロットで示された実測値に対し、銀河円盤 (波線) とガス (点線) の光学質量から予想される回転曲線だけでは足りず、特に銀河中心から離れたところで速度が減少せずに一定となることが説明できない。そのため点波線のような寄与をもたらす暗黒物質の存在が示唆される。この「回転曲線問題」は 1980 年に V.Rubin らによって指摘され [11]、様々な銀河で確認されている。図 1.2.1(右) は、太陽系が属する天の川銀河の回転曲線である。NGC 6503 と同様に v(r) = const.となっており、我々の身の回りにも暗黒物質が存在していることがわかる。またここから、地球近傍に存在する暗黒物質の平均速度は $v_{\chi} \simeq 220 \text{ km/sec}$ 、質量密度は  $\rho_{\chi} \simeq 0.3 \text{ GeV/cm}^3$  と見積もられている [12]。



図 1.2.1 左:渦巻き銀河 NGC 6503 の回転曲線 [10]。右:天の川銀河の回転曲線 [13]。

一般相対論によれば重力は時空の歪みであり、大量に質量が存在する場所では強い重力により光 の軌道が大きく曲がってレンズのような効果が生じる。これを重力レンズといい、後方にパルサー などの強い光源がある場合に質量分布を調べる手段として使うことができる。図 1.2.2 は銀河団 CL0024+1654 と、重力レンズを用いて作成したその質量分布である [14]。鋭いピークは銀河があ る場所であり、中心をピークとする大きな盛り上がりは光で観測されない質量、すなわち暗黒物質 の分布と解釈できる。

図 1.2.3 はくじら座にある衝突銀河団 MACS J0025.4-1222 のハッブル宇宙望遠鏡で撮像された 可視光写真に、チャンドラ X 線観測衛星による X 線源分布 (赤) と重力レンズにより求められた質 量分布 (青)を重ね描きしたものである [15]。可視光や X 線などの光では観測されない物質が銀河 周辺に大量に存在していることが分かり、暗黒物質の存在の強い根拠となっている。



図 1.2.2 銀河団 CL0024+1654 と重力レンズによる質量分布 [14]



図 1.2.3 衝突銀河団 MACS J0025.4-1222 [15]

#### 1.3 標準宇宙論と暗黒物質

天文学が個々の天体や銀河を対象とする分野なのに対し、宇宙論は宇宙全体・宇宙そのもの構造 や振る舞いを扱う分野である。基礎方程式として Einstein 方程式と Boltzmann 方程式が用いら れる。

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}$$
(1.3.1)

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}f(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},t) = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{x}} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{x}}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{p}} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{p}}{\partial t} = C[f]$$
(1.3.2)

 $g_{\mu\nu}$ は時空の構造を表す計量テンソル、 $R_{\mu\nu}$ , Rは時空の歪み具合を表す Ricci テンソルと Ricci ス カラー、 $T_{\mu\nu}$ はエネルギー運動量テンソル、Gは万有引力定数である。Einstein 方程式 (1.3.1) は エネルギー分布に対し時空がどのように応答するかを記述している。一方  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  は時刻 t にお いて位置  $\mathbf{r}$ 、運動量  $\mathbf{p}$ の状態にある物質の分布関数で、モーメント積分を行うことにより密度・圧 力・エネルギーといった熱力学量になる。C[f]は衝突項と呼ばれる粒子同士の相互作用を表す項 で、Boltzmann 方程式 (1.3.2) は粒子の衝突による分布関数の変化を記述している。物質の存在が 時空に影響を与え、その時空の中を物質が衝突を繰り返しながら運動するといった現象をこの連立 偏微分方程式が表している。

しかし、この2つの方程式は両者とも非常に複雑なので、宇宙原理 (大局的な宇宙の一様等方性) を仮定し簡略化をする。まず Einstein 方程式から Friedman 方程式

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{K}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho \tag{1.3.3}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{K}{a^2} \right\} = -4\pi GP \tag{1.3.4}$$

が導かれる。ここでa = a(t)はスケールファクタ、Kは曲率パラメタ、 $\rho$ は質量密度、Pは圧力 である。また、Boltzmann 方程式は状態方程式

$$P = w\rho c^2 \tag{1.3.5}$$

となる。w は成分によって決まるパラメタで、matter(非相対論的物質) は w = 0、radiation(輻射) は w = 1/3、dark energy(宇宙項) は w = -1の値をとる。この3つの独立な方程式に対し未知変数も $a, \rho, P$ の3つなので、この微分方程式は解くことができる。

この後の議論のために、観測量として以下の宇宙論パラメタを導入する。

- $H(t) = \dot{a}/a$ : Hubble パラメタ。現在の値を  $H_0$  と書く。
- $q = -\ddot{a}a/\dot{a}^2$ :減速パラメタ。
- $\Omega_i(t) = \frac{8\pi G\rho_i(t)}{3H_0^2}, \Omega_K = -\frac{K}{a^2 H_0^2}$ :密度パラメタ。添字  $i = \gamma, \nu, \mathbf{b}, \chi, \Lambda, K$  はそれぞれ光子、 ニュートリノ、バリオン、暗黒物質、宇宙項、曲率を表す。

Hubble パラメタは、無次元化した  $h = H_0/100 \text{ Mpc} \simeq 0.72$  もよく使われる。密度パラメタは現在の値が

$$\Omega_{\gamma} + \Omega_{\nu} + \Omega_{b} + \Omega_{\chi} + \Omega_{A} + \Omega_{K} = 1 \tag{1.3.6}$$

となるように規格化されている。 $\Omega_K$  以外のすべての密度パラメタを観測してその総和が1になれば、この宇宙は平坦だということになる。このとき密度パラメタはその成分が占めるエネルギー密

度そのものになる。これらのパラメタを用いると、 Friedman 方程式は

$$\left(\frac{H(t)}{H_0}\right)^2 = \sum_i \Omega_i(t) \tag{1.3.7}$$

$$q = \frac{1}{2} \sum_{i \neq K} (1 + 3w_i) \Omega_i(t)$$
(1.3.8)

と書ける。

H(t)は、銀河までの距離 d とその後退速度 v に比例関係が成り立つという Hubble の法則 v = Hdに現れる比例係数そのものであり、観測可能な量である。S.Perlmutter, B.P.Schmidt, A.G.Riess の 3 人は、個体によらず明るさがほぼ一定という特徴を持った Ia 型超新星の v, d を測 定することにより、宇宙の加速膨張 (図 1.3.1 [16])を発見した業績で 2011 年にノーベル物理学賞 を受賞した。



図 1.3.1 Ia 型超新星の後退速度 (赤方偏移 z) と距離 (視等級 m<sub>B</sub>)の観測結果 [16]

以上の議論は宇宙が完全に一様等方であるとした第ゼロ近似であるが、実際には場所ごとに温度 や密度のばらつきがあることは明らかなので、Einstein 方程式と Boltzmann 方程式に

$$ds^{2} = -(1 + 2\Phi(t, \boldsymbol{x}))dt^{2} + (1 + 2\Psi(t, \boldsymbol{x}))a(t)\gamma_{ij}dx^{i}dx^{j}$$
(1.3.9)

$$\Theta(t, \boldsymbol{x}) := \frac{T(t, \boldsymbol{x}) - T(t)}{\bar{T}(t)}$$
(1.3.10)

$$\delta(t, \boldsymbol{x}) := \frac{\rho(t, \boldsymbol{x}) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)}$$
(1.3.11)

と計量摂動  $\Phi, \Psi$ 、温度ゆらぎ  $\Theta$ 、密度ゆらぎ  $\delta$  を摂動として加えてこれを扱う。実験的には、温度ゆらぎが宇宙背景輻射に、密度ゆらぎが宇宙の大規模構造に現れ観測される。

宇宙には等方的に 2.725±0.001K の黒体輻射スペクトルをもつ電磁波が存在している。これを宇宙背景輻射 (cosmic microwave background, CMB) といい、1965 年に A.A.Penzias と R.W.Wilson によって発見された [17]。CMB の存在は高温高密度の宇宙初期が膨張により冷えた 名残としてビッグバン宇宙論の根拠の一つとなっている。さらに COBE、WMAP、Planck<sup>\*1</sup> と いった衛星実験により 10<sup>-5</sup> オーダーの非常に小さな温度ゆらぎも観測されている。

 $<sup>^{*1}</sup>$  https://www.cosmos.esa.int/web/planck

 $(\theta, \phi)$ 方向から飛来する CMB 温度ゆらぎ  $\Theta(\theta, \phi)$ の観測結果 (図 1.3.2 左) を球面調和関数  $Y_{lm}(\theta, \phi)$  で

$$\Theta(\theta,\phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} a_{lm} Y_{lm}(\theta,\phi)$$
(1.3.12)

と展開したとき、lm成分のノルムに相当する  $\langle a_{lm}a_{l'm'}^* \rangle = \delta_{ll'}\delta_{mm'}C_l$ が2次元パワースペクトル と呼ばれる量である。Planck 衛星による観測結果 [18] を図 1.3.2 に示す。



図 1.3.2 Planck 衛星で観測された CMB の sky map と power spectrum [18]

摂動方程式の解として理論的に計算されるスペクトルの形は各宇宙論パラメタの値によって決 まる。特に物質による影響に注目すると、matter(バリオン+暗黒物質)が増えるとスペクトルは 全体的に小さくなるが、電磁相互作用をするバリオンは奇数番目のピークを大きくする効果を持つ (図 1.3.3)。そのため CMB パワースペクトル理論計算結果を観測値と比較することにより、宇宙 に存在するバリオンの割合と暗黒物質の割合を切り分けることができる。



図 1.3.3 バリオンと matter のパワースペクトルへの影響 [19]

2018 年 7 月に発表された Planck 衛星の結果 [20] によると、Planck 単独で

$$\Omega_{\chi}h^2 = 0.1200 \pm 0.0012, \quad \Omega_b h^2 = 0.02237 \pm 0.00015 \tag{1.3.13}$$

という値が得られている。 $h^2 \simeq 0.52$ で割ると、それぞれ  $\Omega_{\chi} = 0.23, \Omega_b = 0.043$ となる。

銀河は数億光年 (100~200 Mpc) スケールの巨大な泡のようなの構造で分布しており、宇宙の大 規模構造 (large scale structure, LSS) と呼ばれている。図 1.3.4(左) は SDSS (Sloan Digital Sky Survey)\*<sup>2</sup> によって観測された銀河の分布である。構造形成は結晶・高分子・磁性体など統計物理 で扱われるような相互作用のある系で、温度がある程度低いと生じる現象である。ここでいう「温 度がある程度低い」とは相互作用と比べて熱運動が小さいことを意味する。温度が高すぎる場合は ゆらぎから構造が発生しても熱運動によってかき消されてしまい、逆に低すぎる場合はゆらぎの影 響が伝搬せずに構造の成長が進まない。宇宙の構造に関わる相互作用は重力なので、宇宙に存在す る質量が構造のスケールに影響を与えている。このスケールは密度ゆらぎの 2 点相関関数

$$\xi(r_{12}) := \langle \delta(\boldsymbol{x}_1) \delta(\boldsymbol{x}_2) \rangle, \quad r_{12} := |\boldsymbol{x}_1 - \boldsymbol{x}_2|$$
(1.3.14)

によって評価される。



図 1.3.4 SDSS による Galaxy Map と密度ゆらぎ相関 [21]

密度ゆらぎ  $\delta(t, x)$  が成長して宇宙に構造を作るかどうかの目安となる量が Jeans 質量

$$M_J := \frac{4\pi\bar{\rho}}{3} \left(\frac{\lambda_J}{2}\right)^3 = \frac{\pi^{5/2}}{6} \frac{c_s^3}{\sqrt{G^3\bar{\rho}}}$$
(1.3.15)

であり、これよりも大きな質量を持つゆらぎが発生すると重力不安定性により成長することができる。ここで λ<sub>J</sub> は Jeans 長、c<sub>s</sub> は音速である。もし宇宙に暗黒物質が存在しないとすると、以下の 理由で現在観測さている大きさの LSS を作ることができない。

まず宇宙が高温でバリオンと光子が強く結合していた時代 (光子の脱結合以前)の Jeans 質量は  $M_J \sim 10^{16} M_{\odot}$  程度になり、典型的な銀河質量  $10^{11} M_{\odot}$  よりも遥かに大きいために銀河が集まっ て構造を形成することはできない。脱結合後には  $M_J \leq 10^5 M_{\odot}$  となり構造成長が起きるが、現在 の構造のスケールから逆算すると脱結合時に  $\delta \sim 3 \times 10^{-4}$  程度の初期ゆらぎが必要となる。しか し、脱結合時から保存されている"光子の密度ゆらぎ"である CMB の温度ゆらぎが  $10^{-5}$  でありバリオン密度の初期ゆらぎもこの程度となるため、先程の条件に満たない。

一方、全く電磁相互作用をしない暗黒物質であれば脱結合前に構造を形成することが可能で、 その重力ポテンシャルの谷間に捉えられたバリオンと光子が強く結合しながら振動するバリオン

<sup>\*2</sup> https://www.sdss.org/

音響振動 (baryon acoustic oscillations, BAO) という現象により、音響ホライズンと呼ばれる特徴的な長さスケールが生まれる。SDSS による明るい銀河の観測から得られた 2 点相関関数が図 1.3.4(右) で、曲線は理論計算の結果である [21]。音響ホライズン相当の 100 Mpc 付近に BAO の影響による山ができている。一番上の黄緑の曲線は  $\Omega_m = 0.23, \Omega_b = 0.06$  としたもので、一番下の桃色の曲線はバリオンの無い場合に相当する。

さらに遠方銀河の観測から、最初に小さな構造が形成されてからこれらが集まって大きな構造に 発展していったというボトムアップ型シナリオで現在の LSS に至ったことがわかっている。これ は暗黒物質が非相対論的な速度分散を持つ cold dark matter であることを支持しており、ニュー トリノが暗黒物質の候補とならない根拠になっている。

ビッグバン直後の非常に高温の時代には素粒子が自由に飛び回っていたが、宇宙の膨張により温 度が下がってくるとこれらが結合してバリオンとなる。まずクォークが結合して陽子と中性子が作 られると、これらは弱い相互作用により

$$p + e^- \leftrightarrow n + \nu_e, \quad p + \bar{\nu}_e \leftrightarrow n + e^+$$
 (1.3.16)

という反応の平衡状態になり、陽子数 np と中性子数 nn の比は

$$\frac{n_{\rm n}}{n_{\rm p}} = \exp\left[-\frac{(m_{\rm n} - m_{\rm p})c^2}{k_B T}\right] \approx \exp\left[-\frac{1.5 \times 10^{10} \rm K}{T}\right]$$
(1.3.17)

で与えられる。この反応は、反応確率およびハッブルパラメタと温度の関係から、およそ  $T = 0.96 \times 10^{10} \text{K}$ になるまで続くと計算される。このときの時刻を  $t_{\text{n}}$  と置く。その後孤立した中性子 は寿命  $\tau_{\text{n}} = 886$  秒で  $\beta$  崩壊

$$\mathbf{n} \to \mathbf{p} + \mathbf{e}^- + \bar{\nu}_{\mathbf{e}} \tag{1.3.18}$$

を起こすので、全バリオン数のうち中性子の占める割合  $X_{\rm n}(t) = n_{\rm n}(t)/n_{\rm b}(t)$  は

$$X_{\rm n}(t) = \frac{e^{-(t-t_{\rm n})/\tau_{\rm n}}}{1+n_{\rm p}/n_{\rm n}(t_{\rm n})} \simeq 0.17 e^{-(t-t_{\rm n})/\tau_{\rm n}}$$
(1.3.19)

となる。さらに宇宙が冷えて時刻  $t_{\rm D} \sim 200$  秒になると中性子は陽子と結合して重水素 D を作りはじめ、比較的急速に三重水素やヘリウムへと成長する (図 1.3.5 左)。

$$n + p \rightarrow D + \gamma$$
 (1.3.20)

$$D + D \rightarrow \begin{cases} {}^{3}H + p \\ {}^{3}He + n \end{cases}$$
(1.3.21)

$$D + p \rightarrow {}^{3}He + \gamma$$
 (1.3.22)

$$D + n \to {}^{3}H + \gamma \tag{1.3.23}$$

$$^{3}\mathrm{H} + \mathrm{D} \rightarrow ^{4}\mathrm{He} + \mathrm{n}$$
 (1.3.24)

$$\left. \begin{array}{c} {}^{3}\mathrm{He} + \mathrm{n} \\ {}^{3}\mathrm{H} + \mathrm{p} \\ \mathrm{D} + \mathrm{D} \end{array} \right\} \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + \gamma$$

$$(1.3.25)$$

反応は <sup>7</sup>Li, <sup>7</sup>Be, · · · といったもう少し重い元素まで進んで行くが、その量は微小である。また <sup>3</sup>H や <sup>3</sup>He の束縛エネルギーは小さく、時刻  $t_D$  に存在していた中性子のほとんどが非常に安定な <sup>4</sup>He として現存している。現在のバリオンの総質量と <sup>4</sup>He の質量比  $Y(^{4}$ He) はこのときに決まり、

$$Y(^{4}\text{He}) = \frac{n_{\rm n}/2 \cdot (2m_{\rm p} + 2m_{\rm n})}{n_{\rm p}m_{\rm p} + n_{\rm n}m_{\rm n}} \simeq \frac{2X_{\rm n}(t_{\rm D})}{1 + X_{\rm n}(t_{\rm D})} \sim 0.25$$
(1.3.26)

となる。 $t_{\rm D} \sim 200$  秒以降の核反応は自由度が固定されており、バリオン/光子数比  $\eta$  は一定値となる。

$$\eta = \frac{n_b}{n_\gamma} = \frac{\Omega_b}{\Omega_\gamma} \simeq 5.27 \times 10^{-8} \cdot \Omega_b \tag{1.3.27}$$

光子の密度パラメタはハッブルパラメタと CMB 平均温度から求められている。η の値は図 1.3.5(右)のように軽元素存在比に依存しており、これの観測によりバリオンの密度パラメタを決 定できる。



図 1.3.5 左:ビッグバン元素合成の時間発展 [22]。右:軽元素存在比とη [23]。

クェーサー吸収線系による D/H 比をはじめとする様々な観測により、各軽元素存在比は以下の ように見積もられている [24]。

$$D/H = (2.68 \pm 0.26) \times 10^{-5}$$
(1.3.28)

$${}^{3}\text{He/H} = (1.1 \pm 0.2) \times 10^{-5}$$
 (1.3.29)

$${}^{7}\mathrm{Li/H} = (1.29 \pm 0.28) \times 10^{-10} \tag{1.3.30}$$

$$Y(^{4}\text{He}) = 0.25 \pm 0.011 \tag{1.3.31}$$

$$\therefore \eta = (6.0 \pm 0.4) \times 10^{-10}, \quad \Omega_b = 0.042 \pm 0.004 \tag{1.3.32}$$

以上の Ia 型超新星、CMB 温度ゆらぎ、LSS の BAO、軽元素存在比という4種の宇宙論的観測 による密度パラメタへの制限が図 1.3.6 である (BAO は左図では SDSS、右図では 2dF GRS(2dF Galaxy Redshift Survey)\*<sup>3</sup>の結果が用いられている)。このように感度領域に縮退がなく、かつ 全く独立な観測により得られた結果が全て整合していることから、 $\Lambda$ -CDM モデルは標準宇宙論 として強く支持されている。これらの結果を総合して得られた密度パラメタは次の様になってい る [25]。これが「宇宙の 1/4 は暗黒物質」と言われる所以である。

$$\Omega_K = 0.0027^{+0.0039}_{-0.0038}, \quad \Omega_A = 0.7135^{+0.0095}_{-0.0096}, \tag{1.3.33}$$

$$\Omega_{\chi} = 0.2402^{+0.0088}_{-0.0087}, \quad \Omega_b = 0.04628 \pm 0.00093 \tag{1.3.34}$$



図 1.3.6 左: $\Omega_{\Lambda}$ と $\Omega_{M}$  [26]。右: $\Omega_{b}$ と $\Omega_{\chi}$  [27]。

しかしながら、この暗黒物質にはさらにどのような種類の成分があるのか、その主成分は我々の 銀河の主成分と同じものなのか、といった情報は観測的には得られていない。そのため暗黒物質を (存在証拠ではなく、そのものを)発見し性質を調べることが必要である。

<sup>\*3</sup> http://www.2dfgrs.net/

#### 1.4 WIMP 暗黒物質とその探索

以上のように、光学的には観測されず重力の関与する現象の理解に必要とされる「暗黒物質」の存 在は、銀河1個のスケールから宇宙論的スケールに至る幅広い範囲において支持されている。しか しそのような物質は素粒子標準模型に含まれず、見つかれば必ず新物理となる。暗黒物質は存在量 以上のことがほとんど分かっておらず、

- •素粒子なのか?複合粒子なのか?
- もし素粒子なら、どのような質量・スピン・結合・世代などを持つのか?
- もし複合粒子なら、どのような粒子がどのように結合した状態なのか?
- 暗黒物質を含むために、素粒子模型はどのように拡張されるべきなのか?
- CMBやBAOを説明する初期宇宙の暗黒物質と、銀河団の構造形成や銀河の回転曲線を説明する現在の暗黒物質は同一のものなのか?
- 現在「暗黒物質」と呼ばれている物質は単一種類の物質なのか?組成を持つのか?
- そもそも本当に存在しているのか?

など、疑問は尽きない。暗黒物質の検出およびその性質解明は現代物理学の最重要課題の一つと 言っても過言ではなく、世界中で様々な研究が進められている。

暗黒物質の探索方法には大きく分けて3つのアプローチがある。一つ目は検出器の媒質と暗黒 物質が直接反応を起こす過程を捉える直接探索実験、二つ目は宇宙のどこかで暗黒物質が崩壊や対 消滅を起こすことで生まれた SM 粒子を捉える間接探索実験、三つ目は加速器によって高エネル ギー状態にした SM 粒子を衝突させることで人工的に暗黒物質を作り出す加速器実験である。こ れらは図 1.4.1 に示すように、ひとつのダイヤグラムの異なる方向から見ていることになる。もち ろん各々のアプローチやその中では、どの実験が最初に暗黒物質を捉えられるかといった競争はあ るが、見つけたものが確かに暗黒物質であることの検証や素粒子論的性質の解明のためにはどれか ひとつの結果だけでは不十分である。



図 1.4.1 暗黒物質探索のアプローチ

暗黒物質の候補として最も有力なものが、WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) であ る。その名の通り、弱く (電弱スケール程度) 相互作用をする質量 (GeV~TeV スケール) を持った 粒子全般を差す。 本研究が属する WIMP 直接実験は、大雑把にいえば極低バックグラウンド環境下に検出器を用 意し、宇宙から飛来する WIMP が検出器内の原子を弱い相互作用で弾き飛ばして生じる現象を観 測する実験である。WIMP の個性や相互作用の仕方には様々な仮定が入りうるが、これがひとた び原子核を反跳した後の検出器応答は、単なる荷電粒子の通過によるエネルギー付与となり、発 光・電離・運動 (熱や音)・相転移といった形で検出される。これらのうち1つだけではなく、複数 種類の信号を組み合わせることで背景事象分離を行う実験も少なくない。

WIMP 直接探索実験の発見感度は、予想される背景事象と信号事象の数で決まる。背景事象で 説明しうる程度であれば「棄却」することになり、逆により有意な超過が確認されればひとまず 「発見を主張」することになる。

有意な信号事象が観測された場合、これが暗黒物質であることを検証するためのステップとして 天文学的性質の測定に移る。暗黒物質は相互作用が非常に小さいため、銀河の重力ポテンシャル中 で理想気体のようにランダムな運動をしていると予想される。一方バリオン物質である星や星間ガ スは、相互作用により散乱を繰り返してきた結果として銀河や太陽系内をある決まった方向に運動 をしている。すなわち、地球上の観測者は太陽系の進行や回転に伴い暗黒物質の「風」を受けるこ とになり、暗黒物質フラックスの季節変動や原子散乱方向分布に影響を及ぼす。これを観測できれ ば、この信号が暗黒物質によるものであるという解釈を大きく支持することになる。

最終的には別々の標的核種、検出器、実験グループによる検証や、間接探索や加速器実験との相 補的な性質解明、さらに宇宙論的な理解と整合性を踏まえることで、我々の検出器で得られた信号 が本当に暗黒物質であることの結論となる。



図 1.4.2 WIMP 直接探索実験の世界的現状 (PDG2018 [28] より)

WIMP 直接実験は世界中で行われており、検出器の規模も数グラムから数トンスケールまで幅 広い。図 1.4.2) は WIMP の質量と WIMP-核子散乱断面積の平面上で直接探索実験の世界的現状 を表した図で [28]、曲線はそれより上の領域を棄却する実験結果を、色塗りされた領域はそこに 発見を主張する実験結果を表している。また、右下側にある黄色の領域は超対称性理論のモデルに よる予想域、下側にある橙色の領域は太陽ニュートリノ (10 GeV 以下) および大気ニュートリノ (10 GeV 以上) のコヒーレント散乱が背景事象になると予想される領域である。

強い制限を与えている LUX [29]、PandaX–II [30]、XENON1T [31] はキセノン2 相型検出器を用 いた実験、SuperCDMS [32] はゲルマニウム半導体ボロメータ検出器を用いた実験、PICO-60 [33] は C<sub>3</sub>F<sub>8</sub> バブルチェンバーを用いた実験である。

低質量領域では、一方で DAMA(NaI シンチレータ) [34]、CRESST(CaWO<sub>4</sub> シンチレータ) [35]、 CoGeNT(Ge 半導体) [36]、CDMS(Si 半導体ボロメータ) [37] といった実験が発見を示唆してお り、発見と棄却が混在した状況になっている。アルゴン検出器を用いた実験では WArP [38]、 DarkSide-50 [39](ともに気液 2 相型)、DEPA-3600 [40](液体一相) の 3 実験が結果を出している。 低質量領域における各実験結果の矛盾について、以下の可能性が考えられる。

- ●「発見」が間違いの場合:除き切れていない背景事象や系統誤差などによる偽信号。
- ●「棄却」が間違いの場合:検出器の不一様性や解析手法などにより信号を見逃している。
- 両方正しい場合:DMのモデル、物質依存、検出方法依存などにより見かけ上の矛盾が表れている。

発見を主張している実験は固体検出器を用いたもののみであり、真実が上記のいずれの場合(もしくはすべての実験が間違っていた場合)にせよ、様々な標的核種・検出方法・実験チームによる多角的な検証が必要である。DAMA・CoGeNT では季節変動が観測されており、特にDAMA 実験は21年間に渡る季節変動を報告しているが[41]、背景分離能力を持たずエネルギースペクトルのみで DM 信号かどうかを判断している。DAMA 実験が行われているイタリアのグランサッソ(LNGS)において、位相はずれているものの宇宙線のフラックスが1年周期で変動しているという報告があり[42]、さらに DAMA と同じく NaI(Tl) シンチレータを用いた COSINE 実験(韓国、YangYang)では DAMA 領域を棄却する結果が報告されたため [43]、DM 発見の確証としては不十分であると考えられる。一方 CRESST・CDMS では、それぞれ光/熱、電離/熱のエネルギー比で背景事象を分離している。しかしターゲット質量がそれぞれ 300 g, 200 g と小さく信号事象数が少ないため、季節変動は確認されていない。背景事象分離能力を持ち、季節変動を観測できる程度の質量を持った検出器による検証が必要となる。

#### 1.5 WIMP-核子弾性散乱による直接探索実験

WIMP  $\chi$  が銀河内の地球近傍に数密度  $n_{\chi}$ 、速度分布関数 f(v) で分布しているとする。通常 WIMP は 1 成分でボルツマン分布をしていると仮定する。

$$f(\boldsymbol{v}) = \frac{1}{(\pi v_0^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{|\boldsymbol{v} - \boldsymbol{v}_E|^2}{v_0^2}\right]$$
(1.5.1)

ここで  $v_E$  は天の川銀河から見た地球の速度である。銀河の観測から、 $v_0 = 220$  km/s,  $n_{\chi}m_{\chi} = \rho_{\chi} = 0.3$  GeV/cm<sup>3</sup> という値が知られている。原子番号 Z, 質量数 A の原子核 N(Z, A) を標的核 として、これと WIMP の散乱断面積を  $\sigma_N$  とおく。検出器の質量数を M、観測時間を T、信号事 象数を  $N_{\text{sig}}$  とすると、散乱レート  $R := N_{\text{sig}}/(MT)$  (単位は events/kg/day) は一般的に次のよう に表される。

$$R = \frac{N_0}{A} n_{\chi} \int_{E_R^{\min}}^{E_R^{\max}} \mathrm{d}E_R \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \mathrm{d}\boldsymbol{v} f(\boldsymbol{v}) v \frac{\mathrm{d}\sigma_N}{\mathrm{d}E_R}$$
(1.5.2)

ここで各積分変数は、 $E_R$  は WIMP による原子核の反跳エネルギー、 $E_R^{\max}$  は反跳エネルギーの 最大値、 $E_R^{\max}$  は検出する反跳エネルギーの閾値、 $v_{\max}$  は銀河からの脱出速度、 $v_{\min}$  は反跳エネ ルギーが  $E_R$  となる散乱が起こる最低速度を表す。 $N_0 = 6.02 \times 10^{23}$  は Avogadro 定数である。  $v_{\min}$ は WIMP と原子核の質量  $m_{\chi}, m_N$  を用いて

$$v_{\min} = \sqrt{\frac{m_N E_R}{2\mu^2}}, \qquad \mu := \frac{m_N m_{\chi}}{m_N + m_{\chi}}$$
 (1.5.3)

と表される。WIMP と原子核の微分散乱断面積は、現象論的にフェルミの黄金律で表される。

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_N(q)}{\mathrm{d}q^2} = \frac{1}{\pi v^2} |\mathcal{M}|^2 = \hat{\sigma}_N \cdot \frac{F(q)^2}{4\mu^2 v^2}$$
(1.5.4)

ここで  $q := \sqrt{2m_N E_R}$  は運動量移行、 $\mathcal{M}$  は行列要素である。q 依存性を形状因子 F(q) としてく くりだした  $\hat{\sigma}_N$  は、ゼロ運動量移行断面積と呼ばれる。

$$\hat{\sigma}_N = \frac{4\mu^2}{\pi} \Big[ Zf_p + (A - Z)f_n \Big]^2 + \frac{32G_F^2\mu^2}{\pi} \frac{J+1}{J} \Big[ a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle \Big]^2$$
(1.5.5)

ここで、 $f_p$ ,  $f_n$  は WIMP と陽子および中性子の有効結合定数、 $G_F$  は Fermi 結合定数、J は原子核のスピン、 $a_p$ ,  $a_n$  は WIMP と陽子および中性子の有効スピン結合定数、 $S_p$ ,  $S_n$  は陽子および中性子のスピン波動関数である。式 (1.5.5)の第一項はスピンに依存しない断面積  $\sigma_N^{SI}$ 、第二項はスピンに依存する断面積  $\sigma_N^{SD}$  と呼ばれる。<sup>40</sup> Ar は核スピンを持たないため、以後は  $\sigma_N^{SI}$  のみに注目する。 $f_p = f_n$ の場合<sup>\*4</sup>、陽子 (Z = A = 1)に対する断面積と換算質量をそれぞれ  $\hat{\sigma}_p$ ,  $\mu_p$  とすると、

$$\hat{\sigma}_{N} = \frac{\mu^{2}}{\mu_{p}^{2}} A^{2} \hat{\sigma}_{p} = \left(\frac{m_{p} + m_{\chi}}{m_{N} + m_{\chi}}\right)^{2} A^{4} \hat{\sigma}_{p}$$
(1.5.6)

となる。異なる標的核を用いた実験の比較には $\hat{\sigma}_p$ を用いる。

次に弾性散乱によって WIMP から核子に与えられる反跳エネルギーについて記す。入射 WIMP の運動エネルギーが  $E_i$ 、散乱核が  $\theta$  のとき、運動量保存から  $E_R$  は

$$E_R = E_i r \frac{1 - \cos \theta}{2}, \qquad r := \frac{4m_{\chi} m_N}{(m_{\chi} + m_N)^2}$$
(1.5.7)

となり、 $E_i$ を固定すると 0 <  $E_R \leq E_i r = E_R^{\text{max}}$ の範囲の値になる。WINP の運動エネルギーが  $E_i \sim E_i + dE_i$ のとき、散乱角は cos  $\theta$  について一様であると仮定する (剛体球の散乱に相当) と

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}E_i}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}E_R}\mathrm{d}E_i = \frac{\mathrm{d}R}{E_i r} \tag{1.5.8}$$

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}E_R} = \int_{E_i^{\min}}^{E_i^{\max}} \frac{\mathrm{d}R(E_i)}{E_i r} = \int_{\boldsymbol{v}} \frac{\mathrm{d}R(\boldsymbol{v} - \boldsymbol{v}_E)}{E_i r}$$
(1.5.9)

という関係が成り立つ (図 1.5.1 左)。一方この dR は、式 (1.5.2) より散乱断面積を使って表すと

$$dR = \frac{N_0}{A} n_{\chi} d^3 \boldsymbol{v} f(\boldsymbol{v} - \boldsymbol{v}_E) v \hat{\sigma}_N F(q)^2$$
(1.5.10)

<sup>\*4</sup> 例えば WIMP が超対称性理論におけるニュートラリーノである場合など。一方、 $f_p \neq f_n$ の場合は Isospin-Violating Dark Matter [44] と呼ばれる。



図 1.5.1 左:  $E_R$  と  $dR/dE_R$  の関係 (式 (1.5.9))。右:  $m_{\chi}$ - $\hat{\sigma}_p$  グラフの概形 (式 (1.5.18))。

と書ける。簡単のため  $v_{\text{max}} = \infty, v_{\text{E}} = \mathbf{0}, F(q) = 1$ として式 (1.5.9) の積分に入れると

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}E_R} = \int_{v_{\min}}^{\infty} \frac{1}{(\frac{1}{2}m_{\chi}v^2)r} \frac{R_0}{2\pi v_0^4} v e^{-v^2/v_0^2} \cdot 4\pi v^2 \mathrm{d}v$$
(1.5.11)

$$= \frac{R_0}{(\frac{1}{2}m_\chi v_0^2)r} \int_{v_{\min}}^{\infty} \frac{1}{v_0^2} e^{-v^2/v_0^2} \, 2v \mathrm{d}v \tag{1.5.12}$$

$$=\frac{R_0}{E_0 r}e^{-v_{\min}^2/v_0^2} = \frac{R_0}{E_0 r}e^{-E_R/E_0 r}$$
(1.5.13)

ただし、 $R_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_0}{A} n_\chi \hat{\sigma}_N v_0, E_i^{\min} = E_R/r = m_\chi v_{\min}^2/2, E_0 = \frac{1}{2} m_\chi v_0^2$  である。これを  $E_{\min}$  から  $\infty$  の範囲で積分すれば、 $\hat{\sigma}_p \ge m_\chi$  関係が得られる。

$$N_{\rm sig} = MT \int_{E_{\rm min}}^{\infty} \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}E_R} \mathrm{d}E_R \tag{1.5.14}$$

$$= MT R_0 e^{-E_{\min}/E_0 r} \tag{1.5.15}$$

$$= MT \cdot \frac{2N_0}{\sqrt{\pi}A} \frac{\rho_{\chi}}{m_{\chi}} v_0 \cdot \left(\frac{m_p + m_{\chi}}{m_N + m_{\chi}}\right)^2 A^4 \hat{\sigma}_p \cdot \exp\left[\frac{-E_{\min}}{\frac{1}{2}m_{\chi}v_0^2} \frac{(m_{\chi} + m_N)^2}{4m_{\chi}m_N}\right]$$
(1.5.16)

$$\hat{\sigma}_{p} = \frac{N_{\text{sig}}}{MT} \frac{\sqrt{\pi}m_{\chi}}{2N_{0}\rho_{\chi}v_{0}} \cdot \left(\frac{m_{N} + m_{\chi}}{m_{p} + m_{\chi}}\right)^{2} A^{-3} \cdot \exp\left[\frac{E_{\min}(m_{N} + m_{\chi})^{2}}{2Am_{p}m_{\chi}^{2}v_{0}}\right]$$
(1.5.17)

 $\log_{10} \hat{\sigma}_p = \log_{10} \frac{N_{\text{sig}}}{MTA^3} + \log_{10} m_{\chi} + 2\log_{10} \frac{m_N + m_{\chi}}{m_p + m_{\chi}}$ 

$$+C_1 \cdot \frac{E_{\min}}{A} \left(\frac{m_N + m_\chi}{m_\chi}\right)^2 + C_2 \qquad (1.5.18)$$

ここで  $M, T, A, m_N, E_{\min}$  は実験を行う際に決めるパラメタ、信号事象数  $N_{sig}$  は実験で測定する量 である。見易くするために、式 (1.5.18) ではその他の定数はまとめて  $C_1, C_2$  とおいた。式 (1.5.18) を適当なパラメタ設定で横軸  $m_{\chi}$ ,縦軸  $\hat{\sigma}_p$  グラフにしたものが図 1.5.1 である。 $m_{\chi} \gg m_N$  の高 質量領域では式 (1.5.18) の第 3, 4 項目はほぼ定数となり、 $\log_{10} \hat{\sigma}_p$  は  $\log_{10} m_{\chi}$  に対して直線的に 増加する。その傾きは実験に依存しない。この領域の探索感度を向上する (より小さな  $\hat{\sigma}_p$  を探る) ためには、実験の大型化・長期運用により M, Tを増やすことが必要である。一方  $m_{\chi} \leq m_N$  の低 質量領域では、式 (1.5.18) の第4項目が重要となる。検出器のエネルギー閾値 *E*<sub>min</sub> を下げること によってこの領域における探索能力を向上できることがわかる。実際には地球の運動速度や銀河か らの脱出速度や形状因子を考慮して積分を行うため、解析的に積分結果を書き下すことはできない が、グラフの慨形はこれと同様の振る舞いをする。

運動量移行 q が大きくなると WIMP 粒子の波動性が無視できなくなり、原子核内部に侵入し散 乱振幅に物質波の干渉効果が表れ反応断面積を小さくする。その度合いを表す量が原子核の形状因 子 (Form Factor)

$$F(q) = \int d^3 \boldsymbol{r} \, e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}} \rho(\boldsymbol{r}) \tag{1.5.19}$$

である。 $\rho(\mathbf{r})$  は原子核の分布関数で、WIMP 探索実験では Helm Form Factor [45]

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right) \right]^{-1}$$
(1.5.20)

$$r_N^2 = c^2 + \frac{i}{3}\pi^2 a^2 - 5s^2 \tag{1.5.21}$$

$$c = 1.23A^{1/3} - 0.60 \text{ fm} \tag{1.5.22}$$

$$a = 0.52 \text{ fm}$$
 (1.5.23)

$$s = 0.90 \text{ fm}$$
 (1.5.24)

$$F(q) = 3\frac{j_1(qr_N)}{qr_N}e^{-(qs)^2} = 3\frac{\sin(qr_N) - qr_N\cos(qr_N)}{qr_N}e^{-(qs)^2}$$
(1.5.25)

が標準的に用いられる。F(q)は、物質波の干渉効果により球ベッセル関数  $j_1(qr_N)$ のゼロ点  $qr_N = 3.83$ , 7.02, 10.17, … でゼロとなる。これをアルゴンとキセノンの場合について図示する と、図 1.5.2 のようになる。原子核半径  $r_N$  の大きなキセノンでは段々構造があるが、小さなアル ゴンではこのエネルギー領域では段々構造は現れない。



図 1.5.2 アルゴン (赤) とキセノン (青) の Helm Form Factor

形状因子や脱出速度を考慮して式 (1.5.11) の積分を数値的に行うと、WIMP による原子核反跳 のエネルギースペクトルが計算できる。図 1.5.3 は、標的としてアルゴンとキセノンを仮定した場 合の、10,20,50 GeV/c<sup>2</sup> WIMP による原子核反跳エネルギースペクトルである。質量数 A の大



図 1.5.3 アルゴン (実線) とキセノン (点線) の WIMP 反跳エネルギースペクトル ( $\sigma = 1 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ )

きいキセノンの方がゼロ運動量移行断面積が大きいが、軽いアルゴンの方が同じ質量の WIMP に よる反跳エネルギーは大きくなり、形状因子の効果も小さい。

銀河系における太陽系の公転速度は 232 km/s、また太陽系における地球の公転速度は 30 km/s であるため、銀河系から見た地球の運動速度は次のように表される。

$$v_E(t) = 232 + 15\cos\left(2\pi \times \frac{t - 152.5 \text{ days}}{365.25 \text{ days}}\right) \text{ km/s}$$
 (1.5.26)

これをグラフにすると図 1.5.4(左) のようになる。その結果最も WMP のフラックスが多くなるの は 6 月、少なくなるのは 12 月であり、DAMA 領域の WIMP (10 GeV,  $10^{-42}$ cm<sup>2</sup>) とアルゴン検 出器を仮定すると、反跳エネルギースペクトルは図 1.5.4(右) のようになる。



図 1.5.4 左:銀河系内における地球の速度。右:6月および 12月の DAMA 領域 WIMP のスペクトル。

#### 1.6 本論文の流れ

本章 (Chapter 1) では、背景として暗黒物質の存在証拠と探索の現状を概観し、原子核散乱による WIMP 直接探索実験の標準的な感度計算を説明した。

Chapter 2 ではアルゴンおよび他の希ガスについて、沸点や密度など媒質としての性質や、蛍光の波長や時間波形、消光因子や電離再結合といった発光機構など、シンチレーション検出器および 電離検出器としての性質を整理し、気液 2 相型検出器の原理や構成要素と主な特徴を紹介する。

Chapter 3 では、液体アルゴン蛍光に直接感度を持った半導体光検出器 (VUV-MPPC) の性能 評価試験について述べる。まず VUV-MPPC の基本事項をまとめ、次に液体窒素を用いた低温基 礎特性評価および液体アルゴン中での蛍光検出効率測定と PSD 能力の評価について論じる。最後 に、この VUV-MPPC を実装した 2 相型検出器と位置分解能評価試験についてまとめる。

Chapter 4–7 は、本研究の主題となる ER/NR 分離能力評価の研究である。Chapter 4 では、実 験に使用した 2 相型アルゴン検出器と、これを運用するための真空断熱容器や配管系、較正用放射 線源 (γ 線源および中性子線源)、シールド、DAQ (Data Acquisition System) といった実験セッ トアップを説明する。また、S1 Fast, S1 Slow, S2, ドリフト時間などデータ解析に使う変数を定 義し、PMT Gain、光検出効率、電子寿命、ドリフト速度等の検出器の基本的な性能評価を行う。

Chapter 5 では、それぞれの電場および線源で取得したデータの解析を行う。まず使用するデー タセットをまとめる。次に事象選択を行い、電気ノイズや宇宙線信号、複数粒子のパイルアップや 非弾性散乱事象といった好ましくない事象を段階的に除き、純粋な ER/NR 事象を抽出する。その 上で PSD および S2/S1 に対して、その中心値や分散の光量依存性やドリフト電場依存性を評価す る。本章では反跳エネルギーへの換算は行わず、発光機構のモデルやパラメタに依存しない形で取 得データを整理するに留める。

事象ごとの反跳エネルギー再構成方法については、Chapter 6 で詳細な議論を行う。キセノン実験では発光モデルが NEST (Noble Element Simulation Technique) という枠組みで定量化されており、様々なグループで用いられている。本章では NEST で用いられている物理過程のモデルを説明し、それぞれに対応するアルゴンでの先行研究の状況をまとめる。さらに、S2/S1 分布の形状が電離再結合確率に強く依存することを利用し、Chapter 4 で整理した線源データを用いてER/NR それぞれに対する再結合法則のパラメタを 200-3000 V/cm の電場下において決定する。

Chapter 7 では、本研究の主題である ER/NR 分離能力の評価を行う。分離能力は電場および エネルギーに応じて大きく変化するため、その評価をするためにはエネルギーを細かく区切る必要 がある。そのため、実験で取得した線源データだけでは十分な統計量がない。そこで本研究では、 Chapter 5 および Chapter 6 で得られた情報を用いてモンテカルロシミュレーション (MC)を構 築し、分離能力評価を行う。まず MC の生成方法を説明し、これが実験データをよく再現すること を示す。次に PSD と S2/S1 および両者を組み合わせた ER/NR 分離能力を定義し、ゼロ電場およ び 200–3000 V/cm の 6 つの電場点において、3 種類 (PSD, S2/S1, PSD⊗S2/S1) の分離能力のエ ネルギー依存性を評価・考察する。また、検出器の光検出効率を変えた場合についても比較する。

Chapter 8 では本研究で得られた成果をまとめ、先行研究との比較を行う。さらに、今回得られ た新しい知見をもとに、液体アルゴン検出器による暗黒物質探索実験の探索感度について議論し、 今後の探索実験に向けた利点や欠点、必要事項などを検討し、本論文を締めくくる。

## Chapter 2

# Noble Gas Detectors for Dark Matter Search

本章では、アルゴンおよび他の希ガスについて、蛍光の波長や時間波形、核的消光や電離再結合と いった発光機構など、シンチレーション検出器および電離検出器としての性質を整理する。その上 で、気液2相型検出器の原理や構成要素と主な特徴を紹介する。特に重要となる ER/NR 分離につ いては、他グループによる先行研究の状況をまとめる。アルゴンでは、PSD については ER/NR 分離能力が評価されているが、S2/S1 については定量評価を行った先行研究が存在しない。そのた め、後者については参考としてキセノンにおける性質を述べる。

#### 2.1 希ガスの発光・消光過程

よく知られているように、希ガスは単体で電子軌道が閉殻構造をとっており、化学的に非常に安定 した不活性な物質である。しかし放射線に対しては蛍光および電離といった反応を起こし、その際 に発生する光子や電子の個数が多いため、粒子検出器媒質として魅力的である。表 2.1.1 に液化希 ガス (L+ 元素記号)の主な性質をまとめた。

	LHe	LNe	LAr	LKr	LXe	水 (参考)
原子番号	2	10	18	36	54	-
原子量	4	20	40	84	313	18 (分子量)
沸点@大気圧 (K)	4.4	27	87	122	167	373
密度 $(g/cm^3)$	0.125	1.2	1.4	2.4	3.0	1
放射長 (cm)	755	24	13	4.9	2.8	36
蛍光の仕事関数 (eV)	100	26	19.5	15.5	14.7	-
電離の仕事関数 (eV)	42.3	36.6	23.6	18.6	15.6	-
蛍光波長 (nm)	80	78	128	150	175	-
一重項の時定数 (ns)	10	18	6	9	4	-
三重項の時定数 (ns)	$1.3  imes 10^{10}$	$1.5  imes 10^4$	$1.5  imes 10^3$	350	22	-
大気中の割合 (%)	$5  imes 10^{-4}$	$2 \times 10^{-3}$	0.93	$1 \times 10^{-4}$	$9 \times 10^{-6}$	< 4

表 2.1.1 液化希ガスおよび水の性質一覧 [46, 47]

液化希ガスは全て真空紫外光の蛍光を発する。そのスペクトルは図 2.1.1 のようになっており、 軽い元素ほど波長が短くなる傾向がある。また微弱光検出器としてよく用いられる PMT の窓材の 透過率は同図の破線で表されている。これからわかるように、液体キセノンの蛍光は合成石英を窓 として用いれば検出可能である。低温 (-200°C 程度まで)で使用可能な合成石英窓の PMT は既 に存在しており、Xe を用いた世界の様々な実験で使用されている。 Ar および Kr の蛍光を透す窓材は MgF<sub>2</sub> である。MgF<sub>2</sub> を用いた PMT は常温用のものしか実 用化されておらず、液体アルゴン温度で使用可能なものは試作・試験段階である。さらに He と Ne に至っては 80 nm の光を透過する窓材が存在せず、PMT による検出は不可能である。これらの蛍 光を検出するために最もよく使われる手段が、波長変換材を用いて可視光などに変換して検出する 方法である。この場合、波長変換の塗布方法による変換効率や透過率などが検出器の探索感度を大 きく左右するため、非常に重要となる。他には PMT の代わりに半導体検出器や超伝導検出器を用 いるといった手段があるが、ともに研究段階であり実用には至っていない。半導体検出器の一つで ある MPPC を利用するための研究開発については Chapter 3 で論じる。



図 2.1.1 希ガスの蛍光スペクトルと各種窓材の透過率 [48]

以上は液化希ガス全般に関する内容であるが、以下は主にアルゴンに焦点を当て発光・消光機構 や蛍光成分などの詳細を述べる。

荷電粒子が希ガス媒質中を通過し、その運動エネルギー E を周囲に付与するとき、その一部は 媒質中の電子に、一部は媒質中の原子核に与えられる。前者を電子的エネルギー損失、後者を核 的エネルギー損失と呼び、これらを荷電粒子の飛跡に沿って微分したものは電子的/核的 阻止能 (stopping power) と呼ばれる。電子的阻止能は (dE/dx)<sub>el</sub> もしくは  $S_e$ 、核的阻止能は (dE/dx)<sub>nc</sub> もしくは  $S_n$  と書かれることが多い。通過する荷電粒子が電子や  $\mu$  粒子、 $\alpha$ 線の場合はほとんど全 てのエネルギーを電子的に損失する。一方、反跳原子核の場合には電子的・核的両者のエネルギー 損失が生じる (図 2.1.2)。

反跳原子核の場合、核的エネルギー損失によってエネルギーを与えられた媒質原子核は、これらも媒質中を通過することで2次的にエネルギーを付与し、その一部は電子にも分配される (図 2.1.3)。すなわち、媒質側に最終的に付与される電子的/核的エネルギー (それぞれ  $E_{\eta}, E_{\nu}$  と記す)の分配は、一次粒子が損失する電子的/核的エネルギーの分配とは異なる。媒質に付与されるエネルギーを1次粒子の飛程 R で微分した値は、線エネルギー付与 (linear energy transfer; LET) と呼ばれる。すなわち、電子的 LET (LET<sub>el</sub>) および核的 LET (LET<sub>nc</sub>) はそれぞれ

$$LET_{el} := \frac{\mathrm{d}E_{\eta}}{\mathrm{d}R} \tag{2.1.1}$$

$$LET_{nc} := \frac{dE_{\nu}}{dR}$$
(2.1.2)



図 2.1.2 左:希ガスにおける反跳原子核の電子的/核的阻止能 [49]。 $\varepsilon, \rho$  はそれぞれ無次元化 されたエネルギーと飛程に相当する。右:液体アルゴンにおける電子 (緑)、 $\alpha$ 線 (赤)、および 反跳原子核 (青)の阻止能 [50]。実線は全阻止能を、点線は電子的および核的阻止能を表す。

である。速い粒子の場合には、阻止能は線エネルギー付与に等しい (d*E*/d*x* = LET)。電子的に付 与されたエネルギーは蛍光や電離を生じ、核的に付与されたエネルギーは熱となる。生成される 蛍光・電離の数や密度は LET<sub>el</sub> に依存する。電子的および核的に付与されるエネルギーの割合は Lindhard theory などの理論モデルで記述される。詳細は Chapter 6 で述べる。



図 2.1.3 反跳原子核の通過による媒質へのエネルギー付与 (左) と、アルゴンにおける原子核 反跳の場合の dE/dx および LET(右) [51]

荷電粒子の通過により原子が励起されると、基底状態に遷移する際に余分なエネルギーを光とし て放出する。一般にはこの励起状態がスピン一重項の場合に発する光を蛍光、スピン三重項の場合 に発する光を燐光と呼ぶが、暗黒物質探索実験では両者とも蛍光と呼び、前者を早い成分 (Fast)、 後者を遅い成分 (slow) という場合が多い。図 2.1.4 にアルゴン原子・分子のエネルギー準位を 示す。

希ガス原子 (R と書く) が荷電粒子の通過により電子的エネルギーを付与されると、励起状態 R\*



図 2.1.4 アルゴン原子・分子のエネルギー準位 [52]

もしくはイオン・電子対  $\mathbf{R}^+ + \mathbf{e}^-$ となる。希薄なガスの場合は単原子の励起状態からの発光が生じ、アルゴンの場合は 105 nm、107 nm という非常に波長の短い光を放出する。

$$\operatorname{Ar} + E \to \operatorname{Ar}^* ({}^{1}P_1) \to \operatorname{Ar} + h\nu \text{ (105 nm)}$$

$$(2.1.3)$$

$$\operatorname{Ar} + E \to \operatorname{Ar}^* ({}^{3}P_1) \to \operatorname{Ar} + h\nu \text{ (107 nm)}$$

$$(2.1.4)$$

希ガスの最も主要な発光成分は二量体励起状態 R<sub>2</sub>\*(自縛励起子、励起分子、Excimer) によるものであり、これは気体でも液体でも生じる。アルゴンの場合、一重項励起状態 Ar<sub>2</sub>\*( $^{1}\Sigma_{u}^{+}$ )の蛍光 寿命は気体・液体ともに 5–10 ns 程度であり、三重項励起状態 Ar<sub>2</sub>\*( $^{3}\Sigma_{u}^{+}$ )の蛍光寿命は気体 (1 気 圧)の場合は約 3  $\mu$ s、液体の場合約 1.5  $\mu$ s と、相によって異なる。液体キセノンの場合、一重項の 蛍光寿命は 4 ns 程度だが、三重項の蛍光寿命も 22 ns と短く、両者の識別はアルゴンの場合より も困難である。図 2.1.4 に示すように、 $^{1}\Sigma_{u}^{+}$  と $^{3}\Sigma_{u}^{+}$  ではわずかにエネルギー準位が異なるが、基 底状態 2Ar ( $^{1}\Sigma_{a}^{+}$ )が原子間の斥力ポテンシャルのため、ピークがひとつだけのスペクトルを作る。

$$\operatorname{Ar}_{2}^{*}(^{1}\Sigma_{u}^{+}) \to 2\operatorname{Ar} + h\nu \ (128 \text{ nm})$$
 (2.1.5)

$$\operatorname{Ar}_{2}^{*}({}^{3}\Sigma_{u}^{+}) \to 2\operatorname{Ar} + h\nu \ (128 \text{ nm})$$
 (2.1.6)

図 2.1.5(左) は VUV 領域における GAr の発光スペクトル [53]、図 2.1.5(右) は GAr の時間波 形 [54] である。二量体励起状態 R<sub>2</sub>\* の生成過程には、直接励起と電離再結合の 2 つの場合があ



図 2.1.5 左:低圧気体アルゴンの VUV 領域における発光スペクトル [53]。右:1 気圧気体ア ルゴンの時間波形 (横軸の単位は ns) [54]。

る [55]。直接励起の場合は、以下の式 (2.1.7–2.1.9) の反応を逐次的に経て発光する。

$$\mathbf{R} + E \to \mathbf{R}^* \tag{2.1.7}$$

$$\mathbf{R}^* + 2\mathbf{R} \to \mathbf{R}_2^* + \mathbf{R} \tag{2.1.8}$$

$$R_2^* \to 2R + h\nu \text{ (VUV)} \tag{2.1.9}$$

自縛時間は非常に早く、*O*(1 ps) 程度であると考えられている [56]。もともとの基底状態原子はス ピン 0 のため、励起される電子と残りの電子 + 原子核の系はスピンが逆向きとなっており、大部 分が一重項になる。電離再結合のによる発光過程は、以下の式 (2.1.10–2.1.15) である。

$$\mathbf{R} + E \to \mathbf{R}^+ + \mathbf{e}^- \tag{2.1.10}$$

$$R^+ + 2R \to R_2^+ + R$$
 (2.1.11)

$$R_2^+ + e^- \to R^{**} + R$$
 (2.1.12)

$$\mathbf{R}^{**} \to \mathbf{R}^* + \text{heat} \tag{2.1.13}$$

$$R^* + 2R \to R_2^* + R$$
 (2.1.14)

$$R_2^* \to 2R + h\nu \text{ (VUV)} \tag{2.1.15}$$

式 (2.1.14) は式 (2.1.8) と、式 (2.1.15) は式 (2.1.9) と同じ過程である。式 (2.1.10) で電離された 電子は  $\mathcal{O}(eV)$  程度のエネルギーを持っているが、再結合反応の式 (2.1.12) を起こすためにはエネ ルギーを失い熱化される必要がある。マイクロ波を用いた観測 [57] により、液体アルゴン中での 熱化時間は 0.9 ns、液体キセノン中では 6.5 ns という値が得られている。また再結合反応が起こ る時間は液体アルゴンでは十分短いが [58]、液体キセノンの電子線励起の場合は 45 ns と、三重項 の蛍光寿命よりも長い。これらの時間スケールの違いにより、液体アルゴン蛍光の波形は再結合の 割合に依らず一重項と三重項の蛍光寿命のみで特徴づけられるが、液体キセノンの蛍光波形は再結 合の割合に応じて立ち上がり時間や減衰時間が複雑に変化する。

再結合するイオンと電子はスピンが逆向きとは限らず、一重項も三重項も生成される。さらに電 離電子との衝突により、一重項励起状態が三重項励起状態に変化する反応が起こる [59]。

$$R_2^* ({}^{1}\Sigma_u^+) + e^- \to R_2^* ({}^{3}\Sigma_u^+) + e^-$$
(2.1.16)

この反応は低 LET で多く生じると考えられており、実際に入射粒子の種類やエネルギーによって 一重項と三重項の割合が異なって観測されるが、定量的な理解はされていない。また、波長によっ ても一重項と三重項の割合や時定数が異なるという報告もある [58]。

粒子が希ガス媒質に付与したエネルギーは全てが蛍光となって検出器で読みだされるわけではな く、様々な理由により消失される。そこには原理的に不可避なものもあれば努力次第で回復可能な ものもある。

系に外部から電場がかけられていると、電離電子がイオンの分布する領域から離され、式 (2.1.12) の再結合反応が抑制される。すると蛍光として放出される光子数は減少するが、代わりに電離信号 として利用することができる。これを利用した検出器が、次節で述べる2相型検出器である。希ガ ス (特に液体キセノン)の再結合確率の電場およびエネルギー依存性は、簡略化されたモデルによ り記述されている。詳細な定量評価は Chapter 6 で述べるが、図 2.1.6 のように電場が高いほど再 結合率が下がり電離信号量は増加する。



図 2.1.6 アルゴンおよびキセノンの電荷収集量と電場の関係 [60]

反跳原子核や  $\alpha$ 線の事象では LET(すなわちエネルギー密度)が大きく、励起子同士が近距離に 分布するため、次のような過程 (Biexcitonic collision, Biexcitonic quenching) によって発光を伴 わずに励起状態が消滅してしまうことがある [55, 61]。ここで生成された電離電子は即座に再結合 するため、外部電場による収取は困難である。

$$R^* + R^* \to R^+ + R + e^-$$
 (2.1.17)

最初に生成された R\*, R<sup>+</sup> は 1 個の光子を発することができるため、左辺は潜在的に 2 光子分に相当するが、この反応によりそれが 1 光子分に減少してしまう。これは原子核反跳を用いて WIMPを探索する上では避けられない消光である。これについても、Chapter 6 で定量的に論じる。二量体の消光 R<sub>2</sub>\* + R<sub>2</sub>\* → 2R + R<sub>2</sub><sup>+</sup> + e<sup>-</sup> も考えられる<sup>\*1</sup>が、蛍光時定数が LET に依存しないことから、そのような反応は起きていないと考えられている。

希ガスの媒質中に不純物が混入すると、その物質に励起状態のエネルギーや電離電子を奪われる ことで消光が起こる。

液体アルゴンに不純物として酸素や窒素が混入した場合、次の反応により励起状態 (特に $^{3}\Sigma_{u}^{+}$ )

<sup>\*1</sup> この反応を Penning 効果と呼ぶ文献もある (例えば [58]) が、これは用語の間違えであり、Biexcimer quenching と呼ぶ方が適切である。Penning 効果は、後述のようにエネルギー準位の低い他種の原子 (基底状態) ヘエネルギー が移る現象である。

が脱励起される [62, 63]。

$$Ar_2^* + O_2 \to 2Ar + O_2$$
 (2.1.18)

$$\operatorname{Ar}_{2}^{*} + \operatorname{N}_{2} \to 2\operatorname{Ar} + \operatorname{N}_{2} \tag{2.1.19}$$

液体アルゴンの場合、こうして失われたエネルギーは光にならない。図 2.1.7 は酸素および窒素不 純物量と液体アルゴンの三重項蛍光寿命の測定値である。酸素の場合は 0.02 ppm、窒素の場合は 0.5 ppm 以上含まれると、蛍光時定数の顕著な変化が観測される。液体ではなく気体アルゴンの場 合には、窒素への励起以降により紫外から可視 (296 nm, 316 nm, 337 nm, 434 nm)の発光が生 じる [64]。

$$\operatorname{Ar}^{*}({}^{1}P_{1}, {}^{3}P_{0,1,2}) + \operatorname{N}_{2} \to \operatorname{Ar}({}^{1}S_{0}) + \operatorname{N}_{2}^{*}$$
 (2.1.20)

$$N_2^*(C^3\pi_u) \to N_2^*(B^3\pi_g) + h\nu$$
 (2.1.21)

気体アルゴンの場合でも、酸素、二酸化炭素、メタンが混入した際には発光せず消光のみが起きる [65]。



図 2.1.7 酸素 (左、[62]) および窒素 (右、[63]) 不純物量による液体アルゴンの蛍光寿命の変化

液体アルゴンにキセノンを混入させた場合には励起状態がキセノンに移り、128 nm の代わりに 175 nm の蛍光を発する [66]。

$$\operatorname{Ar}_{2}^{*} + \operatorname{Xe} \to \operatorname{Xe}^{*} + 2\operatorname{Ar}$$

$$(2.1.22)$$

$$Xe^* + Xe + Ar \rightarrow Xe_2^* + Ar$$
 (2.1.23)

$$Xe_2^* \to 2Xe + h\nu \ (175nm)$$
 (2.1.24)

また、励起子からのペニング電離も起こる [67]。

$$Ar^* + Xe \to Ar + Xe^+ + e^-$$
(2.1.25)

とくに電気陰性度の大きい酸素原子を含む O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> などの不純物は、励起状態を奪励起さ せるだけでなく電離電子を捕獲する。

$$O_2 + e^- \to O_2^-$$
 (2.1.26)

$$H_2O + e^- \to H_2O^-$$
 (2.1.27)

$$\mathrm{CO}_2 + \mathrm{e}^- \to \mathrm{CO}_2^- \tag{2.1.28}$$

酸素の場合、その混入量に比例した時定数 300  $\mu$ s/ppb が電離電子の寿命となる [68]。たとえば 10 ppb の場合なら、電離電子の数は 30  $\mu$ s で 1/e ~ 0.37 倍になる。この影響は電離信号を利用す る検出器では信号量に大きな影響を与えるため、希ガス媒質の純度維持が非常に重要となる。また 捕獲された電子は、たとえば  $O_2^-$  ならば  $\mathcal{O}(10 \text{ ms})$  ほどの時定数で再び電離電子として解放され、 ドリフトすると考えられている [69, 70]。

#### 2.2 気液2相型アルゴン検出器

気液 2 相型アルゴン検出器は、以下のような仕組みで WIMP 探索を行う検出器である (図 2.2.1  $E^{2}$ 。容器内に液体と気体のアルゴンがあり、液相部分に入って来た粒子 (WIMP や、背景事象 となる  $\gamma$ 線や中性子など) がアルゴン原子と衝突することにより蛍光と電離電子を発生させる。こ れの蛍光を一次蛍光 (S1) と呼ぶ。またこの容器には電場がかけられており、電離電子がドリフト して液相から気相部分に取り出されると、気体アルゴンを電離させ蛍光を発する。これを二次蛍光 (S2) と呼ぶ。S1 および S2 信号は、上下に配置された光検出器で検出される。この S1 の信号波形 と S1・S2 信号比が、WIMP や中性子による核子反跳 (Nuclear Recoil; NR) 事象の場合と、 $\gamma$ 線 や  $\beta$ 線による電子反跳 (Electron Recoil; ER) 事象の場合とでは異なり、この違いを用いること で反応位置の鉛直方向位置が、S2 光の検出パターンから水平方向位置が再構成でき、多重散乱事 象や表面事象の除去が可能である。このように 2 相型検出器は、蛍光だけを用いる 1 相型検出器や 電離信号だけを用いるガス検出器よりも ER/NR 分離能力や位置分解能に優れ、背景事象の除去に 利用できる (図 2.2.1 右)。



図 2.2.1 気液 2 相型アルゴン検出器 (左) および信号 (右)の概念図

検出器の観測量は S1 および S2 の光電子数であるが、これらの量と反跳エネルギーの間の対応 関係は、電場、エネルギー、および反跳の種類 (ER/NR) に強く依存する。その事象を ER 事象 と仮定して再構成したエネルギーを  $E_{ee}$  (単位は keV<sub>ee</sub>)、NR 事象と仮定したときのエネルギーを  $E_{nr}$  (単位は keV<sub>nr</sub>) と書く。添字の ee は electron equivalent を、nr は nuclear recoil を意味す

<sup>\*&</sup>lt;sup>2</sup> 2 相型 (キセノン) 検出器は、1990 年代末に鈴木聡氏によって考案された [71]。2000 年代の 2 相型キセノン開発に ついては、[72] に詳しくまとめられている。
る。エネルギーの再構成には S1 のみ、S2 のみ、および S1 と S2 の線形結合があるが、本研究では S1 のみを用いる。

大気から生成されるアルゴンには放射性同位体 <sup>39</sup>Ar が含まれ、これは半減期 269 年で  $\beta$  崩壊を する ( $Q_{\beta} = 565 \text{ keV}$ 、図 2.2.2 [73])。その自然存在比は ( $8.0 \pm 0.6$ ) ×  $10^{-16}$  g/g と非常に少ない が、放射能に換算すると 1 Bq/kg [74] となり、アルゴン検出器の主要な背景事象となりうる。



図 2.2.2 <sup>39</sup>Ar の β線エネルギースペクトル [73]

気液2相型アルゴン検出器の構成要素について、それぞれ簡単に説明する。

### 波長変換材 TPB

既に述べたように、波長 128 nm のアルゴン光はそのままでは効率のよい集光・検出が困難であ るため波長変換材を用いて可視光に変換する。近年の液体アルゴン実験では、主に TPB(1,1,4,4tetraphenyl-1,3-butadiene) が用いられる。これは図 2.2.3(左) のような白色・針状粉末の物質で、 分子構造は図 2.2.3(右) である。水には溶けず、有機溶剤であるトルエンには溶解である。エタ ノールには難溶であるが、洗浄等には使用できる。TPB の基本物性\*<sup>3</sup>を表 2.2.1 にまとめた。





図 2.2.3 TPB の外観写真 (左) と分子構造 (右)

TPB の発光スペクトルは図 2.2.4(左) のような形をしており、420 nm にピークを持つ。吸収波 長帯は 400 nm 程度までで、発光波長帯とのオーバーラップが少ない。また吸収スペクトルが非 常に短い波長まで伸びているという特徴がある [75]。波長変換効率は図 2.2.4(右) の赤線のように

<sup>\*3</sup> http://www.guidechem.com/dictionary/jp/1450-63-1.html

表 2.2.1 TP	B の基本物性
分子式	$C_{28}H_{22}$
分子量	358.48
密度	$1.079~{ m g/cm^3}$
沸点 (大気圧)	$556.1 \ ^{\mathrm{o}}\mathrm{C}$
融点 (大気圧)	$207-209^{\mathrm{o}}\mathrm{C}$
発火点	$289 \ ^{o}\mathrm{C}$
保管温度	2–8 °C
屈折率	1.635

なっており、アルゴン蛍光の 128 nm 光に対しては 0.7 程度である [76]。発光時定数は 1 ns 程度 であり [77]、アルゴン蛍光と比べ十分短い。さらに他の蛍光物質と比べ発光効率などの温度依存性 が小さく低温環境下でも良い光学特性を保つため [75]、暗黒物質探索に限らず、液体アルゴンを用 いたニュートリノ実験や陽子崩壊探索実験などでも幅広く利用されている。



図 2.2.4 TPB の発光スペクトルと波長変換効率 [76]

TPB に酸素環境下で紫外線が当たると分解してベンゾフェノンという物質になる [78]。これは 化粧品などに利用される紫外線吸収材として有名な物質で、発光はしない\*4。また TPB を加熱し すぎると黄色くなる [79]。この物質の正体は良く分かっていないが、波長変換しないため好ましく ない存在である。

### PMT

光検出器としては PMT(Photo-Multiplier Tube) を使用し、これを有感領域の上下に配置する。 液体アルゴン実験では、主に Hamamatsu R11065 (図 2.2.5 左) が用いられる。これは液体アルゴ ンによる暗黒物質探索用に開発された、低 BG(~75 mBq/PMT)、高 QE、低温使用可能の合成石 英窓の 3 インチ PMT である。有感波長帯は 160~700 nm で、図 2.2.5(右) のような QE 分布を 持つ [80]。TPB により波長変換された 420 nm 光に対する QE の値は、30% 程度である (スペッ ク値としては 25%)。ダイノードは 12 段の Box&Line 型で、フォトカソードおよびダイノード表 面はバイアルカリ (K-Cs-Sb) である。典型的な駆動電圧は 1700 V であり、Gain は 10<sup>6</sup> オーダー である。使用するデバイダー回路によって陽電圧印可でも負電圧印可でも使用できるが、光電面が 筐体と導通しているため後者の場合には PMT 自体を他の金属から絶縁する必要がある。

<sup>\*4</sup> 自身は発光しないが光増感剤としての働きはあり、例えばスチルベンに混ぜるとこれを発光させる。



図 2.2.5 R11065 の外観写真 (左) と量子効率 (右 [80])

### 反射材

単に上下面に PMT を配置しただけでは光信号の多くを取りこぼしてしまう。例えば直径と高さが 等しい円筒容器の中心で発生した光は、約6割が側面へ向かう。また同じ反跳エネルギーの事象で も発生位置によって信号量が大きく変わってしまうため、エネルギー再構成の精度が悪くなる。そ のため、側面に反射材を配置することで光収集効率の向上と位置依存性の軽減をはかる。検出器内 部に電場をかけるため、銀などの金属を用いることはできない。そのため PTFE の乱反射材や誘 電体多層膜の鏡面反射材が用いられる。

### Anode, Cathode

液相に数百 V/cm~数 kV/cm のドリフト電場を、液面から気相に数 kV/cm の取り出し電場を形成するための電極である。光を通す必要があるため、グリッド状の金属や、透明電極膜を製膜したライトガイド (石英やアクリル)が用いられる。キセノン実験では波長変換材を用いないためグリッドが使われるが、アルゴン実験ではライトガイドに透明電極膜と TPB を製膜して用いられることが多い。透明電極としては、ITO (Indium Tin Oxide)が用いられる。これは酸化インジウム (In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)と酸化スズ (SnO<sub>2</sub>)の無機化合物で電気伝導性を持ち、その薄膜は可視光の透過率が高いため広く利用されている\*5。ITO 膜の機械的強度は比較的強く、キムワイプ等で拭いても傷ついたり剥がれ落ちることはない。保存環境関しても湿度・温度などは特に管理する必要なく室温環境下で問題ない。しかし 500 ℃以上の温度では透過率が悪化する。化学的には、有機溶剤には不溶でエタノール洗浄などは可能である。またアルカリには強いが、強酸には弱い。

ITO 層における光の吸収損失は、基本的に膜厚が薄いほど小さくなる。図 2.2.6<sup>\*6</sup>は ITO の屈 折率と消衰係数である。消衰係数 k の物質に波長  $\lambda$ 、強度  $I_0$  の光が深さ z だけ侵入した時の強度 I(z) は、ベールの法則により以下のように表される。

$$I(z) = I_0 \exp\left(-\frac{4\pi kz}{\lambda}\right) \tag{2.2.1}$$

たとえば波長 420 nm の光が厚さ 10 nm の ITO 層を通り抜けたときの吸収損失率 A は、 k=0.04 とすると

$$A = 1 - \exp\left(-\frac{4\pi kz}{\lambda}\right) = 1 - \exp\left(-\frac{4\pi \times 0.04 \times 10\text{nm}}{420\text{nm}}\right) = 0.012 \qquad (2.2.2)$$

と計算できる。

<sup>\*5</sup> 産業用途としてディスプレイやタッチパネル、太陽電池、曇り止めヒーターなどに用いられている。

<sup>\*6</sup> http://www.filmetricsinc.jp/refractive-index-database/ITO/Indium-Tin-Oxide-InSnO



図 2.2.6 ITO の屈折率と消衰係数 (フィルメトリクス社の屈折率データベースより)

ITO は電気伝導性を持つがある程度の電気抵抗があり、膜厚を薄くするほど抵抗率は大きくなる。ITO の電気抵抗はシート抵抗  $R_s$ という量で評価される。これは長さ L、幅 W の長方形の ITO に対し、向かい合う対辺間の電気抵抗を測定した結果を Rとすると、 $R_s = R \times \frac{W}{L}$ と定義され、大きさや縦横比が変わっても長さをかけて幅で割れば対辺間の抵抗値が算出できるといった量である。単位は  $\Omega$ と同じ次元だが、区別するために  $\Omega$ /sq と表記される。

#### 取り出し電極

一般にドリフト電場と取り出し電場は異なる大きさの電場をかけるため、Anode と Cathode に加 え液面の下にもう一枚の電極を設置する。これはドリフト電子を透過させる必要があるため、グ リッドを用いる。

#### 保護電極

Anode および Cathode は数十 kV の電位となるため、そのすぐ近くに配置される PMT(筐体が接 地されている)を保護するための電極が必要となる。これも光を通すためにグリッドもしくは透明 電極膜を利用する。

#### Field Shaper

検出器内部に一様な電場を形成するためには上下の電極だけでは不十分であり、側面 (反射材の外側) に Field Shaper と呼ばれる導体のリングが必要となる。

### 2.2.1 S1 の波形弁別による ER/NR 分離

既に述べたように、NR 事象と ER 事象では S1 の発光波形が異なるため、これを事象分離に用い ることができる。これを波形弁別法 (Pulse Shape Discrimination; PSD) と呼ぶ。図 2.2.7 はピー クで規格化した液体アルゴンの S1 平均波形で、赤が ER 事象、緑が NR 事象である。どちらも一 重項励起状態の蛍光寿命 6 ns と、三重項励起状態の蛍光寿命 1.5 µs の時定数を持つ 2 つの成分が ある。その割合は ER 事象と NR 事象で異なり、前者の方が三重項の割合が多い。

PSD の評価方法はいくつもあるが、最も単純な方法は波形を適当な時間 (時定数が切り替わる 100 ns 付近) で区切り、その前側の積分値を Fast(もしくは prompt) 成分、後側の積分値を Slow(も しくは late) 成分、その和を Total と呼び、Slow/Toal の値を用いる方法である。図 2.2.8(左) は Micro-CLEAN 実験 (ゼロ電場、1 相) によって測定された、ER 事象および NR 事象のエネルギー と Prompt fraction (1 – Slow/Toal) の相関の分布である。~ 15 keV<sub>ee</sub> 以上の領域では ER と NR がよく分離できている。しかしエネルギーが低い領域では両者の分布が広がり、混ざりあってい る。S1 の蛍光光子それぞれが Fast になるか Slow になるかは二項分布的な確率でふらつくため、 S1 光量が少ないほど統計分散が相対的に広がるためである。



図 2.2.7 ER 事象 (赤) と NR 事象 (緑) の液体アルゴン蛍光波形 [81]。ピーク値で規格化されている。

図 2.2.8(右) は、NR 事象の取得効率を一定に保つように PSD パラメタの値にカットをかけて ER 事象を除いたとき、除ききれずに残る ER 事象の割合、すなわち ER/NR 分離能力を示した 図である。エネルギーが高くなるほど、分離能力は指数関数的に向上する。また同じエネルギーで も、検出器の光検出効率が高いほど分離能力も強力になる。



図 2.2.8 左: ER(赤) および NR(青) の PSD パラメタ分布 (Micro-CLEAN [82])。右: PSD による ER/NR 分離能力のエネルギー依存性 (DEAP-3600 [83])。

### 2.2.2 電離蛍光比による ER/NR 分離

もう一つの ER 事象分離の方法が、電離蛍光比 (S2/S1)の利用である。前述の通り NR 事象と ER 事象では励起・電離を起こす割合が異なる。電離電子の再結合により発生する蛍光は光子 1 個であ るが、液相部に電場をかけてこの電離電子をドリフトさせ、強い電場 (> 3 kV/cm)をかけて気相 部に取り出し加速させると、周りのガスアルゴンを励起し発光することで複数の S2 光子として読 みだすことができる。この S2/S1 を用いた ER/NR 分離について、アルゴンではこれまで定量的 な研究がほとんど行われていない。WArP 実験 [38] では PSD と S2/S1 の両者を用いた解析が行 われたが、NR 事象の取得効率のみが評価され、ER/NR 分離能力については言及されていない。 DarkSide-50 実験 [39] では PSD のみが ER/NR 分離に使用され、S2 は位置再構成として用いる に留まっている<sup>\*7</sup>。

ー方キセノン実験では様々なグループにより性質が調べられ、実際の暗黒物質探索に有効活用されている。そのため、ここではアルゴンの代わりにキセノンのS2/S1の性質について述べる。図2.2.9 は2相型キセノン検出器 (ドリフト電場 876 V/cm) で取得されたエネルギーと電離蛍光比の相関 ([84] の Figure 5.1) で、上段は左右とも <sup>133</sup>Ba 線源 ( $\gamma$  線) データで、同じデータを横軸の範囲を変えて表示している。下段左は<sup>252</sup>Cf 線源 (中性子と  $\gamma$  線) データ、下段右は <sup>57</sup>Co 線源 ( $\gamma$  線) データである。 $\gamma$  線による ER 事象は 10 keVee 付近で最小値を取り、低エネルギー側では急激に、高エネルギー側では緩やかに増加している。一方、中性子による NR 事象はエネルギーが低くなると単調に増加する。また、この図だけではわかりにくいが、ER/NR それぞれの分布のバンド幅はエネルギーによらずほとんど一定である。



図 2.2.9 2 相型キセノン検出器 (876 V/cm) におけるエネルギーと電離蛍光比の相関 [84]。上 段は左右とも <sup>133</sup>Ba 線源、下段左は <sup>252</sup>Cf 線源、下段右は <sup>57</sup>Co 線源によるデータである。

図 2.2.10 は、5 つの電場点で ER/NR それぞれエネルギーごとに  $\log_{10}(n_e/n_{\gamma})$  の平均値を重ね 描いて比較したものである。左下の直線的に並んでいる点は NR 事象で、右上のカーブして並んで

<sup>\*&</sup>lt;sup>7</sup> これとは別に、S2 信号のみを使った解析も行われている。これについては Chapter 8 で議論する。

いる点は ER 事象である。電場が高くなると再結合確率が減るため、 $\log_{10}(n_e/n_{\gamma})$ の値は大きい 方向へ動く。どの電場でもエネルギーが小さくなると、途中までは ER と NR が近づいていくが、 途中からは両者が離れていくといった特徴が見られる。



図 2.2.10 log<sub>10</sub>(n<sub>e</sub>/n<sub>γ</sub>)の平均値の電場、エネルギー、および ER/NR 事象依存性 [84]

2 相型キセノン検出器実験では、S2/S1 による ER/NR 分離能力は、光検出効率やエネルギー 領域などにはあまり依存せず  $\simeq 10^3$  となることが知られている [85]。例として、LUX 実験におけ る S2/S1 分布と、これによる ER/NR 分離能力のエネルギー依存性の評価結果を図 2.2.11 に挙げ る [86]。2 相型キセノン実験は主に数百 V/cm のドリフト電場で運用されており、ここで挙げた LUX の場合は 180 V/cm となっている。2 相型アルゴン実験の DarkSide-50 の場合は 200 V/cm で、LUX と近い値である。しかし、図 2.1.6 からわかるように、アルゴンとキセノンでは同じ電場 でも電荷収集効率は異なる。この図では、キセノンの場合は 500 V/cm 付近で収集効率が飽和して いるが、アルゴンでは 1 kV/cm を超えても飽和していないように見える。そのため、2 相型検出 器として運用する上で最適な電場の値は両者で異なる可能性があり、アルゴンではより広い範囲で の基礎特性評価が必要であると考えられる。



図 2.2.11 LUX 実験における S2/S1 分布 (左) と ER 事象分離能力 (右) [86]

# Chapter 3

# Performance of VUV-sensitive MPPC for Liquid Argon Scintillation

本章では、液体アルゴン蛍光検出の新たなデバイス開発として行った VUV-MPPC の性能評価に ついて述べる。まず VUV-MPPC の開発の歴史と種類を簡単にまとめる。次に可視光 LED を用 いた低温基礎特性評価試験と、液体アルゴン蛍光直接検出効率の測定および波形弁別能力の評価に ついて述べる。最後に、この VUV-MPPC を組み込んだ気液 2 相型検出器で得られたデータから、 位置分解能について議論する。

# 3.1 VUV-MPPC

MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) は SiPM (Sclicon Photo-Multiplyer) と呼ばれる 1 光子 検出が可能な半導体光検出器の一種で、浜松ホトニクス社により開発・生産・販売されている製品 である<sup>\*1</sup>。通常の SiPM は可視光から近赤外光に感度を持つが、浜松ホトニクス社では液体アルゴ ンや液体キセノン中での使用を目的とした VUV-MPPC が開発されている。VUV-MPPC の開発 は、まず MEG-II 実験 ( $\mu \rightarrow e\gamma$  反応探索実験)<sup>\*2</sup> における液体キセノンシンチレーターでの使用 を主目的として 2012 年ごろから開発が始まり [87]、波長 175 nm の液体キセノン蛍光の直接検出 を達成し 2016 年に MEG-II 検出器に実装された [88]。その後さらに波長の短い 128 nm の液体ア ルゴン蛍光の直接検出に向けた改良がなされた。本章では、その試作サンプルの性能評価試験につ いて述べる。

液体アルゴン蛍光に感度を持った VUV-MPPC のサンプルには VUV2, VUV3, VUV4 の 3 つ の世代がある。VUV2 は 2014 年 4 月に試作された種類で、受光面サイズが 3 mm 角、ピクセル ピッチが 50  $\mu$ m の 3X3MM-50UM VUV2 がある。これは当時販売されていた可視光 MPPC の S12572-33-050C を元に、受光面の表面の材質を改良することで液体アルゴン蛍光に感度を持った 史上初の SiPM である。S12572-33-050C は「第 2 世代」と呼ばれる MPPC で、メタルクエンチ抵 抗を採用しており液体窒素温度 (-196 °C) まで使用可能であるが、ピクセル間の Cross-talk が多い といった欠点がある。図 3.1.1 は浜松ホトニクス社で測定された 3X3MM-50UM VUV2 の PDE スペクトルである。これは重水素ランプの光を分光し、常温 (25°C)、真空中で測定された。

VUV3 は 2015 年 4 月に試作された種類で、ピクセルピッチが 50  $\mu$ m の 3X3MM-50UM VUV3 と 100  $\mu$ m の 3X3MM-100UM VUV3 の 2 種類が試作された。VUV3 は「第 3 世代」と呼ばれ る可視光用 MPPC の S13360-3050CS を元にされている。これはピクセル間にトレンチと呼ばれ る構造を作ることで Cross-talk を大幅に削減しており、VUV3 でも同様の改善がなされている。 受光面材質は VUV2 と同じため量子効率は変わらないが、3X3MM-100UM VUV3 ではピクセル ピッチの大型化により Fill Factor が改善され、PDE が向上している。

<sup>\*1</sup> https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/mppc/index.html

<sup>\*2</sup> https://meg.web.psi.ch/index.html



HAMAMATSU

図 3.1.1 真空中で測定された 3X3MM-50UM VUV2 の PDE スペクトル (提供:浜松ホトニ クス株式会社 固体事業部)

表 3.1.1 使用した VUV-MPPC のサンプルとその常温基礎特性 (提供:浜松ホトニクス株式 会社 固体事業部)

Type No.	Serial No.	Bias voltage	Gain	Dark counts
3X3MM-50UM VUV2	A0010	$66.65 \mathrm{~V}$	$1.25 \times 10^{6}$	$572 \mathrm{~kHz}$
3X3MM-50UM VUV2	A0011	$66.77 \ V$	$1.25 \times 10^{6}$	$701 \mathrm{~kHz}$
3X3MM-50UM VUV3	A0011	$54.87 \ V$	$2.00 \times 10^{6}$	$674 \mathrm{~kHz}$
3X3MM-100UM VUV3	A0003	$53.78~\mathrm{V}$	$5.50 \times 10^{6}$	$553 \mathrm{~kHz}$

VUV4 は 2016 年に製作された種類で、VUV 感度が向上され [89]、その後 S13370-シリーズと して商用化された。VUV4 に関する試験は本研究では扱わないため、[90] を参照。

表 3.1.1 に、本研究で使用したサンプルの、浜松ホトニクス社で測定された常温 (25°C) における基礎特性を記載する。

## 3.2 低温試験

液体アルゴン中での試験に先立ち、常温から液体窒素温度までの温度の範囲で各種サンプル MPPC の基礎特性を評価した。図 3.2.1(左) はそのセットアップの概略図である。

MPPC は容積 10L のステンレス製の真空チェンバー内に設置されており、このチェンバーを液体窒素のバス (大気開放されている) に浸すことで温度を調節する。チェンバー内は 1 気圧の窒素 ガスが封入されており、温度変化に応じて窒素を充填・放出することで内圧をほぼ一定に保ってい る。MPPC そのものの温度を直接測定することは難しいが、ここでは付近に 2 つの白金抵抗温度 計 (Pt100) を設置し、これを用いて MPPC の温度をモニターしている。2 つの温度計の読み値は およそ ±5 °C 程度の差が生じるため、これを温度測定の系統誤差として用いる。

光源には発光波長 415 nm の LED を用いている。この LED をチェンバー外の常温部に設置した暗箱内で点滅 (パルス幅は数 ns 程度) させ、光ファイバーとフィードスルーを介して MPPC 受

光面に光を照射している。LED の発光量は、1 回の点滅で平均 1 個程度の光子が MPPC 受光面に 入射するように調節し、暗箱内に設置された PMT (Hamamatsu H1161) でモニターされている。 発光量は、実験を通して 0.5% 程度で安定している。

MPPC の駆動および信号増幅には、常温部に設置した MPPC ドライバーキット (Hamamatsu C12332) を用い、フィードスルーを介して低温部の MPPC に接続している。C12332 のアンプの ゲイン (較正値) は  $G_{\rm amp} = 10.9 \pm 0.1$  である。このアンプで増幅された信号電圧波形は CAEN の FADC(V1724, 100 MS/s) で取得され、1 事象ごとに解析的に積分電荷が計算される。その積分時 間は MPPC のピクセルピッチごとに時定数にあわせ、50  $\mu$ m ピッチの場合は [-20 ns, 120 ns]、100  $\mu$ m ピッチの場合は [-20 ns, 500 ns] と定義した。原点 t = 0 は平均波形の立ち上がり時刻と する。



図 3.2.1 左: MPPC 低温基礎特性評価のセットアップ概略図。右: -190°C における 3X3MM-50UM VUV3 サンプルの LED 信号電荷分布。

図 3.2.1(右) は、 $-190^{\circ}$ C における 3X3MM-100UM VUV3 の信号電荷分布 (50,000 事象) の例 である。bias voltage は  $V_{\text{bias}} = 44.0$  V で駆動されている。それぞれのピークは 0 p.e., 1 p.e., 2 p.e. に対応し、3 つの Gaussian で Fit することでそれぞれの電荷 ( $Q_0, Q_1, Q_2$ ) および事象数 ( $N_0, N_1, N_2$ ) が得られる。また全事象の平均電荷  $Q_{\text{LED}}$  は、3 p.e. 以上の事象も含めオーバーフ ローのないように評価する。

ピーク同士の距離  $Q_G := Q_1 - Q_0 = Q_2 - Q_1$ は、MPPC の gain G と素電化 e =  $1.6 \times 10^{-19}$ C、 およびアンプの gain  $G_{\text{amp}}$ を用いて

$$Q_G = \mathbf{e} \times G \times G_{\mathrm{amp}} \tag{3.2.1}$$

と表される。良く知られているように、Gは MPPC のピクセル静電容量 C と降伏電圧  $V_{bd}$  もし くは over-voltage  $V_{ov}$  を用いて

$$G = \frac{C(V_{\text{bias}} - V_{\text{bd}})}{e} = \frac{CV_{\text{ov}}}{e}$$
(3.2.2)

と表され、電圧に対し線形に増加する。

MPPC の受光面に入射する LED 光の光子数は、それぞれの事象が独立なので Poisson 分布に 従う。その期待値を μ<sub>in</sub> とおくと、光子が 1 個も検出されない 0 p.e. 事象数は

$$N_0 = N_{\rm all} \times e^{-\mu} = N_{\rm all} \times e^{-\mu_{\rm in} \times \rm PDE}$$
(3.2.3)

となる。ここで  $N_{\text{all}}$  は全事象数、PDE は MPPC の (LED 光の波長における) 光検出効率である。 MPPC の PDE は、受光面のうち有感領域の占める割合である開口率  $F_q$ 、入射光子が空乏層で キャリアを生成する確率である量子効率 QE、キャリアが増幅部に到達し雪崩増幅を起こす確率  $P_a$ の積として

$$PDE = P_a \times QE \times F_a \tag{3.2.4}$$

と表される。この中で  $P_a$  だけは  $V_{ov}$  に応じて変化する。今回のセットアップでは入射光子数  $\mu_{in}$ の絶対値評価が困難なため PDE の絶対値も測定できないが、LED の発光量を一定に保つことで PDE の相対的な  $V_{ov}$  依存性は評価できる。

MPPC では cross-talk や afterpulse (まとめて CTAP と呼ぶ) が確率的に発生し、1 光子あた り複数光電子の信号電荷が読みだされうるため、1 p.e. 以上の事象数分布は単純な Poisson 分布に は従わない。2 p.e. 以上の事象数はこの効果によって増加も減少もするが、1 p.e. 事象数は減るだ け (0 p.e. 事象は CTAP を起こさないため) なので、CTAP が起こる確率 X は、先ほど 0 p.e. 事 象数から算出された検出光子数期待値  $\mu$  を用いて次の式のように定義できる。

$$N_1 = N_{\rm all} \times \mu e^{-\mu} \times (1 - X) \tag{3.2.5}$$

cross-talk はもとの信号と同じタイミングで発生するが、それより時間をおいて発生する afterpulse は gain 測定用の積分幅では取りこぼす可能性があるので、本研究では別途 [-20 ns, 600 ns] の幅 で積分された電荷分布を用いて  $N_1, X$  を評価した。

X は浜松ホトニクス社が各 MPPC のスペックとして公表している量であり、MPPC の性能を 示す一つの指標である。しかし X はあくまで「1 つのピクセルが 2 p.e. 以上の信号を出す確率」 であり、その結果として何光電子相当の信号電荷が読みだされるかといった量には直接結びつかな い。本研究では MEG グループによる液体キセノン蛍光の検出効率測定 [91] に合わせ、1 光子が検 出されたときに読みだされる実効的ピクセル数 (CTAP factor) N<sub>pix</sub> を

$$N_{\rm pix} = \frac{Q_{\rm LED}}{Q_G} \times \frac{1}{\mu} \tag{3.2.6}$$

と定義し、後述の液体アルゴン蛍光に対する PDE 測定の際に用いる。

-190°C において測定された gain G、相対 PDE、CTAP 率 X、および CTAP factor  $N_{\text{pix}}$ の 電圧依存性を図 3.2.2 に示す。それぞれの色はサンプルの種類を表す。横軸はすべて  $V_{\text{ov}}$  であり、  $V_{\text{bd}}$ (gain 直線の切片として求められる) はすでに差し引かれている。

同様の測定を常温から液体窒素温度に至る複数の温度点で行った。図 3.2.3(左) は –190, –160, –130,–100, –80, –50, –20, 20 °C の 8 つの温度点における 3X3MM-50UM VUV2 (A0010) の gain の V<sub>bias</sub> 依存性である。温度の低下とともに V<sub>ov</sub> が低下し (およそ 50 mV/K)、gain 直線が左 側へ平行移動していく様子が見て取れる。それぞれの温度での傾きは MPPC のピクセル静電容量 (85 fF) に比例し、温度に依らず一定である。

図 3.2.3(右) は LED を消灯した状態で観測した、3X3MM-50UM VUV2 (A0010) の Dark count rate の温度依存性である。よく知られているように、MPPC は冷却することでの Dark count rate が劇的に低下し、-150°C 以下で 1 Hz 未満となった。これより低い rate では、セットアップの状 態 (主に光ファイバーのカバーを透過する非常に小さなライトリークと考えられる) により測定が 困難なため、上限値として評価する。



図 3.2.2 –190°C、415 nm の LED 光を用いて測定された、各種サンプル MPPC の gain (左上)、相対 PDE (右上)、CTAP 確率 (左下)、および CTAP ファクター (右下) の Over-voltage 依存性



図 3.2.3 右:各温度で測定された 3X3MM-50UM VUV2 (A0010)の gainの Bias-voltage 依存性。四角 (■) は浜松ホトニクス社によるデータシートの値 (25°C)。左:Dark count rate の温度依存性。

# 3.3 液体アルゴン蛍光の検出効率測定

Ì

VUV-MPPC による液体アルゴン蛍光直接検出試験のセットアップの概略図を図 3.3.1 に示す。 液体アルゴンは内容量 75L の真空断熱容器に貯められ、液相中に MPPC が固定されている。3 種の VUV-MPPC サンプルそれぞれに 1 個の <sup>241</sup>Am  $\alpha$  線源 (5.5 MeV, 40 Bq) を、受光面から 1cm 離した位置に固定している。このとき、線源から 3 mm 角の MPPC 受光面を見込む立体角は  $A_{\text{MPPC}} = 0.7\%$ となる。また  $\alpha$ 線に対する液体アルゴン蛍光の仕事関数は  $W_{\alpha} = 27.5 \text{ eV/photon}$ なので [92]、MPPC 受光面に入射する液体アルゴン蛍光の光子数  $N_{\alpha}$  は、

$$N_{\alpha} = E_{\alpha}/W_{\alpha} \times A_{\text{MPPC}}$$
  
= 5.5 MeV/(27.5 eV/photon) × 0.7%  
= 1400 photons (3.3.1)

と見積もられる。設置精度はノギスの分解能 ~ 0.05 mm 程度であり、後述する他の系統誤差より も十分良い。MPPC および線源を固定する冶具はアルミニウム板とステンレスのボルト・ナット を使用している。これらは波長 128nm の液体アルゴン蛍光は反射しないと考え、その影響は無視 する。MPPC の近傍には低温試験のときと同様に白金抵抗温度計 (Pt100) を設置し、温度をモニ ターしている。MPPC の駆動および信号の読み出しには、液体窒素による低温試験のときと同じ ものを使用している。



図 3.3.1 VUV MPPC の液体アルゴン試験セットアップの概略図

このセットアップで測定された  $\alpha$ 線信号の電荷分布 (各色は MPPC のサンプルの種類に対応) および平均波形 (3X3MM-50UM VUV3) を図 3.3.2 に示す。このときの over-voltage は 3 V に 揃えられている。電荷はトリガー時刻を基準に [-20 ns,  $10 \mu$ s] の積分時間で評価している。どの MPPC でも、5.5 MeV の  $\alpha$ 線の全吸収ピークが明確に観測されており、その event rate は線源強 度から期待されるものに一致している。また平均波形には 2 つの時定数成分が表れており、遅い成 分の時定数は ~ 1.5  $\mu$ s と液体アルゴンの三重項蛍光寿命に一致する。このセットアップでは波長 変換材等は一切用いておらず、VUV-MPPC による液体アルゴン蛍光の直接検出が達成されたと いえる。それぞれの電荷分布を Gauss 分布でフィットすることで、信号電荷の平均値  $Q_{\alpha}$  とエネ ルギー分解能  $\sigma/Q_{\alpha}$  が得られる。その結果を表 3.3.1 に示す。cross-talk の削減 (VUV2→VUV3) および開口率の向上 (50UM→100UM) によって分解能が向上していることが分かる。

表 3.3.1 各サンプル MPPC の信号 (図 3.3.2, 左) における平均電荷とエネルギー分解能、お よび PDE 算出に用いたパラメタの一覧。誤差は統計誤差のみを表記しており、系統誤差につい ては本文を参照。

	-50UM VUV2	-50UM VUV3	-100UM VUV3
	A0011	A0011	A0003
Bias voltage $(V_{\text{bias}})$	56.20 V	44.85 V	45.27 V
Mean charge $(Q_{\alpha})$	$592.6\pm1.0~\mathrm{pC}$	$345.0\pm0.6~\mathrm{pC}$	$2528.4\pm3.4~\mathrm{pC}$
Energy resolution $(\sigma/Q_{\alpha})$	$12.6 \pm 0.2~\%$	$11.6 \pm 0.2~\%$	$9.1 \pm 0.2~\%$
Gain $(G)$	$1.8  imes 10^6$	$1.8  imes 10^6$	$7.5  imes 10^6$
Cross-talk & Afterpulse $(N_{\text{pix}})$	2.6	1.1	1.1
# of pixel hit $(N_{\text{uncorr}})$	160.5	117.9	180.5
# of photoelectrons $(N_{\rm corr})$	96.7	108.1	170.4
# of pixel	3600	3600	900
Counting loss correction $(k)$	1.01	1.01	1.06
PDE	7.3%	7.8%	12.9%



図 3.3.2 <sup>241</sup>Am の  $\alpha$  線 (5.5 MeV) による液体アルゴン蛍光の直接観測結果 ( $V_{ov} \sim 3$  V)。 左:3 種類のサンプル MPPC で検出された信号電荷分布。右:3X3MM-50UM VUV3 で検出 された信号の平均波形。

この液体アルゴン試験セットアップでは、先の低温試験のような LED を用いた較正が行えな かったため、液体アルゴン蛍光のトリガー時刻から 3  $\mu$ s 以降の領域に現れる孤立した 1 p.e. のパ ルスの電荷 (積分幅 120 ns) を各  $V_{\text{bias}}$  で測定し、これを  $V_{\text{bias}}$  の 1 次関数でフィットした切片から  $V_{\text{bd}}$  を決定した。この  $V_{\text{bd}}$  と、低温試験で求めた MPPC gain G と CTAP factor  $N_{\text{pix}}$  を用いる ことで、次式のように  $\alpha$  線信号電荷  $Q_{\alpha}$  を検出光子数に焼き直すこができる。

$$N_{\text{real}} = N_{\text{uncorr}} \times \frac{1}{N_{\text{pix}}} = \frac{Q_{\alpha}}{Q_G} \times \frac{1}{N_{\text{pix}}}.$$
(3.3.2)

ここで  $N_{\text{uncorr}}$  は CTAP も含めた光電子数、 $N_{\text{real}}$  は CTAP の効果を補正した検出光子数である。 MPPC はピクセル数が有限なため、入射光子数が多くなると一つのピクセルに同時に複数光子 が入るといったことが起こる。このような場合には 1 ピクセル分の信号電荷しか読みだされないた め、実効的に計数率が低下する。液体アルゴン蛍光は  $\mu$ s オーダーに広がった時間分布を持つため、 この効果は非自明である。ここでは toy MC を用いて、3600 ピクセル (3 mm 角、50  $\mu$ m ピッチ) および 900 ピクセル (3 mm 角、100  $\mu$ m ピッチ) の MPPC に  $N_{\alpha} = 1400$  個の VUV 光が入射 した際、測定される PDE<sub>measured</sub> =  $N_{\text{real}}/N_{\alpha}$  が実際の PDE<sub>true</sub> からどれだけ変化するかを見積 もった。図 3.3.3(left) はその結果である。赤線は 900 ピクセル、青線は 3600 ピクセルの MPPC を表し、破線はすべての光子が同時に入射した場合、実線はアルゴン蛍光波形に従う時間分布で入 射した場合を表す。この値 (実線)を補正係数 k とおくと、MPPC の液体アルゴン蛍光に対する PDE の絶対値は

$$PDE = k \times \frac{N_{\text{real}}}{N_{\alpha}}$$
(3.3.3)

と求めることができる。表 3.3.1 には、 $V_{over} = 3$  V のデータに対するそれぞれの値を記載した。 同様の解析を各電圧のデータに対して行い、 $V_{over}$ の関数としてグラフ化した結果が図 3.3.3(右) である。3 V 以上でおよそ一定値となり、その値は 50  $\mu$ m ピクセルでは約 8%、100  $\mu$ m ピクセ ルでは約 13% となる。浜松ホトニクス社によると、VUV 光に対する開口率  $F_g$  は前者が 40%、 後者が 62% であり、本測定結果と整合する。3 V 以上で雪崩増幅率  $P_a$  が 100% になったと仮 定すると、量子効率は QE = 20% 程度であると見積もられる。また 3X3MM-50UM VUV2 と 3X3MM-50UM VUV3 の結果を比較すると、信号電荷が 2 倍ほど異なっていたにもかかわらず PDE はほぼ同じ値になっている。両者に受光面の違いがないためこの結果は期待通りであるが、 逆にこれは CTAP factor による補正が正しく行えていることを意味する。



図 3.3.3 左: toy MC によって評価された、観測される PDE と実際の PDE の関係。右: 各種 サンプル MPPC に対して測定された、液体アルゴン蛍光に対する PDE 絶対値の Over-voltage 依存性。バンドは系統誤差を表す。

本測定における主要な系統誤差は breakdown voltage  $V_{bd}$ の決定精度であり、それに応じて用いる gain や CTAP factor の値も変化する。先ほど述べたように、この解析では液体アルゴン蛍光信号から孤立した 1 p.e. 信号電荷を集めて  $V_{bd}$ を決めたが、これとは別に孤立した 1 p.e. 信号の波高を用いる方法と、低温試験で取得した温度依存性と液体アルゴン温度から計算する方法の 2 通りでも  $V_{bd}$ を見積もり、これらとの差から  $V_{bd}$ に対して +0.17/-0.21 V の系統誤差を付けた。

3X3MM-50UM VUV2 では、低温試験と液体アルゴン試験で異なる個体のサンプルを用いたため、 その個体差として ±0.2 V を独立な系統誤差として加算している。

また、ピクセル数飽和の補正係数 k の見積もりに対して、補正なし (k = 1) を下限、すべての光 子が同時に入射した場合の値 (図 3.3.3 左の破線) を上限とする系統誤差を付けた。これの寄与は 50  $\mu$ m ピクセルの場合は  $V_{bd}$  の誤差に比べて十分小さいが、100  $\mu$ m ピクセルの場合にはそれと同 程度となる。以上を考慮した結果、PDE の測定値に付けられた系統誤差が図 3.3.3(右) のバンドで ある。

さらに、 $\alpha$ 線信号の PSD についても性質を調べた。図 3.3.4 の黒いデータ点は、3X3MM-100UM VUV3 で得られた信号液体アルゴン蛍光信号の Slow/Total 分布である。ここで、Fast は -20 ns から 120 ns、Slow は 120 ns から 10  $\mu$ s の範囲と定義している。後に Chapter 5 で示す PMT と TPB を用いて検出された NR 事象と同じく、Slow/Total~0.3 付近に分布している。また図中の 赤いヒストグラムは二項分布から期待される Slow/Total 分布であり、データを良く再現している。 Chapter 7 で論じるように、PMT と TPB を用いて検出された信号の Slow/Total 分布は単純な 二項分布だけでは再現できず、PMT の 1 光電子分解能や TPB の波長変換過程によって生じると 思われる余分な分散を加える必要がある。MPPC は PMT と比べて 1 光電子分解能が非常に良く、 また VUV-MPPC では波長変換材を使用していないため、単純な二項分布だけで Slow/Total の 分散が再現できたと考えられる。そのため同じ検出光量ならば、PMT と TPB を用いた場合より も VUV-MPPC を用いた場合の方が、PSD による ER/NR 分離能力が高くなる。



図 3.3.4 3X3MM-100UM VUV3 で検出された液体アルゴン蛍光の Slow/Total 分布。黒点 はデータで、赤は二項分布モデルによるシミュレーション結果。

この章の研究成果は、

- 液中における液体アルゴン蛍光の直接検出 (MPPC に限らず、あらゆるデバイスにおいて)
- VUV-MPPCの液体アルゴン蛍光検出効率評価

という2つの意味で、世界初の成果である。それまでの液体アルゴン光検出には、波長変換材を用いるかビューポートを通すしかなかったため、これは画期的な進歩である。128 nm 光の検出効率としては、浜松ホトニクス社による分光器を用いた測定(図 3.1.1)があるが、温度・屈折率・波長分布などの条件が異なるため、実際の液体アルゴン中での検出は非常に重要である。この成果は、国際会議[93,94]および雑誌論文[95]として発表した。

しかし現段階での検出効率はまだ低く、TPB と PMT を用いたほうが得られる光量が多いため、 これを置き換えるほどの性能には至っていない。そこで、次節で述べるような S2 検出に特化した 使い方が適していると考えられる。

# 3.4 2相型検出器への VUV-MPPC の実装・運用試験

2016 年 2 月に、2 相型アルゴン検出器の気相部に VUV-MPPC を設置し実験を行った。図 3.4.1 はこの実験に用いた TPC の概念図で、基本構成は 2015 年の実験 [96] や本研究の Chapter 4 以降 に用いた TPC と同じだが、上側 PMT は 2 インチ径の R6041-506MPD を 3 本、下側 PMT は 3 インチ径の R11065 を 3 本と多チャンネル化し、さらに気相部に VUV-MPPC (3X3MM-50UM VUV3) を 90 度おきに設置し、水平方向の位置分解能を持たせている。PMT と MPPC の配置角 度は図 3.4.1 の右下に示したように、PMT1 と MPPC1 の角度が揃えられている。



図 3.4.1 2016 年 2 月に実験を行った TPC の概念図。PMT は上下に 3 本ずつ設置し、気相 部に VUV-MPPC を 90 度おきに設置している。右下は、上から見た PMT/MPPC の配置図。

図 3.4.2 は、この検出器で取得された典型的な 1 事象である。このときのドリフト電場は 500 V/cm、取り出し電圧は 4.5 kV で、線源には <sup>137</sup>Cs (662 keV  $\gamma$  線)を使用した。上から数え て 1–3 番目の波形は上側 PMT、4-6 番目は下側 PMT、7–10 番目は VVU-MPPC の信号である。 下図は、同じ事象の VUV-MPPC 波形を拡大したものである。全てのチャンネルで、S1 Fast、S1 Slow、および S2 信号が検出器されている。

この検出器の水平方向位置分解能を評価するため、S2 光量のチャンネル相関を見た。図 3.4.3(左) は、上側 PMT で検出された S2 信号の光量重心  $(X_g, Y_g)$  をとった分布である。発光位 置が PMT1 に近い事象は  $(X_g, Y_g) = (0, 0.5)$ 、PMT2 に近い事象は (-0.4, -0.3)、PMT3 に近い 事象は (0.4, -0.3) 付近に集中し、それらより内側には中心部で発光したと思われる事象が分布し ている。この分布から、PMT1 と MPPC1 の中心軸上の事象と期待される  $-0.1 < X_g < 0.1$  領域



図 3.4.2 図 3.4.1 の 2 相型アルゴン検出器で取得された典型的な 1 事象の波形。上から 1–3 番目の波形は上側 PMT、4-6 番目は下側 PMT、7–10 番目は VVU-MPPC の信号である。下図 は同じ事象の VUV-MPPC 波形を拡大したもの。

を選択し、上側 PMT と気相部 MPPC のそれぞれにおける S2 信号量の偏り、すなわち

$$F_{\rm PMT1} := \frac{S2_{\rm Top1}}{S2_{\rm Top1} + S2_{\rm Top2} + S2_{\rm Top3}}$$
(3.4.1)

$$F_{\rm MPPC1} := \frac{S2_{\rm MPPC1}}{S2_{\rm MPPC1} + S2_{\rm MPPC2} + S2_{\rm MPPC3} + S2_{\rm MPPC4}}$$
(3.4.2)

という量を計算し、その相関を見た結果が図 3.4.3(右) である。 $F_{PMT1}$ の値が大きいほど、図 3.4.1(右下)の上側で発生した事象と考えられる。また $F_{MPPC1}$ の値が大きいほど、MPPC1の近くで発生した事象であると期待される。PMT1への偏りが小さい $F_{PMT1} < 0.5$ の領域ではほぼ一様に $F_{MPPC1} \sim 0.25 = 1/4$ で、MPPC の信号に位置依存性は見られない。一方 PMT1への偏りが大きい 0.6 <  $F_{PMT1} < 0.7$ の領域では、 $F_{MPPC1}$ の値が 0.15–0.7 と大きく広がっている。これは、上側 PMT 信号では縮退してしまう位置情報を気相部 MPPC では分解できていることを意味する。

VUV-MPPC は位置情報を失った波長変換光だけでなく、位置情報を持った直接光も検出でき、 さらに受光面積が小さいため、PMT よりも高い位置分解能を得られている。この性質は暗黒物質 探索実験において、表面事象の除去に役立つと期待できる。



図 3.4.3 左:上側 PMT で検出された S2 信号の光量重心。右:上側 PMT と気相部 MPPC の S2 信号量の偏りの相関。

# Chapter 4

# Experimental Setup and Basic Properties of the Double Phase Argon Detector

本章では、本研究の主題である電子反跳事象除去能力評価の実験に使用した2相型アルゴン検出 器およびこれを運用するためのチェンバーと配管系、較正用放射線源(γ線源および中性子線源)、 シールド、DAQといった実験セットアップを説明する。また事象再構成方法と、PMT Gain、光 検出効率、ドリフト速度、電子寿命といった検出器の基本的な性能評価を行う。

# 4.1 Time Projection Chamber (TPC)

本研究に用いた TPC を図 4.1.1 に図示する。左は 3D–CAD<sup>\*1</sup>、右は概略図である。この TPC は 基本的に 2015 年度に開発したもの [96] であるが、高電場を達成するための改善がなされている。



図 4.1.1 本研究で使用した TPC の断面図。左: 3D-CAD、右: 略図。

<sup>\*1 3</sup>D-CAD には、Creo Elements Direct Modeling Express 6.0 を用いた。

Chapter 4 Experimental Setup and Basic Properties of the Double Phase Argon Detector56

TPC 容器は、リング状の PTFE 円板を重ねることで形成している。TPC 内部に一様な電場を 形成するための Field Shaper として、無酸素銅の ICF-152 ガスケットを 10 mm ピッチで配置し て用いている。液体アルゴンの active volume は高さ (Cathode–Gate Grid 間距離) 100 mm, 直 径 64 mm の円筒形であり、その上にステンレス製のグリッド (直径 100 μm, 4 mm ピッチ、正 方形)を挟んで高さ10mmの取り出し領域がある。取り出し領域のほぼ中心に液面があり、それ より上側が気相になっている。液相および気相の側面は、住友 3M 社の ESR 反射材 (Enhanced Specular Reflector、厚さ 80 µm) で覆われている。ESR はポリエステル系樹脂多層膜の鏡面反射 材で、波長 410nm~800nm の可視光範囲において平均 98% 以上の高い反射率を有するフィルム である\*2。液相の下側および気相の上側には、石英ライトガイドを挟んで PMT (HAMAMATSU R11065MOD) が1本づつ設置されている。石英ライトガイドは直径 66 mm、厚さ 10 mm の円板 状で、気相側は1枚、液相側には2枚設置されており、それぞれ fiducial 側と PMT 側に透明電極 膜の ITO(Indium-Thin-Oxide) がスパッタリングにより 10 nm の厚さで成膜されている (製造: ジオマテック株式会社<sup>\*3</sup>)。ITO は TPC の Cathode, Anode および PMT 保護電極としてはたら く。気相部の石英ライトガイドは両面に ITO があり、液相部のものは片面 ITO の石英を ITO が ない面を合わせて2枚重ねにしている。2016年度までは液相側も両面 ITO の石英を1枚で使用 していたが、液体アルゴン中で Cathode に高電圧をかけ PMT 保護電極の電位差が大きくなった 際、石英とそれを固定する PTFE の境界で沿面放電を起こしたため、放電対策としてこれらの電 極の距離を離すために 10 mm 厚の石英板を 2 枚重ねで使用することにした。ESR 反射材および 石英ライトガイドの内側には、波長変換材 TPB が真空蒸着されており、128 nm のアルゴン蛍光 を 420 nm の可視光に変換している。

# 4.2 Cockcroft-Walton (CW) 回路

ドリフト電場形成のための高電圧印加装置として、コンデンサとダイオードを用いた充電式の多段 型増倍回路である CW 回路を液体アルゴン中に配置して使用している。図 4.2.1 は本研究に使用 した 30 段 (n = 30)CW 回路の回路図で、これを 2 段飛ばしで Field Shaper および Cathode に接 続している。詳細は [97] を参照。



図 4.2.1 本研究で使用した Cockcroft-Walton 回路の回路図

<sup>\*2</sup> http://multimedia.3m.com/mws/media/4661200/esr.pdf

<sup>\*3</sup> https://www.geomatec.co.jp/

# 4.3 チェンバーおよび配管系

図 4.3.1 はこの実験を行った、早稲田大学西早稲田キャンパス構内のテストスタンド概略図であ る [98]。テストスタンドは液体アルゴンおよび TPC 検出器が収容される容積 200 L の真空断熱容 器 (以下 200 L 容器)、環境放射線遮蔽用の鉛シールド、充填ライン,循環ラインパネル、液化器、 エレキラック、モニター用デスクから構成されている。





図 4.3.1 液体アルゴン実験テストスタンドと配管系の概略図 [98]

Chapter 4 Experimental Setup and Basic Properties of the Double Phase Argon Detector58

アルゴンの純化は、まず実験開始時に商用の液体アルゴンタンク (酸素不純物 ~1 ppm) から 200 L 容器に充填する際にモレキュラーシーブと還元銅が詰められた自作フィルターを通すことに より、初期不純物濃度を 0.1 ppb 程度にする。また、実験中には容器内部材からのアウトガスな どによって純度が徐々に悪化するため、常に気相からガスアルゴンを取り出し、商用のフィルター (SAES 社 Microtorr と Pureron 社 GP-5) で純化した後に液化器により再液化して容器に戻す循 環システムにより、純度を長期間保持している。系の熱流入は液化機に取り付けられた GM 冷凍 機 (住友重機 CH110<sup>\*4</sup>,液体アルゴン温度で約 200 W の冷凍能力) で補償される。

初期純度向上および純度悪化抑制のためには、アウトガスの少ない検出器部材を選定し、配管系のリークチェック (< 10<sup>-11</sup> Pa m<sup>3</sup>/s) も入念に行うことが重要である。また、実験開始前に約 2 週間の真空引きを行いアウトガスレートを 10 Pa/h 以下に抑えている。実験テストスタンドと配 管系についての詳細は [99, 100] を参照。

# 4.4 線源・DAQ・トリガーおよび取得信号

本研究では ER 事象データ取得には <sup>22</sup>Na 線源からの  $\gamma$  線を、NR 事象データ取得には <sup>252</sup>Cf 線源 からの高速中性子を使用した。図 4.4.1 にセットアップを上から見た概略図を示す。200 L 容器内 において TPC は中心ではなく壁際に寄せた配置をとった。較正線源は 200 L 容器の外側、TPC 中心から 1m の位置に設置し、すぐ反対側には NaI(Tl) シンチレーションカウンター (以後、単 に NaI と呼ぶ) を置いている。<sup>22</sup>Na も <sup>252</sup>Cf も一つの原子核の壊変で複数の放射線を出すため、 TPC と NaI の時間情報 (time of flight; TOF) を用いることで環境放射線事象の削減や入射粒子 のエネルギーを選択を行うことができる。



図 4.4.1 上から見た 200 L 容器、TPC、線源等の配置図

<sup>22</sup>Na は  $\beta^+$  崩壊を起こして陽電子を放出し、これが周囲の電子と対消滅をすることで 511 keV の  $\gamma$  線が反対方向 (back to back; BTB) に 1 個ずつ放出される。また娘核の <sup>22</sup>Ne は準安定状態 であり、すぐさま (3.7 ps)  $\gamma$  崩壊を起こして 1274 keV の  $\gamma$  線を放出する。1 m の距離を光速  $c = 3 \times 10^9$  m/s で飛ぶ際にかかる時間は約 3 ns で、これは後述するエレクトロにクスの時間分 解能 (4 ns) よりも短いため、TPC と NaI ではほぼ同時に信号が検出される。

<sup>252</sup>Cf は自発核分裂を起こし、一度の壊変で平均 4 個の中性子と 7 個の  $\gamma$ 線をランダムな方向に 放出する。放出される中性子は平均 2 MeV の連続的な運動エネルギースペクトルを持つ。これは 中性子の質量  $m_n = 940 \text{ MeV}/c^2$ に比べて十分小さく、1 m 程度の飛程にも有限の時間を有する。 具体的には、中性子の運動エネルギーを  $E_n$ 、飛程距離を L とすると、TOF との関係は

$$E_{\rm n} = \frac{1}{2} m_{\rm n} c^2 \cdot \frac{(L/{\rm TOF}/c)^2}{\sqrt{1 - (L/{\rm TOF}/c)^2}}$$
(4.4.1)

<sup>\*4</sup> https://www.nagase-nte.co.jp/product/cold/cold-CH-110.html

Chapter 4 Experimental Setup and Basic Properties of the Double Phase Argon Detector 59

を満たし、L = 1 m, 20 cm, 10 cmの場合を図示すると図 4.4.2(左図)のようになる。また、実際 に取得した <sup>252</sup>Cf 線源データの TOF 分布を図 4.4.2(右図) に示す。0  $\mu s$  に鋭いピークを持つ  $\gamma$  線 の分布と、0.02  $\mu s$  から 0.3  $\mu s$  付近に分布する中性子成分が明瞭に分離して見える。



図 4.4.2 左:中性子エネルギーから計算される TOF の値。上から飛程距離 1 m, 20 cm, 10 cm の場合。右:<sup>252</sup>Cf 線源データの TOF 分布。

PMT からのアナログ波形データは、SIS 社製の 16 Ch, 14 bit, 250 MS/s (1 bin = 4 ns) の FlashADC (SIS3316)を用いてデジタイズ・収集し、逐次バイナリデータから ROOT ファイル へ変換し保管される (図 4.4.3)。信号取得のトリガーは、TPC の上下の PMT と外部の NaI の 3 チャンネルの coincidence を要求し、FADC 内部でかける。各チャンネルの閾値は、TPC では低 エネルギー事象を十分に取得できるよう 1 p.e. 未満 (0.5 p.e. 程度)に設定し、NaI では十分な情報 が得られるように 100 keV<sub>ee</sub> 程度に設定した。coincidence gate は、液体アルゴン蛍光の時間幅や 中性子の TOF を考慮し、1  $\mu s$  に設定した。



図 4.4.3 DAQ システム概要 [98]

Chapter 4 Experimental Setup and Basic Properties of the Double Phase Argon Detector60

図 4.4.4 に、ドリフト電場 3000 V/cm で取得された典型的な 1 事象の信号波形を示す。実際の 生波形はベースライン (pedestal) が 1600 FADC counts 程度であり、また PMT 信号は負電荷の 電子のため下側に出るが、ここでは既に pedestal を差し引いたうえで信号の符号を反転している。 赤線は TPC の上 PMT、青線は TPC の下 PMT の信号で、上段は <sup>22</sup>Na データの  $\gamma$  線事象、下段 は <sup>252</sup>Cf データの中性子事象であり、左列は S1 領域を拡大した時間幅、右列は同じ事象を S1 と S2 が収まる時間幅で表示したものである。上下の PMT で同期した S1 Fast, S1 Slow, S2 信号が見 られる。1 p.e. 信号の波高は 40 FADC counts 程度で、電気ノイズのレベル (±15 FADC counts) よりも十分高い。時刻の原点  $t = 0 \ \mu s$  は、ここでは FADC で書き出された数値で、必ずしも S1 蛍光が始まる時刻にはならないため、後で解析的に再定義する。これは FADC の仕様およびトリ ガー条件の都合によるためで、S1 蛍光が始まる時刻はおおよそ  $-0.4 \ \mu s$  から  $-0.2 \ \mu s$  になる。



図 4.4.4 3000 V/cm における典型的な 1 事象の波形。上:<sup>22</sup>Na データ,下:<sup>252</sup>Cf データ, 左: S1 付近の拡大、 右: その事象の S1 および S2 の全体。

次に、解析に用いる変数の定義を行う。まず pedestal の値は、FADC 時刻が  $-2 \mu s$  より早い 領域の平均値として定める。次に各 Channel について独立に、FADC 時刻  $-2.0 \mu s$  から 0.0  $\mu s$ で波形のピークを探し、その半値を取る最初の時刻を Trigger Time  $t_0$  と定義する。また TPC の Trigger Time としては上下の PMT の早いほうの  $t_0$  を取る。S1, S2 それぞれの信号領域は表 4.4.1 のように定義し、Channel ごとにそれぞれの幅で積分することで信号電荷を計算する。電荷 から光電子数への変換は、後に定義する SPP(single photo-electron pulse) 電荷で割ることで行 う。ドリフト時間は、S2 領域における信号波形の平均時間 (式 5.1.4) として定義する。TOF は、 TPC と NaI の  $t_0$  の差として定義する。その際ケーブル長の違いによる伝搬時間の差をキャンセル するため、<sup>22</sup>Na 線源の  $\gamma$  線事象の TOF 分布のピークが 0  $\mu s$  になるようにオフセットを加えた。

Chapter 4 Experimental Setup and Basic Properties of the Double Phase Argon Detector61

	start time	end time
S1 Fast	$-0.04~\mu { m s}$	$+0.12 \ \mu s$
S1 Slow	$+0.12 \ \mu s$	$+5.0 \ \mu s$
S1 Total	$-0.04~\mu { m s}$	$+5.0 \ \mu s$
S2	+10.0 $\mu s$	$t_{\max}$

表 4.4.1 各変数の、to を基準とした時間領域の定義

## 4.5 検出器基礎特性

ここでは検出器の基礎的な性能として、PMT Gain、ゼロ電場での光検出効率、ドリフト電場、電子の減衰寿命 (液体アルゴン純度) を評価する。

まず PMT の Gain について述べる。測定には LED(発光波長 415 nm)のパルス光を用いた。 200 L 容器外部の常温部分に設置した暗箱内で点滅させ、光ファイバーとフィードスルーを介して TPC 内に光を照射している。データ取得のトリガーは、液体アルゴン蛍光測定時とは異なり LED を駆動するタイミングを外部から入れて行った。入射光量は、検出光電子数期待値が 0.1 程度にな るように調節している。図 4.5.1(左図) に、その電荷分布の一例を示す。0 FADC counts のピーク は 0 p.e.(pedestal) 事象、100 FADC counts のピークは 1 p.e. 事象に対応する。この分布を次の 4-Gaussian 関数 f(q) でフィットすることで、SPP 電荷  $q_{\rm spp}$  を算出した。

$$f(q) = \sum_{n=0}^{3} N_n \cdot \text{Gauss}(q; q_n, \sigma_n)$$
(4.5.1)

$$q_n := q_{\text{ped}} + n \cdot q_{\text{SPP}} \tag{4.5.2}$$

$$\sigma_n := \sqrt{\sigma_{\rm ped}^2 + n \cdot \sigma_{\rm SPP}^2} \tag{4.5.3}$$

$$N_0 := N \cdot e^{-\mu}, \quad N_1 := N \cdot \mu e^{-\mu} \tag{4.5.4}$$

$$\operatorname{Gauss}(q;q_n,\sigma_n) := \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_n^2}} \exp\left[-\frac{(q-q_n)^2}{\sigma_n^2}\right]$$
(4.5.5)

ここで  $q_{\text{ped}}, \sigma_{\text{ped}}$ は pedestal の平均と標準偏差、 $\mu$ は検出光電子数期待値、N はそのデータの全事象数である。実際の Gain は SPP 電荷を (単位系を揃えた)素電荷で割って無次元化した値だが、ここでは簡単のために SPP 電荷をそのまま使用する。この測定を PMT の HV を 50 V づつ 変えて行い、その結果を次の冪関数でフィットした結果を用いる。

$$q_{\rm SPP}(V) = C \cdot (V - V_0)^{\rm index} \tag{4.5.6}$$

本研究の主な解析 (次章以降) で用いるデータ取得は、 $q_{\text{SPP}} = 80$  FADC counts (Gain ~ 5×10<sup>6</sup>) となる HV で運用した。

光検出効率  $LY_{null}$  は、ゼロ電場 <sup>22</sup>Na 線源データの S1 スペクトル (図 4.5.2) の 511 keV 全吸収 ピークを用いて評価した。Gaussian と指数関数と定数項を足した関数で S1=3000 p.e. のピーク 付近を Fit した結果から、

$$LY_{\text{null}} = \frac{S1}{E_{\gamma}} = \frac{2915 \text{ p.e.}}{511 \text{ keV}_{\text{ee}}} = 5.70 \text{ p.e./keV}_{\text{ee}}$$
 (4.5.7)

Energy Resolution := 
$$\frac{\sigma_{S1}}{S1} = 3.47\%$$
 (4.5.8)



Chapter 4 Experimental Setup and Basic Properties of the Double Phase Argon Detector62

図 4.5.1 左:1650 V における上側 PMT の LED 信号電荷分布。右:上下 PMT の SPP 電荷 量の HV 依存性。

という結果が得られる。この光検出効率は、MicroCLEAN (4.85 p.e./keV<sub>ee</sub> [82]), SCENE (2013 年 6 月の 1 相実験時は 6.3 p.e./keV<sub>ee</sub>、同 10 月の 2 相実験時は 4.8 p.e./keV<sub>ee</sub> [101]), ARIS (6.35 p.e./keV<sub>ee</sub> [102]) といった他の液体アルゴン基礎特性評価実験の検出器と同程度であり、暗黒物質探索で重要となる  $\mathcal{O}(10 \text{ keV}_{nr})$ の低エネルギー事象の評価が十分可能であると言える。またこの検出器の光検出効率は、高電場仕様にする前の下側の石英が 1 cm, 1 枚のときには  $LY = 7.9 \pm 0.2$  p.e./keV<sub>ee</sub> であった [103]。今回は最小限の変更で放電対策を施すために下側の石英を 2 枚にしたが、その境界面での反射によって光の伝搬距離が増え、光損失が大きくなったと考えられる。



図 4.5.2 ゼロ電場<sup>22</sup>Na データの S1 スペクトル

TPC のドリフト領域に想定した電場が正しくかけられているかどうかは、ドリフト速度の測定により検証した。<sup>22</sup>Na 線源データのドリフト時間分布を見ると、図 4.5.3 のようになる。左は 0.2 kV/cm、右は 3.0 kV/cm の例である。線源の設置位置により傾きが生じるが、液相全体に渡ってほぼ一様に反応が起きているため、ほぼフラットな分布となっている。~ 10 μs にあるピーク

Chapter 4 Experimental Setup and Basic Properties of the Double Phase Argon Detector63

は、検出器上部で反応したため S1 領域に S2 波形が被ってしまった事象である。200 V/cm デー タの 116  $\mu$ s や 3000 V/cm データの 39  $\mu$ s にあるエッジはドリフト領域の底 (Cathode の位置) に 相当するため、そのドリフト距離は 100 mm になる。ここでは、その前後を線形 Fit した結果の平 均値を分布が横切る (図中赤丸) 時刻を full drift time とし、各電場のデータに対してこれを評価 した。その結果が図 4.5.4(左図) である。



図 4.5.3 200 V/cm (左) および 3000 V/cm (右) におけるドリフト時間分布

ここで測定されるドリフト時間  $T_{drift}$  は S1 と S2 の時間差なので、実際には電子が発生位置から Grid までドリフトする時間だけでなく、電子が液相から気相に取り出されて発光する時間  $T_{ext}$  も含まれる。すなわち、

$$T_{\rm drift} = \frac{z_{\rm Grid} - z_{\rm S1}}{v_{\rm drift}} + T_{\rm ext}$$
(4.5.9)

となる。取り出し時間に依存しないドリフト速度は、コリメートされた  $\gamma$ 線を外から水平に入射し てその高さにおけるドリフト時間を測定し、これを様々な高さで行うことで得られる。図 4.5.4(右 図) は 1000 V/cm のデータに対して 3 点でこれを行った結果である。このグラフを 1 次関数で フィットした傾きから、 $v_{\text{drift}} = 2.00 \pm 0.14 \text{ mm}/\mu s$ という結果が得られる。 $T_{\text{ext}} = 4.8 \ \mu s$ なら ば、ドリフト時間分布のエッジと整合する。



図 4.5.4 左:100 mm ドリフトにかかる時間の電場依存性。右:1000 V/cm における、 $\gamma$ 線入射高さとドリフト時間の関係。

取り出し時間はドリフト電場にはよらないと考えてこの値を用いると、それぞれの電場における ドリフト速度は図 4.5.5 のようになる。各点の誤差は、1000 V/cm 同じ相対値 7% をつけている。 破線は ICARUS 実験モデル [104] を重ね描いたものであり、我々の測定値とよく一致する。これ により、TPC 内に設計通りの電場が形成されていることが確認できる。



図 4.5.5 測定されたドリフト速度の電場依存性と、先行研究 [104] による関数値との比較

図 4.5.6 は電子のドリフト時間と S2 光量の相関を示す。<sup>60</sup>Co 線源の 1.3 MeV  $\gamma$ 線をコリメートして 200 L 容器外部から水平に照射し、その高さを変えながらデータを取得した。また解析の際は、S1 スペクトルでコンプトンエッジ付近を選択している。散布図の色はそれぞれの高さを表す。 減衰の効果を見やすくするため、ドリフト電場は 50 V/cm と通常の運用よりも非常に低い値に設定したが、それでもほとんど変化は見られない。最初の 5 点でドリフト電子の寿命を評価すると。  $\tau_e \simeq 1.7 \text{ ms}$ となる。これは酸素・水換算で ~ 0.2 ppb に相当する。本研究の解析において、電子 減衰はほとんど無視できるレベルである。SCENE [101, 105] では  $\tau_e = 40-120 \ \mu s$  なので、これと比較しても非常に良い純度が達成できていることがわかる。



図 4.5.6 S2 光量とドリフト時間の関係から算出したドリフト電子寿命測定の結果

# Chapter 5

# Evaluation of PSD and S2/S1 in the Double Phase Argon Detector

本章では、それぞれの電場および線源で取得したデータの解析を行う。まず解析に使用するデー タを一覧としてまとめ、次に事象選択により電気ノイズや宇宙線信号、複数粒子の Pileup や Accidental coincidence といった事象を段階的に除き、純粋な ER/NR 事象を抽出する。その上 で、横軸に S1 光量をとった PSD および S2/S1 の 2 次元分布を作り、その分布の平均と幅の光量・ 電場依存性を ER/NR 事象両者について評価する。最後に、PSD と S2/S1 の間の相関について評 価する。

# 5.1 Event List and Event Selection

本研究の解析に用いるデータをまとめた。表 5.1.1 は <sup>22</sup>Na 線源データ、表 5.1.2 は <sup>252</sup>Cf 線源デー タの一覧である。また表中の P はチェンバーの内圧 (絶対圧) を  $z_{LL}$  は液面の位置 (Anode と Grid の中心を 0 mm とする) を表し、"S2 emission"は P = 1.5 atm,  $z_{LL} = 0$  mm のときを基準とし た、相対的な S2 発光量である [106]。圧力・液面といった検出器内環境による S2 発光量は ±5% 程度で安定している。

主な解析には統計量の多い 0, 200, 500, 1000, 2000, 3000 V/cm のデータを用い、その他の電 場点については間を埋めるために補足的に使用する。

取得されたデータには、較正線源のうちの一つの原子核の崩壊による  $\gamma$ 線もしくは中性子線 を TPC と NaI で検出した「理想的な事象」だけでなく、その他の「好ましくない事象」も多く含 まれる。例として、較正線源の中の異なる原子核の崩壊で生じた放射線や、宇宙線や環境放射線と いった較正線源以外からの放射線が偶発的に TPC と NaI で同期し、トリガーにかかってしまった 事象が挙げられる。本研究では TOF 情報の取得や低エネルギー事象の取得\*1のため coincidence gate が広く、偶発事象が取得されやすい。さらに TPC には S2 信号があるため、これと NaI 信号 が偶発的に同期した事象も多く含まれる。本解析の事象再構成ではトリガーされた信号を S1 とし ているため、S2 でトリガーされた事象は正しく再構成されない。

ここでは、このような事象を除くために行った Event Selection について説明する。また、次節 以降の解析にはすべてこの Event Selection がかかっている。本研究で使用した Event Selection は、大きく分けて以下の 6 段階に分類される。

1. Bad Bank Cut

- 2.  $t_0$  and baseline definition
- 3. S1 Clean-up 1

<sup>\*1</sup> S1 信号量が非常に小さい時には、統計的に片方の PMT で Fast 成分が検出されない場合がある。このような事象 であっても Slow がトリガーにかかれば取得できる。

drift-field	run #	start	end	# of events	P	$z_{\text{LL}}$	S2 emission
					[atm]	[mm]	[a.u.]
0  V/cm	303	7/13, 06:57	7/13, 09:51	1,364,000	-	_	—
	317	7/13, 15:20	7/13, 15:47	124,500	1.50	1.64	0.92
$200 \mathrm{V/cm}$	318	7/13, 15:47	7/13,  15:57	40,500	1.51	1.62	0.92
	429	7/16, 11:18	7/16, 13:04	388,500	1.52	1.87	0.97
300  V/cm	319	7/13, 16:09	7/13, 16:42	151,500	1.51	1.62	0.92
400 V/cm	322	7/13, 19:19	7/13, 19:55	166,500	1.49	1.62	0.89
500 V/am	430	7/16, 13:09	7/16, 13:30	77,500	1.53	2.01	1.00
500  V/cm	431	7/16, 13:31	7/16, 14:56	410,500	1.52	2.05	0.98
600  V/cm	342	7/14, 10:31	7/14, 11:31	$325,\!000$	1.51	1.80	0.93
800 V/am	349	7/14, 16:07	7/14, 16:14	40,000	1.50	1.66	0.92
800 V/CIII	350	7/14, 16:22	7/14, 17:15	$296{,}500$	1.50	1.68	0.91
1000 V/am	351	7/14, 17:28	7/14, 18:21	287,000	1.50	1.66	0.91
1000 V/CIII	432	7/16, 15:03	7/16, 16:32	444,000	1.52	2.01	0.97
1500 V/cm	390	7/15, 10:45	7/15, 11:30	250,000	1.50	1.71	0.91
2000 V/cm	398	7/15, 18:07	7/15, 18:59	250,000	1.49	1.57	0.89
	433	7/16, 16:39	7/16, 18:00	500,000	1.52	1.95	0.96
3000  V/cm	419	7/16, 14:11	7/16, 15:00	$225,\!000$	1.52	1.64	0.90

表 5.1.1 <sup>22</sup>Na 線源データの一覧 (日付は全て 2017 年)

- 4. S1 Clean-up 2
- 5. S2 Clean-up
- 6. NaI/TOF Clean-up

番号が小さいものほど、より基本的な selection となる。以下、これらの詳細を述べる。これらの Step は逐次的に行っている。例えば、Step 4 の説明で用いている図は Step 3 までのカットを全て かけた事象で作られているが、その Step を含むそれ以降のカットはかけられていない。

### Step 1. Bad Bank Cut

トリガーレートが非常に高い場合 (例えば宇宙線の通過により非常に大きな信号が長時間にわたっ て発生したとき)、FADC がデータを DAQ PC に送る際にチャンネルごとに異なる事象がひとつ の事象として組み合わされてしまうことがある。このような事象を解析対象から除外するため、 チャンネルごとの time stamp が一致しているかを判定する。

### Step 2. $t_0$ and baseline definition

各 PMT の時間–電圧波形の原点 t = 0, V = 0 は事象ごとに定義されるが、これが正しく行われないと事象再構成が成立しない。特に TPC の S2 信号の途中に NaI が信号を検出してトリガーされた事象で、このような現象が起こる。Step 2. では、TPC の上下の PMT 信号に対して次の 2 つの要求をかけることでそのような事象を除く。

- Trigger Time Cut :  $-1.0 \ \mu s < t_0 < 0 \ \mu s$
- Pedestal RMS Cut :  $RMS_{pedestal} < 5$  FADC counts

図 5.1.1(左) は <sup>252</sup>Cf データの Trigger Time  $t_0$  (FADC 時刻) 分布である。TPC 側が S1 の立 ち上がりでトリガーされて正しく  $t_0$  が再構成された場合には、TOF にも依存するが  $-0.4 \mu s$  から

drift-field	run #	start	end	# of events	Р	$z_{\mathrm{LL}}$	S2 emission
					[atm]	[mm]	[a.u.]
0 V/cm	181	7/11, 23:02	7/12, 09:18	3,499,000	_	_	_
200 V/	421	7/16, 15:21	7/16, 17:10	179,000	1.52	1.89	0.92
200  V/cm	423	7/16, 17:18	7/16, 21:27	409,500	1.51	2.00	0.97
300 V/cm	320	7/13, 16:46	7/13, 17:57	118,000	1.50	1.85	0.94
400 V/cm	321	7/13, 18:09	7/13, 19:14	110,000	1.50	1.62	0.91
	324	7/13, 20:43	7/13, 21:09	40,000	1.49	1.62	0.91
500  V/am	332	7/14, 00:07	7/14, 04:06	400,000	1.49	1.57	0.89
500 V/CIII	333	7/14, 04:08	7/14, 08:10	400,000	1.50	1.44	0.87
	334	7/14, 08:12	7/14, 09:10	$105,\!000$	1.51	1.70	0.92
600 V/cm	345	7/14, 12:04	7/14, 14:01	845,500	1.50	1.88	0.95
200 V/am	347	7/14, 14:24	7/14, 15:12	398,500	1.50	1.69	0.91
800 V/cm	348	7/14, 15:15	7/14, 15:56	344,500	1.50	1.64	0.91
1000 V/am	352	7/14, 18:27	7/14, 20:01	815,500	1.50	1.66	0.91
1000  V/cm	384	7/15, 05:12	7/15, 09:07	$650,\!000$	1.50	1.64	0.91
1500 V/cm	391	7/15, 11:38	7/15, 13:31	990,000	1.50	1.68	0.91
2000 V/cm	392	7/15, 13:40	7/15, 14:31	496,500	1.50	1.66	0.91
	397	7/15, 16:01	7/15, 17:57	700,000	1.50	1.61	0.90
	400	7/15, 20:30	7/15, 22:37	494,500	1.50	1.66	0.90
	403	7/15, 22:55	7/15, 23:27	133,500	1.50	1.77	0.92
	410	7/16, 00:08	7/16, 04:00	$921,\!500$	1.51	1.79	0.93
	411	7/16, 04:03	7/16, 08:00	$941,\!500$	1.50	1.77	0.91
	412	7/16, 08:03	7/16, 09:16	$291,\!000$	1.50	1.80	0.91
3000 V/cm	424	7/16, 21:48	7/16, 22:59	283,500	1.50	1.70	0.91
	425	7/16, 23:01	7/17, 01:45	$653,\!500$	1.50	1.63	0.90
	426	7/17, 01:47	7/17, 05:43	$942,\!500$	1.50	1.60	0.90
·	427	7/17, 05:45	7/17, 09:15	$840,\!500$	1.50	1.61	0.90
	428	7/17, 09:25	7/17, 11:04	396,000	1.49	1.68	0.90

表 5.1.2 <sup>252</sup>Cf 線源データの一覧 (日付は全て 2017 年)

 $-0.2 \mu s$  程度の値になる。この範囲を外れた事象も後に利用する (例えば Accidental Coincidence 事象の振る舞いを評価する際) ため、ここでは余裕を持たせ  $-1.0 \mu s < t_0 < 0 \mu s$  を要求する。

図 5.1.1(右) は pedestal 領域の信号電圧の RMS の分布である。この領域に光電子信号が 1 p.e. も混入していない場合は 3 counts 程度の値になる。この領域に信号がある場合には RMS の値が 大きくなり、そのような事象が分布の右側に尾を引く。ここでは RMS<sub>pedestal</sub> < 5 FADC counts を要求する。

### Step 3. S1 Clean-up 1

Step 3. では、TPC の上下の PMT に個別に以下の要求をする。

- Electrical Noise Cut :  $(V_{\text{max}} > 100 \text{ counts})$  or  $(V_{\text{min}} > -15 \text{ counts})$
- Negative Time Charge Cut :  $Q_{t < -40 \text{ns}} < 1$  p.e.

Electrical Noise Cut では、PMT からのアナログ信号を FADC に伝えるケーブルやフィードス ルーにおいて、他のチャンネルに大きな信号が発生したときに生じるエレキノイズを除去する。通



図 5.1.1 左: 再構成された  $t_0$  の分布。右: Pedestal 領域における信号電圧 (FADC counts 単位) の RMS の分布。

常の PMT 信号は電荷を持った信号なので、波形は片方のみに出るが、エレキノイズは図 5.1.2(左) のような双極子的な波形を生む。このようなノイズのピーク値が閾値を超えてトリガーされた事 象を除くため、正方向と負方向のピーク値の相関を用いる (図 5.1.2 右)。縦軸の値が –10 countsn 付近に張り付いた分布はエレキノイズではない事象で、赤線で区切られた左下側の領域にはエレキ ノイズと思われる事象が分布しているので、上下どちらかの PMT の信号がこの領域に属する事象 は除く。



図 5.1.2 左:エレキノイズの波形。右:正負ピーク値の相関。エレキノイズ事象は、赤線で区 切られた左下側の領域に分布している。

Negative Time Charge  $Q_{t<-40ns}$  は、S1 Fast よりも早い時刻 (t<-40 ns) に現れる信号を指 す。液体アルゴン蛍光の立ち上がり時間は非常に短いため、S1 の立ち上がりで正しくトリガーさ れた事象はこれがゼロになるはずである。図 5.1.3 は、片方の PMT の Negative Time Charge 分 布を 10 p.e. 以下の領域だけ示したヒストグラムである。0 p.e. と 1 p.e. の箇所にピークがあり、 それ以降はなだらかに分布している。上下の PMT ともに Negative Time Charge が 1 p.e. 以下 であることを要求する。

### Step 4. S1 Clean-up 2

この Step では TPC の上下の PMT 信号の情報を合わせて、S1 領域として定義された  $-0.04 \ \mu s \le t \le 5 \ \mu s$  領域の信号が、本当に 1 つの S1 信号のみであると思われる事象を抽出する。除きたい事 象は、主にトリガーされた S1 の Slow 領域に次の事象の S1 信号が重なった場合や、S2 信号が重



図 5.1.3 Negative time charge 分布

なった場合 (反応が検出器上部で起こり、ドリフト時間が短い事象) である。そのため、次の 2 つ のカットを行う

- S1 Mean Time Cut
- S1 Top Bottom Asymmetry Cut

各チャンネルの信号電圧波形 V(t) に対し、その平均時間  $\langle T_S \rangle$  を次式で定義する。

$$\langle T_S \rangle := \frac{\int t \cdot V(t) dt}{\int V(t) dt}$$
(5.1.1)

ここで添え字 S は信号の名前 (S1<sub>top</sub>, S2<sub>bottom</sub> など) を表し、積分範囲はその信号を定義する時間 領域とする (表 4.4.1 参照)。TPC の S1 平均時刻 (S1 Mean Time) は、上下の PMT の S1 光量に よる weighted average をとって以下のように定義する。

$$\langle T_{\rm S1} \rangle := \frac{\mathrm{S1}_{\rm top} \cdot \langle T_{\rm S1top} \rangle + \mathrm{S1}_{\rm bottom} \cdot \langle T_{\rm S1bottom} \rangle}{\mathrm{S1}_{\rm top} + \mathrm{S1}_{\rm bottom}} \tag{5.1.2}$$

S1 の Slow 領域に別の信号が重なってしまった場合には、この値が大きくなる。本研究ではゼロ 電場の <sup>22</sup>Na 線源データを用いて、 $\langle T_{S1} \rangle$  に対するカット値を設定した。このデータを S1 の値で 10 p.e. ごとに区切って  $\langle T_{S1} \rangle$  分布を作り、この分布のピーク付近を Gauss 関数でフィットし、そ の mean + 5 $\sigma$  より大きな値となる事象を除く。図 5.1.4 の左列は、それぞれゼロ電場 <sup>22</sup>Na 線源 データ (上) および 2000 V/cm <sup>252</sup>Cf データの S1– $\langle T_{S1} \rangle$  分布である。赤線は先述の Cut Point で、 それより上側の領域の事象は除いている。ゼロ電場 <sup>22</sup>Na 線源データでは、ER 事象によるバンド ( $\langle T_{S1} \rangle \sim 1 \ \mu s$ ) がひとつあり、赤線より上側には Slow 領域に別の S1 信号が重なったと思われる事 象がまばらに分布している。2000 V/cm <sup>252</sup>Cf データでは、ER 事象によるバンド ( $\langle T_{S1} \rangle \sim 0.8 \ \mu s$ : 電場の影響でゼロ電場よりも小さな値になる) と NR 事象によるバンド ( $\langle T_{S1} \rangle \sim 0.3 \ \mu s$ )、およ び S1 Slow 領域に S2 信号が重なった事象の分布が見られる。2 相型運用時では S2 の存在により、 このカットで除かれる事象が多くなる。

図 5.1.4 の右列は S1 光量と Slow/Total の相関の分布で、このカットの効果を示す。黒点は Step 4 までのすべてのカットをかけた事象、赤点は Step 3 までのカットを通り、かつ Step 4 では このカットのみによって除去される事象である。Slow 領域に他の信号が重なることで Slow/Total の値が大きくなる事象が効率的に除かれていることがわかる。

S1 上下非対称度 (S1 Top Bottom Asymmetry, S1 TBA) は以下のように定義される。

$$A_{\rm S1} := \frac{\rm S1_{top} - \rm S1_{bottom}}{\rm S1_{top} + \rm S1_{bottom}}$$
(5.1.3)



Chapter 5 Evaluation of PSD and S2/S1 in the Double Phase Argon Detector

図 5.1.4 S1 平均時刻と S1 光量の相関と Cut Point(左)、およびそのカットで除かれる事 象の S1–Slow/Total 平面における分布 (右)。上段はゼロ電場の <sup>22</sup>Na 線源データ、下段は 2000 V/cm の <sup>252</sup>Cf データ。

S1 (p.e.)

S1 蛍光のように液相で等方的に発光した場合であれば、この値はある程度の範囲に収まる。一方、 S2 でトリガーされてこれを S1 だと誤同定した場合や、上下の石英ライトガイド中で発生したチェ レンコフ光が検出された場合などは、この  $A_{S1}$  の絶対値が大きくなる。図 5.1.5 の左列は S1 光量 と S1 上下非対称度の相関で、それぞれゼロ電場 <sup>22</sup>Na 線源データ (上) および 2000 V/cm <sup>252</sup>Cf データの分布である。このゼロ電場 <sup>22</sup>Na 線源データを S1 で 10 p.e. ごとに区切って 1 次元分布を 作り、そのピーク付近を Gauss 関数でフィットした結果の mean ± 2 $\sigma$  をつないだ線 (図中赤線) よ り外側の事象を除く (すべてのデータで同じ cut point を使用)。後に S2 上下非対称度の分布 (図 5.1.7 右) も示すが、そちらの場合は  $A_{S2} \sim 0.3$  付近に分布する。図 5.1.5(左下) を見ると、この カットだけでは S2 が重なる事象を完全には除ききれていないことがわかる。そのため、S1 平均時 間や後述の S2 Clean-up も重要である。

図 5.1.5 の右列は、先ほどの S1 平均時間と同様に、S1 光量と Slow/Total の相関の分布でこ のカットの効果を示している。黒点は Step 4 までのすべてのカットをかけた事象 (すなわち、図 5.1.4 の黒点と全く同じ分布)、赤点は Step 3 までのカットを通り、かつ Step 4 ではこの S1 上下 非対称度カットのみによって除去される事象である。Slow/Total が 0.1 以下の、液体アルゴン蛍 光とは考えにくい領域の事象が除かれていることがわかる。

S1 (p.e.)



-1<sub>0</sub> 0 k 0 200 400 600 800 1000 200 400 600 800 1000 S1 (p.e.) S1 (p.e.) In This Step, S1 TBA After All Cuts Slow/Total 0.5 10<sup>2</sup> 0 10 0.4 -0.5 0.2 -1 <mark>`</mark> 600 200 400 800 1000 0 0 600 1000 200 400 800 S1 (p.e.) S1 (p.e.)

図 5.1.5 S1 上下非対称度と S1 光量の相関と Cut Point(左)、およびそのカットで除かれる 事象の S1–Slow/Total 平面における分布 (右)。上段はゼロ電場の <sup>22</sup>Na 線源データ、下段は 2000 V/cm の <sup>252</sup>Cf データ。

## Step 5. S2 Clean-up

この Step では、S2 信号が正しく検出・再構成されてる事象を選択する。ゼロ電場データの解析では、この Step は飛ばして次に進む。

- S2 Cut : S2 > 5 p.e.
- Drit Time Cut
- S2 Top/Bottom Asymmetry Cut

この他にS2の波形情報を用いた事象選択も考えられるが、本研究では使用しない。

図 5.1.6(左) は、S2 が最も少なくなる 200 V/cm  $^{252}$ Cf 線源データの S2 光量分布の S2 < 100 p.e. 領域を拡大したものである。S2 < 15 p.e. 領域は急激に変化し、それより大きな領域ではほぼ フラットな分布をしている。図 5.1.6(右) はこのデータの S1-log(S2/S1) 分布である。また、 S2 = 1,5,15 p.e. となる曲線も描いた。S1 と S2 が正しく検出・再構成された事象は、概ね S2 = 15 p.e. の曲線よりも上側に分布しており、そうでない事象は S2 = 5 p.e. の曲線より下側に 多く分布している。S2 = 15 p.e. でカットすると、S1 < 10 p.e. の領域で信号にバイアスを与える 可能性があるため、ここでは「S2 信号が検出されている」ことの要求としては S2 > 5 p.e. を課 した。


図 5.1.6 <sup>252</sup>Cf 線源データの S2 光量分布 (左)、および S1-log(S2/S1) 相関分布 (右)

ドリフト時間 T<sub>drift</sub> は、本研究では S2 平均時刻として以下のように定義される。

$$T_{\rm drift} := \frac{S2_{\rm top} \cdot \langle T_{\rm S2top} \rangle + S2_{\rm bottom} \cdot \langle T_{\rm S2bottom} \rangle}{S2_{\rm top} + S2_{\rm bottom}}$$
(5.1.4)

ここで、平均時間記号  $\langle T_S \rangle$  は式 (5.1.1) で定義したものである。前章でも述べたように、この  $T_{drift}$  には電子が発生位置から Grid までドリフトする時間だけでなく、電子が液相から気相に取 り出されて発光する時間も含まれる。図 5.1.7(左) は 2000 V/cm における  $T_{drift}$  の分布である。 TPC の高さ 100 mm に比べ、線源は TPC の中心から 1 m と十分離れた位置に設置されている ため、高さ方向にほぼ一様に反応が起こり  $T_{drift}$  分布もフラットになっている。 $T_{drift} \sim 15 \ \mu s$  の ピークは、反応位置が高く S2 定義領域 ( $t > 10 \ \mu s$ ) よりも早い時刻から S2 が発生している事象で ある。また、 $T_{drift} \sim 55 \ \mu s$  の Full Drift よりも遅い時刻にわずかに分布する事象は、トリガーさ れた事象の次の事象が重なったものと考えられる。そのような事象を除くため、 $T_{drift}$  が赤のヒス トグラムで示される領域の事象を選択する。電場によってドリフト速度が変わるため、この範囲は データセット毎に設定している。

S2 上下非対称度 (S2 Top Bottom Asymmetry, S2 TBA) は、S1 上下非対称度と同様に次式で 定義される。

$$A_{\rm S2} := \frac{\mathrm{S2}_{\rm top} - \mathrm{S2}_{\rm bottom}}{\mathrm{S2}_{\rm top} + \mathrm{S2}_{\rm bottom}} \tag{5.1.5}$$

図 5.1.7(右) は 2000 V/cm における  $^{252}$ Cf 線源データの、S2 光量と S2 上下非対称度の相関であ る。S2 は必ず気相で発生するため、この値は  $A_{S1}$  よりも大きな値 ( $A_{S2} \sim 0.3$  付近) に分布する。 また横軸を S2 光量にしているため、電場や ER/NR 事象の変わりはなく、S2 光量の統計的なふら つきにより分散が決まる。この分布を S2 光量 10 p.e. ごとに区切り、ピーク付近を Gauss 関数で フィットして得られた mean + 5 $\sigma$  の点をつないだものが、図中の赤線である。この線より外側に 分布する事象は取り除く。 $A_{S2}$  の小さい側に分布する事象は、S2 と定義される時間領域に次の事 象の S1 が重なったものと考えられる。

### Step 6. Nal/TOF Clean-up

Step 5 までは、TPC の信号のみを用いた事象選択である。Step 6 では NaI の情報を使った以下 の 3 つの cut により、較正線源による一回の原子核壊変による事象を抽出する。



図 5.1.7 左:2000 V/cm におけるドリフト速度分布。右:S2 上下非対称度と S2 光量の相関 分布 (2000 V/cm の <sup>252</sup>Cf データ) および Cut Point。

- NaI Energy Cut : 400–600 keV\_{ee} (^{22}Na), 300–7000 keV\_{ee} (^{252}Cf)
- NaI Pileup Cut :  $Q_1/Q_2 > 0.88$
- TOF Cut : -20-20 ns ( $\gamma$ -ray), 20-300 ns (neutron)

NaI(Tl) シンチレータは発光時定数が 230 ns とアルゴンの一重項よりも遅く、また立ち上がりは じめてから波形のピークに至るまで約 50 ns ほど時間がかかる。NaI のトリガー時刻  $t_0$  も、TPC の場合と同様にピーク値の半値になる時刻として定義する。また NaI の信号電荷は、 $t_0 \pm 480$  ns の積分値  $Q_1$  を用いる。図 5.1.8 は <sup>22</sup>Na 線源データ (左) および <sup>252</sup>Cf 線源データの  $Q_1$  分布であ る。<sup>22</sup>Na 線源の 511 keV  $\gamma$  線の全吸収ピークを用いてエネルギー (keV<sub>ee</sub> 単位) に較正されてい る。先ほど述べたように NaI の波形はあまり鋭くないため、信号量が小さすぎると  $t_0$  の再構成が うまく行えない。そのため、トリガーの閾値を ~ 100 keV<sub>ee</sub> と高めに設定している。

<sup>22</sup>Na 線源データのスペクトルには、トリガー閾値による構造がよく見える。また、511 keV と 1.2 MeV の  $\gamma$  線全吸収ピーク、およびこれらが同時に検出された 1.7 MeV のピークが表れてい る。ER 事象の解析では Back to Back 事象のみを用いるため、400 keV<sub>ee</sub> <  $Q_1 < 600$  keV<sub>ee</sub> を 要求する。

 $^{252}$ Cf 線源データのスペクトルは、~ 300 keV<sub>ee</sub> にピークを持ち、それより高エネルギー側ではなだらかに減少していく。NR 事象の解析では、このピークより上側の 300 keV<sub>ee</sub> <  $Q_1$  < 7000 keV<sub>ee</sub> 領域を使用する。



図 5.1.8 <sup>22</sup>Na 線源 (左) および <sup>252</sup>Cf 線源 (右) データにおける NaI(Tl) シンチレータ信号の エネルギースペクトル

NaI の波形に複数の信号がある (Pileup) と、TOF を正しく定義できなくなる。そこで先ほどの  $Q_1$ のほかに、より広い幅  $t_0 \pm 1\mu$ s の積分値  $Q_2$  を定義し、比  $Q_1/Q_2$  を用いて Pileup 事象を除 く。 $t_0 \pm 1\mu$ s よりも外側に現れる信号は、TOF を定義する上で問題にならない (図 4.4.2 参照) の で無視する。図 5.1.9 は、 $Q_1/Q_2$ 分布 (左) および  $Q_1 \ge Q_1/Q_2$ の相関 (右) である。 $t_0 \pm 1\mu$ s の 範囲内に信号がひとつだけ表れる事象が  $Q_1/Q_2 \sim 0.9$  付近に分布し、複数の信号が含まれる事象 は  $Q_1/Q_2$ が小さい所に分布する。ここでは  $Q_1/Q_2 < 0.88$ の事象を Pileup と判断し、除去する。  $Q_1/Q_2 > 1$ の事象は、pedestal を定義している領域にも信号がある事象である。このような場 合には信号電圧の基準値が実際よりも大きくなり、信号がない領域では積分幅が広いほど電荷が小 さく算出される (負の値を足し続ける)。較正線源と NaI の距離が近いためこのような事象が表れ るが、較正線源での原子核壊変を同定し TOF を算出する上では大きな問題とならない。



図 5.1.9 <sup>252</sup>Cf 線源による NaI 信号の  $Q_1/Q_2$  分布 (左) および  $Q_1(x \neq v \neq v)$  と  $Q_1/Q_2$  の 相関 (右)。 左図は右図を縦軸に射影したものである。

最後に、TOF を用いて  $\gamma$  線/中性子線の選択と、較正線源以外 (環境放射線および内部放射 性不純物) による事象の除去を行う。図 5.1.10 は <sup>22</sup>Na 線源 (左) および <sup>252</sup>Cf 線源 (右) デー タの TOF 分布である。 $\gamma$  線事象の選択では –20 ns < TOF < 20 ns、中性子事象の選択では 20 ns < TOF < 300 ns を要求する。このとき Accidental 事象の混入率は、<sup>22</sup>Na 線源データでは  $\mathcal{O}(10^{-3})$ 、<sup>252</sup>Cf 線源データでは  $\mathcal{O}(10^{-2})$  程度である。



図 5.1.10<sup>22</sup>Na 線源 (左) および <sup>252</sup>Cf 線源 (右) データにおける TOF 分布

取得データのうち、これら全てのカットを通った事象の割合は、ER で約 20%、NR で約 5% で ある。これ以降の解析では、基本的にこの事象選択後のデータを用いる。

# 5.2 Slow/Total 分布とその電場依存性

図 5.2.1(上図) はゼロ電場状態で取得された <sup>22</sup>Na 線源データの、S1 と Slow/Total の相関図で ある。散布図は各事象を、曲線は各 S1 光量における Slow/Total の mean±1 $\sigma$  を表す。±1 $\sigma$  は、 内側累積確率が 68.3% となる点として定義されている。Slow/Total の mean は、S1 光量が多 い、すなわちエネルギーの高い領域ではおよそ 0.7 となり、光量が小さくなるにつれて減少し ていく。図 5.2.1(下図) はゼロ電場 <sup>252</sup>Cf 線源データの S1–Slow/Total 分布である。NR 事象が Slow/Total~ 0.3 付近に分布している。TOF cut により中性子事象を選択しているが、アルゴン 原子核との非弾性散乱や検出器部材 (PTFE など) における (n, $\gamma$ ) により、ER 事象も存在する。



図 5.2.1 0 V/cm における <sup>22</sup>Na 線源データ (上) および <sup>252</sup>Cf 線源データ (下) の S1-Slow/Total 分布

あるエネルギー付与で生成される S1 の Fast および Slow 光子数は二項分布に従って分配され、 そのパラメタ (二項分布の期待値) はエネルギーの関数になると考えられる。しかし観測量である S1 光電子数で区切った場合、そこには分解能に従って様々なエネルギーの事象が入り込む。分解 能には光電子数の統計的なふらつきだけでなく、光検出効率の検出器内位置依存性や、TPB にお ける波長変換効率のばらつきなども含まれる。さらに PMT の1 光電子分解能 (Gain のゆらぎ) や エレキノイズ等の影響により、読みだされる信号電荷量は離散的ではなく連続的な値になる。以上 の理由により、各 S1 光電子数における Slow/Total の値は単純な二項分布ではなく、複雑に畳み 込まれた連続分布に従う。

ここではS1で区切ったSlow/Total分布を、ベータ分布関数

Beta
$$(x; \alpha, \beta) := \frac{x^{\alpha - 1}(1 - x)^{\beta - 1}}{B(\alpha, \beta)}$$
 (5.2.1)

$$B(\alpha,\beta) := \int_0^1 x^{\alpha-1} (1-x)^{\beta-1} \, \mathrm{d}x \tag{5.2.2}$$

で近似して評価する。ベータ分布は、ベイズ統計学における二項分布の共役事前分布、すなわち 「二項分布パラメタの推定値が従う確率分布関数」として知られる。ベータ分布の平均 μ および標 準偏差 σ は、2 つのパラメタ α, β を用いて

$$\mu = \frac{\alpha}{\alpha + \beta} \tag{5.2.3}$$

$$\sigma^2 = \frac{\alpha\beta}{(\alpha+\beta)^2(\alpha+\beta+1)}$$
(5.2.4)

と表される。これを逆解きすると、以下のようになる。

$$\alpha = \frac{\mu^2 (1 - \mu)}{\sigma^2} - \mu$$
 (5.2.5)

$$\beta = \left(\frac{1}{\mu} - 1\right)\alpha\tag{5.2.6}$$

図 5.2.2 は、ゼロ電場 <sup>22</sup>Na 線源データを S1 で 1 p.e. ごとに区切った Slow/Total 分布と、これ をベータ関数でフィットした様子である。フィットのパラメタは  $\alpha$ ,  $\beta$  の代わりに  $\mu$ ,  $\sigma$  を用いて いる。非常に S1 が少ないところ (例えば 4–5 p.e. 領域) では離散的な構造が見えるが、S1 ≥ 8 p.e. ではほとんど連続的となり、ベータ分布関数でよく近似できていることがわかる。Slow/Total は 0 から 1 の有限区間に非対称に分布するため、Gauss 分布による評価は S1 が十分大きくないと適切でない。

データの分布には、わずかに Slow/Total の小さい所にフィット結果の関数から外れる成分が見 られる。このような事象は液体アルゴンを充填しない真空状態で γ 線を照射したときにも観測さ れることから、液体アルゴン蛍光ではなく、TPB が放射線により直接発光させられる事象である と理解されている [96]。ここでは液体アルゴンの発光特性に注目するため、このような成分は無視 する。

各 S1 におけるフィット結果の  $\mu \geq \sigma$ を plot したものが図 5.2.3 である。これらは、物理的・数 学的根拠はないが経験的に

$$y = \lambda_0 + \lambda \cdot \tan^{-1} kx \tag{5.2.7}$$

$$y = \zeta_0 + \zeta \cdot (x + \xi)^{-\eta}$$
 (5.2.8)

という関数で近似できている。図 5.2.3 は、各 S1 光量における  $\mu$ ,  $\sigma$  の値をグラフ化し、それぞれ 式 (5.2.7),式 (7.2.5) でフィットした結果である。図 5.2.1 の mean±1 $\sigma$  の曲線は、この近似関数 を用いて描かれている。



図 5.2.2 0 V/cm, <sup>22</sup>Na データの各 S1 領域における Slow/Total 分布 (黒) とフィット結果 (赤)



図 5.2.3 0 V/cm における ER 事象の Slow/Total の  $\mu, \sigma$ 



図 5.2.4 0 V/cm, <sup>252</sup>Cf データの各 S1 領域における Slow/Total 分布 (黒) とフィット結果 (赤:Sum、青:ER、緑:NR)



図 5.2.5 0 V/cm における NR 事象の Slow/Total の $\mu,\sigma$ 

<sup>252</sup>Cf 線源データに対しても <sup>22</sup>Na のときと同様に、S1 領域で区切り Slow/Total 分布を評価する。こちらは ER 事象と NR 事象に対応した 2 つのベータ分布の和

$$N_{\rm EB} \cdot \text{Beta}(x; \alpha_{\rm EB}, \beta_{\rm EB}) + N_{\rm NB} \cdot \text{Beta}(x; \alpha_{\rm NB}, \beta_{\rm NB})$$
(5.2.9)

でフィットし、NR 事象の平均と標準偏差  $\mu_{\text{NR}}$ ,  $\sigma_{\text{NR}}$ を求める。その際、ER 事象のパラメタ  $\alpha_{\text{ER}}$ ,  $\beta_{\text{ER}}$  は <sup>22</sup>Na データから得られた値に固定している。各 S1 光量における Slow/total 分布の フィットの様子を 5.2.4 に挙げる。ここで赤線は式 (5.2.9) によるフィット結果を、緑線および青線 は NR 事象と ER 事象の成分を表す。また得られた  $\mu_{\text{NR}}$ ,  $\sigma_{\text{NR}}$  およびこれを式 (5.2.7)、式 (7.2.5) でフィットした結果を 5.2.5 に示す。

電場下における Slow/Total 分布も、ゼロ電場のときと同様にして得られる。例として、ドリフト電場 200 V/cm および 3000 V/cm における <sup>22</sup>Na, <sup>252</sup>Cf データの PSD 分布を図 5.2.6 に示す。また、本研究で用いるすべての電場での  $\mu_{\rm ER}$ ,  $\mu_{\rm NR}$  を図 5.2.7 にまとめた。ER 事象では、電場が大きくなるにつれて  $\mu_{\rm ER}$ の変化が緩やかになる傾向がある。S1 ~ 50 p.e. 付近を境に小光量側では増加、大光量側では減少している。漸近値も、電場が大きいほど小さな値になる。NR 事象ではこのような傾向は見られず、S1 光量によらず電場が大きくなるほど  $\mu_{\rm NR}$  の値も増加している。この NR 事象の電場依存性は、SCENE でも同様の傾向が見られている [101] <sup>\*2</sup>。



図 5.2.6 200 V/cm(左) および 3000 V/cm(右) における、<sup>22</sup>Na データ (上) および <sup>252</sup>Cf データ (下) の Slow/Total 分布。

\* $^2$  SCENE では PSD パラメタとして  $f_{90} \simeq 1 -$ Slow/Total を用いているため、値としては減少している



図 5.2.7 各電場における、ER 事象 (上) および NR 事象 (下) の Slow/Total の S1 依存性

# 5.3 log(S2/S1) 分布およびその電場依存性

図 5.3.1 はドリフト電場 1000 V/cm で取得された <sup>22</sup>Na 線源データ (上図) および <sup>252</sup>Cf 線源データ (下図) の、S1 と  $\log_{10}(S2/S1)$  の相関図である。散布図は各事象を、曲線は各 S1 光量における  $\log_{10}(S2/S1)$  の mean± 1 $\sigma$  を表す。ER 事象の  $\log_{10}(S2/S1)$  は S1~50 p.e. 付近で最小値をとり、 それより離れると小光量側でも大光量側でも増加する。NR 事象の場合はそのような傾向は見られ ず、全領域にわたって単調減少となっている。これはキセノン実験でもよく知られた特徴であり、 Chapter 6 で詳しく論じるように電離再結合法則モデルの適応範囲に由来する。ER/NR ともに、



図 5.3.1 1000 V/cm における <sup>22</sup>Na 線源データ (上) および <sup>252</sup>Cf 線源データ (下) の S1-log(S2/S1) 分布

± 1σ のバンド幅は S1 光量に対してほとんど変化は見られない。これもキセノン実験の場合と同 様であり [107]、Slow/Total 分布とは大きく異なる性質である。

log10(S2/S1)の分布についても Slow/Total のときと同様に、S1 領域を区切って平均値  $\mu$  および標準偏差  $\sigma$  を評価した。S1 光量もしくは反跳エネルギーで区切られた  $log_{10}(S2/S1)$  は、おおよそ Gauss 分布に従って分布することがキセノン実験で知られている [84]。本研究でもこれに従い、Gauss 分布で  $\mu$ ,  $\sigma$  を評価する。その際 S1 に依存した  $\mu$  の構造によって  $\sigma$  が大きく見積もられることを防ぐため、キセノン実験でもよく行われているように  $log_{10}(S2/S1)$  そのものではなく $log_{10}(S2/S1) - \mu$  の分布を使って評価した。 $\mu$  は、ER/NR それぞれ指数関数と多項式による適当な連続関数  $\mu = f(S1)$  で近似している。

図 5.3.2 は <sup>22</sup>Na 線源、図 5.3.3 は <sup>252</sup>Cf 線源データの、各 S1 領域における log<sub>10</sub>(S2/S1) –  $\mu_{\text{ER/NR}}$ 分布と Gauss 分布フィットの様子である。Slow/Total のときと同様、<sup>252</sup>Cf 線源データには ER 事象も NR 事象も含まれるため、 $\mu_{\text{ER}}$  は <sup>22</sup>Na 線源データから求めた値に固定しているが、 $\sigma_{\text{ER}}$  は  $\mu_{\text{ER}} - \mu_{\text{NR}}$  の構造の影響を受けて変化するため固定していない。それぞれの分布はどれも Gauss 分布でよくフィットされているように見える。これはキセノンとの類推から期待された通りの性質 である。しかし、その裾野には Gauss 分布から外れた成分も存在する。これらの成分は純粋なア ルゴン発光特性とは異なる成分 (例えば石英でのチェレンコフ事象や、荷電粒子による TPB 直接 発光など) であると仮定し、本研究では、主要な Gauss 分布成分の性質のみを議論する。



図 5.3.2 1000 V/cm,  $^{22}$ Na データの各 S1 領域における  $\log(\mathrm{S2/S1})-\mu_{\mathrm{ER}}$ 分布 (黒) とフィット結果 (赤)



Chapter 5 Evaluation of PSD and S2/S1 in the Double Phase Argon Detector

図 5.3.3 1000 V/cm, <sup>252</sup>Cf データの各 S1 領域における log(S2/S1)- $\mu_{NR}$  分布 (黒) とフィット結果 (赤:Sum、青:ER、緑:NR)。NR 事象付近を拡大しているため ER 事象の分布が見切れ ているものもあるが、フィットの範囲には含まれている。

連続関数  $\mu = f(S1)$  による  $\mu_{ER/NR}$  の近似が妥当に行えていることは、S1 と  $\log_{10}(S2/S1) - \mu$ の相関分布を用いて確認した。図 5.3.4 の上段は、<sup>22</sup>Na 線源データ (左) および <sup>252</sup>Cf データ (右) に対し、それぞれ  $\mu_{ER/NR}$  の近似曲線を用いて事象ごとに計算された  $\log_{10}(S2/S1) - \mu$  と S1 の 値の相関の分布である。また下段は、これを S1 領域に区切って  $\log_{10}(S2/S1) - \mu$  分布を作り、 Gauss 分布でフィットして得られた平均値である。連続関数  $\mu = f(S1)$  が  $\mu_{ER/NR}$  を正しく近似で きていれば、これらの分布は S1 の値に依らずゼロを中心に上下対象な分布を作ると期待される。 確かに大部分においてそのようになっているが、<sup>252</sup>Cf データの小光量領域 (S1  $\leq$  20 p.e.) では ER 事象と NR 事象が重なるため、 $\mu_{NR}$  の評価が難しくなっている。

以上はドリフト電場 1000 V/cm の結果であるが、この評価を他の電場のデータに対しても同様 に行った。図 5.3.5 には例として、最も電場の低い 200 V/cm (左) と、最も電場の高い 3000 V/cm (右) の S1 と log<sub>10</sub>(S2/S1) の相関分布を示す。上段は <sup>22</sup>Na、下段は <sup>252</sup>Cf 線源のデータである。 また、200, 500, 1000, 2000, 3000 V/cm の各電場において評価された  $\mu_{\rm ER}$ ,  $\mu_{\rm NR}$ ,  $\sigma_{\rm ER}$ ,  $\sigma_{\rm NR}$  それ ぞれのの S1 依存性を、図 5.3.6 および図 5.3.7 にまとめた。

一般にドリフト電場が高くなると、電離再結合確率が減るため同じエネルギーで発生する S1 光 量は減少し S2 光量 (電離電子数) は増加する。そのため、log10(S2/S1) の値は高いほうへシフトす



データ。電場は 1000 V/cm。下:上図の分布を S1 領域に区切り、Guss 分布として評価した平 均値。

図 5.3.4 上: $\mu_{\text{ER/NR}}$ の近似曲線を引いた  $\log_{10}(\text{S2/S1})$  と S1 の相関。左は <sup>22</sup>Na、右は <sup>252</sup>Cf

300

S1 (p.e.)

-0.02

-0.04

0

100

200

300

S1 (p.e.)

-0.02

-0.04

100

200

る。図 5.3.5 および図 5.3.6 からは、確かにそのような傾向が ER/NR ともに見られる。また、ER 事象における log<sub>10</sub>(S2/S1)の極小点も、電場が高くなると S1 の値が小さい方へ移動している。こ の極小点よりも S1 の値が大きい領域では ER と NR のバンドが離れ、強い分離能力があることが わかる。一方これより S1 が小さい領域では ER と NR の平均値が非常に近くなり、分離能力はあ まり期待できない。電場によって ER 事象の極小点が移動することにより、同じ S1 光量で比較す ると電場が高いほど ER/NR 分離能力は良くなっている。

図 5.3.7 に示される log<sub>10</sub>(S2/S1) –  $\mu$ の標準偏差  $\sigma$  は、ER 事象の S1  $\gtrsim$  200 p.e. 領域および NR 事象では、電場や S1 光量にはほとんど依存せず  $\sigma_{\rm ER} \simeq 0.12$ ,  $\sigma_{\rm NR} \simeq 0.06$  という値を取る。 このことから、S2/S1 比の分散は Slow/Total のように検出光電子数の統計的なふらつきによって 生じているのではないと考えられる。また励起/電離比や再結合の統計的なふらつきもエネルギー (量子数) に依存するので、これも原因とは考えづらい。ER 事象の S1 < 200 p.e. 領域では、途中 に極大点を持つ特徴的な構造をしている。電場が高いほどそのピーク値は大きく、S1 の値が小さ いところの表れる。 $\mu_{\rm ER}$  の構造と比較すると、例えば 3000 V/cm では、 $\mu_{\rm ER}$  は S1  $\simeq$  30 p.e. で極 小になるが  $\sigma_{\rm ER}$  は S1  $\simeq$  60 p.e. で極大になっており、一致しない。図 5.3.4 を見ても、近似曲線  $\mu = f(S1)$ のバイアスにより分散が大きくなっているとも考えずらい。

Chapter 2 でも述べたように、2 相型アルゴン検出器の S2/S1 分布に関する先行研究は存在せず、本研究によって初めて情報が得られた。この結果は 2017 年の国際会議で発表し [108]、その会議のレビュートークでも言及された [109]。また雑誌論文にも投稿し、出版された [110]。現時点では、σの値およびその構造に関する理解は得られていないが、今回得られた実験データそのものは



非常に有用であると言える。

図 5.3.5 200 V/cm(左) および 3000 V/cm(右) における <sup>22</sup>Na データ (上) および <sup>252</sup>Cf データ (下) の log<sub>10</sub>(S2/S1) 分布



図 5.3.6 各電場のデータにおける、ER 事象 (上) および NR 事象 (下) の  $\log_{10}(S2/S1)$  の平 均値  $\mu$  の S1 依存性



図 5.3.7 各電場のデータにおける、ER 事象 (上) および NR 事象 (下) の  $\log_{10}(S2/S1) - \mu$ の標準偏差  $\sigma$  の S1 依存性

# 5.4 Slow/Total と log(S2/S1) の相関

本章の最後に、Slow/Total と log(S2/S1) の 2 次元分布について議論する。図 5.4.1 は、200, 1000, 3000 V/cm の 3 つの電場において、 $^{252}$ Cf データ (赤) と  $^{22}$ Na データ (青) を、それぞれ S1 光量が 45–55 p.e.(上段) と 145–155 p.e.(下段) の領域を選んで Slow/Total–log(S2/S1) 分布にし たものである。同じ S1 光量で比較すると、Slow/Total による分離能力はあまり変わらないが、 log(S2/S1) による分離能力は電場が高いほど向上している。また S1 光量が大きくなると、どの電場でも Slow/Total、 log(S2/S1) ともに分離能力が向上している。

それぞれの電場・光量で ER/NR 事象領域を選択し、相関係数  $\rho$  を評価した結果が表 5.4.1 である。どの領域でも  $|\rho| < 0.2$  であり、有意な相関は見られない。



図 5.4.1 各電場における、S1 領域を区切ったときの PSD と log(S2/S1) の 2 次元分布。それ ぞれドリフト電場 200 V/cm(左行)、1000 V/cm(中央行)、3000 V/cm(右行)、および S1 領 域 45-55 p.e.(上段)、145-155 p.e.(下段)。赤は <sup>252</sup>Cf、青は <sup>22</sup>Na データ。

表 5.4.1   ER/NR それそれの Slow/Total と log(S2/S1) の間の相撲
-----------------------------------------------------

Drift-Field	S1 [p.e.]		ER			NR	
		Slow/Total	$\log(S2/S1)$	ho	Slow/Total	$\log(S2/S1)$	$\rho$
200 V/cm	[45, 55]	[0.4, 0.90]	[-0.2, 0.4]	-0.08	[0.10, 0.50]	[-0.2, 0.4]	0.17
200  v/cm	[145,  155]	[0.4,  0.90]	[-0.2, 0.5]	0.04	[0.10, 0.40]	[-0.6, 0.1]	0.16
1000  V/am	[45, 55]	[0.4,  0.90]	[0.0,  1.0]	0.01	[0.15, 0.50]	[-0.3, 0.6]	0.04
	[145, 155]	[0.4,  0.90]	[0.2,  1.2]	0.06	[0.10,  0.40]	[-0.3, 0.4]	0.09
2000 V/am	[45, 55]	[0.5,  0.85]	[0.5,  1.3]	0.07	[0.15, 0.45]	[0.4,  0.8]	0.07
3000 V/CIII	[145, 155]	[0.5,  0.85]	[0.9,  1.4]	0.12	[0.15, 0.38]	[0.0,  0.6]	0.17

ここまでの解析では、S1 光量をベースに Slow/Total と log(S2/S1) の分布を評価してきた。しかし、反跳エネルギー (krV<sub>nr</sub> 単位) ごとの ER/NR 分離能力を評価し、電場間の比較を行うためには、発光機構モデルを仮定しエネルギーと S1 信号量の間の換算を行う必要がある。次章では、本章で整理したデータを用いて発光機構モデルのパラメタを決定し、この換算を与える。

# Chapter 6

# Models of Scintillation and Ionization

ある事象に対して、そのとき検出器に落とされたエネルギーと観測される S1, S2 の量をひもづけ るためには、発光機構を定量的にモデル化する枠組みが必要となる。キセノン実験では、NEST (Noble Element Simulation Technique) \*1 という枠組みにおいて発光機構がモデル化され、多く のグループで使用されている。これは Chapter 2 で述べた希ガスの発光プロセスを厳密に追った ものではなく、ある程度簡略化・パラメタ化されたものである。アルゴンの発光モデルはキセノン のように体系化されておらず、その中に含まれるいくつかのモデルが断片的に評価されている状況 である。

この章では、まず NEST で用いられている発光モデルを解説しながら、先行研究による測定と パラメタ評価の状況 (キセノン、アルゴン両者)をまとめる。次に、このキセノン発光モデルに先行 研究によるアルゴンのパラメタを用いて、本研究で取得した ER/NR 事象データの log<sub>10</sub>(S2/S1) の構造 (Chapter 5 参照)の再現を試みる。さらにこのデータを用いて発光モデルのパラメタを決 定し、200–3000 V/cm の各電場における反跳エネルギーと S1 光量の対応関係を導く。

## 6.1 希ガス発光のモデルと先行研究による実験データ

## 6.1.1 NEST における発光機構モデル

NEST における発光機構モデル [111] をチャートにすると、 図 6.1.1 のようになる。入射粒子によ り検出器に付与されるエネルギー  $E_0$  のうち、一部はまわりの原子の運動となって熱として逃げ、 残りが原子の励起・電離に分配される。後者の割合を L、生成される励起子数を  $N_{\rm ex}$ 、電離数を  $N_{\rm i}$ とすると、

$$n_{\rm q} := N_{\rm ex} + N_{\rm i} = \frac{E_0 L}{W}$$
 (6.1.1)

$$N_{\rm ex} = \frac{\alpha}{\alpha + 1} n_{\rm q} \tag{6.1.2}$$

$$N_{\rm i} = \frac{1}{\alpha + 1} n_{\rm q} \tag{6.1.3}$$

と書ける。ここで  $n_q$  は電離と励起を合わせた量子の数、 $\alpha := \langle N_{ex}/N_i \rangle$  は初期励起電離比、W は 1 量子生成に対する実効的な仕事関数 (effective work function) である<sup>\*2</sup>。ER 事象に対しては、液 体アルゴンでは  $\alpha = 0.21$ , W = 19.5 eV [112], 液体キセノンでは  $\alpha = 0.06$ , W = 13.7 eV [113] という値が用いられる。W は常に ER 事象に対する値を用いるため、定義から ER 事象では L = 1となる。NR 事象では L はエネルギーに依存した値を取り、実質的に W/L が仕事関数として理解

<sup>\*1</sup> http://nest.physics.ucdavis.edu/

<sup>\*2</sup> 仕事関数 (W 値) は、本来は電離に必要なエネルギーを意味するため、これと明確に区別するため  $W_{\rm ph}$  と記述されることも多い。



図 6.1.1 NEST(v0.98) における発光機構モデル [111] をチャート化した図

される。また、NR 事象の α はエネルギーと電場に依存し、おおむね1程度になる。例えば液体 キセノンでは 0.7-1.1 (C.E.Dahl [84])、液体アルゴンでは 0.6-2.4 (H.Cao [105]) という報告があ る。NEST では様々な実験データの global fit から、次式のように電場 F および反跳エネルギー E<sub>0</sub>の依存性がパラメタ化されている [111]。

$$\alpha = \alpha_0 \cdot F^{-\zeta} \cdot (1 - e^{-\beta\epsilon}) \tag{6.1.4}$$

$$\alpha_0 = 1.240^{+0.079}_{-0.073} \tag{6.1.5}$$

$$\zeta = 0.0472_{-0.0073}^{+0.0088} \tag{6.1.6}$$

 $\zeta = 0.0472_{-}$  $\beta = 239_{-8.8}^{+28}$ (6.1.7)

ここで *ϵ* は後述の式 (6.1.19) で定義される、無次元化された反跳エネルギーである。式 (6.1.4) を 電場 100, 1000, 5000 V/cm の場合について図示すると、図 6.1.2 のようになる。電場が高いほど αの値は小さくなり、それぞれの電場ではおよそ5 keV<sub>nr</sub> 以上ではエネルギーによらず一定値、それより低いエネルギーでは減少している。



図 6.1.2 NEST における NR 事象の初期励起電離比  $\alpha_{\rm NR}$ 

電離によって生じたイオンと電子は、ある確率 r で再結合して励起子となり、残りはドリフト電子として収集される。すなわち、再結合を経た後の励起子数 N'<sub>ex</sub> および電離数 N'<sub>i</sub> は

$$N_{\rm ex}' = N_{\rm ex} + r \cdot N_{\rm i} \tag{6.1.8}$$

$$N'_{i} = (1 - r) \cdot N_{i} \tag{6.1.9}$$

となる。rは ER と NR で異なり、エネルギー  $E_0$  および電場 F に依存する。

再結合過程ののち、励起子の一部は Biexcitonic quenching によって消滅し、蛍光を発する割合  $f_l$ は1以下となる。ER 事象では $f_l = 1$ である。イオンと電子はこの反応を起こさない。最終的 に生成される蛍光数  $n_{\rm ph}$  とドリフト電子数  $n_{\rm e}$  は

$$n_{\rm ph} = f_l \cdot N'_{\rm ex} \tag{6.1.10}$$

$$n_{\rm e} = N_{\rm i}'$$
 (6.1.11)

となる。以上をまとめると、

$$n_{\rm ph} = L \cdot f_l \cdot \frac{E_0}{W} \cdot \left[ 1 - \frac{1}{\alpha + 1} \cdot (1 - r) \right]$$
 (6.1.12)

$$n_{\rm e} = L \cdot \frac{E_0}{W} \cdot \frac{1}{\alpha + 1} \cdot (1 - r) \tag{6.1.13}$$

となる。最終的に検出される S1, S2 光量は検出器ごとに異なるパラメタ g1, g2 を用いて

$$S1 = g_1 \cdot n_{\rm ph} \tag{6.1.14}$$

$$S2 = g_2 \cdot n_e \tag{6.1.15}$$

と書ける。g<sub>1</sub>には、液相での光検出効率や不純物による励起子の減少の効果が含まれる。g<sub>2</sub>には、 気相での光検出効率、不純物によるドリフト電子吸収、液相から気相への電子取り出し効率、気 相で電子1個あたりのS2発光量が含まれる。特に不純物が十分少なく、電子の取り出し効率が十 分であり、液相と気相で光検出効率が等しい場合には、g<sub>2</sub>/g<sub>1</sub>比は電子1個あたりのS2発光量に なる。 ER 事象の場合は L = 1,  $f_l = 1$  であるので、単位エネルギーあたりの蛍光数と電離電子数の和 は電場やエネルギーに依らず定数となる。

$$\frac{n_{\rm ph}}{E_0} + \frac{n_{\rm e}}{E_0} = \frac{S1}{g_1 E_0} + \frac{S2}{g_2 E_0} = \frac{1}{W}$$
(6.1.16)

これは再結合法則のモデルやパラメタにも依存しないため、検出器のパラメタ g<sub>1</sub>, g<sub>2</sub> を較正する ために用いられる (図 6.1.3)。



図 6.1.3 2 相型検出器における ER 事象の S1–S2 信号相関。左:アルゴン (40 keV  $\gamma$  線) [105]、 右:キセノン (122 keV  $\gamma$  線) [84]。

## 6.1.2 消光因子

Lおよび  $f_l$ は NR 事象の場合に発光量を減少させるため、消光因子と呼ばれる。前者は核的消光 因子、後者は電子的消光因子<sup>\*3</sup>という。反跳原子核によってまわりの原子に付与されるエネルギー のうち、電子的エネルギー付与  $E_n$ 、核的エネルギー付与  $E_\nu$  を用いると、Lindhard factor L <sup>\*4</sup>は

$$L := \frac{E_{\eta}}{E_{\eta} + E_{\nu}} \tag{6.1.17}$$

と定義される<sup>\*5</sup>。NEST では基本的に、Lindhard theory [115] による数値計算結果を J.D.Lewin & P.F.Smith [4] が近似した式

$$L = \frac{kg(\epsilon)}{1 + kg(\epsilon)} \tag{6.1.18}$$

$$\epsilon = 11.5 \left(\frac{E_{\rm nr}}{1 \text{ keV}}\right) Z^{-7/3} \tag{6.1.19}$$

$$g(\epsilon) = 3\epsilon^{0.15} + 0.7\epsilon^{0.6} + \epsilon \tag{6.1.20}$$

$$k = 0.133Z^{2/3}A^{-1.2} \tag{6.1.21}$$

<sup>\*3</sup> 電場により S1 蛍光量が減る割合を「電気的消光因子」と呼ぶ場合もある。

<sup>\*4</sup> L は文献によっては  $q_{nc}$  や  $f_n$  と表記されることもある。

<sup>\*&</sup>lt;sup>5</sup> Lの定義を阻止能の比 $S_{e}/(S_{e} + S_{n})$ と説明する文献も多くみられる (例えば [111, 114]) が、これは誤りである。

が用いられている<sup>\*6</sup>。ここで Z, A はそれぞれ原子番号と原子核質量数である。図 6.1.4(左) はネオ ン、アルゴン、キセノンに対して計算される L のエネルギー依存性である。電子的および核的阻止 能のモデルとしては、Lindhard の他に Ziegler et al. [116] や Lenz-Jensen [117, 118] などがあり、 NEST の論文 [111] の Section VI や F.Bezrukov et al. [119] で議論されている。Lindhard theory は、原論文でも言及されているように  $\epsilon = 0.01$  (キセノンでは 9.6 keV、アルゴンでは 0.7 keV) 以 上のエネルギーで有効であり、それ以下には理論的不定性がある。



図 6.1.4 Mei model [114] で用いられている Lindhard factor L(E) と電子的阻止能  $(dE/dx)_{el}$  の値 (右)

気体の核的消光因子には Lindhard theory による L が実験値とよく合うことが知られている が [49]、液化希ガス蛍光の消光はそれだけでは説明できず、Biexcitonic quenching による電子的 消光 (式 2.1.17) も考慮する必要がある。Mei et al. は、有機液体シンチレーターの発光量 S に関 する Birks の経験則

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}x} = \frac{A \cdot \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{el}}}{1 + B \cdot \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{el}}}, \quad A, B : \mathrm{const.}$$
(6.1.22)

からの類推で、

$$f_l = \frac{1}{1 + k_{\rm B} \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\rm el}}, \quad k_{\rm B} : \text{const.}$$
(6.1.23)

という形を導入した [114]。  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{el}$  は電子的阻止能で<sup>\*7</sup>、図 6.1.4(右) に示す値が用いられている。 実験的に測定される量としては、 offective scintillation officionay f = が用いられる。これはガ

実験的に測定される量としては、effective scintillation efficiency  $\mathcal{L}_{eff}$  が用いられる。これはゼロ電場状態において、NR 事象に対して単位エネルギー当たり検出される S1 光量を、ER 事象 (NEST では <sup>57</sup>Co の 122 keV  $\gamma$  線全吸収事象) のそれで規格化したもの

$$\mathcal{L}_{\rm eff}(E_{\rm nr}) := \frac{S1_{\rm NR}(E_{\rm nr}, F=0)/E_{\rm nr}}{S1_{\rm ER}(E_{\gamma}, F=0)/E_{\gamma}}$$
(6.1.24)

として定義される。ここで  $E_{\rm nr}$  は原子核反跳エネルギー、 $E_{\gamma}$  は  $\gamma$  線のエネルギーである。これは 式 (6.1.12) を用いると、

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = L \cdot f_l \cdot \frac{(\alpha_{\text{NR}} + r_{\text{NR},0}) / (\alpha_{\text{NR}} + 1)}{(\alpha_{\text{ER}} + r_{\text{ER},0}) / (\alpha_{\text{ER}} + 1)}$$
(6.1.25)

<sup>\*&</sup>lt;sup>6</sup> ただし、NEST では*k* もフィットパラメタとされている。アルゴンでは式 (6.1.21) が用いられている。

<sup>\*7</sup> Mei の原論文では単に dE/dx と書かれているが、文章中に "the electronic stopping power dE/dx" と記述さ れている。他にも多くの文献で、dE/dx, (dE/dx)<sub>el</sub>, LET<sub>el</sub> など、本来区別されるべき量が混同されている。

となる。ここで  $\alpha_{_{\rm NR}}, \alpha_{_{\rm ER}}$  はそれぞれ NR 事象および ER 事象の励起電離比、 $r_{_{\rm NR,0}}, r_{_{\rm ER,0}}$  はゼロ電場における NR 事象および ER 事象の再結合確率である。もし  $r_{_{\rm NR,0}} = r_{_{\rm ER,0}} = 1$  が成立しているならば、平均値をとると  $\mathcal{L}_{\rm eff} = L \cdot f_l$  となる。



図 6.1.5 様々なグループによる液体アルゴン (左 [102]) および液体キセノン (右 [111]) の Leff の測定結果

図 6.1.5 は液体アルゴン (左) および液体キセノン (右) に対し、様々なグループによって測定さ れた *L*eff の結果である。以下、アルゴンの測定実験についてそれぞれ説明する。

MicroCLEAN [82] と Creus et al. [120] は液体 1 相型検出器による実験で、DD-generator に よる 2.8 MeV の単色中性子を照射し、有機液体シンチレーターによって散乱中性子を検出するこ とで運動学的に反跳エネルギー  $E_{\rm nr}$ を決定している。両者とも  $E_{\rm nr} > 20$  keV<sub>nr</sub> の領域ではおおむ ね一定値  $\mathcal{L}_{\rm eff} \simeq 0.25$  となっているが、それより低いエネルギーでは増加している。

SCENE [101] と ARIS [102] はともに 2 相型検出器\*<sup>8</sup>による実験で、加速器からの中性子ビームを用いている。SCENE は単色の陽子ビーム (2.316–3.607 MeV で可変) を LiF ターゲットに 照射し、<sup>7</sup>Li(p,n)<sup>7</sup>Be 反応によって生じる 0.510–1.773 MeV の中性子を使用している。ARIS は 14.63 MeV の単色 Li ビームを水素ガスターゲットに照射し、H(<sup>7</sup>Li,n)<sup>7</sup>Be 反応によって生じる 1.45±0.085 MeV の中性子を使用している。両者ともターゲットから TPC までの TOF および有機液体シンチレーターによる散乱中性子検出を用いて反跳エネルギー  $E_{\rm nr}$  決定している。 $E_{\rm nr} < 20$  keV<sub>nr</sub> でも、 $\mathcal{L}_{\rm eff}$ の不自然な上昇は見られていない。

L を Lindhard モデルに固定し、 $r_{_{\rm NR,0}} = r_{_{\rm ER,0}} = 1$  を仮定すると、 $\mathcal{L}_{\rm eff}$ の測定結果を Fit することで Mei モデルのパラメタ  $k_{\rm B}$  を決めることができる。各液体アルゴン実験による  $k_{\rm B}$ の測定結果を表 6.1.1 にまとめた。本研究では、 $k_{\rm B} = (3.5 \pm 0.2) \times 10^{-4} \text{ MeV}^{-1} \text{ g cm}^{-2} [121]^{*9}$ を用いる。ARIS では、dE/dxの 2 次まで入れた

$$f_l = \frac{1}{1 + k_{\rm B} \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\rm el} + k_{\rm B}^* \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\rm el}^2} \tag{6.1.26}$$

という式が使われている。またキセノン実験では式 (6.1.23) の代わりに

$$f_l = \frac{1}{1 + \eta \epsilon^{\lambda}}, \quad \eta, \lambda : \text{const.}$$
 (6.1.27)

\*9 論文準備中

<sup>\*&</sup>lt;sup>8</sup> ただし、ARIS はビーム試験の際の問題によって、S1 データのみの取得となった。

という形<sup>\*10</sup>がよく使われており、NEST による global fit では  $\eta = 3.3^{+5.3}_{-0.7}, \lambda = 1.14^{+0.45}_{-0.09}$  という 値が得られている [111]。

	$k_{\rm B}  [{\rm MeV^{-1} \ g \ cm^{-2}}]$	$k_{\rm B}^*  [{\rm MeV^{-2} \ g^2 \ cm^{-4}}]$
Mei original [114]	$7.4  imes 10^{-4}$	—
SCENE [101]	$(5.0 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	—
ARIS [102]	$(5.2 \pm 0.6) \times 10^{-4}$	$(-2.0 \pm 0.7) \times 10^{-7}$
DarkSide-50 [122]	$(4.66^{+0.86}_{-0.94}) \times 10^{-4}$	—
this work (S1 spectrum) [121]	$(3.5 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	-

表 6.1.1 液体アルゴンに対する消光因子パラメタ kB の測定値のまとめ

#### 6.1.3 電離再結合法則

電離したイオンと電子の再結合率 r は、電場とエネルギーに依存する。電場が大きいときには r は小さくなるが、これは直感的にも理解しやすい。一方でエネルギー依存性は非自明である。図 6.1.6 は、反跳電子もしくは反跳原子核 (赤丸) が周りの原子を電離し、その飛跡 (赤線) のまわりに イオンと電子 (青色の領域) が分布している様子の模式図である。電離半径は、液体アルゴンや液 体キセノンでは  $O(100 \text{ nm}) \sim O(1 \ \mu\text{m})$  程度であると見積もられている [123, 84]。飛跡が電離半 径と同程度かそれ以下の場合は、電子やイオンが箱状 (球状) に分布し、再結合の相手はランダム になる (図 6.1.6 左)。このようなモデルは Thomas-Imel Box (TIB) model [60] と呼ばれ、NR 事 象や低エネルギー ER 事象が該当する。一方エネルギーが大きい ER 事象では反跳電子の飛跡が電 離半径よりも十分長くなり、電子やイオンが柱状に分布する (図 6.1.6 右)。このとき再結合率は飛 跡の区間ごとに分けて考えられ、電子的阻止能 (dE/dx)<sub>el</sub> に依存する。このモデルは道家忠義 氏 によって提唱されたものであり [112, 55]、有機シンチレーターに対する Birks の法則に似た式で あることから、Doke-Birks model と呼ばれる。



図 6.1.6 荷電粒子の飛跡長と電離半径、および適用される再結合法則の概念図

<sup>\*10</sup> NEST の論文 [111] では、Mei の論文 [114] を参照しながら唐突に式 (6.1.27) が導入されており、どのような物理 的経緯でこの式が得られるのかは説明されていない。

再結合確率 r は TIB model, Doke-Birks model ともに Jaffe の拡散方程式 [124]

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = \mathbf{v}_+ \cdot \nabla n_+ + d_+ \nabla^2 n_+ - \alpha' n_- n_+ \tag{6.1.28}$$

$$\frac{\partial n_{-}}{\partial t} = \boldsymbol{v}_{-} \cdot \nabla n_{-} + d_{-} \nabla^{2} n_{-} - \alpha' n_{+} n_{-}$$
(6.1.29)

から計算される。ここで添え字の +, - はそれぞれイオンと電子を表し、 $n_{\pm}(\boldsymbol{x},t)$ はイオン/電子の数密度 (イオン/電子の数は  $N_{\pm}(t) = \int d^3x n_{\pm}(\boldsymbol{x},t)$ )、 $\boldsymbol{v}_{\pm}$ はドリフト速度、 $d_{\pm}$ は拡散係数、 $\alpha'$ は再結合係数である。

TIB model ではイオンのドリフトおよびイオン・電子の拡散は無視し、z軸方向の一様電場を 想定して  $v_{-} = (0, 0, v)$  とおく。

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = -\alpha' n_- n_+ \tag{6.1.30}$$

$$\frac{\partial n_{-}}{\partial t} = v \frac{\partial n_{-}}{\partial z} - \alpha' n_{+} n_{-} \tag{6.1.31}$$

*t* = 0 において、イオンと電子は辺の長さが 2*a* の立方体中に一様分布し、その外部には存在しないとする。すなわち初期条件

$$N_{+}(0) = N_{-}(0) = N_{\rm i} \tag{6.1.32}$$

$$n_{\pm}(\boldsymbol{x}, 0) = \begin{cases} N_{\rm i}/(8a^3) & \text{(for } |\boldsymbol{x}|, |\boldsymbol{y}|, |\boldsymbol{z}| < a) \\ 0 & \text{(otherwise)} \end{cases}$$
(6.1.33)

のもと、これを解くと、

$$r := \frac{N_{-}(\infty)}{N_{-}(0)} = 1 - \frac{\ln(1+N_{i}\varsigma)}{N_{i}\varsigma}$$
(6.1.34)

$$\varsigma := \frac{\alpha'}{4a^2v} \tag{6.1.35}$$

という解が得られる。エネルギー依存性は  $N_i$  の中に、電場依存性は  $\varsigma$  の中にあり、両者が分離されている。Thomas & Imel の原論文では、ドリフト速度が移動度  $u_{\pm}$  を用いて  $v_{\pm} = \mp u_{\pm} F$  として導入されている。NEST ではこれを拡張し、定数のパラメタ  $\gamma, \delta$  を用いて

$$\varsigma = \gamma F^{-\delta} \tag{6.1.36}$$

という形で実装されている。オリジナルの TIB model は  $\delta = 1$ ,  $\gamma = \alpha'/4a^2u_-$  に相当する。  $\xi := N_i \cdot \varsigma$  と置くと、 $r = 1 - \frac{1}{\xi} \ln(1 - \xi)$  は  $\xi$  の単調増加関数である。すなわち、r はエネルギー  $E_0$  およびパラメタ  $\gamma$  に対しては単調増加、電場 F に対しては単調減少の依存性がある。 $\xi \rightarrow 0$ の 極限で  $r \rightarrow 1$  となるので、単純に電場をゼロにすると電離電子は 100% 再結合することになる。 しかし電場によるドリフトがないような状況では、電子の熱拡散が無視できなくなる。拡散速度は

$$v = \frac{\alpha'}{a} \frac{\epsilon kT}{e^2} \tag{6.1.37}$$

で与えられる [84]。ここで  $\epsilon$  は誘電率、k は Boltzman 定数、 T は温度、e は素電荷である。これ を用いると、ゼロ電場での  $\varsigma$  は

$$\varsigma(F=0) = \frac{\alpha' e^2}{4a\epsilon kT} \tag{6.1.38}$$

となる。

Doke-Birks model では、Jaffe の方程式 (6.1.28), (6.1.29) で拡散とドリフトを無視する。

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = -\alpha n_- n_+ \tag{6.1.39}$$

$$\frac{\partial n_{-}}{\partial t} = -\alpha n_{+} n_{-} \tag{6.1.40}$$

また、飛跡に沿った微小区間微小区間 dx ごとに、円柱の内部で電子・イオン密度は一様分布をしていると仮定する。このとき常に  $n_+(x,t) = n_-(x,t)$  なので、 2 つの方程式はまとめて

$$\frac{\partial n_{\pm}}{\partial t} = -\alpha n_{\pm}^2 \tag{6.1.41}$$

とできる。以後、簡単のため  $n(\boldsymbol{x},t) := n_{\pm}(\boldsymbol{x},t), n_0 := n(\boldsymbol{x},0)$  と書く。再結合過程が起きる時間 のスケールとして適当なカットオフ時間 (測定時間) $\tau$ を導入し、これを積分すると

$$\int_{n_0}^{n(\tau)} \frac{\mathrm{d}n}{n^2} = -\alpha' \int_0^{\tau} \mathrm{d}t$$
 (6.1.42)

$$-\frac{1}{n(\tau)} + \frac{1}{n_0} = -\alpha'\tau \tag{6.1.43}$$

$$n(\tau) = \frac{n_0}{1 + \alpha' \tau n_0} \tag{6.1.44}$$

となる。微分方程式に電子・イオン密度の空間変化が関与しないので、適当な体積 V を仮定 して  $N_{\pm}(t) = n_{\pm}(t)V$  とできる。また、 $n_0$  は電子的阻止能 (dE/dx)<sub>el</sub> に比例するとして<sup>\*11</sup>、  $n_0 = K \cdot (dE/dx)_{el}$ と置けば、

$$r = \frac{N_{\pm}(\tau)}{N_{\pm}(0)} = \frac{VK \cdot (dE/dx)_{\rm el}/N_{\pm}(0)}{1 + \alpha'\tau K \cdot (dE/dx)_{\rm el}}$$
(6.1.45)

分母・分子の定数をまとめて A, B と置けば、

$$r = \frac{A \cdot (\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{el}}}{1 + B \cdot (\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{el}}} \tag{6.1.46}$$

となる。これは微小区間 dx で電子-イオン対がランダムに再結合する" volume recombination"を 表す。一方、高エネルギー (MeV 領域) の電子・および重イオンビームによる実験から、d $E/dx \rightarrow \infty$ の極限で  $r \rightarrow 1$  となることが知られている。これを再現するため、電離電子が親のイオンと再結 合する" geminate recombination"を表す定数項 C を加え、

$$r = \frac{A \cdot (dE/dx)_{\rm el}}{1 + B \cdot (dE/dx)_{\rm el}} + C, \quad B := \frac{A}{1 - C}$$
(6.1.47)

とした再結合確率が、Doke-Birks model の解である。道家氏がこのモデルを導入した目的は、ゼロ電場における 1 MeV 電子線の蛍光効率が O(1 GeV) イオンビームの蛍光効率よりも小さくなる (アルゴンでは 0.8、キセノンでは 0.6) ことを説明するためであり [55]、定数項 C には geminate recombination だけでなく直接励起による蛍光も含まれていた。また、外部電場によるドリフトの

<sup>\*&</sup>lt;sup>11</sup> 本来は電子的線エネルギー付与 LET<sub>el</sub> が用いられるべきである。(d*E*/d*x*)<sub>el</sub> と LET<sub>el</sub> は、エネルギー領域を絞れ ばほとんど同じ形で定数倍の違いであると近似できるため、両者の違いはパラメタ *A* の値に繰り込まれる。

効果は考慮されていない。現在は、直接励起とは切り離され、純粋に電離再結合確率を表す式として用いられている。また、パラメタ *A*, *C* の値に電場依存性を持たせることで、外部電場がかけられた場合にも適用されている。

図 6.1.7 は NEST で用いられている、キセノンにおける Doke-Birks model のパラメタ *A*, *C* の 電場依存性である [113]。NEST ではエネルギー領域によって 2 通りのパラメタの取り方を分けて いる。赤点および赤線は  $\gamma$  線 (主に 122 keV) による ER 事象の場合の *A* の値で、このとき *C* = 0 としている。一方、青点および青線は相対論的電子線 (主に 1 MeV) による ER 事象の場合の *C* の 値で、このときは逆に *A* = *B* = 0 とされている。



図 6.1.7 液体キセノンに対する Doke-Birks model のパラメタ *A*,*C* の電場依存性 (左) と再 結合確率の LET 依存性 (右) [113]

再結合パラメタ測定の先行研究について述べる。まずゼロ電場環境下における ER 事象の再結 合確率は、様々なエネルギーの  $\gamma$ 線に対する単位反跳エネルギー当たりの蛍光量  $L_y = n_{\rm ph}/E_{\gamma}$ を 測定することで得られる。アルゴンでは、ARIS 実験で 41.5–511 keV のエネルギー領域における ゼロ電場 S1 光量が測定されたが、測定誤差以上のエネルギー依存性は見られなかった (図 6.1.8 左)。TIB model に従う低エネルギー領域の測定は報告されていない。一方キセノンでは、様々な グループによって広いエネルギー範囲で測定が行われている。図 6.1.8 右はその結果をまとめられ たもの [113] で、15 keV<sub>ee</sub> 付近を境に TIB model と Doke-Birks model が切り替わる様子が見て 取れる。ここから、ゼロ電場における再結合則のパラメタの値が

$$4\xi N_{\rm i} = 4\varsigma_{\rm EB} = 0.91 \pm 0.07 \tag{6.1.48}$$

$$A = 0.18 \pm 0.07 \text{ MeV/cm}^2 \tag{6.1.49}$$

$$C = 0.57 \pm 0.14 \tag{6.1.50}$$

と得られている。ゼロ電場における NR 事象の電気的消光因子は、核的消光因子と分離ができないため、直接測定は難しい。

電場下における再結合確率の測定には、S1の減少を測定する方法と、S2を測定する方法の2通りがある。S1の減少を測定する場合は、同じエネルギーに対するゼロ電場でのS1光量で規格化した

$$\frac{S1(F)}{S1(0)} = \frac{r+\alpha}{r_0+\alpha}$$
(6.1.51)

$$=\frac{r\cdot N_{\rm i}+N_{\rm ex}}{r_0\cdot N_{\rm i}+N_{\rm ex}} \tag{6.1.52}$$



図 6.1.8 ゼロ電場、ER 事象における S1 発光効率の測定値。左:アルゴン [102]、右:キセノン [113]。(キセノンの 30 keV にある凹構造は、K shell によるもの)

を評価する。図 6.1.9 は ARIS による、NR 事象 (left) および ER 事象 (right) の S1 光量の電場依存 性の測定結果である。電場は 50, 100, 200, 500 V/cm の 4 点で、反跳エネルギーは 40–300 keV<sub>ee</sub> および 7.1–117.8 keV<sub>nr</sub> の範囲である。曲線はそれぞれの電場ごとに Eq.(6.1.51) による Fit 結果 である。ARIS の解析では、 $\alpha_{\rm ER} = 0.21$ ,  $\alpha_{\rm NR} = 1$ ,  $r_0 = 1$  に固定されている。ER 事象につい ては  $r_0$  を 0.8–1 の範囲で変化させ  $r_0 = 1$  の場合が最もよくデータを説明することが確認されて いるが [125] \*<sup>12</sup>、NR 事象については検証されていない。この測定から得られた再結合パラメタ は、\*<sup>13\*14</sup>

$$\varsigma_{\rm NR} = \gamma_{\rm NR} \cdot F^{-\delta_{\rm NR}} \tag{6.1.53}$$

$$\gamma_{\rm NR} = 18.5 \pm 9.7 \; (\rm V/cm)^{\delta_{\rm NR}} \tag{6.1.54}$$

$$\delta_{\rm NR} = 1.07 \pm 0.09 \tag{6.1.55}$$

$$A = (2.5 \pm 0.2) \times 10^{-1} \text{cm/MeV}$$
(6.1.56)

$$C = C' \cdot e^{-D \cdot F} \tag{6.1.57}$$

$$C' = 0.77 \pm 0.1 \tag{6.1.58}$$

$$D = (3.5 \pm 0.3) \times 10^{-3} \text{ cm/V}$$
(6.1.59)

となっている [102]。電場下における S1 光量の観測は SCENE でも行われているが、彼らはその データを使った再結合率の議論は行っていない。これについては付録 A で議論する。

S2 を用いた観測では、S1 のときのようにゼロ電場での値等で規格化することができないため、  $g_2 や L$ の不定性が存在する。一方、ゼロ電場での再結合率  $r_0$  は関与しない。

$$S2 = g_2 \cdot \frac{E_0 L}{W} \frac{1}{\alpha + 1} \cdot (1 - r)$$
(6.1.60)

図 6.1.10 は SCENE(左) および Joshi et al.(右) によって測定された、ER 事象および NR 事象 に対する S2(n<sub>e</sub>) 信号の電場依存性である [101]。SCENE の測定は 96.4, 193, 293, 486 V/cm の

<sup>&</sup>lt;sup>\*12</sup> これは、前述の1 MeV 電子線で r<sub>0</sub> = 0.8 になること [55] とは相いれない。

<sup>\*13</sup> ARIS の論文では  $\gamma_{NR}$  は  $C_{box}$ 、  $\delta_{NR}$  は  $\beta$  という文字で書かれている。本研究では一貫して NEST の表記に合わせ、 $\gamma, \delta$  を用いる。

<sup>\*&</sup>lt;sup>14</sup> ARIS の論文 [102] では  $A = (2.5 \pm 0.2) \times 10^{-3} \text{cm/MeV}$  と記述されているが、この値と図 6.1.9(左) の曲線から dE/dx を逆算すると、(どのエネルギーでも一様に) ESTAR による dE/dx の 100 倍大きな値になる。そのため、これは誤植であると考えられる。



図 6.1.9 ARIS 実験で測定された液体アルゴン蛍光 (S1) の電場依存性 [102]。左:NR、右:ER

4 点の電場で、ER 事象は<sup>83m</sup>Kr の 41.5 keV γ 線を、NR 事象は核的消光因子測定と同じく中性 子ビームによる原子核反跳 (反跳角により、16.9, 25.4, 36.1, 57.3 keVnr を選択) を用いている。 ER 事象のデータを TIB model で Fit した結果、 $\gamma_{\rm ER} = 0.18 \pm 0.03 \; (V/cm)^{\delta}, \; \delta_{\rm NR} = 0.61 \pm 0.03 \; (V/cm)^{\delta}$ という結果が得られている<sup>\*15</sup>。NR 事象に対しては、 $\delta_{_{\rm NR}} = \delta_{_{\rm ER}} = 0.61$ に固定して Fit を行い、  $\gamma_{
m FR} \sim 0.5 \; (V/cm)^{\delta}$ という結果を得ている<sup>\*16</sup>。電場およびエネルギーの範囲がほとんど同じであ るにも関わらず、ARIS の S1 測定結果とは異なる結果となっている。

Joshi et. al. [126] は、S2 のみを検出する小型のアルゴン 2 相型検出器による実験である。ER 事象には<sup>37</sup>ArのK-shell X 線 (2.82 keV)を、NR 事象には 1.932 MeV の陽子ビームを Li<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> ターゲットに照射して生成した中性子 (コリメートにより ~70 keV を選択)を用いている。反跳 角の測定は行っておらず、スペクトルをシミュレーションと比較することで 6.7 keVnr の back scatter を評価している。電場は、ER 事象の測定では 3000 V/cm まで、NR 事象の測定では 2130 V/cm までかけている。図 6.1.10(右) の赤点は ER 事象、緑点は NR 事象のデータである。 g2 の較正に 33% の不定性があり、これによる系統誤差が box で示されている。ER 事象のデータ を Fit することにより、TIB model のパラメタとして  $\gamma = 2.37 \; (V/cm)^{\delta}, \; \delta = 0.61 \; Eviう結果を$ 得ている $^{*17}$ 。NR 事象のデータは、 $\gamma,\,\delta$ は ER 事象と同じ値を、核的消光因子には一定値 0.25 を 仮定し、Fit により  $\alpha_{_{\rm NR}} = 0.19$  という値を得ている。

DarkSide-50 実験では、ER 事象再結合法則として、TIB model でも Doke-Birks model でもな い"PARIS (Precision Argon Recoil Ionisation and Scintillation) model" [122] という独自のモ デルを採用している。これは DarkSide-50 実験で<sup>39</sup>Ar, <sup>57</sup>Co, <sup>133</sup>Ba 線源による ER 事象の S1 ス ペクトルをシミュレーションで再現するために導入された再結合率で、以下のような関数である。

$$r = \operatorname{erf}(E/p_1)(p_2 \times e^{-E/p_3} + p_4) \tag{6.1.61}$$

$$p_1 = 3.77 \text{ keV}_{ee}$$
 (6.1.62)

$$p_2 = 0.277 \tag{6.1.63}$$

$$p_3 = 113 \text{ keV}_{ee}$$
 (6.1.64)

$$p_4 = 0.665 \tag{6.1.65}$$

この関数形に物理的根拠はなく、200 V/cmの電場でのみ適用可能である。また、S2 データとの 整合性は議論されていない。ARIS の 200 V/cm データ (40–300 keVee) との整合性は確認されて

<sup>\*&</sup>lt;sup>15</sup> 後でわかるように、このエネルギーは TIB model ではなく Doke- Birks model が適用されるべき領域である。

<sup>\*&</sup>lt;sup>16</sup> SCENE の論文では  $\gamma_{\text{ER}}$  は  $C_{83m\text{Kr}}$ 、  $\gamma_{\text{NR}}$  は C、 $\delta$  は B という文字で書かれている。 \*<sup>17</sup> Joshi の論文では  $\gamma$  は C、 $\delta$  は b という文字で書かれている。



図 6.1.10 液体アルゴンにおける電離信号 (S2 光量) の電場依存性。左:SCENE [101]、右: Joshi et al. [126]

いるが [102]、10 keVee 以下の急激な立ち上がりの正当性は示されていない。



図 6.1.11 PARIS model [122] における ER 事象の再結合確率 (左) と、これを用いたシミュ レーションと実データの S1 スペクトル比較 (<sup>39</sup>Ar の  $\beta$  線事象)

# 6.2 較正データを用いた再結合パラメタの決定

NEST のモデルが液体アルゴンに対しても適用可能であると仮定すると、式 (6.1.12)、式 (6.1.13)、 およびアルゴンにおける先行研究で得られたパラメタを用いて  $n_{\rm ph}$ ,  $n_{\rm e}$  を計算することで、反跳エ ネルギー  $E_0$  を媒介変数として理論的に S1–log<sub>10</sub>(S2/S1) の曲線を描くことができる。その際、検 出器ごとに調整が必要なパラメタは S1 および S2 の検出効率  $g_1, g_2$  の 2 つだけで、これらは電場 やエネルギーや粒子種 (ER/NR) には依存しない定数値である。本研究の検出器では、ゼロ電場に おける S1 検出効率が 5.7 p.e./keV<sub>ee</sub> なので、 $g_1 = 0.123$  となる。そのため、S2 の発光・検出効率  $g_2$  もしくはドリフト電子 1 個あたりの S2 発光効率  $g_2/g_1$  さえ決めてしまえば、S1–log<sub>10</sub>(S2/S1) 曲線が一意に定まる。

$$\log_{10}(S2/S1) = \log_{10}(n_{\rm e}/n_{\rm ph}) + \log_{10}(g_2/g_1)$$
(6.2.1)

なので、 $g_2/g_1$ の値は曲線の形状には影響せず、その縦軸方向のオッフセットとしてのみ寄与する。 図 6.2.1 はドリフト電場 200 V/cm の <sup>22</sup>Na および <sup>252</sup>Cf データに、ARIS [102] (ER 事象の Doke-Bieks model, NR 事象の TIB model) および Joshi et al. [126](ER 事象の TIB model) のパラメタを用いて計算した S1-log<sub>10</sub>(S2/S1) 曲線を重ね描いたものである。ここでは適当に、  $g_2/g_1 = 11$  としている。ER 事象では、低エネルギー事象では TIB model が、高エネルギーでは Doke-Birks model が適用され、正確には Geant4 などのシミュレーションを用いてステップごと に再結合確率が与えられるべきであるが、ここでは経験的に

$$r = 1 - \sqrt{(1 - r_{\rm TIB})^2 + (1 - r_{\rm DB})^2}$$
(6.2.2)

と定義することで、両者を算術的になめらかに接続した。g<sub>2</sub>/g<sub>1</sub>という一つの値を調整するだけで、 理論計算が実データをよく再現している。



図 6.2.1 ドリフト電場 200 V/cm における線源データの S1–log<sub>10</sub>(S2/S1) 分布とその  $\mu_{\rm ER/NR}$  に、文献値を用いて計算した S1–log<sub>10</sub>(S2/S1) 曲線を重ね描いて比較した様子。左は <sup>22</sup>Na 線 源の ER 事象、右は <sup>252</sup>Cf 線源の ER 事象。データは図 5.3.5 のものと同じ。計算の詳細は本 文を参照。

しかし、そのままドリフト電場の値に 3000 V/cm を代入すると、計算値はデータをまったく説 明しない (図 6.2.2)。これは ARIS の測定は 50–500 V/cm の範囲で行われたものであり、それ以 上の電場には適用できないことを意味する。逆にデータを再現するように再結合関数のパラメタを 調整することで、ER/NR それぞれについて 3000 V/cm までの電場における再結合確率の電場お よびエネルギー依存性を計算できるようになると考えられる。



図 6.2.2 ドリフト電場 3000 V/cm において、図 6.2.1 と同様の比較を行った結果

まず先行研究の結果を用いて、それぞれの測定範囲内の電場でS2,S1を計算し、我々のデータを説明する $g_2/g_1$ の値を求めた。理論計算では、 $g_1,g_2$ 以外のパラメタについては再結合法則だ

けでなく、 $\alpha := N_{\rm ex}/N_{\rm i}$ や核的消光因子などもそれぞれの文献で用いられている値を使用してい る。その結果が図 6.2.3 である。丸は ER 事象、四角は NR 事象を表す。SCENE では <sup>83m</sup>Kr の 40 keV  $\gamma$ 線による ER 事象の S2 データを TIB model で評価した結果もあるが、このエネルギー は TIB model ではなく Doke-Birks model が適用されるべきなので除外した。ARIS, Joshi et. al. のパラメタを用いたはそれぞれで ER と NR が整合しており、電場に対しても安定している。 DarkSide-50 の場合も近い。Joshi et al. の論文にあるデータには S2 Gain に 33% の系統誤差が あるため、それを考慮すると ARIS のものと無矛盾と言える。SCENE の NR 事象 S1 データから 得られるパラメタ (付録 A 参照) を用いた結果は、おおむね ARIS のパラメタを用いた場合と一致 している。ただし 500 V/cm 以上では、電場に対する安定性が悪い。SCENE の論文にある、S2 データから得られたパラメタを使った結果は、他のものから大きく外れている。以上を整合性を もって解釈しようとすると、

- ARIS, SCENE(S1)の再結合率が400 V/cm以下で正しく、本研究で用いた検出器では g<sub>2</sub>/g<sub>1</sub>~10である。
- Joshi et al. の再結合率は、彼らの系統誤差の結果として 20% ほど多めに見積もられている。
- SCENE は S2 発光効率 (もしくは電子寿命など) を 2 倍ほど間違えている.

というシナリオが考えられる。以上より、本研究では  $g_2/g_1 = 10$  を基本とし、±2 の系統誤差を付けて評価する。



図 6.2.3 様々な先行研究の発光モデルパラメタを仮定して得られる、本研究の検出器パラメタ  $g_2/g_1$ のまとめ。詳細は本文を参照。

## 6.2.1 ER 事象のパラメタチューニング

200-3000 V/cm の ER 事象データに対し、 $\alpha_{\text{ER}} = 0.21, g_1 = 0.123, g_2/g_1 = 10$ を固定し、 A, C,  $\varsigma_{\text{ER}}$ を free parameter としてフィットを行った。式を露わに書くと、

$$S1 = g_1 \cdot \frac{E_0}{W} \cdot \frac{\alpha_{\rm ER} + r}{\alpha_{\rm ER} + 1} \tag{6.2.3}$$

$$S2 = g_2 \cdot \frac{E_0}{W} \cdot \frac{1 - r}{\alpha_{_{\rm ER}} + 1}$$
(6.2.4)

$$r = 1 - \sqrt{(1 - r_{\rm TIB})^2 + (1 - r_{\rm DB})^2}$$
(6.2.5)

$$r_{\rm TIB} = 1 - \frac{\ln(1 + N_{\rm i} \cdot \varsigma_{\rm ER})}{N_{\rm i} \cdot \varsigma_{\rm ER}}, \quad N_{\rm i} = \frac{E_0/W}{\alpha_{\rm ER} + 1}$$
(6.2.6)

$$r_{\rm \tiny DB} = \frac{A \cdot dE/dx}{1 + B \cdot dE/dx} + C, \quad B = \frac{A}{1 - C}$$
(6.2.7)

である。dE/dx には ESTAR \*<sup>18</sup> から得られる値を使用する。各電場のデータに対するフィット結果が図 6.2.4–6.2.5 である。いずれの電場でも、フィット結果がデータをよく再現している。 キセノン実験で知られているように、Doke-Birks model のパラメタ A, C はエネルギーの高い領域と低い領域で異なる値をとる。我々のデータでもその様子は見られ、途中で微分が大きく変わる箇所がある。特に 1500 V/cm 以上のデータでは、これが顕著に見られる。この点はおおよそ 60 keV<sub>ee</sub> であるので、すべての電場点でフィット範囲をそれ以下に選んでいる。またこのフィットにより、log<sub>10</sub>(S2/S1) が極小となる (TIB model と Doke-Birks model の切り替わり) 点がおおよそ 10 keV<sub>ee</sub> 付近であることがわかった。それぞれのパラメタの値は、表 6.2.1(free C の欄) に まとめた。

 $\varsigma_{\rm er}[ imes 10^{-2}]$  $C \ [\times 10^{-1}]$  $A \, [\times 10^{-1} \text{ cm/MeV}]$ drift-field [V/cm]free Cfixed Cfree Cfixed Cfree Cfixed C200 $8.21 \pm 0.11$  $8.19\,\pm\,0.09$  $0.65 \pm 0.07$  $0.78 \pm 0.05$  $6.30 \pm 0.14$ 6.01 300  $5.60 \pm 0.11$  $5.80 \pm 0.10$  $1.37 \pm 0.23$  $0.92 \pm 0.09$  $4.31 \pm 0.37$ 5.16400 $4.71 \pm 0.10$  $4.89 \pm 0.08$  $1.20 \pm 0.16$  $0.94 \pm 0.09$  $3.89\,\pm\,0.30$ 4.45500 $4.34\,\pm\,0.05$  $2.46\,\pm\,0.29$  $4.10 \pm 0.06$  $1.66 \pm 0.17$  $0.97 \pm 0.06$ 3.87600  $4.12\,\pm\,0.05$  $4.22 \pm 0.04$  $1.06 \pm 0.06$  $1.02 \pm 0.04$  $3.29 \pm 0.13$ 3.39800  $3.43 \pm 0.05$  $3.49 \pm 0.04$  $0.93 \pm 0.04$  $0.97 \pm 0.04$  $2.74 \pm 0.11$ 2.67 $3.19\,\pm\,0.03$  $2.20\,\pm\,0.74$ 1000  $3.09 \pm 0.03$  $0.81 \pm 0.02$  $0.83 \pm 0.03$ 2.18 $2.21\,\pm\,0.03$  $2.31\,\pm\,0.03$  $0.75 \pm 0.03$  $0.74 \pm 0.03$ 1500 $1.45 \pm 0.98$ 1.532000 $1.95 \pm 0.04$  $2.03 \pm 0.03$  $0.55 \pm 0.02$  $0.57 \pm 0.03$  $1.33 \pm 0.07$ 1.283000  $1.57\,\pm\,0.05$  $1.82 \pm 0.05$  $0.44\,\pm\,0.02$  $0.38 \pm 0.03$  $0.87 \pm 0.08$ 1.15

表 6.2.1 フィットにより得られた、各電場における ER 事象の再結合パラメタの値  $(g_2/g_1 = 10)$ 

この3つのパラメタによるフィット結果の値は、特にデータの統計量が少なく曲線の形状変化も 緩やかな500 V/cm 以下で、誤差が大きく電場間の安定性もあまり良くない。これは、パラメタ間 の相関 (とくに A, C)が強く、フィットが安定していないために生じている。図 6.2.6 は 200 V/cm のフィット結果の、 $A \ge C$ および  $\varsigma_{\text{ER}} \ge C$ の間の相関である。そこで、この3パラメタのフィッ

 $<sup>^{*18} \; \</sup>texttt{https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html}$ 

トで得られた C の値を横軸電場 F の plot にし、

$$C(F) = C_1 + C_2 e^{-D_C \cdot F} \tag{6.2.8}$$

という関数で近似した (図 6.2.7 右)。これは ARIS の実装 (式 6.1.57) を参考に指数関数の電場依 存性を基本として offset を加えたものである。それぞれのパラメタの値は

$$C_1 = 0.112 \pm 0.007 \tag{6.2.9}$$

$$C_2 = 0.717 \pm 0.027 \tag{6.2.10}$$

$$D_C = (1.92 \pm 0.11) \times 10^{-3} \text{ cm/V}$$
 (6.2.11)

となった。Cの値をこの関数に従って固定し、A,  $\varsigma_{\text{ER}}$ の2つのパラメタで再度  $\log_{10}(\text{S2/S1})$ データをフィットした結果の値が、表 6.2.1(fixed Cの欄)の数値である。500 V/cm 以下のAの誤差が小さくなり、電場間の安定性も向上している。このCを固定した Fit 結果のA,  $\varsigma_{\text{ER}}$ を横軸電場のグラフにしたものが、図 6.2.7 (左) および図 6.2.8 である。また、これらの図中の赤線は、それぞれ

$$A(F) = A_1 + A_2 F e^{-D_A \cdot F} ag{6.2.12}$$

$$\varsigma_{\rm ER}(F) = \gamma_{\rm ER} \cdot F^{-\delta_{\rm ER}} \tag{6.2.13}$$

という関数でフィットした結果である。それぞれのパラメタの値は表 6.2.2 の中列にまとめた。また、同じ解析を  $g_2/g_1 = 8$  および  $g_2/g_1 = 12$  として行った結果が、同じ表のの第 1 列および第 3 列の値である。これらの差分が、 $g_2/g_1$  による系統誤差となる

図 6.2.7 および図 6.2.8 の青線は、ARIS および Joshi et. al. の先行研究により得られた結果で ある。 $\varsigma_{\text{ER}}$  に関しては、先行研究と近い値/電場依存性が得られている。絶対値を決める  $\gamma_{\text{ER}}$  は、 先行研究の結果 2.37 の 7 割程度だが、彼らの  $g_2$  の系統誤差 33% を考慮すると無矛盾である。電 場の冪  $\delta_{\text{ER}}$  は  $g_2$  の影響を受けにくいパラメタであり、先行研究の結果  $\delta_{\text{ER}} = 0.61$  とよく一致し ている。一方 A, C については、先行研究の結果かなり異なる。これは先ほど論じたように A と C の間に強い相関があることに起因する。実際、A を ARIS の結果 2.5 × 10<sup>-3</sup> cm/MeV に固定し てデータの  $\log_{10}(\text{S2/S1})$  を S1  $\leq$  300 p.e. の範囲でフィットすると、600 V/cm までは比較的よ くフィットでき、得られる C の値も ARIS のものとほぼ一致する。しかしそれ以上の電場では、 どのような C の値を取ってもデータ形状を説明することができなかった。また ARIS の結果は 40-300 keV<sub>ee</sub> のエネルギーの測定値から得られたものであり、本研究で対象とした  $\leq$  60 keV<sub>ee</sub> とは大部分が異なる範囲である。暗黒物質探索の信号領域は < 100 keV<sub>nr</sub> であり、これは核的消 光だけを考えても ~ 25 keV<sub>ee</sub>、電場の影響を加味して 50 keV<sub>ee</sub> 程度としても、本研究のほうが適 切なエネルギー領域を評価できていると言える。

表 6.2.2 ER 事象データから得られた、式 (6.2.8)、式 (6.2.12)、式 (6.2.13) のパラメタの値

$g_2/g_1$	8	10	12
$\gamma_{_{\mathrm{ER}}} \; [(\mathrm{V/cm})^{\delta_{\mathrm{ER}}}]$	$1.40\pm0.05$	$1.68\pm0.06$	$1.86\pm0.07$
$\delta_{_{ m ER}}$	$0.60\pm0.01$	$0.58\pm0.01$	$0.55\pm0.01$
$A_1 \; [\times 10^{-2} \; {\rm cm/MeV}]$	$4.13\pm0.04$	$3.57\pm0.03$	$3.27\pm0.04$
$A_2 \; [\times 10^{-4} \; {\rm cm/MeV/V}]$	$3.48\pm0.03$	$2.93\pm0.02$	$2.62\pm0.02$
$D_A \; [\times 10^{-3} \; {\rm cm/V}]$	$1.85\pm0.01$	$1.72\pm0.01$	$1.67\pm0.01$
$C_1 \; [\times 10^{-1} \; {\rm cm/MeV}]$	$0.46 \pm 0.07$	$1.12\pm0.07$	$1.67\pm0.06$
$C_2 \; [\times 10^{-1} \; {\rm cm/MeV}]$	$7.41\pm0.35$	$7.17\pm0.27$	$6.86 \pm 0.22$
$C_A \; [ imes 10^{-3} \; { m cm/V}]$	$2.13\pm0.15$	$1.92\pm0.11$	$1.75\pm0.09$



図 6.2.4 ER 事象 S1-log(S2/S1) データのモデルによるフィット結果 (200-800 V/cm)



図 6.2.5 ER 事象 S1-log(S2/S1) データのモデルによるフィット結果 (1000-3000 V/cm)



図 6.2.6 200 V/cm における ER 事象フィット結果のパラメタ (左:  $A \ge C$ 、右:  $\varsigma_{\text{ER}} \ge C$ )の相関。 緑は 1 $\sigma$ 、黄色は 2 $\sigma$  領域を表す。


図 6.2.7 再結合パラメタ *A*,*C* (Doke-Birks model, ER) の電場依存性と、連続関数による内 挿 (赤) および文献値 (青) との比較



図 6.2.8 再結合パラメタ  $\varsigma_{ER}$  (TIB model, ER) の電場依存性と、連続関数による内挿 (赤) および文献値 (青) との比較

#### 6.2.2 NR 事象のパラメタチューニング

 $^{252}Cf$ 線源データの NR 事象にも、同様にして 200–3000 V/cm のそれぞれの電場<br/>で $\log_{10}(S2/S1)$ に対するフィットを行った。式を露わに書くと、

$$S1 = g_1 \cdot \frac{E_0 L}{W} \cdot \frac{1}{1 + k_{\rm B} ({\rm d}E/{\rm d}x)_{\rm el}} \cdot \frac{\alpha_{\rm \tiny NR} + r}{\alpha_{\rm \tiny NR} + 1}$$
(6.2.14)

$$S2 = g_2 \cdot \frac{E_0 L}{W} \cdot \frac{1 - r}{\alpha_{\rm NR} + 1}$$
(6.2.15)

$$r = 1 - \frac{\ln(1 + N_{\rm i} \cdot \varsigma_{\rm NR})}{N_{\rm i} \cdot \varsigma_{\rm NR}}, \quad N_{\rm i} = \frac{E_0 L/W}{\alpha_{\rm NR} + 1}$$
(6.2.16)

である。ER 事象のときと同様に、  $g_1 = 0.123$ ,  $g_2/g_1 = 10$  は固定している。また核的消光因子 のパラメタは  $k_{\rm B} = 3.5 \times 10^{-4} \text{ MeV}^{-1} \text{ g cm}^{-2}$ を使用する。フィットで決める free parameter は  $\alpha_{\rm NR}$ ,  $\varsigma_{\rm NR}$  の 2 つである。励起電離比  $\alpha$  は、ER 事象の解析ではすべて共通の値 ( $\alpha_{\rm ER} = 0.21$ ) に

固定していたが、ここではそれぞれの電場点で独立に決める。ただし同一電場内では定数とし、エ ネルギー依存性は考慮していない。ARIS や DarkSide-50 で用いられている  $\alpha_{_{NR}} = 1$ に固定した フィットでは、低電場では比較的データとよく一致するが、高電場点ではデータほどの急激な傾き を再現できない。例として、3000 V/cm のデータを  $\alpha_{_{NR}} = 1$ に固定してフィットした結果を図 6.2.9(左) に示す。



図 6.2.9 3000 V/cm における NR 事象 S1–log(S2/S1) データのモデルによるフィットの様子。左は  $\alpha_{\rm NR} = 1$  に固定したときのフィット結果で、データを再現できていない。右は  $\varsigma_{\rm NR}$  と  $\alpha_{\rm NR}$  をパラメタにしたフィット結果 (図 6.2.11 参照) の、2 パラメタの相関 (緑: 1 $\sigma$ 、黄: 2 $\sigma$ )。

それぞれの電場点で、 $\alpha_{\text{NR}}$ ,  $\varsigma_{\text{NR}}$ の2パラメタを振ってフィットした結果が図 6.2.10-6.2.11 である。キセノンの場合 (式 (6.1.4) および図 6.1.2) のような、 $\alpha_{\text{NR}}$ のエネルギー依存性は考慮していない。ER 事象の時のような、途中での構造の変化はないため、フィット範囲は一律  $S1 \leq 300$  p.e. としている。ただし、取得データの統計量が少ない 300, 400, 600, 800, 1500 V/cm についてはER と NR が十分に分かれている領域のみを使用しているため、S1 ~ 50 p.e. 程度より下側のデータは用いていない。

図 6.2.9(右) は、3000 V/cm における  $\alpha_{\text{NR}}$ ,  $\varsigma_{\text{NR}}$  の値の相関である。ER の A, C 程ではないが、強い逆相関が見られる。この 2 パラメタフィットで得られた  $\varsigma_{\text{NR}}$  の電場依存性を、図 6.2.12(右) に示す。赤線は、これを

$$\varsigma_{\rm NR}(F) = \gamma_{\rm NR} \cdot F^{-\delta_{\rm NR}} \tag{6.2.17}$$

の関数でフィットした結果で、 $\gamma_{\rm NR} = 1.108 \pm 0.026 \ (V/cm)^{\delta_{\rm NR}}, \delta_{\rm NR} = 0.566 \pm 0.003 \$ である。  $\varsigma_{\rm NR}$ の値をこの関数値に固定し、 $\alpha_{\rm NR}$ のみを free paremater として再度  $\log_{10}(S2/S1)$ をフィットした。各電場での、 $\varsigma_{\rm NR}$ を振った場合と固定した場合のフィット結果の値を、表 6.2.3 に示す。

drift-field	$\alpha_{_{ m NR}}$		$\varsigma_{_{\rm NR}} [ imes 10^{-2}]$	
[V/cm]	free $\varsigma_{_{\rm NR}}$	fixed $\varsigma_{_{\rm NR}}$	free $\varsigma_{_{\rm NR}}$	fixed $\varsigma_{_{\rm NR}}$
200	$0.62\pm0.05$	$1.18\pm0.02$	$6.37\pm0.08$	5.53
300	$1.31\pm0.48$	$0.98\pm0.06$	$4.12\pm0.37$	4.40
400	$0.84 \pm 0.15$	$(0.38\pm0.02)$	$3.35\pm0.11$	3.73
500	$1.07 \pm 0.01$	$0.97\pm0.01$	$3.22\pm0.06$	3.29
600	$0.70\pm0.17$	$0.94\pm0.02$	$3.16 \pm 0.14$	2.97
800	$0.86\pm0.12$	$0.83\pm0.02$	$2.50\pm0.08$	2.53
1000	$0.61 \pm 0.04$	$0.59\pm0.01$	$2.21\pm0.03$	2.23
1500	$0.55\pm0.04$	$0.591 \pm 0.000$	$1.79\pm0.02$	1.77
2000	$0.21 \pm 0.01$	$0.423 \pm 0.002$	$1.64\pm0.01$	1.50
3000	$0.30\pm0.01$	$0.176 \pm 0.003$	$1.09\pm0.01$	1.20

表 6.2.3 フィットにより得られた、各電場における NR 事象の再結合パラメタの値  $(g_2/g_1 = 10)$ 



図 6.2.10 NR 事象 S1-log(S2/S1) データのモデルによるフィット結果 (200-500 V/cm)



図 6.2.11 NR 事象 S1-log(S2/S1) データのモデルによるフィット結果 (600-3000 V/cm)



図 6.2.12 励起電離比  $\alpha_{NR}$ 、再結合パラメタ  $\varsigma_{NR}$  (TIB model, NR) の電場依存性と、連続関数による内挿 (赤) および文献値 (青) との比較。

 $\varsigma_{_{\rm NR}}$ を固定したフィット結果から得られた  $\alpha_{_{\rm NR}}$ の電場依存性を、図 6.2.12(左) に示す。赤線は、これを

$$\alpha_{\rm\scriptscriptstyle NR}(F) = \alpha_0 \cdot e^{-D_\alpha \cdot F} \tag{6.2.18}$$

という関数でフィットした結果である。600 V/cm 以下の低電場では誤差の範囲で  $\alpha_{\rm NR} = 1$  に整合するが、高い電場ではより小さな値となる。Joshi et al. の論文では、核的消光因子を  $\mathcal{L}_{\rm eff} = 0.25$ に固定して彼らのデータ (図 6.1.10 右)を説明するためには、励起電離比は  $\alpha_{\rm NR} = 0.19$ にする必要があると議論されている。本研究で得られた 2000, 3000 V/cm の結果は、これに近い値を示している。この  $\alpha_{\rm NR}$ の電場依存性は、キセノンの場合 (図 6.1.2)と比較すると大きい。

ER 事象と同様に、 $g_2/g_1 = 8$  および  $g_2/g_1 = 12$  の場合についても一連の解析を行った。最終的に得られたパラメタを、表 6.2.4 に示す。

表 6.2.4 NR 事象データから得られた、式 (6.2.17)、式 (6.2.18) のパラメタの値

$g_2/g_1$	8	10	12
$\alpha_0$	$1.00\pm0.06$	$1.29\pm0.06$	$1.58\pm0.06$
$D_{\alpha}  [\times 10^{-4} ({\rm cm/V})]$	$6.84 \pm 0.80$	$5.98 \pm 0.56$	$5.47 \pm 0.43$
$\gamma_{_{\rm NR}}  \left[ ({ m V/cm})^{\delta_{_{\rm NR}}} \right]$	$0.890 \pm 0.02$	$1.11\pm0.03$	$1.32\pm0.03$
$\delta_{_{ m NR}}$	$0.572 \pm 0.003$	$0.566 \pm 0.003$	$0.561\pm0.0003$

以上の解析により、2 相型キセノン検出器実験で用いられる発光機構モデルが、パラメタを チューニングすることでアルゴンの場合にも適用できることが示された。先行研究のデータではエ ネルギーおよび電場の点が限られ、このような系統的な評価は難しかったが、本研究の豊富なデー タにより初めてこのような評価が行えた。図 6.2.13 は、200, 500, 1000, 2000, 3000 V/cm の 5 つ の電場点における ER/NR 事象それぞれの log(S2/S1) のデータ点とフィット結果をまとめたもの である。

また、このモデル  $(g_2/g_1 = 10)$  を用いて算出される反跳エネルギーと S1 光量の関係を図 6.2.14 に示す。次章ではこの値を用いて、反跳エネルギーの関数としての ER/NR 分離能力を評価する。



図 6.2.13 ER 事象 (上) および NR 事象 (下) に対する、各電場における log(S2/S1) のデータ 点とフィット結果のまとめ



図 6.2.14 各電場における NR 相当の反跳エネルギーと S1 光量の関係 (上)、および単位エネ ルギーあたりの S1 光量 (下)

### Chapter 7

# ER/NR Discrimination with the Double Phase Argon Detector

本章では、Chapter 5 で整理したデータおよび Chapter 6 で得たアルゴン発光モデルを用いて、 PSD, S2/S1 およびその両者を合わせた 2 相型アルゴン検出器の ER/NR 分離能力を定量評価す る。まず暗黒物質探索実験として必要となる要請値を算出する。

次に、暗黒物質探索で必要とされる分離能力を評価するためのシミュレーションを構築し、線 源データの分布と比較してその妥当性を示す。PSD については、データの評価 (Chapter 5) が十 分に行えている S1  $\geq$  10 p.e. を評価の対象とする。また S2/S1 については、本実験のデータ取 得条件 (上下の PMT 両者に 1 p.e. 以上) を満たすエネルギー領域ではアルゴン発光機構モデル (Chapter 6) が有効であると仮定し、S1 < 10 p.e. も評価する。

最後に、このシミュレーションを用いて各電場・各エネルギーにおける ER/NR 分離能力を定量 評価し、その性質について議論する。

### 7.1 分離能力への要請

Chapter 2 で述べたように、アルゴンを用いた暗黒物質検出器では、<sup>39</sup>Arの  $\beta$ 崩壊 (1 Bq/kg,  $Q_{\beta} = 565 \text{ keV}$ )が主要な ER 背景事象である。そのイベントレートは  $\mathcal{O}(100)$  events/keV<sub>nr</sub>/day/kg に なる。物理観測の exposure を 100 kg × days とすると、<sup>39</sup>Ar の背景事象を 1 事象未満に抑えるた めに必要な分離能力を評価するためには、最低でもその 10 倍程度の 10<sup>5</sup> events/keV<sub>nr</sub> の統計量が 必要となる。

図 7.1.1 は、2 相型運用データ ( $^{22}$ Na 線源) で最も統計量の多い 2000 V/cm データのエネル ギースペクトルである。前章の図 6.2.14 の関係を用いて、S1 光量から NR 事象相当のエネルギー (keV<sub>nr</sub> 単位) に変換している。線源データでは単位エネルギーあたり 300 events/keV<sub>nr</sub> 未満の 事象数しかなく、分離能力を評価するために十分な統計量が得られない。そのため、本研究では Monte-Carlo Simulation (MC) を用いて ER/NR 分離能力を評価する。

### 7.2 Monte-Carlo Simulation

MC は図 7.2.1 のチャートに従う流れに従い、Slow/Total は prior、log(S2/S1) は posterior の立 場で構築されている。\*1

まずある反跳エネルギー *E* に対し、検出される S1 光電子数  $N_{S1}$  を計算する。この  $N_{S1}$  を、 Slow/Total の平均値  $\mu_{PSD} = \mu_{PSD}(N_{S1})$ を用いて、二項分布で Fast と Slow 光電子数  $N_{Fast}, N_{Slow}$ 

<sup>\*1</sup> Chapter 5 で評価したベータ分布を用いて Slow/Total を Q<sub>S1</sub> から乱数生成する手法も可能だが、その場合は光検 出効率を変えた場合の議論 (本章の最後に論じる) がができないため、このような手法を採用した。



図 7.1.1 2000 V/cm における <sup>22</sup>Na 線源データのエネルギースペクトル



図 7.2.1 MC 生成のチャート

に分配する。

$$P(N_{\text{Slow}}) := \text{Binom}(N_{\text{Slow}}; N_{\text{S1}}, \mu_{\text{PSD}})$$
(7.2.1)

Binom
$$(n; m, \mu) := \frac{m!}{n!(m-n)!} \cdot \mu^n \cdot (1-\mu)^{m-n}$$
 (7.2.2)

$$N_{\rm Fast} = N_{\rm S1} - N_{\rm Slow} \tag{7.2.3}$$

次に検出器の分解能の効果として、この  $N_{\text{Fast}}, N_{\text{Slow}}$  を次の Gauss 分布によって、検出される電荷 量  $Q_{\text{Fast}}, Q_{\text{Slow}}$  (簡単のため、既に 1 光電子電荷  $q_{\text{spp}}$  で割って p.e. 単位にしたもの) に変換する。

$$P(Q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[-\frac{(Q-N)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (Q \ge 0)$$
(7.2.4)

$$\sigma^2 = \sigma_{\rm spp}^2 \cdot N \tag{7.2.5}$$

ここで  $\sigma_{spp}$  は検出器の総合的な 1 光電子分解能 (PMT の Gain や TPB の発光効率の分散による ものと考えられる) を表す。すなわち式 (7.2.5) は、1 個の光電子の電荷が  $(1 \pm \sigma_{spp})$  p.e. でふら

つき、それが N 個足されたときの分散を表している。 $\sigma_{\rm spp}$  の値の決め方については後に議論す る。検出される S1 信号量は  $Q_{\rm S1} = Q_{\rm Fast} + Q_{\rm Slow}$  とし、 $Q_{\rm Slow}/Q_{\rm S1}$  をこの事象の Slow/Total と する。この smearing により、MC で生成された Slow/Total 分布の平均値は乱数生成に用いた平 均値  $\mu_{\rm PSD}$  からずれが生じる。そのため、乱数生成には線源データの平均値 (図 5.2.7) そのもので はなく、MC による Slow/Total の平均値が線源データの平均値と一致するように補正を加えた関 数  $\mu_{\rm PSD} = \mu_{\rm PSD}(N_{\rm S1})$  を使用する。

 $\log_{10}(S2/S1)$ については、平均値  $\mu_{\log(S2/S1)}$ 、標準偏差  $\sigma_{\log(S2/S1)}$ の Gauss 分布から乱数で定める。関数  $\mu_{\log(S2/S1)} = \mu_{\log(S2/S1)}(Q_{S1})$ は、Chap.6 の結果を用いて計算される曲線を用いる。また  $\sigma_{\log(S2/S1)} = \sigma_{\log(S2/S1)}(Q_{S1})$ は、線源データから得た値 (図 5.3.7)を滑らかに補完した関数を用 いる。実データにおいて Slow/Total と log(S2/S1) の 2 次元分布には相関が見られなかった (表 5.4.1 参照) ため、MC でもこれらは独立な乱数に従うものとして扱う。

例として、ドリフト電場 1000 V/cm における ER および NR 事象の MC を示す。赤は NR 事象、 青は ER 事象を表す。図 7.2.2 は、左からそれぞれ乱数生成に用いた  $\mu_{\text{PSD}}$ ,  $\mu_{\log(S2/S1)}$ ,  $\sigma_{\log(S2/S1)}$ の関数である。また、図 7.2.3 は MC の結果として得られた Slow/Total(左) および log(S2/S1) 分 布 (右) である。



図 7.2.2 1000 V/cm における MC に用いた  $\mu_{PSD}$ ,  $\mu_{log(S2/S1)}$ ,  $\sigma_{log(S2/S1)}$  の関数。青は ER、 赤は NR を表す。



図 7.2.3 1000 V/cm における MC で生成された、Slow/Total(左) および log(S2/S1)(右) の 分布。青は ER、赤は NR を表す。

 $\sigma_{\text{SPP}}$ の値はゼロ電場の <sup>22</sup>Na データを用いて以下のように定めた。まず S1 スペクトル (図 7.2.4 左上) がおおむねフラットとなる 250–350 p.e. 領域を選択し、そこでの Slow/Total 分布 を Gauss 関数でフィットする。その結果、 $\sigma = (3.06 \pm 0.05) \times 10^{-2}$  という値が得られた (図 7.2.4 右上)。次に様々な  $\sigma_{\text{SPP}}$ の値で MC を作成し、それぞれデータと同様に 250–350 p.e. 領域 の Slow/Total 分布を Gauss 関数でフィットし  $\sigma$  を評価する。図 7.2.4(左下) は各  $\sigma_{\text{SPP}}$  における Slow/Total 分布の  $\sigma$  の値を図示し、データと比較した結果である。ここから  $\sigma_{\text{SPP}} = 0.60 \pm 0.05$  という値が得られる。また、 $\sigma_{\text{SPP}} = 0.60$ の MC の Slow/Total 分布が図 7.2.4(右下) である。



図 7.2.4  $\sigma_{\text{SPP}}$ の決定。左上:ゼロ電場 <sup>22</sup>Na 線源データ、右上:データにおける S1 領域 250–350 p.e. の Slow/Total 分布。左下:各 $\sigma_{\text{SPP}}$ における MC の Slow/Total 分布の $\sigma$ の値、右下: $\sigma_{\text{SPP}} = 0.60$ の MC における Slow/Total 分布。

### 7.3 線源データと MC の比較

以上のように作成した MC の妥当性を、データとの比較で確認する。まず、Slow/Total の平均 値を比較する。図 7.3.1(上) は、ドリフト電場 1000 V/cm のときの、各 S1 検出光量における Slow/Total の平均値をデータ (黒) と MC(赤) で比較したものである。左図は ER 事象、右図は NR 事象で、両者ともデータと MC がよく一致していることが分かる。

また、データと MC の分布の比較をするため、各 S1 光量における線源データと MC の Slow/Total 分布を抜粋したものを図 7.3.2 (<sup>22</sup>Na) および図 7.3.3 (<sup>252</sup>Cf) に示す。黒点は線源デー タ、青のヒストグラムは ER 事象の MC、緑のヒストグラムは ER と NR の MC の和である。MC はデータに比べ十分多い統計量を作り、データをベータ分布関数でフィット結果の面積にスケール している。データの統計量が少ないが、どの光量でもデータと MC の分布は概ね一致している。

同様の確認を、 $\log(S2/S1)$ に対しても行った。図 7.3.1(下)は、ドリフト電場 1000 V/cm における、各 S1 検出光量での  $\log(S2/S1)$ の中心値をデータ (黒)と MC(赤)で比較したものである。 Slow/Totalと同様に、左図は ER 事象、右図は NR 事象で、両者とも全領域で 5% 以内の精度で データと MC が一致している。また、各 S1 光量における線源データと MC の  $\log(S2/S1)$ 分布比



Data

МС

200

0.6

U.1

0.05

0 -0.05

-0.1

100

Data - MC

図 7.3.1 1000 V/cm における Slow/Total(上段) および log(S2/S1)(下段) の中心値の Data(黒) と MC(赤) の比較。下にはそれぞれの残差を示す。左は ER 事象、右は NR 事 象の結果である。

300

S1 (p.e.)

0

υ.

0.05

-0.05

-0.1

100

200

300

S1 (p.e.)

Data - MC

較の抜粋を図 7.3.4(<sup>22</sup>Na データと ER 事象の MC) および図 7.3.5(<sup>252</sup>Cf データと、ER/NR 事象 の MC の和) に挙げる。黒のヒストグラムは線源データ、青のヒストグラムは ER 事象の MC、緑 のヒストグラムは ER と NR の MC の和である。

ここでは例としてドリフト電場 1000 V/cm の場合のデータと MC の比較を挙げたが、同様の確認は分離能力評価に用いるすべての電場 (200, 500, 1000, 2000, 3000 V/cm) に対して行った。これらの評価により、本研究で用いる MC は Slow/Total および log(S2/S1) の中心値と分散に関して、エネルギーや電場に対する依存性も含めて非常に良い精度でデータを再現できていることが確認された。



図 7.3.2 1000 V/cm における Slow/Total 分布の Data と MC の比較。黒は  $^{22}$ Na 線源データ、青は ER 事象の MC 結果。



図 7.3.3 1000 V/cm における Slow/Total 分布の Data と MC の比較。黒は <sup>252</sup>Cf 線源デー タ、青は ER 事象の MC 結果、緑は ER と NR の MC 結果の和。



図 7.3.4 1000 V/cm における log(S2/S1) 分布の Data と MC の比較。黒は  $^{22}$ Na 線源データ、青は ER 事象の MC 結果。



図 7.3.5 1000 V/cm における  $\log(S2/S1)$  分布の Data と MC の比較。黒は <sup>252</sup>Cf 線源データ、青は ER 事象の MC 結果、緑は ER と NR の MC 結果の和。

### 7.4 PSD $\otimes$ S2/S1 combined analysis

ER/NR 分離能力は、S1 光量を用いてある反跳エネルギーの領域を選択したとき、NR 事象の取得 効率が 50% となるカットにおいて除去される ER 事象の割合の逆数として定義する。すなわち、 ER 事象数を N、ER/NR 分離後に残る ER 事象数を  $N_{\text{leak}}$  とすると、

Leakage fraction := 
$$N_{\text{leak}}/N$$
 (7.4.1)

ER reduction := 
$$N/N_{\text{leak}}$$
 (7.4.2)

である。いま ER/NR 分離に用いる変数として Slow/Total と log(S2/S1) の 2 つがあるが、後者 についてはエネルギーに依存して平均値が大きく変化するため、事象ごとにその S1 光量における ER 事象の平均値を引いた log<sub>10</sub>(S2/S1) –  $\mu_{\text{FR}}$  を持ちいる。

Slow/Total-log(S2/S1) 2 次元平面上で分離能力を最大化するカットの方法は、数学的に以下 のように求められる。簡単のため、NR 事象が中心  $(x_1, y_1)$  で軸長が  $(a_1, b_1)$  の楕円、ER 事象が 中心  $(x_2, y_2)$  で軸長が  $(a_2, b_2)$  の楕円状に分布しているとする (図 7.4.1)。NR 事象の取得効率が 50% となる切り方は、 $(x_1, y_1)$  を通る直線で与えられる。いま、青点線で書かれた、中心が  $(x_2, y_2)$ であり  $(x_1, y_1)$  を通る楕円を考える。この楕円の方程式は

$$\left(\frac{x - x_2}{a_2 R}\right)^2 + \left(\frac{y - y_2}{b_2 R}\right)^2 = 1$$
(7.4.3)

$$R = \sqrt{\left(\frac{x_1 - x_2}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{y_1 - y_2}{b_2}\right)^2} \tag{7.4.4}$$

と書ける。NR 事象取得効率 50% で最大の ER 事象除去能力を得るためには、この楕円の  $(x_1, y_1)$  における接線

$$y = y_2 + \frac{(b_2 R)^2}{y_1 - y_2} \left[ 1 - \frac{(x_1 - x_2)(x - x_2)}{(a_2 R)^2} \right]$$
(7.4.5)

で切ればよい。これと傾きの積が-1になる直線

$$y = y_1 + \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} \cdot \frac{a_2^2}{b_2^2} \cdot (x - x_1)$$
(7.4.6)

上に事象を射影すれば、1 次元の変数でカットが可能である。その変数を PID と定義する。

この 2 次元分布とその射影方法について、電場をかけて運用した中で最も統計量の多い 2000 V/cm の  $^{22}$ Na 線源データを用いて確認した。図 7.4.2(左) は S1 光量 40–50 p.e. 領域 (31.8–37.6 keV<sub>nr</sub>)の Slow/Total–log(S2/S1) 2 次元分布、その右図はこれを先ほど定義した PID 軸に射影した分布と MC を比較した結果である。分布のコアとなる部分でデータと MC がよく 一致しており、2 次元面上の相関がないとした MC の生成方法および射影方法の妥当性が確認で きる。

また、分布の裾野の部分を見ると、少数ではあるがデータに MC から外れた成分が見られる。 PID の値が大きい事象については、実際に波形を確認すると S1 Slow や S2 の領域に別の事象の S1 が重なったものであり、事象選択で落としきれなかった成分であることがわかる。PID の値 が小さい事象については、Chapter 5 でも議論したように、環境放射線の混入や検出器表面の事 象によるものであると考えられる。この分布の線源データは約 3000 events/15 keVnr であり、こ れだけ広いエネルギー領域で区切っても分離能力としては 2 × 10<sup>3</sup> までしか評価できない。また、 PID < 0 の信号領域に 3 事象の染み出しがあるため、データで評価した分離能力は 1 × 10<sup>3</sup> とい



図 7.4.1 Slow/Total-log(S2/S1) の 2 次元分布において ER/NR 分離能力を最大化する軸の定義



図 7.4.2 2000 V/cm における <sup>22</sup>Na 線源データの Slow/Total-log(S2/S1) 分布。左は 2 次 元分布、右は PID 軸に射影した分布。青のヒストグラムは MC である。

うことになる。一方 MC では、 $6.3\times10^4$ 事象のうち PID < 0 に残る事象数は 4 で、分離能力は  $1.6\times10^4$  となる。

### 7.5 Monte-Carlo Simulation による ER/NR 分離能力評価

この MC を 0, 200, 500, 1000, 2000, 3000 V/cm の 6 つの電場について生成し、Chap.6 の図 6.2.14 の関係を用いて S1 から換算される反跳エネルギーで 2 keV<sub>nr</sub> ごとの領域に区切り、2 次元分布および Slow/Total、log(S2/S1)、PID の 3 軸に射影した 1 次元分布を作る。例として 1000 V/cm、40-42 keV<sub>nr</sub> 領域の分布を図 7.5.1 に示す。赤が NR 事象、青が ER 事象である。そ れぞれの 1 次元分布で NR 事象取得効率 50% における ER 事象数を計上し、分離能力を算出す る。分離能力が 10<sup>5</sup> 以上になる領域では MC の生成数 (S1  $\leq$  150 p.e. で 1 × 10<sup>8</sup> event) が足りな いため、ER 事象の分布を片 Gauss 分布と仮定して外挿することで分離能力を評価した。



図 7.5.1 1000 V/cm, 40-42 keV<sub>nr</sub> における MC 結果の Slow/Total, log(S2/S1), および combined PID 分布

各電場、各エネルギーに対して同様に分離能力を評価した結果を図 7.5.2 に示す。それぞれ青は Slow/Total、緑は log(S2/S1)、赤は Slow/Total $\otimes$ log(S2/S1) combined PID を表す。3 種類の分 離能力はどれもエネルギーの増加に伴って向上する傾向が見られる。これは Slow/Total では S1 光量の統計の増加によって分散が小さくなるためであり、log(S2/S1) では分散はほとんど一定で あるが ER と NR の平均値が離れていくためである。10 keV<sub>nr</sub> よりも低エネルギー側では、キ セノン検出器で報告されているような log(S2/S1) 能力の改善傾向が見られるが、キセノンほどの 分離能力 (~ 10<sup>3</sup>) は得られていない。低電場 (200, 500 V/cm) では Slow/Total と PID の分離 能力は同程度であり、log(S2/S1) を用いるメリットはあまりない。一方、1000 V/cm 以上では



図 7.5.2 各電場における、Slow/Total(青)、log(S2/S1)(緑)、および PID(赤) による ER 事 象分離能力のエネルギー依存性。点線は、ER 事象の分布を片 Gauss 分布と仮定して外挿して 評価した分離能力。



図 7.5.3 Slow/Total(上)、log(S2/S1)(中央)、および PID(下) による ER 事象分離能力を電場で比較したもの。左は色で電場を分けエネルギー依存性を表した図、右はエネルギー領域を選び、横軸電場にして比較したものである。

~ 40 keV<sub>nr</sub> より高いエネルギーで Slow/Total に比べ PID の分離能力が 1 桁以上向上しており、 log(S2/S1) を併用する意義が表れる。

この結果を Slow/Total、log(S2/S1)、PID それぞれに分けて異なる電場の結果を重ね描いて比較したものが図 7.5.3(左) である\*<sup>2</sup>。また、特定のエネルギーを選択し分離能力の電場依存性を表したグラフが図 7.5.3(右) である。Slow/Total による分離能力はゼロ電場のときが最も良く、電場が上がるにつれて悪化していく。これは電場によって電離再結合確率が減るため、同じエネルギーのときの S1 光量が高電場ほど小さくなるためである。一方 log(S2/S1) による分離能力は電場を高くすることで向上している。これは電場による S1 光量の減少効果が NR 事象よりも ER 事象に対して顕著なため、高電場にするほど分離すべき ER 事象のエネルギーが相対的に高くなる (ER と NR の平均値が離れる) ことが原因であると考えられる。分離能力の電場依存性が Slow/Total と log(S2/S1) で傾向・原因ともに異なるため、これらを combine した分離能力は低電場ほど良くゼロ電場の時が最大となった。



図 7.5.4 3000 V/cm における ER/NR 分離能力の光検出効率依存性。左は 13.0 p.e./keV<sub>ee</sub>、 右は 1.0 p.e./keV<sub>ee</sub> の場合。

本研究で用いた TPC のゼロ電場光検出効率は  $LY_{null} = 5.7$  p.e./keV<sub>ee</sub> であるが、MC ではこ れが異なる場合の分離能力も見積もることができる。log(S2/S1)の分散は、特に NR 事象では S1 の値によらずほぼ一定値であること (図 5.3.7)から、これは光検出効率には依存しないもので あると考えられる。図 7.5.4 は  $LY_{null} = 13.0$  p.e./keV<sub>ee</sub> \*<sup>3</sup>および 1.0 p.e./keV<sub>ee</sub> のとした場合 の、ドリフト電場 3000 V/cm における分離能力である。どちらも log(S2/S1) による分離能力は 変わらないが、Slow/Total による分離能力は光検出効率が上がると改善され、下がると悪化する。 5.7 p.e./keV<sub>ee</sub> のときには Slow/Total 単体よりも log(S2/S1) と合わせた方が高い分離能力を得ら れていたが、13.0 p.e./keV<sub>ee</sub> ではその違いが小さい。また、1.0 p.e./keV<sub>ee</sub> の場合は Slow/Total よりも log(S2/S1) の方が分離能力が高くなる。すなわち、log(S2/S1) の利用が分離能力向上に繋 がるかどうかは、TPC の光検出効率に大きく依存する。

<sup>\*2</sup> 図 7.5.2 と同じ値であるが、ヒストグラムで表示すると見ずらくなるため、線で結んでいる。

<sup>\*&</sup>lt;sup>3</sup> ここで 13.0 p.e./keV<sub>ee</sub> という数値を取り上げた根拠は、Chapter 8 で論じる。

### Chapter 8

### Conclusion and Prospects

本論文の最終章として、まず Chapter 4–7 にて行った 2 相型アルゴン検出器の基礎特性評価を、先 行研究と比較する。次に、本研究で得られた知見をもとに、次の 2 通りの手法による暗黒物質探索 実験の感度に関する考察と展望を述べる。一つ目はこれまで議論してきた ER/NR 分離能力を用 いてゼロ背景事象の達成を目的とする探索、二つ目は電子信号のみを用いた探索である。またそれ ぞれの探索手法において、Chapter 3 で取り扱った MPPC を用いることで期待される感度改善に ついても言及する。

### 8.1 アルゴン基礎特性評価のまとめと 先行研究との比較

本研究 Chapter 4–7 では、高電圧印可が可能な 2 相型アルゴン検出器を構築し、3000 V/cm まで の様々なドリフト電場において ER/NR 事象両者の S1 PSD および S2/S1 の評価を行った。2 相 型アルゴン検出器の基礎特性評価 (1 MeV 未満領域) を行った先行研究との評価範囲の比較が、表 8.1.1 および図 8.1.1 である<sup>\*1</sup>。先行研究は反跳核測定や全吸収ピークを用いており、点としてエネ ルギーが分かっているためマーカーで表している。一方、本研究では連続的な分布の形状を用いて いるため、線で表現している。

	Signal	Recoil Energy		Drift-Field
		$ER [keV_{ee}]$	$NR \ [keV_{nr}]$	[V/cm]
this work	S1, S2	2-60	10 - 150	0, 200 - 3000
SCENE [101, 105]	S1, S2	41.5	10.3 - 57.3	$\begin{array}{c} 0, \ 1001000 \ (S1) \\ 100500 \ (S2) \end{array}$
ARIS [102]	S1	42 - 511	7.1 - 117.8	0, 50-500
Joshi et al. [126]	S2	2.82	6.7	$\begin{array}{c} 240{-}2130~({\rm NR})\\ 240{-}3000~({\rm ER})\end{array}$
Sangiorgi et al. [127]	S2	0.27, 2.82, 5.89	_	2400
Bondar et al. [128, 129, 130]	S2	25, 59.5	80, 233	560, 620, 2300 (NR) 600, 1750, 2300 (ER)
Scallettar et al. [131]	charge	364	_	-1000–10000

表 8.1.1 2相型アルゴン検出器の基礎特性を行ったエネルギーおよびドリフト電場の範囲

SCENE [101, 105] は先行研究で唯一 S1,S2 両信号を取得している。中性子ビームと反跳角測 定をもちいて反跳エネルギーを特定し、10.3–57.3 keV<sub>nr</sub>の NR 事象に対する S1, S2 信号量と S1

<sup>\*1</sup> MeV 以上のエネルギーに対する研究も多々存在するが、暗黒物質探索実験の ROI から大きく外れるため、ここで は触れない。



図 8.1.1 表 8.1.1 の内容を ER(上) と NR(下) それぞれ分けて図示したもの

PSD についてエネルギーおよび電場依存性を評価した。しかし ER 事象のデータ点が 41.5 keV<sub>ee</sub> のみであり、S2/S1 の分散や ER/NR 分離能力の評価は行われていない。

ARIS [102] は、U.C.Davis において検出器を構築・試験した際には S1, S2 両信号が取得された が、LICONE におけるビームテストの際に技術的問題によって S2 信号が観測されなくなり、S1 のみ評価された。<sup>7</sup>Li + p →<sup>7</sup> Be + n 反応を用いた中性子ビームの NR 事象だけでなく、励起状態 <sup>7</sup>Li\* からの  $\gamma$  線も用いることで、ER 事象に対しても詳細な評価が行われた。しかしそのエネル ギー領域 (42–511 keV<sub>ee</sub>) は、NR 事象相当のエネルギーに換算すると WIMP の信号領域よりも 高い。

Joshi et al. [126], S.Sangiorgio et al. [127], Bonder et al. [128, 129, 130], Scallettar et al. [131] といった先行研究は電離信号のみを測定したもので、比較的高い電場のデータもあるが、測定点は 非常に限られる。

本研究の測定点は、これらの先行研究と比較してかなり広い領域をカバーしている。今回は

60 keV<sub>ee</sub>, 150 keV<sub>nr</sub> 以下の領域に注目して解析を行ったが、データとしては 1.2 MeV<sub>ee</sub>, 3 MeV<sub>nr</sub> までの高エネルギー領域まで取得できており、今後必要に応じて解析を進めることもできる。反跳 エネルギーは離散的な点ではなく連続的な分布の情報となっているが、その形状を発光機構モデル のパラメータのチューニングによる再現に成功した。これは、これまで情報が少なく系統的な理解 が困難であったアルゴンにおいて、非常に大きな進歩であると考えられる。さらに本研究では、そ れぞれの電場で ER/NR 両者の PSD, S2/S1 分布の分散も測定することで、分離能力を定量的に 評価した。これはキセノン実験では 10 年ほど前から盛んに行われてきたが、アルゴンでは該当す る先行研究が存在せず、新しい情報である。Chap.7 で得られたように、アルゴンの ER/NR 分離 能力は PSD, S2/S1 ともに反跳エネルギーに大きく依存する。そのため、異なる電場間の比較を行 うにはエネルギー換算が本質的に重要となる。本研究では、PSD, S2/S1 分布の分散の測定と、発 光機構モデルのパラメタチューニングが両輪となり、分離能力の評価を行うことができた。

### 8.2 2相型アルゴン検出器の分離能力と探索感度に関する考察

本研究で得られた ER/NR 分離能力を用いて、WIMP 暗黒物質直接探索実験の感度を見積もる。 背景事象としては <sup>39</sup>Ar のみを考え、これをゼロ BG にできるエネルギー閾値を設定する。図 8.2.1(左下) は <sup>39</sup>Ar の  $\beta$  線スペクトル [73] を合計の放射能が 1 Bq/kg [74] になるようにスケール したものである。この  $f_{39}_{Ar}(E_{ee})$  は横軸に電子のエネルギー  $E_{ee}$  を取ったものなので、物理感度 を評価するためには原子核反跳エネルギー  $E_{nr}$  (keV<sub>nr</sub> 単位) に変換する必要がある。本研究では S1 信号量のみを用いてエネルギー換算を行っているので、

$$f_{^{39}\text{Ar}}(E_{\text{ee}})dE_{\text{ee}} = f_{^{39}\text{Ar}}(E_{\text{ee}})\left(\frac{\partial E_{\text{ee}}}{\partial E_{\text{nr}}}\right)dE_{\text{nr}}$$
(8.2.1)

$$= f_{39}_{\rm Ar}(E_{\rm nr}) dE_{\rm nr} \tag{8.2.2}$$

となる。本研究で得られた S1 信号の電場・エネルギー依存性を用いて、S1 光量を媒介変数とした 原子核反跳相当エネルギー $E_{nr}$  と電子相当エネルギー $E_{ee}$ の対応関係およびその傾き (ヤコビア ン) $\partial E_{ee}/\partial E_{nr}$ を表したものが、図 8.2.1 の左上および右上である。ここでは例として 3000 V/cm の場合を挙げている。これを用いて、各電場における  $f_{39Ar}(E_{nr})$ を求めた結果が図 8.2.1(右下) で ある。ER 事象は NR 事象よりも電場による S1 光量の減少が激しいため、電場が高いほどスペク トルが横方向に圧縮され単位エネルギー当たりの事象数が増えている。すなわち同じ背景事象でも 電場が高いほど分離能力の要求値も大きくなり、物理感度には不利にはたらくことがわかる。

この <sup>39</sup>Ar スペクトルに対し、Chap.7 で得られた分離能力を用いて ER 分離をしたときのスペ クトルを図 8.2.2 に示す。左図の 0 V/cm は PSD のみを利用している。また右図の 3000 V/cm は PSD と S2/S1 を合わせた分離能力を用いている。黒線は分離前のスペクトル、青点は TPC の ゼロ電場光検出効率が 5.7 p.e./keV<sub>ee</sub> の場合、赤点は 13.0 p.e./keV<sub>ee</sub> の場合を表す<sup>\*2</sup>。exposure としては 100 kg × days を想定し、そのときに残る ER 背景事象数の期待値が 0.5 events/keV 以 下となるエネルギー閾値を表 8.2.1 にまとめた。

図 8.2.3 は断面積  $\sigma = 1 \times 10^{-40}$  cm<sup>2</sup>、exposure 100 kg × days を仮定したときに期待される暗 黒物質の原子核反跳エネルギースペクトルである。信号領域に残る事象がゼロの場合、これを表 8.2.1 の閾値以上で積分した事象数が 2.3 event となる断面積を各質量ごとに計算して繋いだ曲線 が、90% C.L. の制限曲線となる。表 8.2.1 の 4 通りのエネルギー閾値を設定した場合の感度曲線を 図 8.2.4(上) に示す<sup>\*3</sup>。同様の感度計算を、検出器のゼロ電場光検出効率 *LY*<sub>null</sub> を 1–20 p.e./keV<sub>ee</sub> と変化させて行い、DAMA 領域の中心である散乱断面積  $\sigma = 2 \times 10^{-40}$  cm<sup>2</sup> において到達でき

<sup>\*&</sup>lt;sup>2</sup> ER/NR 分離として、NR 事象の取得効率が 50 となるように定義しているため、分離能力が全くない領域でも ER 事象数も半分になる。

<sup>\*&</sup>lt;sup>3</sup> 20 GeV 以下で DariSide-50 よりも良い結果を与えるのは、exposure が小さいため閾値に対する要求が低く設定で きたためである。



図 8.2.1 左上 3000 V/cm における、S1 光量を媒介変数とした原子核反跳相当エネルギー  $E_{\rm nr}$  と電子相当エネルギー  $E_{\rm ee}$  の対応関係。右上:左上図の傾き  $\partial E_{\rm ee}/\partial E_{\rm nr}$ 。左下:1 Bq/kg に規格化された <sup>39</sup>Ar の  $\beta$ 線のエネルギースペクトル。右下:各電場における原子核反跳相当エネルギー単位で表した <sup>39</sup>Ar の  $\beta$ 線のエネルギースペクトル。

る WIMP 質量を評価した。その結果が図 8.2.4(下) である。黒はゼロ電場で PSD のみを用いた場合、赤はドリフト電場 3000 V/cm で PSD と S2/S1 の両者を用いた場合である。前者の場合は、 検出効率が低い領域では到達感度が急激に変化し、 $LY_{null} = 13 \text{ p.e./keV}_{ee}$  で 10 GeV/c<sup>2</sup> に達する。後者の場合は、光検出効率が低い領域では S2/S1 による ER/NR 分離が働き、ゼロ電場の場合よりも良い探索感度が得られる。しかし光検出効率が高い領域ではゼロ電場の場合よりも感度は 悪くなり、 $LY_{null} = 20 \text{ p.e./keV}_{ee}$  でも 10 GeV/c<sup>2</sup> に達しない。

ここで技術的に達成しうる光検出効率について検討する。本研究で用いた TPC は 5.7 p.e./keV<sub>ee</sub> であるが、下側石英が 1 枚のときには 8 p.e./keV<sub>ee</sub> を、さらに液体 1 相型検出 器では 10 p.e./keV<sub>ee</sub> を達成している [96]。さらに PMT を通常の可視光用 MPPC に置き換え ることで 420 nm 光の検出効率を 30% から 50% に向上できる。そのため、13 p.e./keV<sub>ee</sub> とい う数字は十分現実的な目標設定である (例: 8 p.e × 50%/30% = 13.3 p.e.) と考えられる。ま た 16 p.e./keV<sub>ee</sub> よりも高い光検出効率を実現するためには、新たな開発が必要となる。例えば Chapter 3 で性能評価を行った VUV-MPPC は、現在も感度向上に向けた改善が進められており、 より高い光検出効率が得られる可能性がある。

結果としては、当初の期待のように高電場を印加することで総合的な ER/NR 分離能力が向上 するといったことはなく、むしろゼロ電場で PSD のみを用いる場合がもっとも分離能力が高いと いう結論になった。しかし気液 2 相型検出器を構築し S2 信号を用いる利点としては、ER/NR 分 離だけではなく、反応位置再構成による表面事象や多重散乱事象の除去があり、これも暗黒物質探 索実験において非常に重要となる。反応位置再構成においては、S2 光量が多いほど分解能が向上



図 8.2.2 ゼロ電場 (左) および 3000 V/cm(右) における <sup>39</sup>Ar スペクトル。黒線は ER/NR 分 離前、赤および青のヒストグラムは ER/NR 分離後



図 8.2.3 WIMP によるアルゴン原子核反跳事象のスペクトル

表 8.2.1 それぞれの光検出効率およびドリフト電場において、100 kg × days の観測で ER 背 景事象数を 0.5 events/keV 以下に抑えるためのエネルギー閾値

$LY_{\rm null}$	Drift-Field	Energy Threshold
$5.7 \text{ p.e./keV}_{ee}$	0  V/cm	$26 \text{ keV}_{nr}$
$5.7 \text{ p.e./keV}_{ee}$	3000  V/cm	$34 \text{ keV}_{nr}$
$13.0 \text{ p.e./keV}_{ee}$	0  V/cm	$16 \text{ keV}_{nr}$
13.0 p.e./keV_{ee}	$3000 \mathrm{V/cm}$	$24 \text{ keV}_{nr}$

する ([96] の図 2.2.12 参照)。そのため、今後は 200 V/cm よりも低い電場における 2 相型アルゴン検出器の基礎特性評価および背景事象の見積もりを行い、S1 PSD による ER/NR 分離能力とS2 による反応位置再構成精度の両者を考慮して電場最適化を行うことが重要となる。また、PSD のみを用いる以上、光検出効率の向上は常に重要な開発項目となる。

S2 は位置 (および時間) 情報だけを用い ER 除去には利用しないのであれば、電離電子の個数 に対する分解能は特に重要ではなくなる。その場合、気相部に高電圧 (現在 5.4 kV/cm のから、 10 kV/cm 以上に) をかけ、比例蛍光ではなく積極的に電子増幅を起こすことで、S1 光量を損なわ ずに S2 光量を増加させることができ、PSD 能力と位置分解能を両立できる可能性がある。



図 8.2.4 上図:期待される感度曲線。実線は 5.7 p.e./keV<sub>ee</sub>、破線は 13 p.e./keV<sub>ee</sub>。黒線は ゼロ電場、赤線は 3000 V/cm を表す。下図:検出器の光検出効率を変えたときに到達できる WIMP 質量 ( $\sigma = 2 \times 10^{-40}$  cm<sup>2</sup>)。黒はゼロ電場、赤は 3000 V/cm の場合。

### 8.3 電離信号のみを用いた探索手法 (S2-Only method)

2 相型検出器を用いた暗黒物質探索には、これまで議論してきた S1 および S2 信号を用いて背景事 象を除去する手法の他に、S2 信号のみを用いた解析手法がある。これは、2 相型検出器では 1 電子 あたり O(10 p.e.) 程度の S2 光電子が検出できることと、暗黒物質の反跳エネルギースペクトルが 急激なスペクトルを持つため、数 keV 程度の非常に小さなエネルギー領域 (この領域では、放射性 不純物由来の背景事象はほとんどフラットなスペクトルになる) に注目すると S/N が非常に良い ことを利用した探索手法である。ただし、この手法は事象毎の背景事象除去能力は持たないため、 制限曲線は引けるが発見感度はない<sup>\*4</sup>。この解析は XENON10 [132], XENON100 [133], および DarkSide-50 [70] で行われている。中でも図 8.3.1 にあるように、DarkSide-50 の結果 (赤線) は数 GeV/c<sup>2</sup> 領域において、低閾値に特化した他の種類の検出器実験 (半導体、ボロメータ、ガス) より も強い制限を与えている。



図 8.3.1 DarkSide-50 の S2–Only 解析結果および他実験との比較 [70]

この手法に特化した検出器を考えると、S1 光量の減少は問題とならないため、ドリフト電場を 高くして電離電子の再結合率を落とし、収集される電離信号量 (S2 光量)を増やすことで、エネ ルギー分解能の向上とエネルギー閾値の低下による物理感度の向上が期待できる。図 8.3.2 は本 研究結果から計算される、単位エネルギーあたりの電離信号量である。エネルギーにもよるが、 200 V/cm (破線、DS-50 の運用電場)と比較して 3000 V/cm (実線)では 2 倍以上の電離電子数 が信号として検出可能になる。本研究では高い電場までのデータ取得およびモデル化に成功したた め、今後この情報を用いて S2-Only method に特化した検出器の設計が可能になると考えられる。

\*4 発見を主張するためには、季節変動を観測して統計的に有意度を示す必要がある。



図 8.3.2 単位エネルギーあたりの電離信号量。破線は 200 V/cm、実線は 3000 V/cm の場合。赤線は NR 事象、青線は ER 事象を表す。

ただし、この探索手法では S1 信号が検出できないため、ドリフト時間を用いた位置再構成がで きない。また探索領域のエネルギーが低いため、S2 信号量自体も従来の探索より小さく、水平方 向の位置分解能も悪くなる。表面事象や多重散乱事象などの背景事象を除去することは常に重要で あるので、本研究の Chapter 3 で開発を行った VUV-MPPC が有効活用できると期待される。

## Appendix

### A SCENE のデータから得られる再結合パラメタ

#### A.1 SCENE S1 データを用いた再結合パラメタの決定

ここでは SCENE の S1 データ [101, 105] を用いて再結合パラメタを決定する。SCENE の S1 データは、エネルギー範囲が 10.3–57.3 keV<sub>nr</sub>(9 点)、電場の範囲が 200–1000 V/cm と、他の先行 研究と比べて本研究の測定範囲に近い。また、すべてのエネルギー点・電場点での S1 光量データ が加工されずに生の状態で公開されている ([105] の Appendix C) ため、モデル選択や不定性の議 論が可能である。

SCENE の論文で与えられている S1 の全消光因子

$$\mathcal{L}_{\rm eff}(F) := \frac{\mathrm{S1}_{\mathrm{NR}}(F, E_{\mathrm{nr}})/E_{\mathrm{nr}}}{\mathrm{S1}_{\mathrm{ER}}(0, E_{\gamma})/E_{\gamma}} \tag{A.1}$$

の値を各反跳エネルギーごとに横軸電場のグラフにして、以下の関数でフィットして TIB model の係数 γ を求める。

$$\mathcal{L}_{\rm eff}(F) = \mathcal{L}_{\rm eff} \times \frac{r + \alpha}{1 + \alpha} \tag{A.2}$$

$$r = 1 - \frac{\ln(1+N_{i\varsigma})}{N_{i\varsigma}} \tag{A.3}$$

$$\varsigma = \gamma \cdot F^{-\delta} \tag{A.4}$$

$$N_{\rm i} = \frac{E_0 L}{W} \cdot \frac{1}{1+\alpha} \tag{A.5}$$

ここでゼロ電場での再結合率は ARIS [102] の解析と同じく  $r_0 = 1$  に固定し、W = 19.6 eV を、 L は Lindhard theory の値を用いる。 $\mathcal{L}_{eff}$  は free parameter にしているが、SCENE のゼロ電場 の測定値と誤差の範囲で一致している。 $\delta, \alpha$  の値の取り方には不定性があるため、ここでは ARIS と同じ  $\delta = 1, \alpha = 1$  を基本にする。さらに  $\delta = 0.61$ (Joshi et al. [126] や SCENE S2 の ER 事象 の結果の値) とした場合と、 $\alpha = 0.21$  (ER 事象と同じ値) とした場合のフィットも同様に行い比較 した。

それぞれのフィット結果を図 A.1 に示す。この結果を用いて 3000 V/cm まで外装すると、およ そ 40% ほどの不定性が生じることがわかる。 $\delta = 1, \alpha = 1$  のときに得られた  $\gamma$  の値と反跳エネル ギーの関係を図 A.2 に示す。どのエネルギーでも誤差の範囲で一致しており、定数フィットの結 果  $\gamma = 11.35 \ (V/cm)^{\delta}$ となった。これは ARIS の結果とも、誤差の範囲で一致している。同様に  $\delta, \alpha$  を変えた場合の  $\gamma$  も算出し、表 A.1 にまとめた。 $\delta, \alpha$  に応じて  $\gamma$  の値も大きく変化する。

#### A.2 SCENE S2 データとの整合性に関する議論

SCENE の論文では  $\delta$  は ER 事象の結果 0.61 に固定し、S2 データ (図 6.1.10 左) を用いて  $\gamma, \alpha$  を 算出している。その結果を表 A.2 に引用する。



図 A.1 SCENE 実験による、各反跳エネルギーにおける S1 の全消光因子の電場依存性を、3 通りのモデルでフィットした結果

表 A.1 それぞれの  $\delta$ ,  $\alpha$  の値における、SCENE の S1 データから得られた  $\gamma$  の値。比較とし て ARIS の結果 [102] も記載した。

	δ	$\alpha$	$\gamma [(V/cm)^{\delta}]$
case 1	1.00	1.00	$11.4\pm1.5$
case 2	0.61	1.00	$0.98\pm0.12$
case 3	1.00	0.21	$29.0\pm3.2$
ARIS $[102]$	$1.07\pm0.09$	1.00	$18.5\pm9.7$

表 A.2 SCENE の論文 TABLE VIII [101] に記載された、S2 データ解析から得られた各種パ ラメタの値。原論文では、 $\gamma$ ,  $\delta$ ,  $\alpha$ ,  $\mathcal{L}_{\text{eff}}$  はそれぞれ C, B,  $N_{\text{ex}}/N_{\text{i}}$ ,  $\mathcal{L}$  という文字が使われている が、ここでは本論文の表記に合わせた。

Recoil energy [keV <sub>nr</sub> ]	$\gamma \ (V/cm)^{\delta}$	$N_{\rm i}$	α	$\mathcal{L}_{ ext{eff}}$
16.9	$0.58\pm0.17$	$139\pm32$	$0.6 \pm 0.4$	$0.250\pm0.005$
25.4	$0.50\pm0.23$	$179\pm63$	$0.9\pm0.7$	$0.262\pm0.006$
36.1	$0.45\pm0.19$	$214\pm71$	$1.4\pm0.8$	$0.280 \pm 0.005$
57.3	$0.42\pm0.16$	$276 \pm 105$	$2.1\pm1.2$	$0.288 \pm 0.005$



図 A.2 各反跳エネルギーにおける  $\gamma$  の値 ( $\delta = 1.00, \alpha = 1.00$ )

この値をそのまま用いて S1 の全消光因子  $\mathcal{L}_{\text{eff}} \cdot (\alpha + R)/(\alpha + 1)$ を計算し、S1 のデータと比較 すると、まったく合わないことがわかる (図 A.3)。この  $\delta$ ,  $\gamma$ ,  $\alpha$  の値を用いて電場下における S1 データを再現しようとすると、ゼロ電場再結合率を  $r_0 \sim 0.8$  ととるか、 $\mathcal{L}_{\text{eff}}$ の値をゼロ電場での 測定値よりも 10% ほど大きい値にする必要がある。



図 A.3 SCENE 実験による、各反跳エネルギーにおける S1 Total Scintillation Efficiency の 電場依存性と、S2 データから得られたパラメタを用いた理論値 (赤) との比較

謝辞

まず、本研究を行う機会や環境を与えてくださった指導教官の寄田浩平 教授には深く感謝してお ります。ANKOK グループとしての方針や計画を練るところから我々学生も議論に交え、文字通 り「自分事」としての研究をさせてもらえました。実験規模が小さいということを考えても、他の 実験ではなかなかできない貴重な経験だと思います。私はこの研究室で ANKOK グループに入っ た当初、「博士号取得までに、実験の計画から検出器開発・運用・解析に至る全てのプロセスをでき る実験屋になる」という目標を掲げましたが、寄田教授のおかげで(まだ粗削りな部分もあります が)達成できたと思います。田中雅士 准教授には、研究において非常に多くの議論をさせていただ きました。相談に行くと、何かの作業中で合っても必ず手を止め真剣に議論にのってくださりまし た。駒宮幸男 上級研究員には、早稲田に着任されたのが今年度で実験グループも異なるため、お 話できる機会はあまり多くありませんでしたが、雑誌論文や学振書類の執筆の際には多くのコメン トを頂きました。蛯名幸二 招聘研究員には、研究室のシステム関係だけでなく、研究生活全般に 関してフレンドリーに相談して頂きました。坂本敦子 秘書には、予算管理や出張手続きなど、縁 の下の力持ちとして研究を支えて頂きました。元寄田研次席研究員(現 Rice 大学研究員)の永野間 淳二氏には、初めての海外出張であったニューヨークの田舎町で非常にお世話になりました。

ANKOK グループ現メンバーの木村眞人君、飯島耕太郎君、青山一天君、武田知将君、小津龍 吉君、本田侑己君、諸星博之君、および既に卒業した五十嵐貴弘君、鈴木優飛君、中新平君、横山 寛至君、竹村祐輝君、菊地崇矩君、矢口徹磨君とは、苦楽をともに研究をしてきました。Run の準 備や 12 時間シフトは非常に大変でしたが、いい思い出です。特に木村君とは、アルゴン発光機構 や解析について多くの議論を交わしました。この博士論文で用いた Run17.1 では、質・量ともに これまでの Run で最も良いデータが取れましたが、これは決して私一人だけで成しえたものでは なく、皆の協力の賜物です。

寄田研 ATLAS グループの三谷貴志氏、飯沢知弥氏、森永真央氏、加地俊瑛君、新田龍海君、下 釜佳大君とは、CERN 出張期間が多く会う機会が少ないですが、帰国した際には夜な夜なダイヤ グラムを描きながら素粒子の議論をしたりしました。ANKOK グループ内や他の地下実験の人た ちとは、このような議論はほとんどしないため、貴重な経験となりました。博士課程での研究には 直接関わりませんが、修士までにお世話になった方々も以下に挙げさせてもらいます:元寄田研助 教(現 Udine 大学)の木村直樹氏、卒業生(現東大 IPMU 研究員)の桜井雄基氏、ANKOK グルー プの先輩である藤崎薫氏、杉田慎一郎氏、 岡本飛鳥氏、橋場裕之介氏、寄田研同期の川村将城君、 白神賢君、仲松弥君。

早稲田大学内の他の研究室の方々にもお世話になりました。鷲尾方一教授、片岡淳教授には博 士論文の副査を務めて頂き、近隣他分野からの貴重な意見を頂きました。長谷部研の月出章氏に は、放射線化学の専門家の立場から希ガスの発光過程に関する様々な知識を与えて頂き、さらに博 士論文の内容についても議論・添削していただきました。また鷲尾教授、片岡教授、長谷部信行教 授ならびに長谷部研の草野広樹氏、長岡央氏、鷲尾研の坂上和之氏、片岡研の田川怜央君には、実 験にあたり寄田研だけでは足りない機材を快くお貸しして頂きました。

また、学外の研究者の方々にも様々な面でお世話になりました。身内賢太朗 神戸大准教授には 博士論文の学外副査を務めて頂き、また研究会等で会った時など、暗黒物質探索実験のエキスパー トとして建設的な意見をたくさんいただきました。中竜大 名古屋大特任助教、関谷洋之 ICRR 准 教授、中村輝石 学振研究員 (神戸大)、細川佳志 研究員 (東北大)、吉本雅浩 研究員 (岐阜大)には、 同じ暗黒物質探索実験ということで研究会等で頻繁にお会いし、検出器開発や地下実験など色々な 相談に乗って頂きました。

大谷航 東大 ICEPP 准教授には MEG 実験での VUV MPPC 開発に関する情報を頂いたり、 我々の MPPC 開発の相談に乗って頂きました。丸山和純 KEK 准教授、中村勇 KEK 助教、坂下 健 KEK 研究機関講師、横山将志 東大准教授、市川温子 京大准教授には、学会・合宿・研究会・ 飲み会など様々な場面で異なる実験の立場からアドバイスを頂きました。

本研究を遂行するにあたって、企業の方々にもお世話になりました。浜松ホトニクス株式会社電 子管事業部の岡田晃行氏、堀田祐二氏には PMT に関して、販売だけでなく使用方法・特性・開発 状況などの情報や形状見本の提供をして頂いたり相談に乗って頂いたりしました。同 固体事業部 の袴田康男氏、里健一氏、山田隆太氏、大橋裕人氏には VUV MPPC のサンプルを提供して頂き、 ANKOK での使用に向けた要望を取り入て開発を進めて頂きました。ジオマテック株式会社の伊 東孝洋氏、田村有貴氏、小林智宏氏には ITO 石英ライトガイドの、株式会社 富士工業の大内広幸 氏には PTFE 加工品の、スズノ技研株式会社の野口英一氏にはステンレス加工品の製作にあたっ てお世話になりました。

最後に、月に数回しか帰らない私を支えてくれ、やりたいことを自由にさせてくれている両親に 感謝をします。

# Bibliography

- [1] S. Dodelson. *Modern Cosmology*. Academic Press, 2003.
- [2] 松原隆彦. 現代宇宙論 時空と物質の共進化. 東京大学出版会, 2010.
- [3] F. Tanedo. Defense Against the Dark Arts- Notes on dark matter and particle physics. CreateSpace Independent Publishing Platform, 2015.
- [4] J. D. Lewin and P. F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. Astroparticle Physics, Vol. 6, No. 1, pp. 87–112, 1996.
- [5] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, Vol. 716, No. 1, pp. 1–29, 2012.
- [6] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, Vol. 716, No. 1, pp. 30–61, 2012.
- [7] A. B. Arbuzov. Quantum Field Theory and the Electroweak Standard Model. arXiv:1801.05670, 2018.
- [8] F. Zwicky. Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln. Helvetica Physica Acta, Vol. 6, pp. 110–127, 1933.
- [9] F. Zwicky. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. The Astrophysical Journal, Vol. 86, p. 217, 1937.
- [10] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders. Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 249, No. 3, pp. 523–537, 1991.
- [11] V. Rubin, W. K Ford Jr., and N. Thonnard. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605/R= 4kpc/to UGC 2885/R= 122 kpc. *The Astrophysical Journal*, Vol. 238, pp. 471–487, 1980.
- [12] J. A. R. Caldwell and J. P. Ostriker. The mass distribution within our Galaxy-A three component model. *The Astrophysical Journal*, Vol. 251, pp. 61–87, 1981.
- [13] Y. Sofue, M. Honma, and T. Omodaka. Unified Rotation Curve of the Galaxy -Decomposition into de Vaucouleurs Bulge, Disk, Dark Halo, and the 9-kpc Rotation Dip-. Publications of the Astronomical Society of Japan, Vol. 61, No. 2, pp. 227–236, 2009.
- [14] J. A. Tyson, G. P. Kochanski, and I. P. Dell'Antonio. Detailed mass map of CL 0024+ 1654 from strong lensing. *The Astrophysical Journal Letters*, Vol. 498, No. 2, p. L107, 1998.
- [15] D. Clowe et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter. The Astrophysical Journal Letters, Vol. 648, No. 2, p. L109, 2006.
- [16] S. Perlmutter et al. Measurements of  $\omega$  and  $\lambda$  from 42 high-redshift supernovae. The Astrophysical Journal, Vol. 517, No. 2, p. 565, 1999.
- [17] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s. *The Astrophysical Journal*, Vol. 142, pp. 419–421, 1965.
- [18] Planck Collaboration. Planck 2015 results-I. Overview of products and scientific results.

Astronomy & Astrophysics, Vol. 594, p. A1, 2016.

- [19] W. Hu and S. Dodelson. Cosmic microwave background anisotropies. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 40, No. 1, pp. 171–216, 2002.
- [20] Planck Collaboration. Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck. arXiv:1807.06205, 2018.
- [21] D. Eisenstein et al. Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies. *The Astrophysical Journal*, Vol. 633, No. 2, p. 560, 2005.
- [22] S. Burles, K. M. Nollett, and M. S. Turner. Big-bang nucleosynthesis: Linking inner space and outer space. arXiv:astro-ph/9903300, 1999.
- [23] R. H. Cyburt, B. D. Fields, and K. A. Olive. An update on the big bang nucleosynthesis prediction for <sup>7</sup>Li: the problem worsens. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Vol. 2008, No. 11, p. 012, 2008.
- [24] K. A. Olive. TASI lectures on astroparticle physics. arXiv:astro-ph/0503065, 2005.
- [25] G. Hinshaw et al. Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: cosmological parameter results. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 208, No. 2, p. 19, 2013.
- [26] M. Kowalski et al. Improved cosmological constraints from new, old, and combined supernova data sets. *The Astrophysical Journal*, Vol. 686, No. 2, p. 749, 2008.
- [27] P. Scott. Searches for Particle Dark Matter: An Introduction. arXiv:1110.2757, 2011.
- [28] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). The Review of Particle Physics (2018). *Physical Review D*, Vol. 98, p. 030001, 2018.
- [29] D. S. Akerib et al. Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure. *Physical Review Letters*, Vol. 118, No. 2, p. 021303, 2017.
- [30] X. Cui et al. Dark matter results from 54-ton-day exposure of PandaX-II experiment. *Physical Review Letters*, Vol. 119, No. 18, p. 181302, 2017.
- [31] E. Aprile et al. First dark matter search results from the XENON1T experiment. *Physical Review Letters*, Vol. 119, No. 18, p. 181301, 2017.
- [32] R. Agnese et al. Results from the Super Cryogenic Dark Matter Search Experiment at Soudan. *Physical Review Letters*, Vol. 120, No. 6, p. 061802, 2018.
- [33] C. Amole et al. Dark Matter Search Results from the PICO-60 C<sub>3</sub>F<sub>8</sub> Bubble Chamber. *Physical Review Letters*, Vol. 118, No. 25, p. 251301, 2017.
- [34] R. Bernabei et al. First model independent results from DAMA/LIBRA-phase2. arXiv:1805.10486, 2018.
- [35] G. Angloher et al. Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search. *The European Physical Journal C*, Vol. 72, No. 4, p. 1971, 2012.
- [36] C. E. Aalseth et al. Maximum likelihood signal extraction method applied to 3.4 years of CoGeNT data. arXiv:1401.6234, 2014.
- [37] R. Agnese et al. Silicon detector dark matter results from the final exposure of CDMS II. *Physical Review Letters*, Vol. 111, No. 25, p. 251301, 2013.
- [38] P. Benetti et al. First results from a dark matter search with liquid argon at 87 K in the Gran Sasso underground laboratory. Astroparticle Physics, Vol. 28, No. 6, pp. 495–507, 2008.
- [39] P. Agnes et al. DarkSide-50 532-day Dark Matter Search with Low-Radioactivity Argon. arXiv:1802.07198, 2018.
- [40] P. A. Amaudruz et al. First results from the DEAP-3600 dark matter search with argon at SNOLAB. arXiv:1707.08042, 2017.
- [41] R. Bernabei et al. First model independent results from DAMA/LIBRA-phase2. arXiv:1805.10486, 2018.

- [42] J. Pradler. On the Cosmic Ray Muon Hypothesis for DAMA. arXiv:1205.3675, 2012.
- [43] C. H. Ha. Status of the COSINE-100 experiment. In International Conference on High Energy Physics(ICHEP2018), COEX, Seoul, Jul 2018.
- [44] J. L. Feng et al. Isospin-violating dark matter. Physics Letters B, Vol. 703, No. 2, pp. 124–127, 2011.
- [45] R. H. Helm. Inelastic and elastic scattering of 187-MeV electrons from selected even-even nuclei. *Physical Review*, Vol. 104, No. 5, p. 1466, 1956.
- [46] E. Aprile, A. E. Bolotnikov, A. I. Bolozdynya, and T. Doke. Noble Gas Detectors. WILEY-VCH, 2006.
- [47] S. C. Hwang, R. D. Lein, and D. A. Morgan. Noble gases. Kirk-Othmer Encyclopedia of Chemical Technology, 2005.
- [48] V. M. Gehman et al. Fluorescence efficiency and visible re-emission spectrum of tetraphenyl butadiene films at extreme ultraviolet wavelengths. *Nuclear Instruments* and Methods in Physics Research Section A, Vol. 654, No. 1, pp. 116–121, 2011.
- [49] A. Hitachi. Quenching factor and electronic LET in a gas at low energy. Vol. 65, No. 1, p. 012013, 2007.
- [50] C. Regenfus et al. Study of nuclear recoils in liquid argon with monoenergetic neutrons. Vol. 375, No. 1, p. 012019, 2012.
- [51] A. Hitachi, Y. Kizaki, and N. Hasebe. Scintillation yield for slow recoil ions in liquid argon for dark matter searches. In XeSAT 2018, Waseda University, Sep 2018.
- [52] A. B. Treshchalov and A. A. Lissovskii. Spectroscopic diagnostics of a pulsed discharge in high-pressure argon. *Quantum Electronics*, Vol. 40, No. 3, p. 234, 2010.
- [53] D. E. Grosjean et al. Absolute luminescence efficiency of ion-bombarded solid argon. *Physical Review B*, Vol. 56, No. 11, p. 6975, 1997.
- [54] C. Amsler et al. Luminescence quenching of the triplet excimer state by air traces in gaseous argon. *Journal of Instrumentation*, Vol. 3, No. 02, p. P02001, 2008.
- [55] T. Doke et al. Absolute scintillation yields in liquid argon and xenon for various particles. Japanese journal of applied physics, Vol. 41, No. 3R, p. 1538, 2002.
- [56] 月出章. 希ガス液体の放射線効果. 放射線化学, Vol. 96, No. 45, 2013.
- [57] U. Sowada, J. M. Warman, and P. M. de Haas. Hot-electron thermalization in solid and liquid argon, krypton, and xenon. *Physical Review B*, Vol. 25, No. 5, p. 3434, 1982.
- [58] M. Hofmann et al. Ion-beam excitation of liquid argon. The European Physical Journal C, Vol. 73, No. 10, p. 2618, Oct 2013.
- [59] A. Hitachi et al. Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon. *Physical Review B*, Vol. 27, No. 9, p. 5279, 1983.
- [60] J. Thomas and D. A. Imel. Recombination of electron-ion pairs in liquid argon and liquid xenon. *Physical Review A*, Vol. 36, No. 2, p. 614, 1987.
- [61] A. Hitachi, T. Doke, and A. Mozumder. Luminescence quenching in liquid argon under charged-particle impact: Relative scintillation yield at different linear energy transfers. *Physical Review B*, Vol. 46, No. 18, p. 11463, 1992.
- [62] R. Acciarri et al. Oxygen contamination in liquid Argon: combined effects on ionization electron charge and scintillation light. *Journal of Instrumentation*, Vol. 5, No. 05, p. P05003, 2010.
- [63] R. Acciarri et al. Effects of Nitrogen contamination in liquid Argon. Journal of Instrumentation, Vol. 5, No. 06, p. P06003, 2010.
- [64] A. Hitachi and T. A. King. Penning ionization of ar and n2 by he(23s) and excitation transfer from ar(1.3p) to n2. *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 51, No. 10, pp. 3325–3331, 1982.
- [65] W. Tornow et al. Properties of high pressure nitrogen-argon and nitrogen-xenon gas
scintillators. Nuclear Instruments and Methods, Vol. 133, No. 3, pp. 435–443, 1976.

- [66] S. Kubota et al. The suppression of the slow component in xenon-doped liquid argon scintillation. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 327, No. 1, pp. 71–74, 1993.
- [67] S. Kubota et al. Evidence of the existence of exciton states in liquid argon and excitonenhanced ionization from xenon doping. *Physical Review B*, Vol. 13, No. 4, p. 1649, 1976.
- [68] G. Carugno et al. Electron lifetime detector for liquid argon. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 292, No. 3, pp. 580–584, 1990.
- [69] P. Sorensen. Electron train backgrounds in liquid xenon dark matter search detectors are indeed due to thermalization and trapping. arXiv:1702.04805, 2017.
- [70] P. Agnes et al. (DarkSide Collaboration). Low-mass Dark Matter Search with the DarkSide-50 Experiment. *Physical Review Letters*, Vol. 121, p. 081307, Aug 2018.
- [71] 鈴木聡. WIMP 探索のための液体キセノンシンチレーション検出器. 日本物理学会誌, Vol. 53, No. 43, pp. 181–188, 1998.
- [72] E. Aprile and T. Doke. Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 82, No. 3, p. 2053, 2010.
- [73] J. Kostensalo, J. Suhonen, and K. Zuber. Spectral shapes of forbidden argon  $\beta$  decays as background component for rare-event searches. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Vol. 45, No. 2, p. 025202, 2017.
- [74] P. Benetti et al. Measurement of the specific activity of <sup>39</sup>Ar in natural argon. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 574, No. 1, pp. 83–88, 2007.
- [75] R. Francini et al. VUV-Vis optical characterization of Tetraphenyl-butadiene films on glass and specular reflector substrates from room to liquid Argon temperature. *Journal* of Instrumentation, Vol. 8, No. 09, p. P09006, 2013.
- [76] B. Gelli. Measurements of the Intrinsic Quantum Efficiency and Visible Reemission Spectrum of Tetraphenyl-Butadiene Thin Films for Incident Vacuum Ultraviolet Light. In *LIDINE 2017: LIght Detection In Noble Elements*, SLAC National Accelerator Laboratory, Sep 2017.
- [77] S. M. Hanagodimath et al. Fluorescence-quenching studies and temperature dependence of fluorescence quantum yield, decay time and intersystem crossing activation energy of TPB. *Journal of Luminescence*, Vol. 129, No. 4, pp. 335–339, 2009.
- [78] B. J. P. Jones et al. Photodegradation mechanisms of tetraphenyl butadiene coatings for liquid argon detectors. *Journal of Instrumentation*, Vol. 8, No. 01, p. P01013, 2013.
- [79] R. Jerry et al. A study of the Fluorescence Response of Tetraphenyl-butadiene. arXiv:1001.4214, 2010.
- [80] 堀田祐次.光電子増倍管の開発状況.第4回次世代光センサーワークショップ,大阪大学, Dec 2012.
- [81] F. D. Pompeo. Liquid Argon XUV scintillation light detection for direct Dark Matter search: the WArP Experiment. In 1st Italian Workshop on UltraViolet Techniques and Applications (WUTA08), Laboratori Nazionali Frascati, Oct 2008.
- [82] D. Gastler et al. Measurement of scintillation efficiency for nuclear recoils in liquid argon. *Physical Review C*, Vol. 85, No. 6, p. 065811, 2012.
- [83] M. G. Boulay et al. (DEAP Collaboration). DEAP-3600 dark matter search at SNOLAB. Vol. 375, No. 1, p. 012027, 2012.
- [84] Carl Eric Dahl. The physics of background discrimination in liquid xenon, and first results from XENON10 in the hunt for WIMP dark matter. PhD thesis, Princeton

University, 2009.

- [85] Q. Lin and K. Ni. Probing the Intrinsic Electron Recoil Rejection Power in Liquid Xenon for Dark Matter Searches. In Astroparticle Physics 2014, Amsterdam, Jan 2014.
- [86] D. S. Akerib et al. First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility. *Physical Review Letters*, Vol. 112, No. 9, p. 091303, 2014.
- [87] 岩本敏幸. 新型半導体光検出器 PPD の液体キセノン中での基礎特性. 日本物理学会第 67 回 年次大会, 関西学院大学, Mar 2012.
- [88] 家城佳. MEG II 実験 液体キセノン検出器の建設状況. 日本物理学会第 71 回年次大会, 東北 学院大学, Mar 2016.
- [89] K. Yamamoto, R. Yamada, K. Kobayashi, K. Sato, and A. Ghassemi. New improvements to a specialized Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) for neutrinoless double-beta decay and dark matter search experiments. In *The 38th International Conference on High Energy Physics (ICHEP)*, Chicago, Aug 2016.
- [90] 青山一天. ANKOK 本実験に向けた LAr 蛍光の直接及び間接検出手法の研究, 2018.
- [91] W. Ootani, et al. Development of deep-UV sensitive MPPC for liquid xenon scintillation detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 787, pp. 220–223, 2015.
- [92] T. Doke and K. Masuda. Present status of liquid rare gas scintillation detectors and their new application to gamma-ray calorimeters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Vol. 420, No. 1-2, pp. 62–80, 1999.
- [93] T. Washimi, M. Tanaka, and K. Yorita. Direct Detection of Liquid Argon Scintillation with MPPC. *Journal of Instrumentation*, Vol. 11, No. 02, p. C02077, 2016.
- [94] T. Washimi, M. Tanaka, and K. Yorita. Performance and Application of VUV-sensitive MPPCs for Liquid Argon Scintillation Light. In *Proceedings of International Symposium* on Radiation Detectors and Their Uses (ISRD2016), p. 030002, 2016.
- [95] T. Igarashi, M. Tanaka, T. Washimi, and K. Yorita. Performance of VUV-sensitive MPPC for liquid argon scintillation light. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Vol. 833, pp. 239–244, 2016.
- [96] 鷲見貴生. ANKOK 実験における大光量 2 相型プロトタイプ検出器の開発と性能評価, 2015.
- [97] 菊地崇矩. ANKOK 実験における高電場形成と消光因子測定, 2018.
- [98] 寄田浩平,田中雅士,鷲見貴生,木村眞人,矢口徹磨. 気液2相型アルゴン光 TPC 検出器による暗黒物質探索実験 (ANKOK). 高エネルギーニュース, Vol. 36, No. 4, pp. 180–188, 2018.
  [99] 中新平. ANKOK 地上実験テストスタンドの構築及び環境γ線の低減, 2017.
- [100] 矢口徹磨. ANKOK 実験における TPC 多チャンネル大型化と基礎性能及び位置再構成法の 評価, 2018.
- [101] H. Cao et al. Measurement of scintillation and ionization yield and scintillation pulse shape from nuclear recoils in liquid argon. *Physical Review D*, Vol. 91, No. 9, p. 092007, 2015.
- [102] P. Agnes et al. Measurement of the he liquid argon energy response to nuclear and electronic recoils. arXiv:1801.06653, 2018.
- [103] 木村眞人. ANKOK 実験 6:シミュレーション構築と検出器の性能評価. 日本物理学会 2015 年 秋季大会, 大阪市立大学, Sep 2015.
- [104] S. Amoruso et al. Analysis of the liquid argon purity in the ICARUS T600 TPC. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 516, No. 1, pp. 68–79, 2004.
- [105] Huajie Cao. A study of nuclear recoils in liquid argon time projection chamber for the direct detection of wimp dark matter. PhD thesis, 2014.
- [106] 武田知将. ANKOK 本実験における 2 次蛍光量の検出器内環境依存性, 2018.

- [107] D. S. Akerib et al. Calibration, event reconstruction, data analysis, and limit calculation for the LUX dark matter experiment. *Physical Review D*, Vol. 97, No. 10, p. 102008, 2018.
- [108] T. Washimi, T. Kikuchi, M. Kimura, M. Tanaka, and K. Yorita. Study of the low-energy ER/NR discrimination and its electric-field dependence with liquid argon. *Journal of Instrumentation*, Vol. 13, No. 02, p. C02026, 2018.
- [109] T. Shutt. Noble Liquid detectors for Dark Matter. In LIDINE 2017: Light Detection In Noble Elements, SLAC National Accelerator Laboratory, Sep 2017.
- [110] T. Washimi, M. Kimura, M. Tanaka, and K. Yorita. Scintillation and ionization ratio of liquid argon for electronic and nuclear recoils at drift-fields up to 3 kV/cm. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 910, pp. 22–25, 2018.
- [111] B. Lenardo et al. A global analysis of light and charge yields in liquid xenon. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 62, No. 6, pp. 3387–3396, 2015.
- [112] T. Doke et al. LET dependence of scintillation yields in liquid argon. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 269, No. 1, pp. 291–296, 1988.
- [113] M. Szydagis et al. NEST: a comprehensive model for scintillation yield in liquid xenon. Journal of Instrumentation, Vol. 6, No. 10, p. P10002, 2011.
- [114] D.-M. Mei et al. A Model of Nuclear Recoil Scintillation Efficiency in Noble Liquids. Astroparticle Physics, Vol. 30, No. 1, pp. 12–17, 2008.
- [115] J. Lindhard et al. Integral equations governing radiation effects. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, Vol. 33, No. 10, pp. 1–42, 1963.
- [116] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark. The stopping and range of ions in matter, Vol. 1. 1, Pergamon Press, New York, 1985.
- [117] W. Lenz. Über die Anwendbarkeit der statistischen Methode auf Ionengitter. Zeitschrift für Physik, Vol. 77, No. 11, pp. 713–721, Nov 1932.
- [118] H. Jensen. Die Ladungsverteilung in Ionen und die Gitterkonstante des Rubidiumbromids nach der statistischen Methode. Zeitschrift für Physik, Vol. 77, No. 11, pp. 722–745, Nov 1932.
- [119] F. Bezrukov, F. Kahlhoefer, and M. Lindner. Interplay between scintillation and ionization in liquid xenon Dark Matter searches. Astroparticle Physics, Vol. 35, No. 3, pp. 119–127, 2011.
- [120] W. Creus et al. Scintillation efficiency of liquid argon in low energy neutron-argon scattering. *Journal of instrumentation*, Vol. 10, No. 08, p. P08002, 2015.
- [121] 木村眞人. ANKOK 実験 31: 電離信号 (電子比例蛍光; S2) の基礎特性と利用可能性. 日本物 理学会 2018 年 秋季大会, 信州大学, Sep 2018.
- [122] P. Agnes et al. Simulation of argon response and light detection in the DarkSide-50 dual phase TPC. Journal of Instrumentation, Vol. 12, No. 10, p. P10015, 2017.
- [123] S. Kubota et al. Dynamical behavior of free electrons in the recombination process in liquid argon, krypton, and xenon. *Physical Review B*, Vol. 20, No. 8, p. 3486, 1979.
- [124] G. Jaffe. Zur Theorie der Ionisation in Kolonnen. Annalen der Physik, Vol. 347, No. 12, pp. 303–344, 1913.
- [125] P. Agnes. Simulation of liquid Argon TPC. In Instrumentation Days on gaseous detectors 2017, LPC Caen, Oct 2017.
- [126] T. H. Joshi et al. First measurement of the ionization yield of nuclear recoils in liquid argon. *Physical review letters*, Vol. 112, No. 17, p. 171303, 2014.
- [127] S. Sangiorgio et al. First demonstration of a sub-keV electron recoil energy threshold in a liquid argon ionization chamber. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 728, pp. 69–72, 2013.

- [128] A. Bondar et al. X-ray ionization yields and energy spectra in liquid argon. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 816, pp. 119–124, 2016.
- [129] A. Bondar et al. Measurement of the ionization yield of nuclear recoils in liquid argon at 80 and 233 kev. *Europhysics Letters*, Vol. 108, No. 1, p. 12001, 2014.
- [130] A. Bondar et al. Measurement of the ionization yield of nuclear recoils in liquid argon using a two-phase detector with electroluminescence gap. *Journal of Instrumentation*, Vol. 12, No. 05, p. C05010, 2017.
- [131] R. T. Scalettar et al. Critical test of geminate recombination in liquid argon. *Physical Review A*, Vol. 25, No. 4, p. 2419, 1982.
- [132] J. Angle et al. Search for light dark matter in XENON10 data. Physical Review Letters, Vol. 107, No. 5, p. 051301, 2011.
- [133] E. Aprile et al. Erratum: Low-mass dark matter search using ionization signals in XENON100. Physical Review D, Vol. 95, No. 5, p. 059901, 2017.