

修士論文

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

早稲田大学理學部院 先進理工学研究科
物理学及応用物理学専攻 寄田研究室 修士 2 年
学籍番号 : 5313A093-7

鷲見貴生

2015 年 4 月 17 日

概要

暗黒物質は様々な天文学的・宇宙論的観測によりその存在が予想されており、現在世界中で精力的に探索実験が行われている。特に質量 10GeV 付近の低質量領域では、発見を主張する実験 (Na や Si など) と棄却を主張する実験 (Xe や Ge) が混在しており実験的に非常に面白いが、Ar を標的とした実験 (WArP, DS-50) はこの領域に踏み込めていない。我々 ANKOK 実験は、光検出効率および背景事象分離能力を最大化した気液 2 相型 Ar 検出器を構築しこの領域を探索することを目的に研究開発を行っている。

第 1 章では WIMP 直接探索の概略と世界的現状を簡単に述べたのち、Spin-Independent な探索について質量-散乱断面積平面における物理感度の計算を行う。また地球の運動による季節変動やターゲット核種依存性について、アルゴンによる探索を主事軸に議論する。

第 2 章ではシンチレータとしてのアルゴンの性質を整理し、気液 2 相型アルゴン検出器の原理・構成要素・特徴についてまとめる。また ANKOK 実験の物理目標を設定したうえで、これまでの研究開発と液体アルゴン試験の時期・目的・達成事項などについて時系列にそって外観する。

第 3 章は、ANKOK 実験の光量増加に大きく貢献した波長変換材 TPB の塗布方法の最適化と性質測定の研究結果である。特に真空蒸着法の開発と蒸着 TPB の可視光透過率や荷電粒子応答などは、ANKOK だけでなく他の希ガスシンチレーション検出器を用いた実験にも有用な情報となるだろう。

第 4 章は、液体アルゴン用の高 QE PMT の常温および低温における基礎特性評価を行う。さらにこの PMT を用いた液体 1 相型検出器の光検出効率測定を行い、液体アルゴン検出器の潜在的最大光量を評価する。

第 5 章は、本修士論文の主題である大光量 2 相型プロトタイプ検出器の構成と、そのために新たに導入した ITO 石英ライトガイドについて論じる。またこの検出器の性能として、光検出効率、ドリフト電場および事象分離能力について能力評価を行う。

第 6 章では本修士論文の結果をまとめ、さらに選考実験である DS-50 の結果について考察したうえで今後の ANKOK 実験の展望を述べる。

目次

第 1 章 暗黒物質探索実験	14
1.1 WIMP 暗黒物質とその探索	14
1.1.1 WIMP 暗黒物質	14
1.1.2 WIMP 直接探索実験の概要	15
1.1.3 世界の WIMP 直接探索実験	16
1.1.4 日本の WIMP 直接探索実験	17
1.2 Spin-Independent な WIMP-核子弹性散乱による直接探索実験	19
1.2.1 暗黒物質のフラックスと散乱レート	19
1.2.2 弹性散乱による運動量移行と感度曲線 [23]	19
1.2.3 原子核の形状因子	21
1.2.4 季節変動	22
1.2.5 Isospin Violating Dark Matter[27]	23
第 2 章 アルゴン検出器による暗黒物質探索	25
2.1 アルゴン蛍光のスペクトルと発光・消光過程	25
2.1.1 液化希ガスの一般的性質	25
2.1.2 アルゴン蛍光(真空紫外成分)の発光過程	26
2.1.3 アルゴン蛍光(真空紫外成分)の消光過程	28
2.1.4 アルゴン蛍光の近紫外～赤外成分	31
2.2 気液 2 相型アルゴン光 TPC 検出器の原理・構成	34
2.2.1 気液 2 相型アルゴン検出器	34
2.2.2 S1 の波形弁別による電子反跳・原子核反跳事象の分離	37
2.2.3 S1・S2 比による電子反跳・原子核反跳事象の分離	38
2.2.4 発光位置再構成	38
2.3 ANKOK 実験	41
2.3.1 ANKOK 実験の物理目標	41
2.3.2 75L テストスタンド	43
2.3.3 これまでに行った液体アルゴン試験	43

第 3 章	波長変換材の塗布手法の開発と最適化	49
3.1	波長変換材 TPB	49
3.1.1	TPB(テトラフェニルブタジエン)	49
3.2	ガスアルゴンによる光量評価	50
3.2.1	ガスアルゴンセットアップの構築	50
3.2.2	ガスアルゴン光量の安定性評価	52
3.3	高分子マトリックス法による TPB 塗布の最適化	53
3.3.1	高分子マトリックス法	53
3.3.2	高分子マトリックス法に用いる試薬配合量の最適化	55
3.4	真空蒸着法の確立と最適化	56
3.4.1	真空蒸着法	56
3.4.2	TPB 蒸着装置の開発	56
3.4.3	TPB 蒸着量と距離の最適化	60
3.4.4	TPB の劣化や不純物混入による光量の減少	62
3.4.5	TPB 蒸着面の可視光透過率	66
3.5	荷電粒子による TPB 直接発光の研究	69
3.5.1	動機：PSD 分布における中間成分	69
3.5.2	α 線による TPB 直接発光	70
3.5.3	β 線による TPB 直接発光	71
3.5.4	荷電粒子による TPB 直接発光のまとめと考察	73
第 4 章	液体アルゴン用高 QE PMT の導入と性能評価	75
4.1	PMT の特性と液体アルゴンで用いるため要請	75
4.1.1	PMT の動作原理と種々のパラメタ [96]	75
4.1.2	液体アルゴン用 PMT	77
4.2	電子増幅のモンテカルロシミュレーション	79
4.2.1	電子増幅のモデル	79
4.2.2	増幅率の電圧および仕事関数依存性	80
4.3	R11065 の常温および低温基礎試験	82
4.3.1	PMT の Gain の測定	82
4.3.2	Gain 曲線の最適化	86
4.3.3	信号波形の評価	88
4.3.4	低温試験セットアップ	91
4.3.5	Gain の温度依存性	91
4.4	R11065 を用いた液体アルゴン 1 相型プロトタイプ検出器の性能評価	93
4.4.1	1 相型検出器の構成	93
4.4.2	γ 線源データによる光検出効率の評価	93

第 5 章 大光量 2 相型プロトタイプ検出器の構築と TPC 性能評価	97
5.1 気液 2 相型プロトタイプ検出器の構築と光量評価	97
5.1.1 2 相型検出器の構成	97
5.1.2 透明導電膜 ITO	98
5.1.3 ITO 石英ライトガイドの試験	103
5.1.4 γ 線源データによる光量評価	104
5.2 気液 2 相型プロトタイプ検出器の TPC 性能評価	107
5.2.1 ドリフト速度の測定	107
5.2.2 2 相型検出器の大光量化による ER/NR 事象分離能力の向上	111
第 6 章 まとめ	114
6.1 各章のまとめと結論	114
6.2 本研究のまとめと考察および今後の展望	115
6.2.1 PSD 分散の理解と抑制	116
6.2.2 S1・S2 比による ER/NR 分離の有効活用	117
6.2.3 ^{39}Ar 以外の BG の削減	117
6.2.4 検出器の大型化	118
6.2.5 低エネルギー領域における検出器応答理解	119
謝辞	120
付録	121
A 天文学的観測による暗黒物質存在の示唆	121
A.1 銀河団の運動	121
A.2 銀河の回転曲線	121
A.3 重力レンズ	122
B 宇宙論的観測による暗黒物質存在の示唆	124
B.1 宇宙背景輻射	124
B.2 宇宙の大規模構造	125
B.3 ビッグバン元素合成と軽元素存在比	126
C 素粒子標準模型と超対称性理論	129
D 素粒子理論における暗黒物質粒子の候補	129
D.1 cMSSM による予測領域	129
E 他の暗黒物質探索実験	132
E.1 間接探索実験	132
E.2 加速器による暗黒物質探索	132
F 本論文中の実験・測定に用いた機材	134

G	液面計の構築	135
G.1	2相型検出器における液面の重要性	135
G.2	液面計の設計製作	136
G.3	液体窒素および液体アルゴンによる較正と性能評価	137
G.4	2相型検出器の液体アルゴン試験における液面計運用	137
H	VUV MPPC の低温基礎試験	138
H.1	Multi-Pixel Photon Counter	138
H.2	VUV MPPC	138
H.3	MPPC 低温試験セットアップ	140
H.4	DarkRate の温度依存性	140
H.5	Gain の温度依存性	140
H.6	PDE と XT のオーバー電圧依存性	140
	参考文献	143

図目次

1.1.1	暗黒物質探索のアプローチ	15
1.1.2	WIMP 直接探索実験の世界的現状 (2014 年 12 月現在)	16
1.2.1	式 (1.2.2.4) の意味	21
1.2.2	式 (1.2.2.11) の概形	21
1.2.3	Ar と Xe の Helm Form Factor[25]	22
1.2.4	銀河系内における地球の速度	23
1.2.5	6 月および 12 月の DAMA 領域 WIMP のスペクトル	23
1.2.6	Ar、Xe、Ge、Na の F_Z (10GeV WIMP)	24
1.2.7	Ar、Xe、Ge、Na の F_Z ($f_p/f_n = -0.7$)	24
2.1.1	希ガスの蛍光スペクトルと各種窓材の透過率 [32]	26
2.1.2	GAr の VUV スペクトル [33]	27
2.1.3	2nd continuum の発光機構	27
2.1.4	低エネルギーでの核的消光因子 [38]	28
2.1.5	高エネルギーでの核的消光因子 [39]	28
2.1.6	ER 事象に対する電気的消光因子 [40]	29
2.1.7	NR 事象に対する電気的消光因子 [41]	29
2.1.8	酸素による消光 [43]	30
2.1.9	窒素による消光 [44]	30
2.1.10	共有結合の解離エネルギー	31
2.1.11	300nm 以下のスペクトル (赤は GAr、黒は LAr)[47]	32
2.1.12	GAr のスペクトル (NIR 領域)[50]	32
2.1.13	LAr の近紫外～近赤外領域におけるスペクトル [47]	32
2.1.14	ANKOK グループで測定した GAr のスペクトル [51][52]	33
2.1.15	ANKOK グループで測定した GAr 蛍光波形 [51]	33
2.1.16	アルゴンのエネルギー準位と発光ダイヤグラム [54]	33
2.2.1	気液 2 相型アルゴン検出器	34
2.2.2	アルゴン蛍光波形	35

2.2.3	^{39}Ar の β 線スペクトル	35
2.2.4	ESR の反射率	36
2.2.5	ESR による反射角度分布	36
2.2.6	Cockcroft-Walton 回路	37
2.2.7	PSD 分布 [59][60]	37
2.2.8	PSD 分布による rejection[59][60]	37
2.2.9	S1・S2 比分布 (LUX)[4]	38
2.2.10	S1・S2 比による ER 事象分離能力 (LUX)[4]	38
2.2.11	ドリフト速度の電場依存 (ICARUS 実験)[66]	39
2.2.12	z 方向位置分解能	39
2.2.13	12 本の PMT の配置	40
2.2.14	PMT の光収集効率	40
2.2.15	気相側面で検出される場所 (ϕ 座標) の光量分布	40
2.2.16	S2 を用いた xy 方向位置分解能	40
2.3.1	10GeV および 50GeV WIMP による反跳エネルギースペクトル	41
2.3.2	DAMA 領域 WIMP と ^{39}Ar の β 線 BG のスペクトル ($\times 10^{-4}$)	41
2.3.3	DAMA 領域 WIMP の観測事象数の季節変動	42
2.3.4	目標到達感度	42
2.3.5	75L テストスタンド	43
2.3.6	RunI 検出器	44
2.3.7	RunI の信号波形 [72]	44
2.3.8	RunIII 検出器	45
2.3.9	RunIII 光量 [71]	45
2.3.10	RunIV 検出器	45
2.3.11	RunIV 光量 [74]	45
2.3.12	RunV で測定された γ 線スペクトル	46
2.3.13	RunV 光量	46
2.3.14	RunVI 検出器	47
2.3.15	RunIV BG データの PID 分布	47
2.3.16	RunVI 検出器内部の写真	47
2.3.17	TPC 構造による光伝搬経路の変化	47
2.3.18	1 相型検出器の各種 γ 線スペクトル	48
3.1.1	TPB の外観写真	49
3.1.2	TPB の分子構造	49
3.1.3	TPB の発光・吸収スペクトル [82]	50
3.1.4	TPB の波長変換効率 [83]	50

3.2.1	ガスセットアップの概略図	51
3.2.2	H1161 の QE と Gain (スペック値)	51
3.2.3	典型的な信号波形	52
3.2.4	Fast 成分の光量分布	52
3.2.5	光量の流量依存性と安定性	52
3.2.6	PMT の取り外しの再現性	53
3.2.7	長期安定性	53
3.3.1	パラロイド	54
3.3.2	高分子マトリックス法により TPB を塗布された PMT	54
3.3.3	ブラックライトを当てた様子	54
3.3.4	TPB の塗り直しに対する光量再現性	54
3.3.5	TPB の分量と光量	55
3.3.6	トルエン量と光量	55
3.4.1	アクリル真空デシケーター (SAN0390) 図面	57
3.4.2	蒸着装置の真空度	58
3.4.3	ヒーター付きルツボ	58
3.4.4	蒸着セットアップ	59
3.4.5	手動温度コントロール	60
3.4.6	TPB が溶けている様子	60
3.4.7	TPB を蒸着した ESR	60
3.4.8	TPB を蒸着した ESR にブラックライトを当てた様子	60
3.4.9	使用した (ルツボに入れた)TPB の量と光量	61
3.4.10	ルツボからの距離と蒸着の一様性	62
3.4.11	液体窒素に浸した回数と光量変化	63
3.4.12	日光に晒した日数と光量分布の変化	64
3.4.13	日光に晒した日数と波形の変化	64
3.4.14	オイルを垂らした TPB	64
3.4.15	オイル入り TPB を蒸着した ESR	64
3.4.16	オイル入り TPB を蒸着した ESR の波形	65
3.4.17	ガスアルゴン蛍光波形の比較	65
3.4.18	toy MC による、可視光透過率の位置分解能・検出までの行程の評価	66
3.4.19	可視光透過率測定セットアップ	67
3.4.20	オシロ波形 (TPB なしアクリル板)	67
3.4.21	TPB を蒸着したアクリル板	67
3.4.22	アクリル板にブラックライトを当てた様子	67
3.4.23	可視光透過率	68
3.4.24	波長変換効率と青色可視光透過率	68

3.5.1	各種線源データの PSD 分布 [60]	69
3.5.2	^{22}Na γ 線源データの波形比較	69
3.5.3	真空中の ^{22}Na γ 線源データの光量分布	69
3.5.4	α 線セットアップ	70
3.5.5	α 線源の配置	70
3.5.6	α 線による蒸着 TPB の発光波形	71
3.5.7	各反射材の α 線信号量の比較	71
3.5.8	β 線セットアップ	72
3.5.9	遮光前のトリガーカウンター	72
3.5.10	β 線波形 (赤はコリメータあり、黒はコリメータなし)	72
3.5.11	β 線光量分布 (Liner Scale)	73
3.5.12	β 線光量分布 (Log Scale)	73
3.5.13	各種線源波形の比較	73
3.5.14	LAr と TPB の発光波形比較	74
3.5.15	TPB 直接発光によるフェイクの例	74
4.1.1	PMT の構造図 [96]	76
4.1.2	PMT の窓材の透過率 [96]	76
4.1.3	R11065 の外観写真	77
4.1.4	R11065 の QE[97]	77
4.1.5	R11065 のデバイダー回路図	77
4.1.6	R11410-10 の After Pulse[98]	78
4.1.7	R6041-506MOD の外観写真	78
4.2.1	PMT の電子増幅モデル	79
4.2.2	各段電位差	80
4.2.3	各段での増幅率期待値	80
4.2.4	toy MC による 1pe 信号電荷分布 (青) とその Gauss fit 結果	80
4.2.5	HV と Gain の平均値の関係	81
4.2.6	HV と Gain の分散の関係	81
4.2.7	仕事関数と Gain の平均値の関係	81
4.2.8	仕事関数と Gain の分散の関係	81
4.2.9	ダイノード間電位差と二次電子放出比の関係 [96]	81
4.3.1	Gain 測定セットアップの概略図	82
4.3.2	Gain 測定の際の SPP とゲート	82
4.3.3	ADC 分布 (アンプなし)	83
4.3.4	ADC 分布 (アンプあり)	84
4.3.5	アンプの増幅率	85

4.3.6	Gain 曲線	85
4.3.7	Gain の分散	85
4.3.8	式 (4.3.2.1) による Fit	86
4.3.9	式 (4.3.2.2) による Fit	87
4.3.10	式 (4.3.2.2) による Fit 結果と測定値の比較	87
4.3.11	式 (4.3.2.3) による Fit	87
4.3.12	式 (4.3.2.3) による Fit 結果と測定値の比較	87
4.3.13	式 (4.3.2.4) による Fit	88
4.3.14	式 (4.3.2.4) による Fit 結果と測定値の比較	88
4.3.15	式 (4.3.2.5) による Fit	88
4.3.16	式 (4.3.2.5) による Fit 結果と測定値の比較	88
4.3.17	Gain 曲線と実測値の比較 (アンプあり)	89
4.3.18	平均波形	89
4.3.19	積分波形	89
4.3.20	低温試験セットアップの概略図	91
4.3.21	低温試験セットアップの写真	91
4.3.22	低温試験時の温度モニター	92
4.3.23	常温および低温での Gain 曲線	92
4.3.24	常温および低温での Gain 分散	92
4.3.25	低温試験前後の常温 Gain 比較	93
4.4.1	1 相型検出器の内側	94
4.4.2	1 相型検出器の外観と大きさ	94
4.4.3	^{137}Cs γ 線スペクトル (662keV) : 補正なし	95
4.4.4	^{137}Cs γ 線光量と非対称度 : 補正なし	95
4.4.5	^{137}Cs γ 線スペクトル (662keV) : 補正あり	95
4.4.6	^{137}Cs γ 線光量と非対称度 : 補正あり	95
4.4.7	^{22}Na の 511keV 全吸収ピーク	95
4.4.8	^{22}Na の 1274keV 全吸収ピーク	95
4.4.9	^{57}Co γ 線スペクトル (122keV)	96
4.4.10	1 相型検出器の光検出効率	96
5.1.1	2 相型検出器の概略図	98
5.1.2	2 相型検出器の写真	98
5.1.3	グリッド電極と ITO 電極	99
5.1.4	ITO の屈折率と消衰係数 (フィルメトリクス社)	100
5.1.5	ITO 層の厚さとシート抵抗の関係 (ジオマテック社)	101
5.1.6	ITO 石英ライトガイドの写真	102

5.1.7	シミュレーションの設定	103
5.1.8	ITO 石英の透過率・反射率(ジオマテック社より)	103
5.1.9	ITO 石英の透過率測定セットアップ	104
5.1.10	信号波高の測定結果	104
5.1.11	ITO 低温試験の温度コントロール	104
5.1.12	抵抗値の温度依存性	104
5.1.13	Cs のスペクトル(補正なし)	105
5.1.14	上下の PMT の光量の関係	106
5.1.15	Cs のスペクトル(補正あり)	107
5.1.16	RunVI-II(2015 年 1 月、2 相型)における ¹³⁷ Cs Fast 光量分布	107
5.1.17	MPPC Run(2014 年 10 月、1 相型)における ¹³⁷ Cs Fast 光量分布	107
5.2.1	コリメータの寸法と設置位置	108
5.2.2	ドリフト時間分布(200V/cm)	109
5.2.3	コリメータスキャン	109
5.2.4	ドリフト速度	110
5.2.5	Femtet による電場シミュレーション [58]	110
5.2.6	染み出し電場	110
5.2.7	典型的な ER-like 事象と NR-like 事象	111
5.2.8	Cf 線源データのスペクトル	111
5.2.9	Cf 線源データの ER/NR 事象分離	112
5.2.10	各エネルギー領域での ER/NR 事象分離	113
6.2.1	ANKOK 実験の光検出効率の変遷と他実験との比較(ゼロ電場)	115
6.2.2	DS-50 結果の S1 信号量と PSD[12]	116
6.2.3	DS-50 の PSD 分布(38keV _{nr})[12]	116
6.2.4	PMT の並べ方	118
6.2.5	TPC サイズと有効質量	118
6.2.6	WIMP の断面積と季節変動の有意度(10kg 検出器)	118
A.1	渦巻き銀河 NGC 6503 の回転曲線(Broels & Sanders, 1991)	122
A.2	天の川銀河の回転曲線 [107]	122
A.3	衝突銀河団 MACS J0025.4-1222	122
A.4	銀河団 CL0024+1654 と重力レンズによる質量分布	123
B.1	WMAP による温度ゆらぎの観測結果 [112]	124
B.2	CMB パワースペクトル [113]	124
B.3	バリオンと matter のパワースペクトルへの影響 [115]	125
B.4	SDSS による Galaxy Map [116]	125
B.5	SDSS による密度ゆらぎ相関関数 [117]	126

B.6	密度パワースペクトルから得られた BAO の効果 [118]	126
B.7	ビッグバン元素合成の時間発展 [119]	128
B.8	軽元素存在比と η [120]	128
B.9	Ω_A と Ω_M [122]	129
B.10	Ω_b と Ω_χ [123]	129
D.1	GUT スケールを $M_G = 2 \times 10^{16} \text{ GeV}$ としたときの質量の統一 [125]	130
D.2	CMSSM による WIMP の質量と核子との散乱断面積の予測 [127]	131
D.3	2011 年の LHC の結果まで用いたもの [128]	131
E.1	mono jet + MET のダイヤグラム	132
E.2	monojet + MET 探索結果 (CMS) [?]	132
E.3	monojet + MET 探索結果 (CMS) と直接探索との比較 [?]	132
E.4	Vectorr Boson Fusion	133
E.5	ZH 随伴過程	133
E.6	$ZH \rightarrow ll + \text{invisivle}$ 探索結果 (ATLAS) [?]	133
E.7	$ZH \rightarrow ll + \text{invisivle}$ 探索結果と直接探索との比較 [?]	133
G.1	電子の取り出し効率 [101]	135
G.2	比例蛍光の発光量 (Xe) [103]	135
G.3	液面電位、気相と液相の電位差および電場の液面依存性	137
G.4	静電容量型液面計の原理	138
G.5	液面位置と静電容量の期待される関係	138
G.6	LN2	138
G.7	線形性	138
G.8	ANKOK RunVI 実験における液面モニター	139
H.1	MPPC の構造と原理	139
H.2	Gain 曲線の温度変化	140
H.3	降伏電圧の温度依存性	141
H.4	Pixcel 静電容量の温度依存性	141
H.5	常温と低温での波形比較	141
H.6	時定数の波形比較	141
H.7	PDE と Cross-talk の電圧依存性	142

表目次

2.1.1	液化希ガスおよび水の性質一覧	25
2.1.2	金属の仕事関数 [46]	31
2.2.1	各実験 (Xe) の S1・S2 比による ER 事象分離能力 [61]	38
2.3.1	DAMA 領域 DM に期待される事象数	42
3.1.1	TPB の基本物性	49
3.2.1	使用した H1161	51
3.4.1	常温暗所で 1 ヶ月保存した前後の光量	62
3.4.2	日光を当てた日と光量	63
3.4.3	蒸着時の不純物と光量	65
3.4.4	アクリル板の番号・写真・TPB 蒸着量の対応	68
3.5.1	真空状態でのトリガーレート	69
3.5.2	反射材の種類・線源位置とトリガーレートの関係	71
4.3.1	Fit 結果に対する誤差の割合	88
5.1.1	可視光に対する屈折率	103
5.1.2	光検出効率と分解能のまとめ	108
6.2.1	PMT の本数と TPC 径・チェンバー径の見積もり	118
H.1	市販 MPPC の世代間スペック比較 (3mm 角、 $50\mu\text{m}$ ピッチ、 $\text{Vov} = 3.0\text{V}$, $\lambda = 408\text{nm}$)	140

第 1 章

暗黒物質探索実験

1.1 WIMP 暗黒物質とその探索

1.1.1 WIMP 暗黒物質

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 (Darkmatter ; DM)」の存在は、宇宙論的スケールから銀河 1 個のスケールに至る幅広い範囲において支持されている^{*1}。しかしそのような物質は素粒子標準模型 (Standard Model ; SM) 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單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。一つ目は自分たちの検出器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 1.1.1 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

^{*1} 暗黒物質の存在を示唆する観測や理論モデルについては付録を参照。

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。

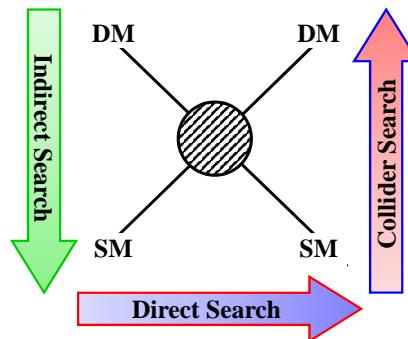


図 1.1.1 暗黒物質探索のアプローチ

暗黒物質の候補として最も有力なものが、WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) 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。

本研究は直接探索実験に属するため、次節ではこれについて述べる。また間接探索実験や加速器実験については付録で言及する。

1.1.2 WIMP 直接探索実験の概要

WIMP の直接実験は、大雑把にいえば極低バックグラウンド環境かに検出器を用意し、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 [1]。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、これがひとつ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く、後述するように ANKOK 実験も該当する。

WIMP 直接探索実験の物理結果の第一歩は、予想される背景事象と比べ有意な量およびスペクトルの信号事象数である。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、逆にこれ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。ここまで到達するには非常に長い時間と検証を要するであろうが、まずは最初の一歩が大切である。

1.1.3 世界の WIMP 直接探索実験

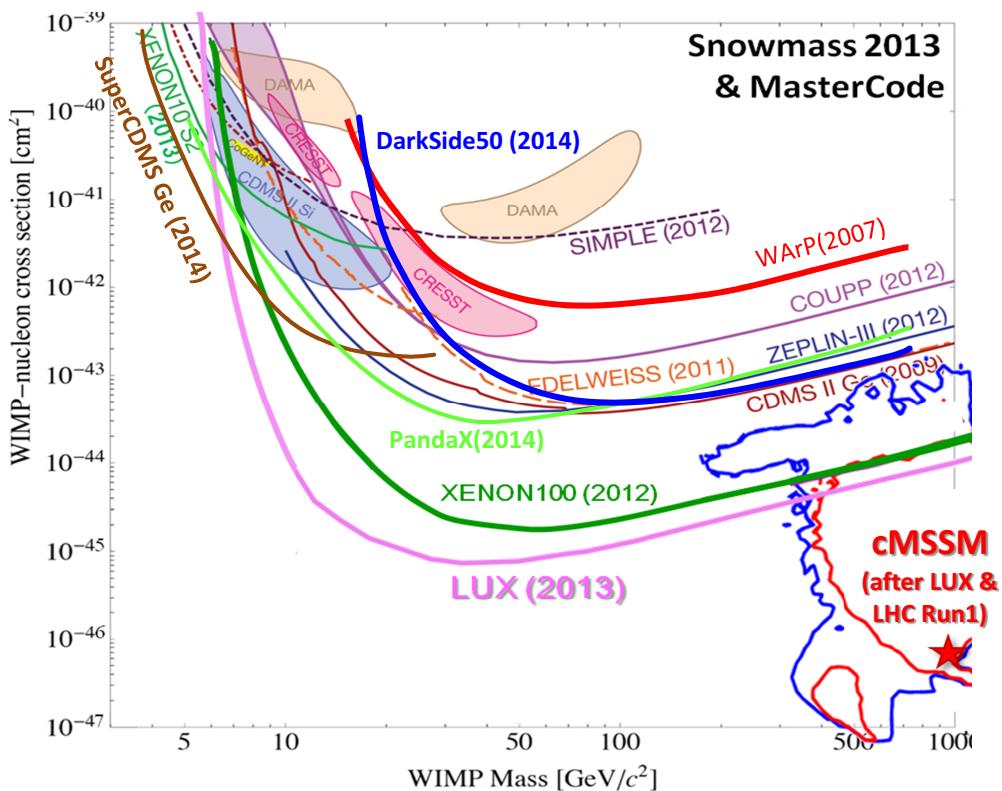


図 1.1.2 WIMP 直接探索実験の世界的現状 (2014 年 12 月現在)

WIMP 直接実験は世界中で行われており、非常にたくさんの実験が互いにしのぎを削っている。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 1.1.2 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グラフで、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 [2]。また右下側の白抜きの領域は超対称性理論のあるモデルによる予想域である [3]。

強い制限を与えていた LUX[4], XENON100[5], PandaX[6] はキセノン 2 相型検出器を用いた実験で、低質量領域で最も強い制限を与えていた SuperCDMS はゲルマニウム半導体ボロメータ検出器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)[7]、CRESST(CaWO₄ シンチレータ)[8]、

CoGeNT(Ge 半導体)[9]、CDMS(Si 半導体ボロメータ)[10] 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非常に面白い状況になっている。は 2 相型アルゴン検出器を用いた実験では WArP[11] と DarkSide50[12] の 2 実験が結果を出しているが、ともにこの面白い領域には踏み込めていない。

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。
- 「棄却」が間違いの場合：検出器の不一様性や解析手法により信号を見逃しているなど。
- 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いるが、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グランサッソにおいて、位相はずれているものの宇宙線 μ のフラックスが 1 年周期で変動しているという報告もあり、DM 発見の確証としては不十分である [13]。一方 CRESST・CDMS では、それぞれ光/熱、電離/熱のエネルギー比で BG を分離している。しかしターゲット質量がそれぞれ 300g, 200g と小さく信号事象数が少ないため、季節変動は見られていない。背景事象分離の上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。

1.1.4 日本の WIMP 直接探索実験

日本国内では、既に物理結果を出している実験として XMASS、NEWAGE の 2 つがある。また現在研究開発段階の実験に ANKOK、PICO-LON、エマルジョン実験（仮称）、3LDK（仮称）、LHe TPC 実験（仮称）の 5 つがある。以下、これらについて簡単に述べる。

XMASS

東大宇宙線研 (ICRR) を中心に、東大 IPMU、東海大学、岐阜大学、横浜国立大学、宮城教育大学、名大太陽地球環境研究所、神戸大学、徳島大学、韓国セジョン大学、韓国標準科学研究院 (KRISS) が参加する日本で最も大規模な暗黒物質探索プロジェクトである。名前は Xenon detector for weakly interacting MASSive particles の略である。キセノン 1 相型検出器 (835kg) を用い、神岡鉱山にて観測を行っている。スピンに依存しない WIMP 探索 [14] だけでなく、非弹性散乱を用いたスピンに依存する WIMP 探索 [15]、bosonic Super WIMP 探索 [16]、太陽アクション探索 [17] など、幅広い探索を行っている。

NEWAGE

神戸大学を中心に京都大学、ICRR が参加するプロジェクトで、名前は NEW generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracking device Experiment の略である。XMASS 同様、神岡鉱山にて観測を行っている。CF₄ 低圧ガスをターゲットとし、反跳原子核の飛跡を GEM で増幅し μ -PIC で検出する。スピニに依存する WIMP 散乱の方向感度を持った実験である。2014 年 2 月現在、方向感度実験として世界最高の制限を与えていた [18]。

PICO-LON

徳島大を中心に阪大 RCNP、大阪産業大学、IPMU、東北大 RCNS、I.S.C.Lab が参加している。名前は Planar(Pure) Inorganic Crystal Observatory for LOwbackground Neut(ra)linos の略である。DAMA などと同じく NaI(Tl) シンチレータを使用しているが、2 枚のシンチレーターを組みにして特性 X 線を用いた BG 除去を行うといった独自の工夫を施している。神岡鉱山の KamLAND 検出器内に挿入し観測を行う予定である [19]。

エマルジョン実験 (仮称)

名大 F 研による、原子核乾板を使用した方向感度実験である。ターゲット各種は C, O, H, Ag, Br が混在する。OPERA 実験の原子核乾板技術を基礎に極限まで飛跡長の分解能を向上させた超微粒子原子核乾板 (NIT) を使用し、化学処理や読み取り方法など独自の開発を進めている [20]。観測はグランサッソで行われる予定である。

ANKOK

早稲田大学によるアルゴン 2 相型検出器を用いたスピニに依存しない WIMP 探索実験であり、名前は Argon Nisougata Kenshutuki OK の略である^{*2}。詳細は次章にて述べる。

3LDK

神戸大、KEK、京都大、山形大のメンバーで構成されたプロジェクトで、名前は Lowthreshold Low-Zdetector for Low-mass Darkmatter search at Kamioka の略である。低閾値に特化した半導体検出器を使用し、10GeV 以下の領域を狙う。検出器の候補として CCD, SOI-PIX, SiC, ダイヤモンド、有機半導体などが上げられており、近年 R&D が開始された [21]。

LHe TPC 実験 (仮称)

岡山大を中心に KEK、産総研、JAXA が参加している。CMB 実験での技術・経験を元に、超伝導検出器の LEKID(Lumped Element Kinetic Inductance Detectors) を光検出器として利用したヘリウム 2 相型検出器による低質量領域の探索を目標に研究開発が進められている [22]。

^{*2} 最後の OK には見つけた粒子の名前を付けて埋める予定である。(KAMIOKANDE の NDE のようなもの)

1.2 Spin-Independent な WIMP-核子弹性散乱による直接探索実験

1.2.1 暗黒物質のフラックスと散乱レート

WIMP χ が銀河内の地球近傍に数密度 n_χ 、速度分布関数 $f(v)$ で分布しているとしよう。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。

$$f(\mathbf{v}) = \frac{1}{(\pi v_0^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{|\mathbf{v} - \mathbf{v}_E|^2}{v_0^2}\right) \quad (1.2.1.1)$$

具体的に銀河の観測から、 $v_0 = 220\text{km/s}$, $n_\chi m_\chi = \rho_c h_i = 0.3\text{GeV/cm}^3$ という値が知られている。一方、Cored isothermal(Bahcall et.al,1980), Burkert profile(1995), Navaro-Frenk-White profile(1996) といったボルツマン分布以外の分布モデルも多く存在する。

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 $\sigma_{N\chi}$ とおく。検出器に含まれる標的核の数を N_T とすると、散乱レート R は一般的に次のように表される。

$$R = N_T n_\chi \int_{E_R^{\min}}^{E_R^{\max}} dE_R \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} d^3v f(\mathbf{v}) v \frac{d\sigma_{N\chi}}{dE_R} \quad (1.2.1.2)$$

ここで各積分変数は、

v_{\max} : 銀河からの脱出速度

v_{\min} : 散乱の起こる最低速度

E_R : 反跳エネルギー

E_R^{\max} : 最大の反跳エネルギー

E_R^{\min} : 検出する反跳エネルギーの閾値

を表す。 μ_N, v_{\min} は WIMP と原子核の質量 m_χ, m_N で

$$\mu_N = \frac{m_N m_\chi}{m_N + m_\chi} \quad (1.2.1.3)$$

$$v_{\min} = \sqrt{\frac{m_N E_R}{2\mu_N^2}} \quad (1.2.1.4)$$

となる。

1.2.2 弹性散乱による運動量移行と感度曲線 [23]

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。

$$\frac{d\sigma_{N\chi}(q)}{dq^2} = \frac{1}{\pi v^2} |\mathcal{M}|^2 = \hat{\sigma}_{N\chi} \cdot \frac{F^2(q)}{4\mu_N^2 v^2} \quad (1.2.2.1)$$

ここで q 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 $\hat{\sigma}_{N\chi}$ はゼロ運動量移行断面積と呼ばれる。

$$\hat{\sigma}_{N\chi} = \frac{4m_r^2}{\pi} [Zf_p + (A - Z)f_n] + \frac{32G_F^2 m_r^2}{\pi} \frac{J+1}{J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle] \quad (1.2.2.2)$$

f_p : DM と陽子の有効結合定数

f_n : DM と中性子の有効結合定数

G_F : Fermi 結合定数

J : 核子のスピン

a_p : DM と陽子の有効スピン結合定数

a_n : DM と中性子の有効スピン結合定数

S_p : 陽子のスピン波動関数

S_n : 中性子のスピン波動関数

第一項はスピンに依存しない断面積 σ^{SI} 、第二項はスピンに依存する断面積 σ^{SD} と呼ばれる。 ${}^{40}\text{Ar}$ は角スピンを持たないため、以後は σ^{SI} のみに注目する。簡単のため $f_p = f_n$ と置かれる事が多いが、後述するように実験結果の矛盾を解釈するため $f_p \neq f_n$ の場合を議論されることもある。

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考える。入射 WIMP の運動エネルギーが E_i 、散乱核が θ のとき、運動量保存から E_R は

$$E_R = E_i r \frac{1 - \cos \theta}{2} \quad \left(r = \frac{4m_\chi m_N}{(m_\chi + m_N)^2} \right) \quad (1.2.2.3)$$

となり、 E_i を固定すると $0 < E_R \leq E_i r = E_R^{\max}$ 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

$$\frac{d}{dE_i} \frac{dR}{dE_R} dE_i = \frac{dR}{E_i r} \quad (1.2.2.4)$$

$$\frac{dR}{dE_R} = \int_{E_i^{\min}}^{E_i^{\max}} \frac{dR(E_i)}{E_i r} = \int_{\mathbf{v}} \frac{dR(\mathbf{v} - \mathbf{v}_E)}{E_i r} \quad (1.2.2.5)$$

という関係が成り立つ。

一方この dR は散乱断面積を使って表すと

$$dR = \frac{N_0}{A} \cdot \hat{\sigma}_N v n_\chi f(\mathbf{v} - \mathbf{v}_E) d^3 v \quad (1.2.2.6)$$

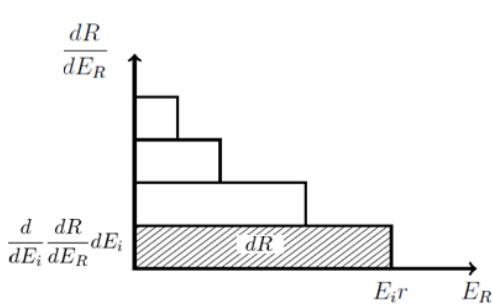


図 1.2.1 式 (1.2.2.4) の意味

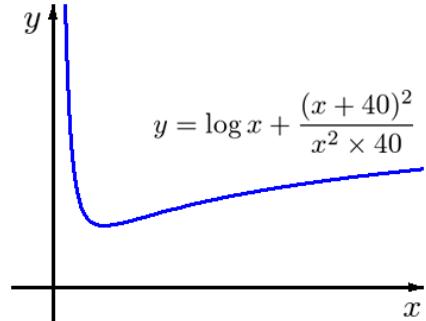


図 1.2.2 式 (1.2.2.11) の概形

と書ける。単のため $v_{\max} = \infty, \mathbf{v}_E = \mathbf{0}$ として先程の積分に入れると

$$\frac{dR}{dE_R} = \int_{v_{\min}}^{\infty} \frac{1}{\frac{1}{2}m_{\chi}v_0^2r} \frac{R_0}{2\pi v_0^4} ve^{-v^2/v_0^2} \cdot 4\pi v^2 dv \quad (1.2.2.7)$$

$$= \frac{R_0}{\frac{1}{2}m_{\chi}v_0^2r} \int_{v_{\min}}^{\infty} \frac{2}{v_0^2} e^{-v^2/v_0^2} v dv \quad (1.2.2.8)$$

$$= \frac{R_0}{E_0r} e^{-E_R/E_0r} \quad (1.2.2.9)$$

ただし N_0 はアヴォガドロ数、 $R_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_0}{A} n_{\chi} \hat{\sigma}_N v_0$, $E_i^{\min} = E_R/r = m_{\chi}v_{\min}^2/2$ である。

これを $E_{\min} \sim \infty$ の範囲で積分すれば、 σ_N と m_{χ} 関係を得る。

$$\sigma_N = \frac{A\sqrt{\pi}R}{2N_0n_{\chi}v_0} \exp \frac{(m_{\chi} + m_N)^2}{2E_{\min}v_0^2m_{\chi}^2m_N} \quad (1.2.2.10)$$

$$\ln \sigma_N = \ln m_{\chi} + \ln R + C_1 \cdot \frac{(m_{\chi} + m_N)^2}{E_{\min}m_{\chi}^2m_N} + C_2 \quad (1.2.2.11)$$

ここで E_{\min}, m_N は実験を行う際に決めるパラメータであり、反応レート R は実験で測定する量である。見易くするために、式 (1.2.2.11) ではその他の定数はまとめて C_1, C_2 とおいた。

式 (1.2.2.11) を適当なパラメタ設定で横軸 $\ln m_{\chi}$, 縦軸 $\ln \sigma_N$ グラフにしたものが図 1.2.2 である。この式と図からわかることとしては、まず実験の大型化・長期運用により R を稼ぐことで特に高質量領域で低断面積を探索できることが挙げられる。一方エネルギー閾値 E_{\min} に注目すると低質量領域の立ち上がりを支配しており、検出器の E_{\min} を下げることによって小型でも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、グラフの概形はこれと同様の振る舞いをする。

1.2.3 原子核の形状因子

運動量移行 $q = \sqrt{2M_N E_R}$ 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)

$$F(q) = \int d^3r e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \rho(\mathbf{r}) \quad (1.2.3.1)$$

である。 $\rho(\mathbf{r})$ は原子核の分布関数で、色々なモデルがあるが一般的に Helm Form Factor[24] がよく用いられる。

$$\rho(\mathbf{r}) = \int \rho_0(bmr') \rho(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d^3r' \quad (1.2.3.2)$$

$$\rho_0(\mathbf{r}) = \rho_0 : \text{const.} \quad (r < r_A) \quad (1.2.3.3)$$

$$\rho_1(\mathbf{r}) = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{r}{s} \right)^2 \right\} \quad (1.2.3.4)$$

$$r_A = c^2 + \frac{7}{3}\pi^2 a^2 - 5s^2 \quad (1.2.3.5)$$

$$c = 1.23A^3 - 0.60\text{fm} \quad (1.2.3.6)$$

$$a = 0.52\text{fm} \quad (1.2.3.7)$$

$$s = 0.90\text{fm} \quad (1.2.3.8)$$

$$F(q) = 3 \frac{j_1(qr_A)}{qr_A} e^{-(qs)^2} = 3 \frac{\sin(qr_A) - qr_A \cos(qr_A)}{qr_A} e^{-(qs)^2} \quad (1.2.3.9)$$

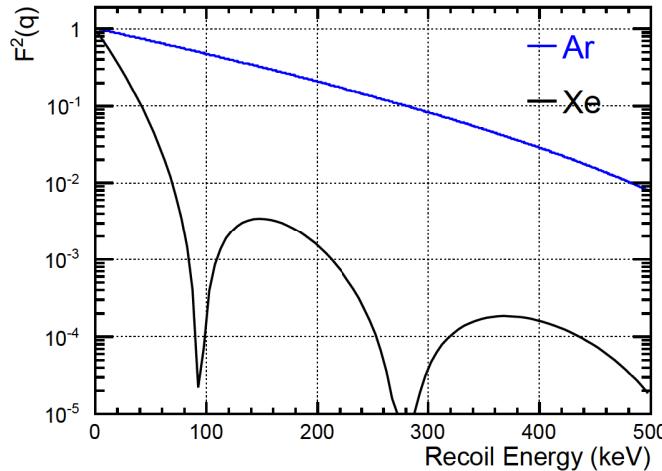


図 1.2.3 Ar と Xe の Helm Form Factor[25]

1.2.4 季節変動

銀河系における太陽系の公転速度は～232km/s、また太陽系における地球の公転速度は～30km/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 [26]。

$$v_E = 232 + 15 \cos \left(2\pi \times \frac{t - 152.5\text{days}}{365.25\text{days}} \right) \quad \text{km/s} \quad (1.2.4.1)$$

これをグラフにすると図 1.2.4 のようになる。その結果最も WIMP 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 (10GeV , 10^{-42}cm^2) 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 1.2.5 のようになる。

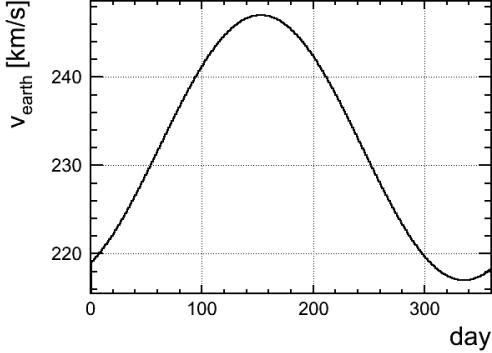


図 1.2.4 銀河系内における地球の速度

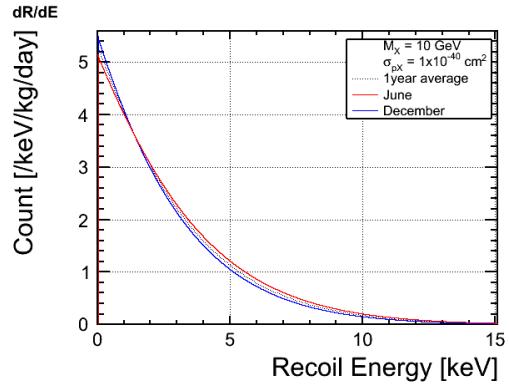


図 1.2.5 6 月および 12 月の DAMA 領域 WIMP のスペクトル

1.2.5 Isospin Violating Dark Matter[27]

$f_p \neq f_n$ の場合には原子核の種類によって WIMP-原子核の断面積と WIMP-核子の断面積の対応関係が非線形になる。特に f_p と f_n の符号が異なる場合には、特定の原子核で他と降らべ極端に断面積がちいさくなることがある。

ゼロ運動量移行断面積 (Spin Independent)

$$\hat{\sigma}_{N\chi} = \frac{4m_r^2}{\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n] \quad (1.2.5.1)$$

普段 $f_p = f_n$ として “WIMP と核子の散乱断面積” と呼んで使っている量 (the typically-derived X-nucleon cross section) は

$$\hat{\sigma}_{N\chi}^Z = \frac{\hat{\sigma}_{N\chi}}{A^2} = \frac{4m_r^2}{\pi} \frac{f_p^2}{A^2} [Z + (A-Z)f_n/f_p] \quad (1.2.5.2)$$

であり、本当の DM と陽子の散乱断面積 (X-proton cross section) は

$$\hat{\sigma}_{p\chi} = \frac{\mu_p^2}{M_*^4} f_p^2 = \frac{A^2}{[Z + (A-Z)f_n/f_p]^2} \frac{\mu_p^2}{\mu_N^2} \hat{\sigma}_{N\chi}^Z \quad (1.2.5.3)$$

となる。

同位体が混ざっている元素の場合は、その存在比 η_i を用いて次のように拡張する必要がある。

$$R = \sum_i \eta_i \hat{\sigma}_{N_i \chi}^Z I_{N_i} \quad (1.2.5.4)$$

$$= \hat{\sigma}_{p\chi} \sum_i \eta_i \mu_{N_i}^2 \frac{\mu_p^2}{I_{N_i}} [Z + (A_i - Z) f_n / f_p]^2 \quad (1.2.5.5)$$

ここで、 σ_p と σ_{NZ} の比を F_Z とおく。

$$\frac{\hat{\sigma}_{p\chi}}{\hat{\sigma}_{N\chi}^Z} = \frac{\sum_i \eta_i \hat{\mu}_{N_i \chi}^Z A_i^2}{\sum_i \eta_i \mu_{N_i}^2} \frac{\mu_p^2 I_{N_i}}{[Z + (A_i - Z) f_n / f_p]^2} = F_Z \quad (1.2.5.6)$$

これは普段使っている「WIMP と陽子の”正しくない”断面積」を「”正しい”断面積」に換算するための量。 σ_{NZ} の制限と同じでも、 F_Z が小さな元素の方が探索能力が高いということになる。この F_Z の値を Ar、Xe、Ge、Na の場合について計算した。

WIMP mass を 10GeV とすると、 f_p/f_n に対して 10GeV WIMP の F_Z は図 1.2.6 のように振る舞う。また $f_p/f_n = -0.7$ のとき、 F_Z は図 1.2.7 ように振る舞う。

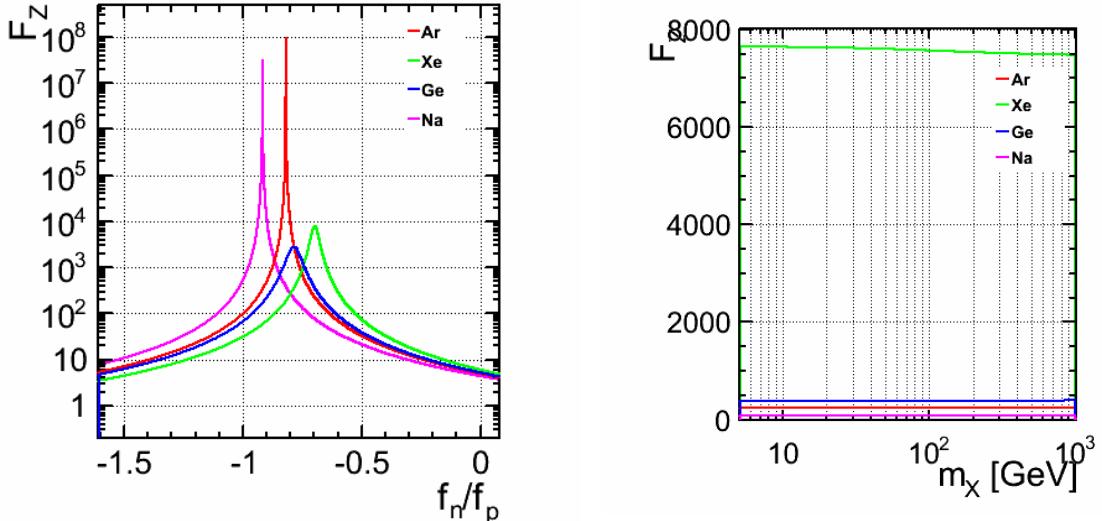


図 1.2.6 Ar、Xe、Ge、Na の F_Z (10GeV WIMP)
 図 1.2.7 Ar、Xe、Ge、Na の F_Z ($f_p/f_n = -0.7$)

この $f_p/f_n = -0.7$ の IVDM モデルは 2011 年までの実験結果についてはその矛盾を綺麗に解消することができた。しかし 2014 年現在までの結果を説明することはできず、原子核形状因子の f_p/f_n 依存性 [28] や高次効果 [29] など、より複雑なモデルが研究されている。

第 2 章

アルゴン検出器による暗黒物質探索

2.1 アルゴン蛍光のスペクトルと発光・消光過程

2.1.1 液化希ガスの一般的な性質

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、粒子検出器として魅力的である。表 2.1.1 に液化希ガスの主な性質をまとめた [31]。

	LHe	LNe	LAr	LKr	LXe	水
沸点@大気圧 (K)	4.2	27	87	120	165	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 W 値 (eV)	100	26	19.5	15.5	14.7	-
電離の W 値 (eV)	42.3	36.6	23.3	18.6	15.6	-
蛍光波長 (nm)	80	78	128	150	175	-
Fast 成分の時定数	10ns	18ns	6ns	8.6ns	4ns	-
Slow 成分の時定数	13s	15μs	1.6μs	350ns	22ns	-
大気中の割合 (%)	5×10^{-4}	2×10^{-3}	0.93	1×10^{-4}	9×10^{-6}	< 4

表 2.1.1 液化希ガスおよび水の性質一覧

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蛍光がある。また微弱光検出器としてよく用いられる PMT(第 4 章で詳しく扱う) 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、LXe の蛍光は合成石英を窓として用いれば検出することができる。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_2 ^{*1}である。 MgF_2 を用いた PMT は、今のところ常温用のものしか存在せず、その使用下限温度は-20 °Cである。さらに He と Ne に至っては 80nm の光を透す窓材が存在せず、PMT による検出は不可能である（電子増倍管が使用されるが、真空中でしか使用できず効率も悪い）。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感度を大きく左右するため非常に重要となる。本研究の主題の一つであり、第3章で詳しく扱う。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。ANKOK 実験では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を進めている。詳しくは付録 H を参照。

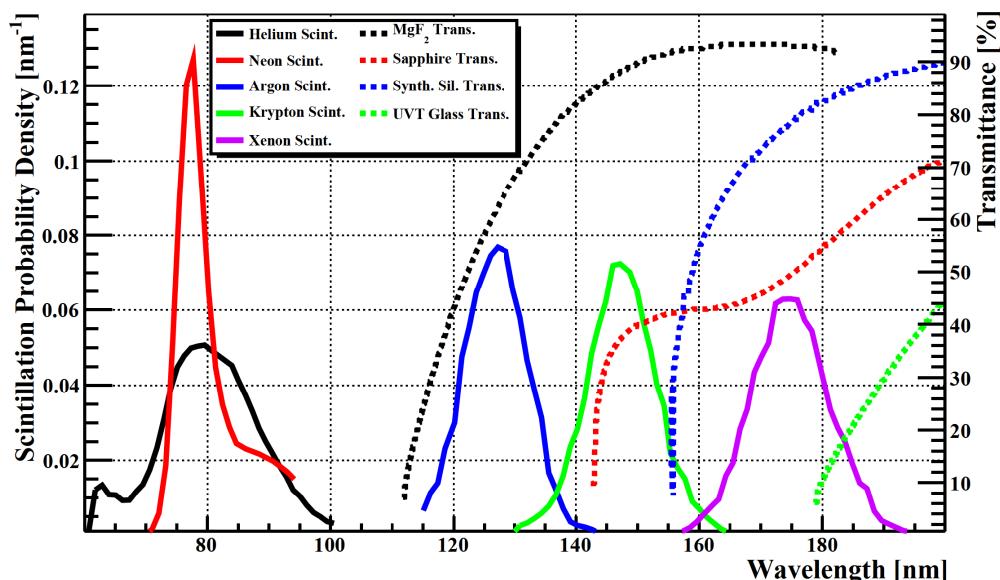


図 2.1.1 希ガスの蛍光スペクトルと各種窓材の透過率 [32]

以上は液化希ガス全般に関する内容であるが、以下はアルゴンのみに関して発光・消光機構や VUV 以外の蛍光成分など詳細を述べていく。

2.1.2 アルゴン蛍光（真空紫外成分）の発光過程

荷電粒子の通過によりアルゴンが励起されると、基底状態に落ち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三重項の場合に発する光を蛍光、スピン一重項の場合に発する光を燐光と呼ぶが、アルゴンや他の希ガスの場合には両者とも蛍光と呼び、前者を Fast 成分、後者を Slow 成分という場合が多い。

ガスアルゴンの真空紫外領域において図 2.1.2 のような発光スペクトルを持つ。Ar 単原子の励起による発光は希薄なガスの場合のみ生じ、105nm、107nm という非常に波長の短い光を出す。

*1 ここには記載されていないが、LiF も Ar 蛍光を透過する。

これは 1st continuum と呼ばれる。

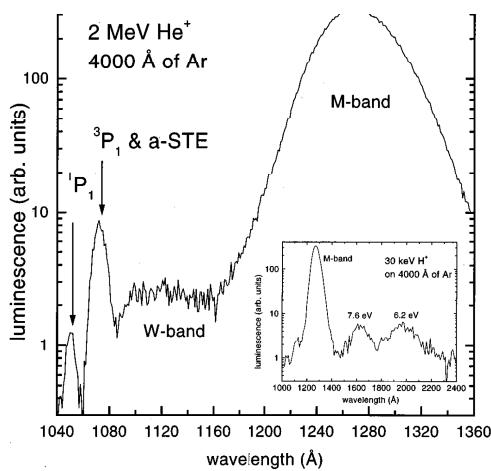
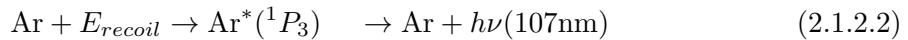
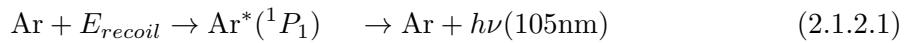


図 2.1.2 GAr の VUV スペクトル [33]

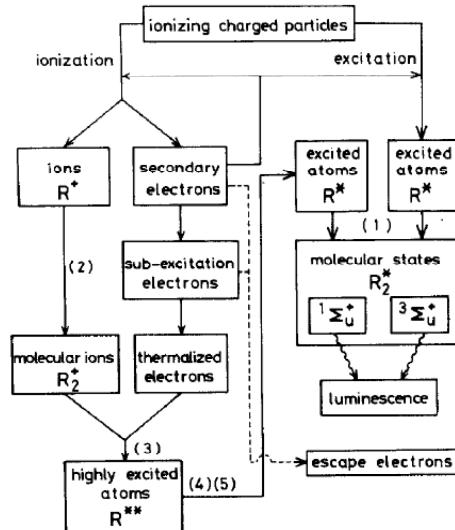
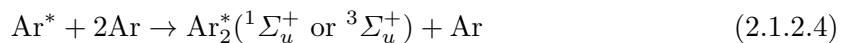


図 2.1.3 2nd continuum の発光機構

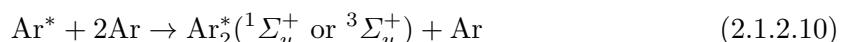
アルゴンの最も主要な発光成分は二量体励起状態によるものであり、2nd continuum と呼ばれる [34]。これは気体でも液体でも生じる。三重項励起状態 $\text{Ar}_2^*({}^3\Sigma_u^+)$ の蛍光寿命は気体・液体ともに 6ns 程度であり、一重項励起状態 $\text{Ar}_2^*({}^1\Sigma_u^+)$ の蛍光寿命は気体の場合は 3μs、液体の場合 1.6μs と相によつて異なる。

エネルギー付与が直接励起を起こす場合、

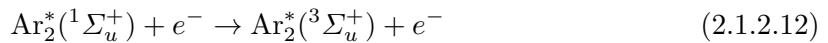


といった過程で発光する。もともとの基底状態アルゴン原子はスピン 0 のため、励起される電子と残りの電子 + 原子核の系はスピンが逆向きとなっており、ほとんどが一重項励起状態になる。すなわち Fast 成分が多くなる。

一度アルゴンイオンと電子に電離して再結合を起こす場合、



という過程で光になる。アルゴンイオンと再結合する電子は最早スピンが逆向きとは限らず、一重項励起状態も三重項励起状態も生成される。またこの場合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きる [35]。



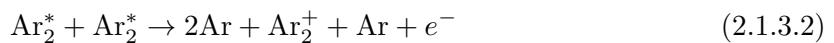
このようなプロセスにより電離再結合の場合には Slow 成分が多くなり、その度合いはエネルギーにも依存する。

2.1.3 アルゴン蛍光(真空紫外成分)の消光過程

粒子がアルゴンに落とした反跳エネルギーは全てが光となって検出器で読みだされるわけではなく、様々な理由により減ってしまう。そこには原理的に不可避なものもあれば努力次第で抑えられるものもある。

2.1.3.1 核的消光

ER 事象と NR 事象では、そもそも光へのエネルギー効率が異なる。NR 事象では粒子がアルゴンに落とすエネルギー密度が大きく励起されたアルゴン同士近距離に位置するため、次のような過程によって発光を伴わずに励起状態が消滅してしまう [36][37]。



同じエネルギー付与に対する ER 事象の場合と NR 事象の場合での発光量の比は核的消光因子と呼ばれる。アルゴンの場合その値は概ね $\sim 1/4$ であり(図 2.1.5)、40keV 以下の低エネルギーの場合にはより小さくなると報告されている(図 2.1.4)。

これは WIMP を探索する上では避けられない消光である。

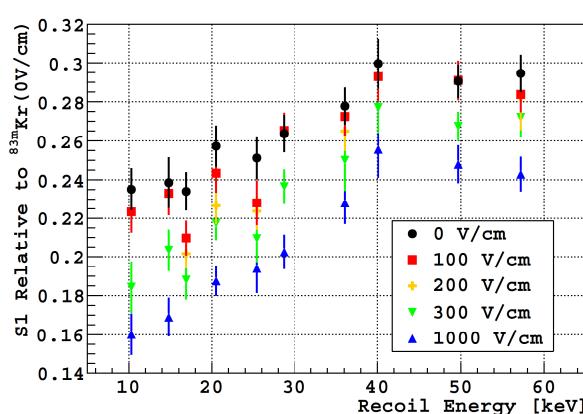


図 2.1.4 低エネルギーでの核的消光因子 [38]

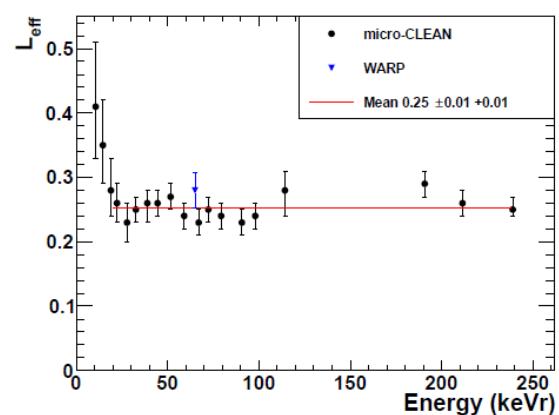


図 2.1.5 高エネルギーでの核的消光因子 [39]

2.1.3.2 電気的消光

アルゴンに電場がかかって状態の場合、電離電子が再結合せずドリフトすることで発光量が減る。図 2.1.6 は ANKOK 実験にて測定した 1MeV 付近の γ 線による ER 事象の電気的消光因子であり、Fast と Slow でその値が異なっている。また図 2.1.7 は NR 事象に対する電気的消光因子であり、 α 線の場合 (●、○) と ^{252}Cf の原子核破砕片中性子の場合 (\diamond) で異なる値を持つ。

アルゴンを 2 相型検出器として用いる場合には電場の存在は必須であり、ドリフトした電子も S2 信号として利用されるため、ターゲットとするエネルギー領域に対して背景事象分離能力を最大化するように電場の大きさをチューニングする必要がある。

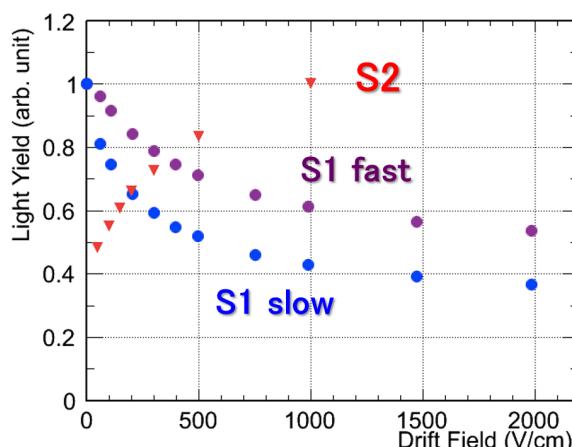


図 2.1.6 ER 事象に対する電気的消光因子 [40]

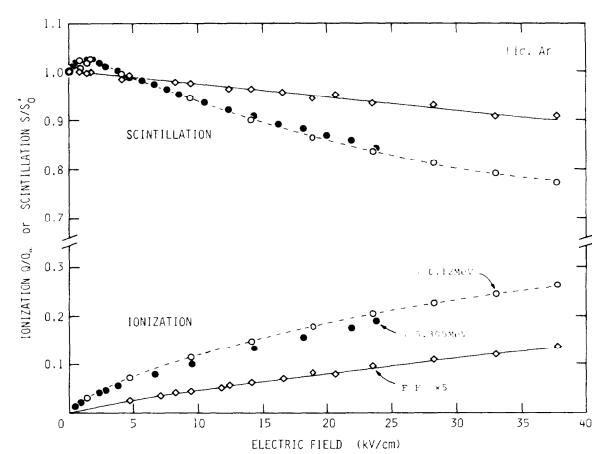


図 2.1.7 NR 事象に対する電気的消光因子 [41]

2.1.3.3 不純物による励起状態の破壊

アルゴン中により励起エネルギーの低い物質が混入すると、その物質に励起状態を奪われる(ペニング過程)ことにより 128nm の発光量を減らしてしまう。例えば Xe が混入した場合には、128nm の代わりに 175nm の蛍光を発する [42]。



Xe が混入することは考えにくいが、このような現象は酸素や窒素などでも生じる [43][44]。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。



燐光成分(三重項励起状態)が液体アルゴン中の不純物で減少する。酸素の場合は 0.02ppm、窒素の場合は 0.5ppm 以上含まれると顕著に表れ、時定数の変化として観測される。

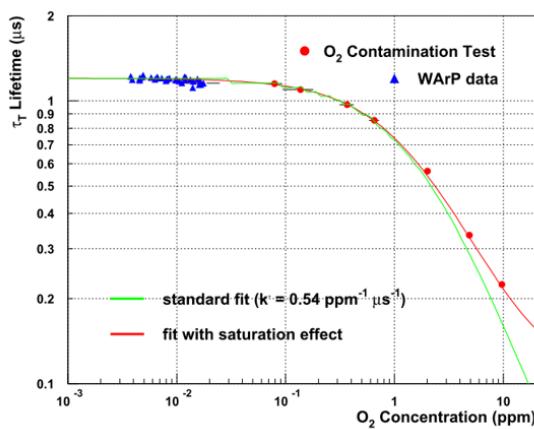


図 2.1.8 酸素による消光 [43]

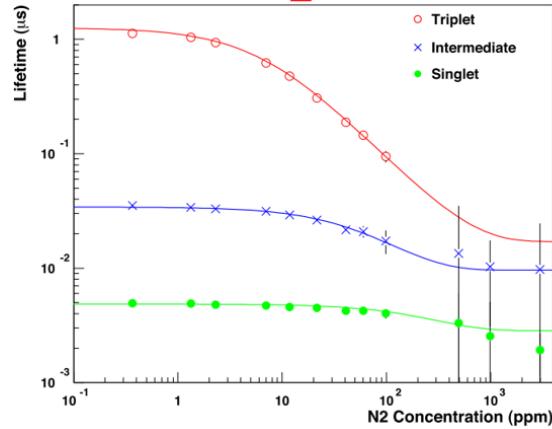
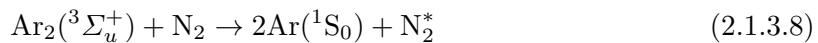


図 2.1.9 窒素による消光 [44]

一方でガスアルゴンの発光の場合には、励起状態を奪った窒素による発光 (337nm, 357nm, 380nm) が生じる [45]。



しかしガスアルゴンに酸素、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。

2.1.3.4 不純物による電離電子の捕獲

アルゴン中に含まれる不純物、得に電気陰性度の大きい酸素原子を含む O₂、H₂O、CO₂ などは電離電子を捕獲してしまう [43]。



例えば酸素の場合、その混入量に比例した時定数 300μs/ppb の電子寿命となる。その結果、2 相型検出器においてはドリフト時間が長くなるほど S2 発光量が減るため検出器の縦方向に依存性が生じる。

2.1.3.5 伝搬中の光の吸収

波長 128nm の光はエネルギーに換算すると 9.7eV となる。これは多くの物質に対して反応しやすい値であり、「真空紫外」と呼ばれるだけあって固体や液体のみならず気体分子にも吸収されてしまう。表 2.1.2 は金属の仕事関数であり、128nm の光は光電効果を起こすのに十分なエネルギー

であることがわかる。また図 2.1.10 は共有結合の解離エネルギー $D[\text{eV}]$ の表^{*2}であり、128nm の光はまた非金属物質に対しても結合を切るエネルギーとして吸収されることがわかる。

金属	Ni	Cu	Ta	W	Pt	Mg	Al	Ag	Au
仕事関数 (eV)	4.6	3.9	4.2	4.5	5.3	2.0	4.3	4.8	5.1

表 2.1.2 金属の仕事関数 [46]

結合	D	結合	D
C–C	3.61	N–N	2.26
C=C	6.30	N=N	2.60
C≡C	8.67	N–H(NH)	3.69
C–Cl	3.52	N–H(NH ₃)	4.44
C–H	4.29	N–O	2.08
C–N	3.03	N=O	7.03
C=N	6.38	N–Cl	2.07
C≡N	9.23	O=O	5.09
C–O	3.71	–O–O–	1.44
C=O	7.51	O–H	4.81
(アルデヒド結合)		(水)	
C=O	7.77	S–H	3.52
(ケトン結合)		S–N	5.00
C–S	2.82	S–O	5.17
H–H	4.53	S–S	2.21
H–Cl	4.48	P–Cl	3.44

図 2.1.10 共有結合の解離エネルギー

2.1.4 アルゴン蛍光の近紫外～赤外成分

Ar の発光には VUV だけでなく近紫外成分も存在する(図 2.1.11)。これは液体・固体アルゴンでは非常に少ないが、ガスの場合には 128nm 成分の $\sim 10^{-1}$ 程度の量が発生される。発光の時間成分としては大部分が時定数 6ns の Fast 成分のみであり、温度、波長、電場などには依らない[48]。

これらは 3rd continuum と呼ばれており、発光機構に関しては諸説ありモデルは確立されていない。以下は一例を示す[49]。

^{*2} <http://tdl.libra.titech.ac.jp/hkshi/xc/contents/pdf/117195201/3>

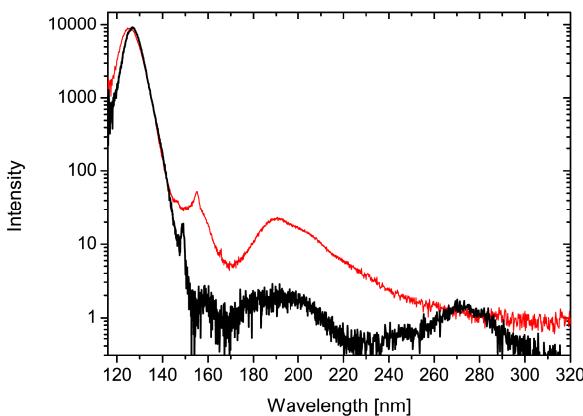
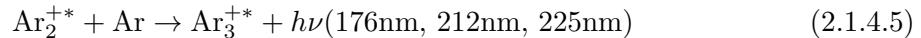


図 2.1.11 300nm 以下のスペクトル (赤は GAr、黒は LAr)[47]



さらに近赤外領域にも発光成分が存在する。ガスの場合には図 2.1.12 のような線スペクトルが現れる。液体の場合には図 2.1.13 のような連続スペクトルとなり、その量は VUV 成分に比べ非常に少なくなる。

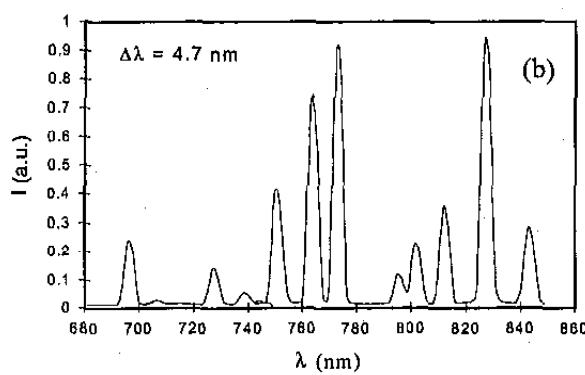


図 2.1.12 GAr のスペクトル (NIR 領域)[50]

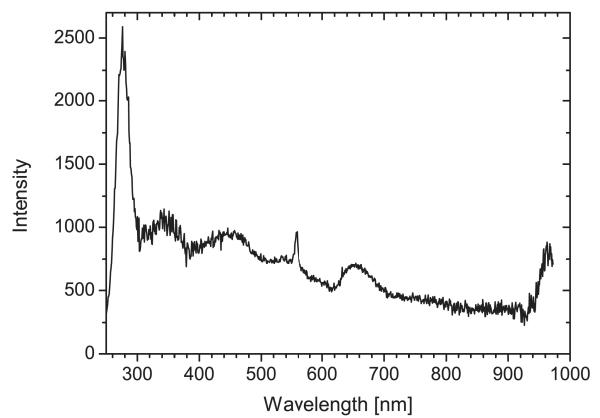


図 2.1.13 LAr の近紫外～近赤外領域におけるスペクトル [47]

ANKOK でも PMT と光学フィルターを用い、 α 線による常温ガスアルゴンの発光スペクトルを測定した (図 2.1.14)。また各波長帯での蛍光波形を測定したところ、近紫外成分や赤外成分は

VUV 成分よりも Slow 成分が少なく、その時定数も $\sim 1\mu\text{s}$ と短いことがわかった(図 2.1.15)。詳細は五十嵐卒論 [53] を参照。

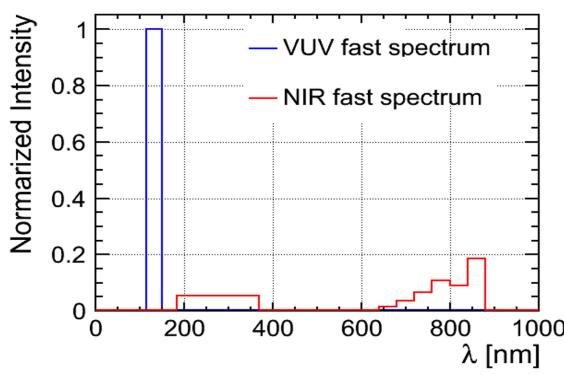


図 2.1.14 ANKOK グループで測定した GAr のスペクトル [51][52]

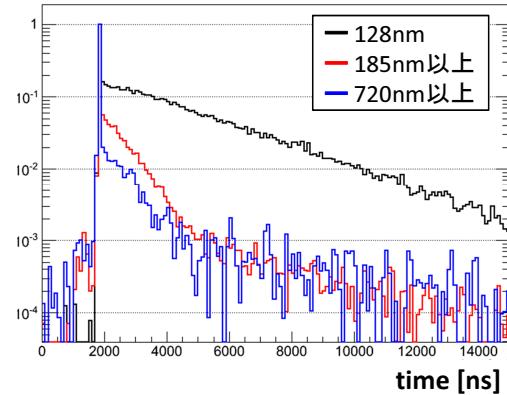


図 2.1.15 ANKOK グループで測定した GAr 蛍光波形 [51]

アルゴンの様々なエネルギー準位と発光のダイヤグラムは図 2.1.16 のようにまとめられている。

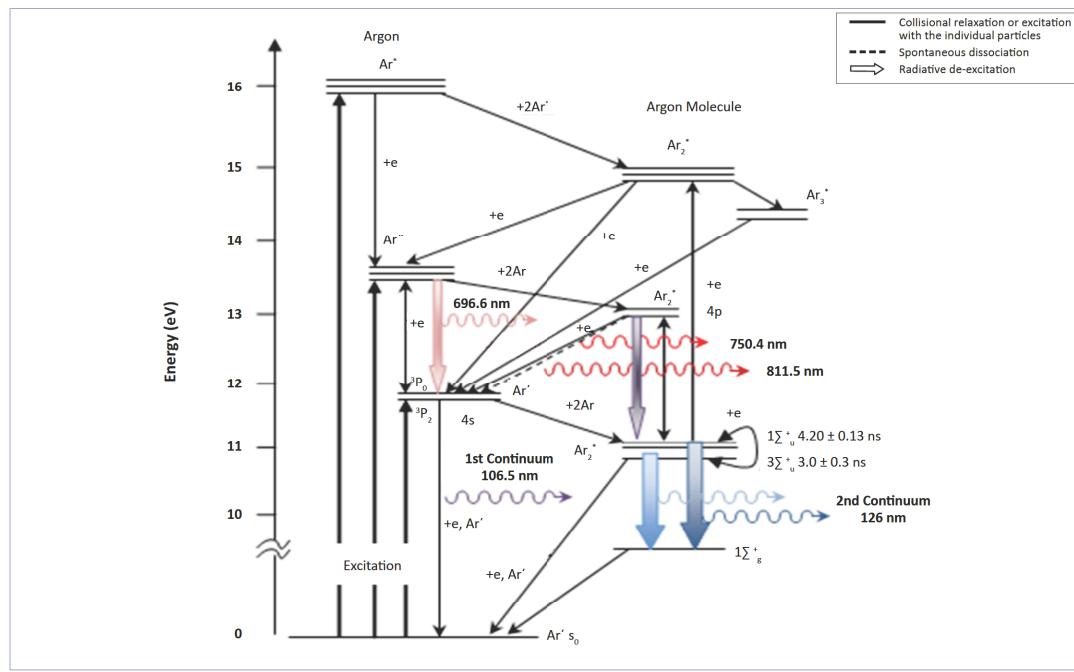


図 2.1.16 アルゴンのエネルギー準位と発光ダイヤグラム [54]

2.2 気液2相型アルゴン光TPC検出器の原理・構成

2.2.1 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)。チャンバー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、Backgroundとなる γ 線や中性子など)がアルゴン原子と衝突することによりシンチレーション光と電離電子を発生させる。このシンチレーション光を一次シンチレーション光(S1)と呼ぶ。またこのチャンバー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またシンチレーション光が出る。これを二次シンチレーション光(S2)と呼ぶ。このS1の信号波形(図3.4.17)とS1/S2信号比がWIMPや中性子による核反跳(Nuclear Recoil; NR)事象の場合と γ 線や β 線による電子反跳(Electron Recoil; ER)事象の場合とでは異なり、これを見ることにより γ 線によるBG事象を取り除くことができる。またS2を用いることでS1反応の位置分解能を向上することができる。

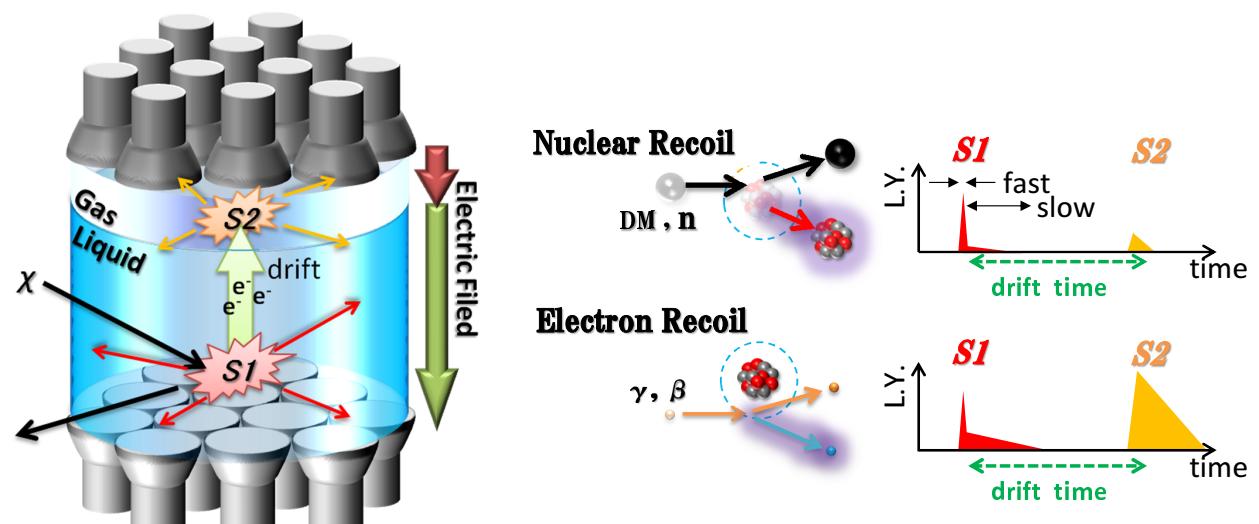


図2.2.1 気液2相型アルゴン検出器

空気から生成されるアルゴンには放射性同位体 ^{39}Ar が含まれ、これは半減期269年で β 崩壊をする。その自然存在比は $(8.0 \pm 0.6) \times 10^{-16}\text{g/g}$ と非常に少なく見えるが、放射能に換算すると1Bq/kgとなり、アルゴン検出器の主要なBGとなりうる[55]。そのスペクトル(絶対値は放射能に合わせた)が図2.2.3である^{*3}。

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。

^{*3} <http://www.fujita-hu.ac.jp/~hid-kato/freesoft.html>

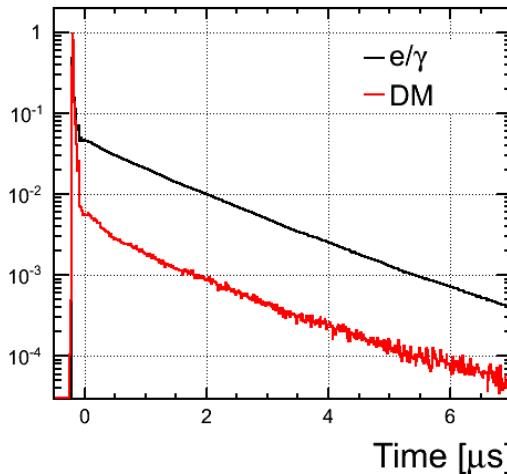
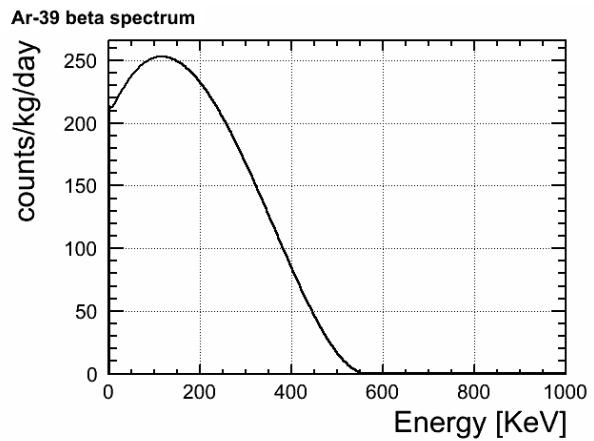


図 2.2.2 アルゴン蛍光波形

図 2.2.3 ^{39}Ar の β 線スペクトル

PMT

我々が探索しようとしている暗黒物質の信号は非常に小さく、10keV の反跳エネルギーで 100 光子程度の S1 しか発生しない。そのため、光検出器としては 1 光子から検出可能な PMT を使用し、これを有感領域の上下に配置する。PMT については第 4 章で詳しく論じる。また同じく 1 光子から検出可能な光検出器に MPPC があり、この活用方法検討や実装に向けた開発も進めている（詳細は付録 H および中卒論 [56] を参照）。

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。（大きな検出器なら側面にも PMT を配置すればよいが、数 kg 数十 kg 程度の検出器の場合には有感領域や veto 領域を確保するために反射材を用いる。）

我々は鏡面反射材である ESR (Enhanced Specular Reflector) を使用している。これは住友 3M 社のポリエチレン系樹脂の多層膜（厚さ $65\mu\text{m}$ ）であり、波長 $410\text{nm} \sim 800\text{nm}$ 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^{*4}。図 2.2.4 に反射率を、図 2.2.5 に反射角度分布を示す^{*5}。

^{*4} 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。

^{*5} <http://multimedia.3m.com/mws/media/4661200/esr.pdf>

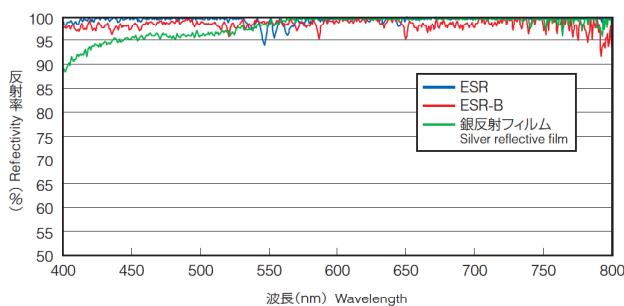


図 2.2.4 ESR の反射率

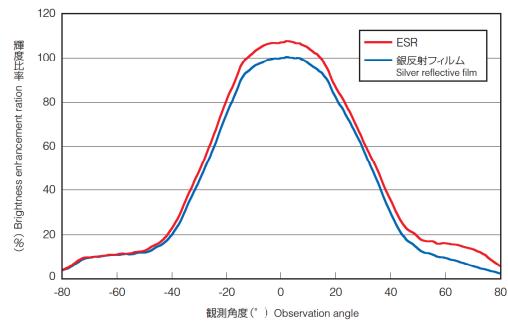


図 2.2.5 ESR による反射角度分布

波長変換材 TPB

既に述べたように、波長 128nm 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、TPB を用いて 420nm の可視光に変換す。これについては第 3 章で詳しく論じる。

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 のドリフト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用いる。これについては第 5 章で詳しく論じる。

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、グリッドを用いることになる。

保護電極

Anode および Cathode には数十 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。詳細は杉田修論 [25] を参照。

Cockcroft-Walton 回路

5 つの電極とそれぞれの Field Shaper に電圧を供給するために用いている、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(図 2.2.6)。実効値 v_{in} の交流電圧で充電すると、各段で

$V_n = 2\sqrt{2}nv_{in}$ の静電圧出力を得ることができ、使用時には電流が流れていない状態となる。変圧器に比べて安く簡単に高電場を得られ、チャンバー内で高電圧を作るため入力電圧を小さくできる。素子の耐電圧は入力電圧振幅の2倍でよい。詳細は川村卒論[57]、木村卒論[58]を参照。

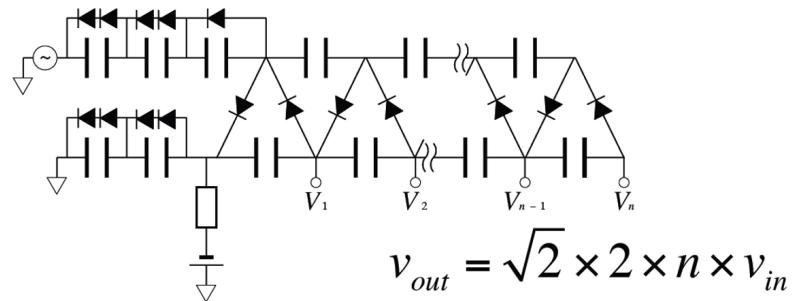


図 2.2.6 Cockcroft-Walton 回路

2.2.2 S1 の波形弁別による電子反跳・原子核反跳事象の分離

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) と呼び、ANKOK では現在 Slow/Toal = Slow/(Fast+Slow) を PSD 値として用いている (図 2.2.7)。またこの PSD の実測値を再現するような二項分布モデルによる toy MC を構築し分離能力評価を行った (図 2.2.8)。詳細は橋場修論[59]を参照。

PSD の分離能力は検出器の光検出効率と分解能に大きく影響している。そのため本研究では、これらを最大化する検出器を実現すべく開発を行った。

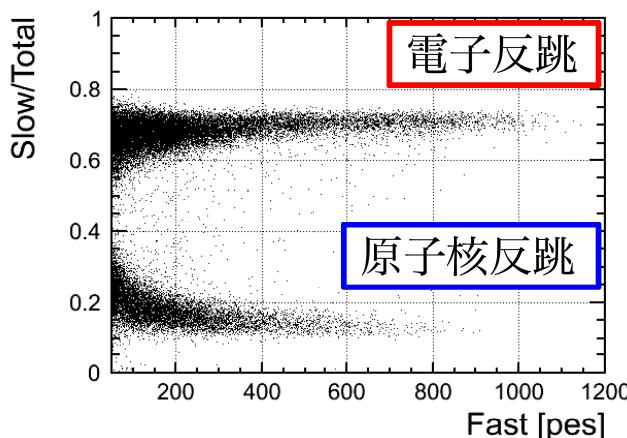


図 2.2.7 PSD 分布 [59][60]

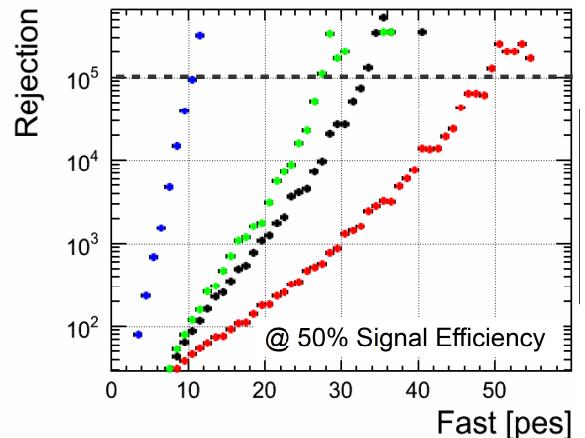


図 2.2.8 PSD 分布による rejection [59][60]

2.2.3 S1・S2 比による電子反跳・原子核反跳事象の分離

もう一つの ER 事象分離の方法が、S1・S2 比の利用である。前述の通り NR 事象と ER 事象では励起・電離が異なる。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 ($> 3\text{kV/cm}$) をかけて気相部に取り出し加速されると、周りのガスアルゴンを励起し発光することで複数の光子として読みだすことができる。

この S1・S2 比による分離能力は Ar 実験では定量評価されていないが、2 相型 Xe 検出器の実験では光量やエネルギー領域などにはあまり依存せず $\simeq 10^3$ となっている。図 2.2.9、図 2.2.10 は LUX 実験の分離能力のエネルギー依存性、図 2.2.1 は色々な Xe 実験の分離能力比較である。

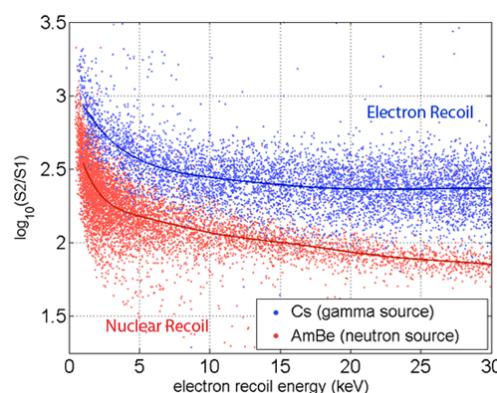


図 2.2.9 S1・S2 比分布 (LUX)[4]

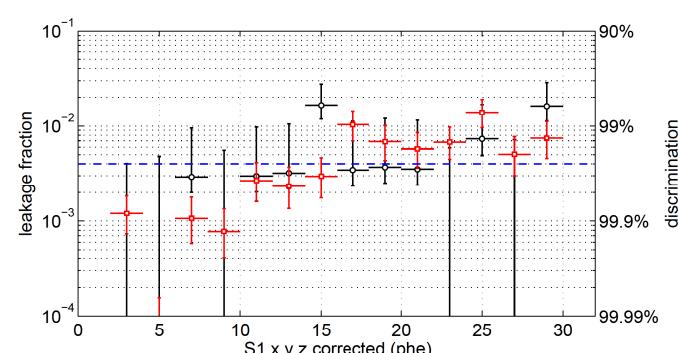


図 2.2.10 S1・S2 比による ER 事象分離能力 (LUX)[4]

実験	ドリフト電場 [kV/cm]	光量 (ゼロ電場) [pe/keV _{ee}]	エネルギー領域 [keV _{nr}]	NR 事象 取得効率	ER 事象 分離能力	文献
ZEPLIN-II	1.0	1.1	14-58	50%	98.5%	[62]
XENON10	0.73	5.4	4.5-26.9	45 - 49%	99.9-99.3%	[63]
ZEPLIN-III	3.4	3.1-4.2	7-35	~50%	99.987%	[64]
XENON100	0.53	3.8	6.6-43.3	20-60%	99.75%	[5]
LUX	0.18	8.8	3-27	50%	99.9-99%	[4]
Q.Lin & K.Ni	0.2, 0.7, 1.0	~10	5.5-19	50%	99.999-99.9%	[61]

表 2.2.1 各実験 (Xe) の S1・S2 比による ER 事象分離能力 [61]

2.2.4 発光位置再構成

検出器の表面では、液体アルゴン内部と比べて背景事象が多く、かつ除去が難しくなると考えられる。例えば検出器の部材に含まれる Rn 系列や Th 系列の放射性不純物から生じる α 線は発生時

には数 MeV の高いエネルギーを持つため簡単に除去できそうに見えるが、部材中を通過する間にエネルギーを落とし数 keV の状態で液体アルゴン部に出てくるという場合や、部材中の何らかの原子核を叩いた際に $\alpha-n$ 反応を起こして中性子となる場合もありうる。また ER 事象をする β 線や γ 線であっても、アルゴン以外の場所でエネルギーの一部を落としてきた場合には分離の難しい低エネルギー事象になったり、発光波形や電離電子の割合が変わってしまうことがある。

このような事象は PSD や S1・S2 比による粒子識別が困難であるが、検出器の表面で生じていることが特定できれば除去することができる。液体 1 相型検出器の場合には各光検出器の信号量比から発光位置を再構成するしかなく^{*6} 低エネルギー事象や光検出器の隙間で生じた事象などでは精度が非常に悪くなる [65]。しかし 2 相型検出器では以下のように S2 を用いることによって S1 発光位置の 3 次元位置構成が可能となる。

図 2.2.11 は一様電場のかかった液体アルゴン中の電子のドリフト速度であり、単調増加の関係がある。予め電場の大きさが分かっていれば、ドリフト時間から S1 発光位置の z 座標を求めることができる。図 2.2.12 は ANKOK 実験で測定した z 方向位置分解能と S2 光量の関係である [67]。100pe 以上の S2 信号で 1mm 以下の位置分解能が達成されている。またこれは

$$\sigma_z^2 = C^2 + S^2/N_{S2} \quad (2.2.4.1)$$

$$C = 0.00 \pm 0.01 \text{ mm} \quad (2.2.4.2)$$

$$S = 11.46 \pm 0.07 \text{ mm} \cdot \sqrt{\text{pe}} \quad (2.2.4.3)$$

という関数で Fit できており、constant term が非常に小さいため光量による統計的な揺らぎ以外の分散はほとんどないことが分かる。

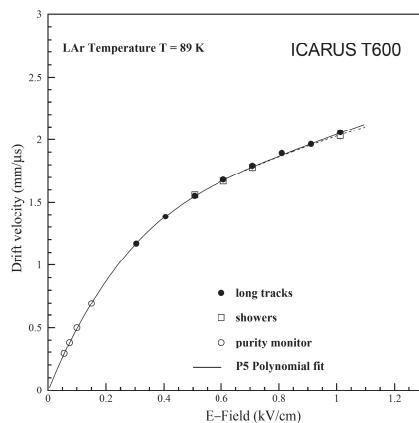


図 2.2.11 ドリフト速度の電場依存 (ICARUS 実験)[66]

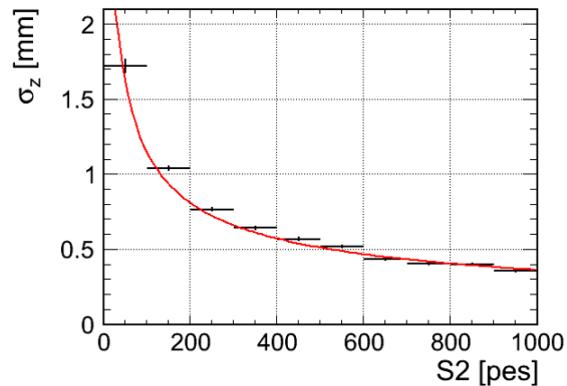


図 2.2.12 z 方向位置分解能

xy 方向は光検出器の光量分布から求める。30cm の検出器 (反射材なし、波長変換あり) に 12 本の PMT を図 2.2.13 のように配置した状況を想定して光シミュレーションを行った。図 2.2.14 は

^{*6} 大きな検出器で波長変換材も反射材も使わざ發光量が大きい場合ならば、各光検出器の時間情報と光の伝搬速度から位置を求ることもできる。

x 軸に沿って発光位置をスキャンして作った光収集効率分布である。これを元に、最尤法にて xy 方向位置分解能を評価した結果が図 2.2.16 の青線である。PMT による位置分解能は検出器の側面側で悪化することと、分解能の悪い領域の割合が大きいことが分かる。

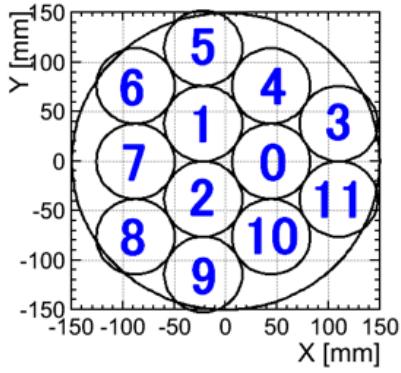


図 2.2.13 12 本の PMT の配置

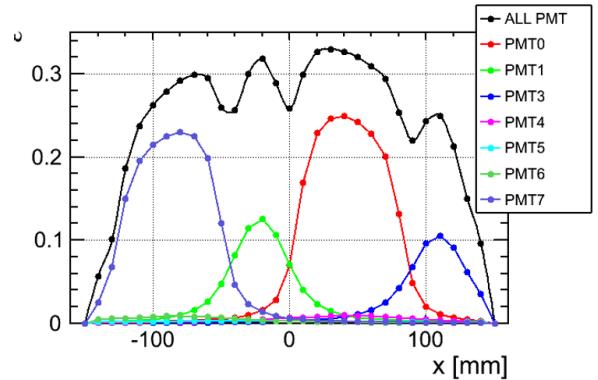
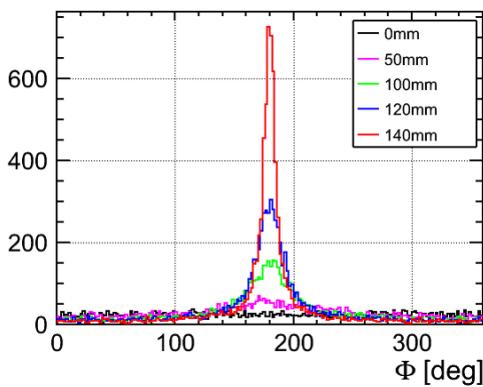
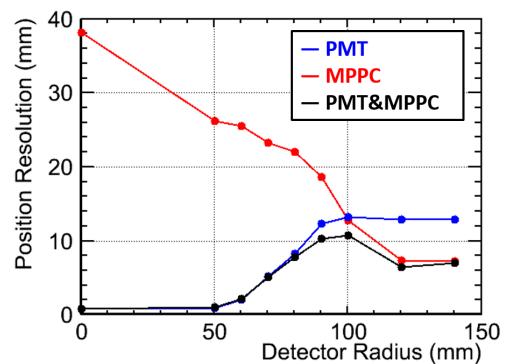


図 2.2.14 PMT の光収集効率

この検出器の気相側面に小型光検出器 MPPC を配置することで、側面付近における位置分解能向上を計ることができる [68]。図 2.2.15 は気相側面における光が検出される位置の分布であり、発光位置が側面に近づくほど鋭いピークを作る。このピークの位置と幅で位置再構成を行った結果の分解能が図 2.2.16 の赤線である。先ほどの PMT による位置分解能と独立な情報として合わせた

$$\frac{1}{\sigma_{xy}^2} = \frac{1}{\sigma_{\text{PMT}}^2} + \frac{1}{\sigma_{\text{MPPC}}^2} \quad (2.2.4.4)$$

は黒線になり、互いに相補的であることがわかる。さらに両者の相関も考慮するとより分解能を向上できると期待される。

図 2.2.15 気相側面で検出される場所 (ϕ 座標) の光量分布図 2.2.16 S2 を用いた xy 方向位置分解能

2.3 ANKOK 実験

2.3.1 ANKOK 実験の物理目標

ANKOK 実験では、さまざまな実験結果が混在する低質量領域の探索を第一目標としている。図 2.3.1 は質量 10GeV と 50GeV の WIMP によるアルゴン原子核の反跳エネルギースペクトル (Log Scale) である。WIMP が重い場合には 100keV 以上の大きなエネルギーを落とす事象もあるが、軽い場合には 20keV 程度以下の反応しか起こらない。また図 2.3.2 は 10GeV, 10^{-40}cm^2 の WIMP のスペクトルと ^{39}Ar の β 線による BG のスペクトル (を 10^{-4} 倍したもの) を Liner Scale で比較したグラフである。信号領域を 10-20keV_{nr} として、この範囲の事象数を観測するならば、

- (1) 光検出効率 $10\text{pe}/\text{keV}_{ee}$ ($\approx 2.5\text{pes}/\text{keV}_{nr}$) 以上
- (2) ^{39}Ar の BG 分離能力 10^5 以上

を達成できれば ^{39}Ar の BG に対して十分有意な DM 信号が得られると見積もられる。また他にも検出器部材や実験室の壁などから出てくる内部・外部 BG も問題となりうるので、これらを適切に把握・削減・除去する必要がある。

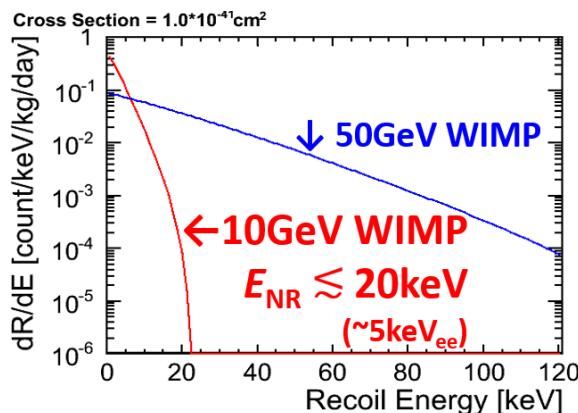


図 2.3.1 10GeV および 50GeV WIMP による反跳エネルギースペクトル

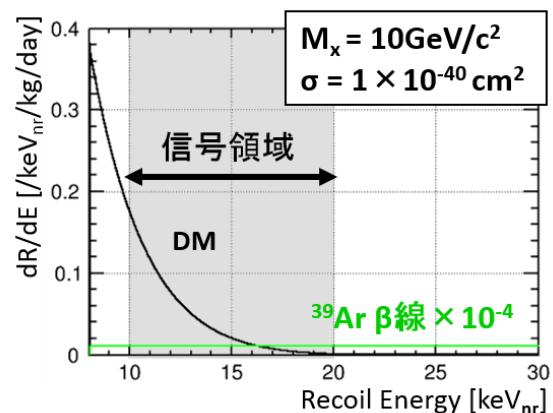


図 2.3.2 DAMA 領域 WIMP と ^{39}Ar の β 線 BG のスペクトル ($\times 10^{-4}$)

地下実験施設における物理観測は、次の 2 段階を想定している。

短期間の地下実験による DAMA 領域の探索

まず 10 日間の地下実験により、DAMA 領域を探索する。表は 10GeV, 10^{-40}cm^2 の DM を仮定したとき、有効質量 10kg 検出器で 10-20keV の DM 信号および残ってしまう ^{39}Ar の BG の事象数の見積もりである。この程度の短期間のデータ取得でも、 $6 \times 10^{-42}\text{cm}^2$ の Limit(90% C.L.) を引くことができ、十分な検証となることがわかる。

	WIMP	$^{39}\text{Ar} (\times 10^{-5})$
10日間(6月)	49	1
半年間(4-9月)	817	22
半年間(10-3月)	646	22

表 2.3.1 DAMA 領域 DM に期待される事象数

1年間の地下実験による低質量 DM の総合検証

上記の短期実験で得られた知見をもとに種々細かな改良を加えるが、大掛かりな検出器増強はせずに、10kg 検出器で1年間の長期運用を行う。この結果に応じて、物理目標を次の2通りに設定する。

◆兆候があった場合：季節変動の観測

10GeV, 10^{-40}cm^2 の DM の場合、4-9月と10-3月で事象数に表 2.3.1 に示す差異が表れ、その有意度は 4.5σ になる。た分離された BG の時間変動を同時に観測することで、短期 Run で検出された信号が本当に DM によるものなのか説得力を持って検証することができる。

◆兆候がなかった場合：より低断面積の探索

DAMA 以外にも3つの実験が質量 10GeV 付近の DM の発見を主張しており、それらはより断面積の小さい領域にある。DAMA の示唆する領域で発見されなかったとしても、これらの領域を探索する必要がある。図 8 は 10GeV の DM に対し探索できる断面積と運用期間の関係で、1年間の運用により4実験すべての検証が可能であることがわかる。

発見/棄却いずれの場合にせよ、低質量領域の混沌とした現状に対しアルゴンを用いて終止符を打つことを目標とし、段階的に課題をクリアしながら研究を進めていく。

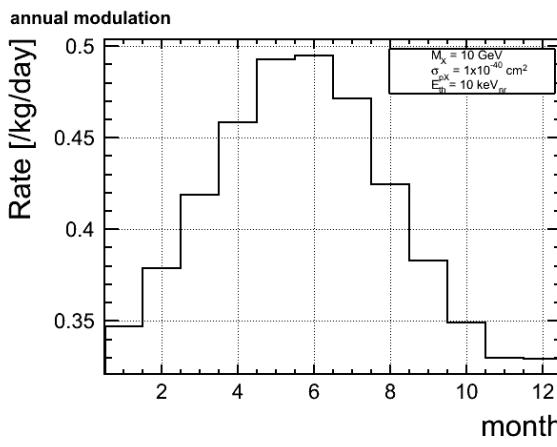


図 2.3.3 DAMA 領域 WIMP の観測事象数の季節変動

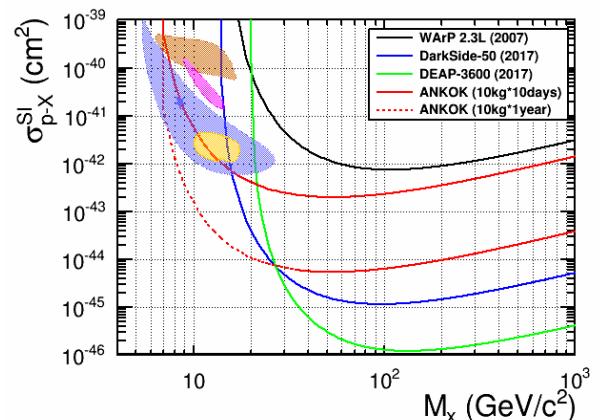


図 2.3.4 目標到達感度

2.3.2 75L テストスタンド

ANKOK 実験は現在、新宿区の早稲田大学西早稲田キャンパス 51号館 8階の実験室で R&D を進めている。液体アルゴン実験には内径 30cm、高さ 100cm の真空断熱容器である 75L チェンバーを用いており、冷凍機やフィルターを実装して高純度液体アルゴンの保持を実現している(図 2.3.5)。詳細は橋場修論 [59]、川村修論 [69] を参照。

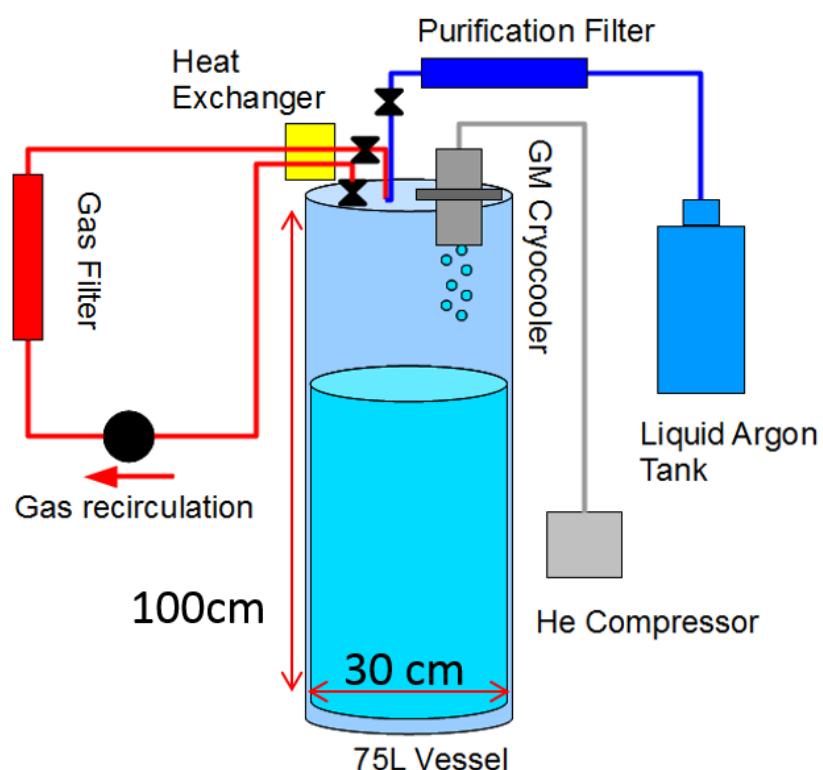


図 2.3.5 75L テストスタンド

2.3.3 これまでに行った液体アルゴン試験

ANKOK 実験は 2012 年度より R&D を開始し、これまでにのべ 11 回の液体アルゴン試験を行ってきた。これらについて簡単に述べる。

Run1 (2012/8/31~9/6)

直径 25cm、高さ 30cm で下面に PMT を 2 本配置した検出器(図 2.3.6)で、初の 2 相型検出器運用を行った。電子ドリフトのための純度を達成し、外部トリガーによる宇宙線事象のデータ取得を行い S2 信号の確認や初步的な特性評価を行った。図 2.3.7 は宇宙線トリガーカウンターの位置

を3段階に動かして取得した信号波形である。



図 2.3.6 RunI 検出器

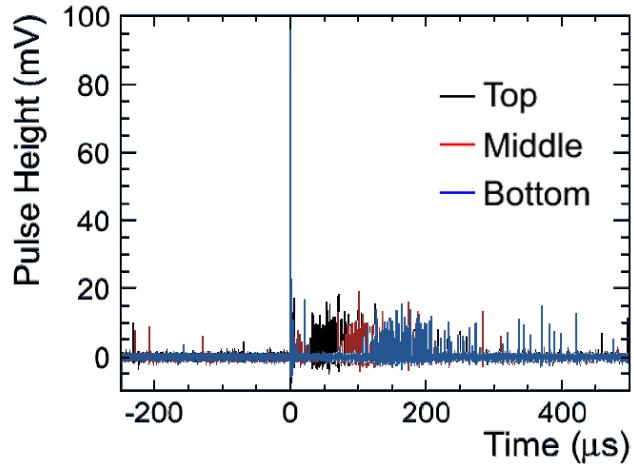


図 2.3.7 RunI の信号波形 [72]

RunII (2012/10/24~31)

検出器は RunI と同じだが、データロガーの導入により温度・圧力・液面など検出器内部環境のモニターおよびスローコントロール環境を構築した。詳細は川村修論 [69]、鈴木卒論 [70] を参照。

RunIII (2013/1/16~27)

PMT を 5 本に増強した 2 相型検出器 (図 2.3.8) を用い、外部のトリガーカウンターを用いた ^{60}Co γ 線源データ取得や BG データを用いた ER・NR 事象分離能力評価を行った。また PhotoCounting 法による信号波形整形やシミュレーション (Geant4 + Toy) によるデータの理解など、解析環境の整備も進めた。詳細は杉田修論 [25] を参照。

しかしこのとき得られた 1MeV の γ 線スペクトルは図 2.3.9 のように非常に低い光量を示し、このままでは暗黒物質による信号が発生しても全く検出できないという問題が明らかになった。

pre-RunIV (2013/7/8~7/11)

RunIII で明らかになった光量不足問題を受け、2 インチ PMT(R6041) および ESR 反射材でシンプルな小型 1 相検出器を構築した (図??)。PMT および反射材には高分子マトリックス法 (第3章 2 節) にて TPB を塗布した。

この検出器と 4 種類の γ 線源を用いて光量評価を行い、 $1.8\text{pe/keV}_{\text{ee}}$ という結果を得た (図 2.3.11)[73]。

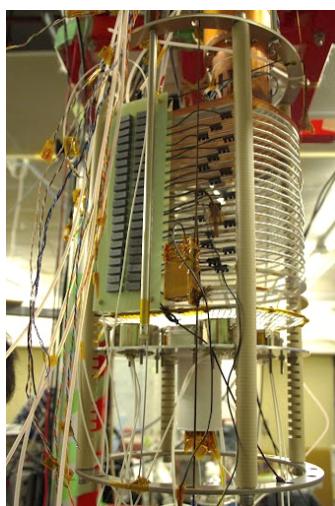


図 2.3.8 RunIII 検出器

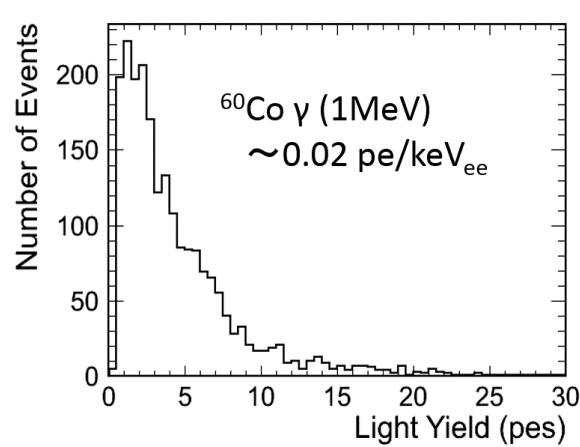


図 2.3.9 RunIII 光量 [71]

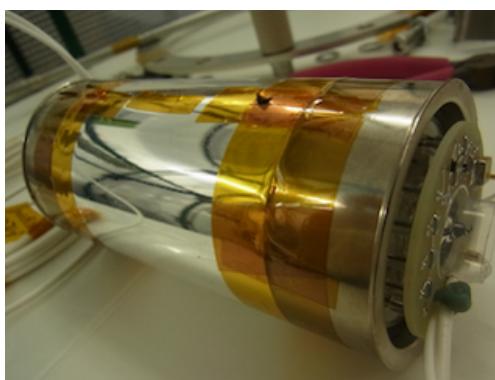


図 2.3.10 RunIV 検出器

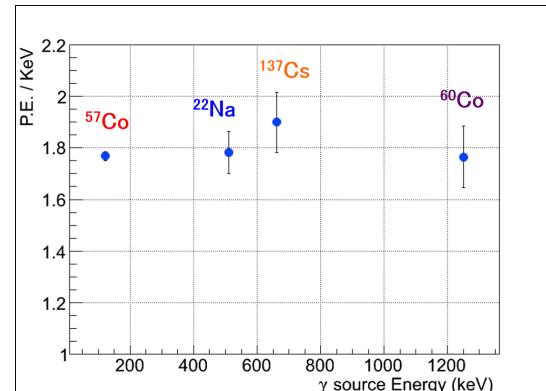


図 2.3.11 RunIV 光量 [74]

RunIV (2013/8/5~10)

暗黒物質探索用に開発された高 QE、低 BG の 3 インチ PMT(R11065-20) を用いた 1 相型検出器実験を行ったが、この PMT には低温使用に問題があり早期に中断された。この問題は海外の他のグループからも報告され、現在浜松ホトニクス社において改善がなされている [75]。

RunIV-II (2013/9/5~12)

再び pre-RunIV の小型 1 相検出器を用いた液体試験を行い、より高統計のデータを取得することで PSD 分離能力定量評価および BG データ取得を行った [76]。

α -Run (2013/10/22~24)

pre-RunIV の小型 1 相検出器に ${}^{241}\text{Am}$ 線源を入れ α 線による NR 事象データを取得した。

RunV (2013/12/23~27)

pre-RunIV と同形の小型 1 相検出器に対し、TPB の塗布方法を高分子マトリックス法から真空蒸着法に変更し光量増加を試みた。その結果得られた各種 γ 線スペクトルが図 2.3.12 であり、世界 2 位となる $7.3\text{pe}/\text{keV}_{\text{ee}}$ を達成した(図 2.3.13,)[77]。

さらに ^{252}Cf 線源を用いた中性子データの取得を行い、PSD による分離能力の詳細研究を行った[60]。PSD 分布に統計的には説明できない中間成分が存在し、RunV 後に TPB 応答の詳細研究を行うことでこの現象に対する一定の理解を得た。

TPB 真空蒸着法の開発及びその詳細な性質理解については第3章で詳しく論じる。

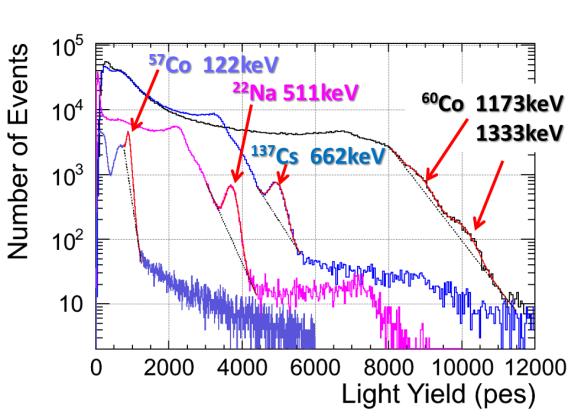


図 2.3.12 RunV で測定された γ 線スペクトル

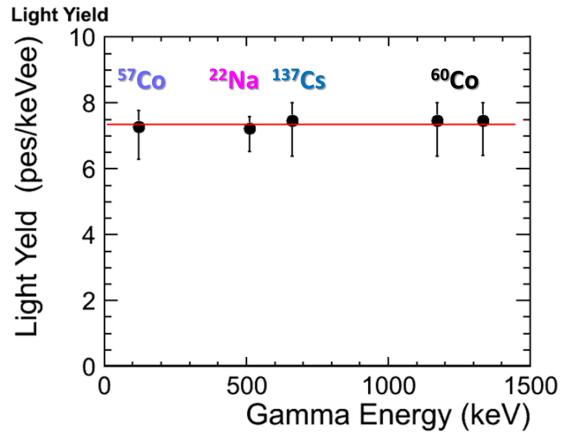


図 2.3.13 RunV 光量

また、1 相型電場検出器による電気的消光因子の測定も行った。これに関する詳細は加地修論[78]を参照。

RunVI (2014/7/15~8/3)

2 インチ PMT2 本で簡易 2 相型検出器を構成し、複数の自作液面計(付録 G を参照)を用いた高精度な液面管理のもと、S1・S2 発光のドリフト電場・取り出し電場・液面位置依存性やドリフト時間を用いた縦方向位置分解能の評価など 2 相型基礎特性評価を行った[67]。またシールドおよび内部・外部 veto を用い、環境中性子の測定を行った。詳細は加地修論[78]を参照。

この Run では、光量が $1\text{pe}/\text{keV}_{\text{ee}}$ 未満と非常に少ない光量しか得ることができなかった。その原因は主に LAr 純度と TPC 構造にあると考えられている[80]。第2章で述べたように、LAr 中に不純物が含まれるとアルゴンの励起状態が破壊され Slow 成分が減少する。RunVI ではドリフト電子の寿命から酸素や水のような不純物は少ないが、Slow 成分の時定数が $1\mu\text{s}$ に満たないことから数 ppm の窒素が含まれていたと見積もられている。また検出器内に電場を形成するためのステンレスワイヤーグリッド($100\mu\text{m}$ 径、4mm ピッチ)が 5 枚存在し(図 2.3.16)、PMT 径よりも TPC 径を大きくしたため、光が検出されるまでの反射回数や経路長が増大してしまう(図 2.3.17)。

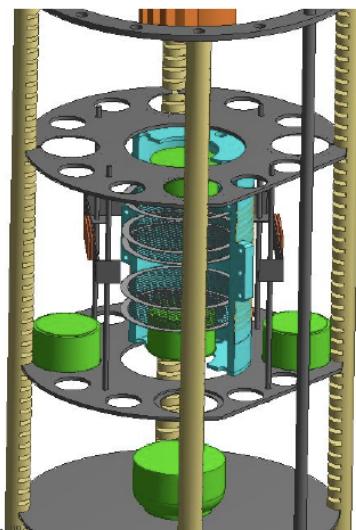


図 2.3.14 RunVI 検出器

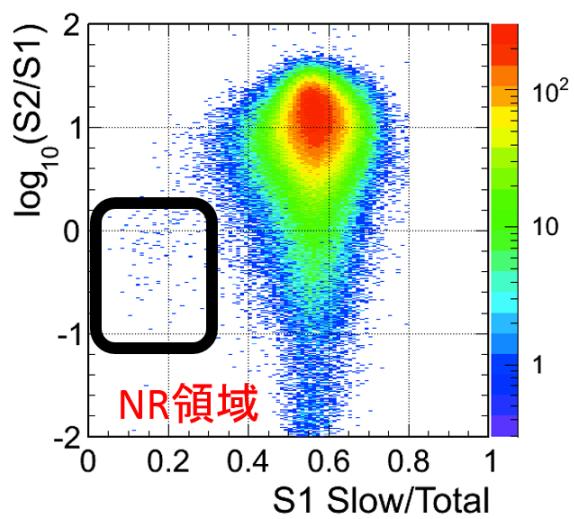


図 2.3.15 RunIV BG データの PID 分布

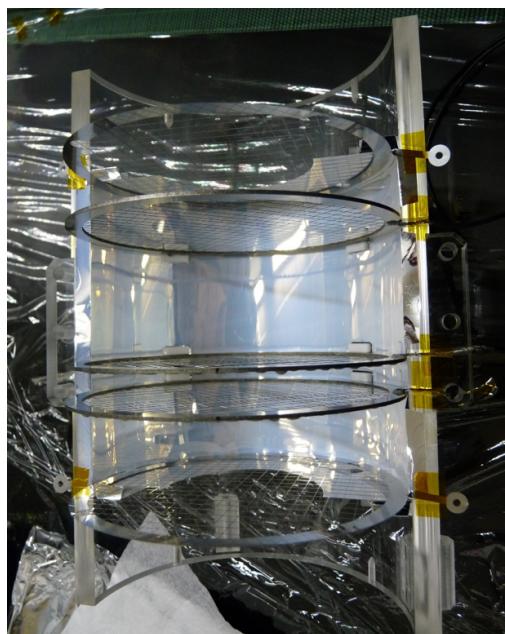


図 2.3.16 RunVI 検出器内部の写真

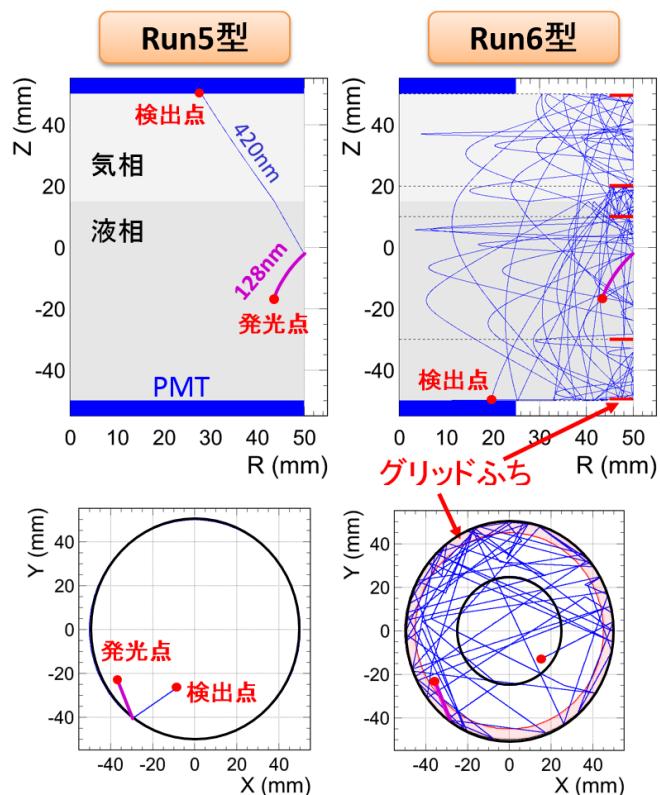


図 2.3.17 TPC 構造による光伝搬経路の変化

MPPC Run (2014/10/21~24)

VUV MPPC による LAr 蛍光直接検出および PDE 測定を主目的として行った液体アルゴン試験である。これについての詳細は付録 H および中卒論 [56] を参照。また同時に高 QE の 3 インチ PMT(R11065) を用いた 1 相型検出器を構築し、RunV からのさらなる光量増加を図った。図 2.3.18 はこのとき得られた各種 γ 線スペクトルである。この内容は第 4 章で論じる。

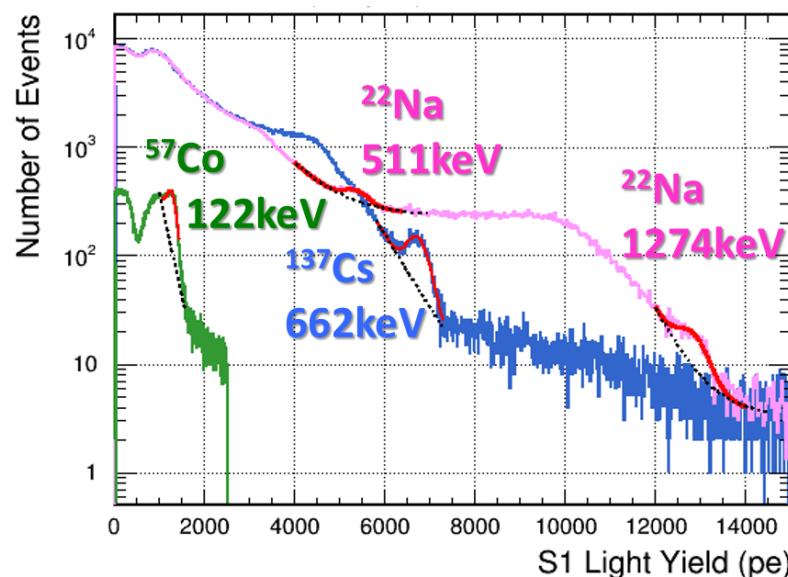


図 2.3.18 1 相型検出器の各種 γ 線スペクトル

またこの 1 相型検出器を用い、シミュレーションチューニングのための中性子遮蔽体データ取得(加地修論 [78]) や、U・Th 系列放射性同位体による内部 BG の測定(横山卒論 [81]) も行った。

RunVI-II (2014/12/6~2015/1/13)

透明伝導膜 ITO や高 QE PMT を用いた大光量の 2 相型検出器を構築・運用し、光量や 2 相型基礎特性、分離能力向上の評価などを行った。この検出器の構築や性能評価については第 5 章で詳しく論じる。

第3章

波長変換材の塗布手法の開発と最適化

3.1 波長変換材 TPB

3.1.1 TPB(テトラフェニルブタジエン)

TPB(1,1,4,4-tetr phenyl-1,3-butadiene) は図 3.1.1 のような白色・針状粉末の物質で、紫外線を吸収し可視光に変換する性質を持つ。分子構造は図 3.1.2 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 の基本物性を表 3.1.1 にまとめた^{*1}。



図 3.1.1 TPB の外観写真

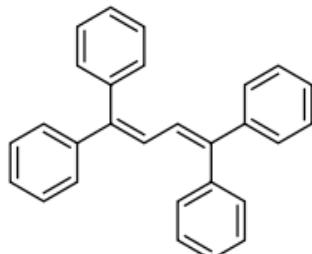


図 3.1.2 TPB の分子構造

分子式	C ₂₈ H ₂₂
分子量	358.48
密度	1.079 g/cm ³
沸点 (大気圧)	556.1 °C
融点 (大気圧)	207 ~ 209°C
発火点	289 °C
保管温度	2 ~ 8 °C
屈折率	1.635

表 3.1.1 TPB の基本物性

TPB の発光および吸収スペクトルは図 3.1.3 のような形をしている。吸収と発光のオーバーラップが少なく、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 [82]。TPB そのものの波長変換効率は図 3.1.4 のようになっており、VUV 光に対しほぼ 1 である [83]。発光時定数は 1ns 程度であり [84]、Ar 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 [82]、液体アルゴンを用いた暗黒物質探索やニュートリノ実験 [85]・陽子崩壊探索実験 [86] などによく使用される。また LAr 限らず

^{*1} <http://www.guidechem.com/dictionary/jp/1450-63-1.html>

LNe や LHe をシンチレーターとして用いる実験でも使用されている [87][88]。

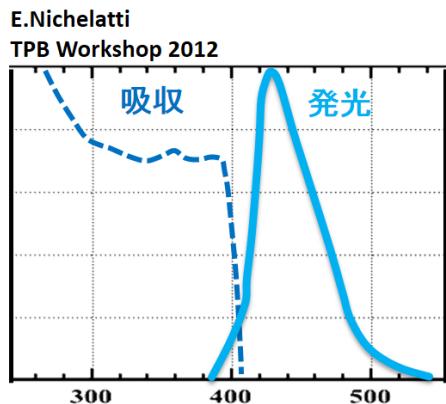


図 3.1.3 TPB の発光・吸収スペクトル [82]

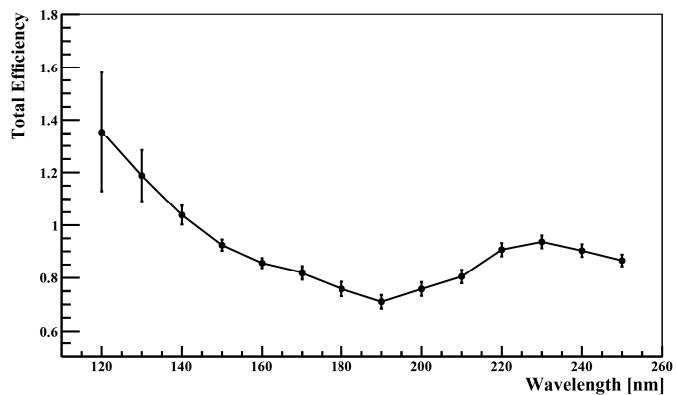


図 3.1.4 TPB の波長変換効率 [83]

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 [89]。これは紫外線吸収材として有名な物質で、化粧品などに利用される。しかし発光はしない^{*2}ため、実験的には邪魔者である。また TPB を加熱しすぎると黄色くなる [90]。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。

3.2 ガスアルゴンによる光量評価

3.2.1 ガスアルゴンセットアップの構築

アルゴン蛍光検出効率最大化の研究を行ううえで、当然ながら検出効率を評価するための測定が必須である。しかし実際に液体アルゴンを用いた試験行おうとすると、1回あたり数ヶ月単位の準備・運用期間と人手が必要となる。そこで代わりに常温・大気圧のガスアルゴンを用い、光検出効率の相対評価を行えるセットアップを構築し高い機動力で R&D を進めた。図 3.2.1 がそのセットアップの概略図である。2本の PMT を暗筒に入れて向い合せに配置し、そこに一定の流量で工業用ガスアルゴンを流入する。暗筒には α 線源が固定されており、これによりガスアルゴンを発光させ検出される光量を評価する。PMT の信号は FADC により波形情報として記録される。また PMT の位置はそれぞれ線源から 1~4cm の範囲で可変となっている。

PMT は浜松ホトニクス社の H1161^{*3} を使用している。光電面は直径 2 インチ (5.1cm) で窓材はホウケイ酸ガラスを使用しており、常温使用のみ可能である。有感波長帯は 250~700nm であり (図 3.2.2)、そのままでは 128nm のアルゴン蛍光に感度を持たないため TPB を高分子マトリックス法 (後述) により塗布して用いる。本研究では Gain が揃うように HV を設定して使用した (表

^{*2} 自身は発光しないが光増感剤としての働きはある、例えばスチルベンに混ぜるとこれを発光させる。

^{*3} 「H1161」とは回路まで含めたもの (光電子増倍管アッセンブリ) の名前であり、PMT 自体は R329 である。

<http://www.hamamatsu.com/jp/ja/R329-02.html>

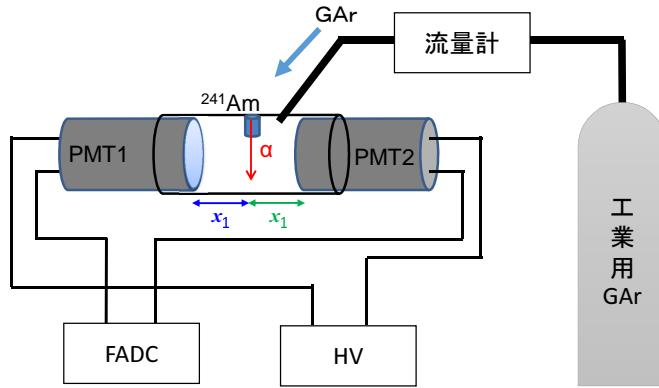


図 3.2.1 ガスセットアップの概略図

3.2.1)。

Figure 1: Typical Spectral Response

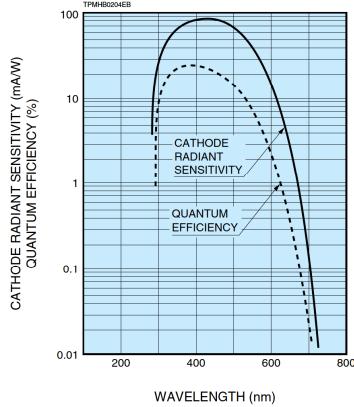


Figure 2: Typical Gain Characteristics

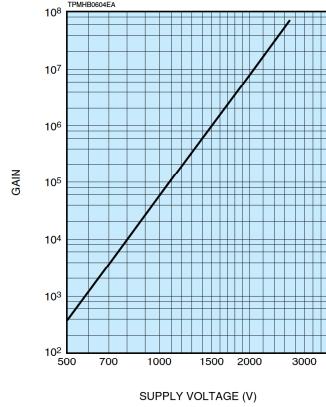


図 3.2.2 H1161 の QE と Gain (スペック値)

	シリアル No.	HV [V]	Gain
PMT1	RC5147	-2000	2.0×10^6
PMT2	RC3982	-1765	2.0×10^6

表 3.2.1 使用した H1161

α 線源には ^{241}Am (5.6MeV, 40Hz で放出される) を用いた。1 気圧のガスアルゴン中では約 4cm の飛程を持つ。線源にはコリメータが取り付けられており、暗筒の内壁に当たることなく全エネルギーをアルゴン中に落とす [73]。

図 3.2.3 は典型的な 1 事象の信号波形である。2 つの PMT のコインシデンスをとり、セルフトリガーで取得している。トリガー時刻を基準に $-20\text{ns} < t < +50\text{ns}$ の範囲の積分を Fast,

$+50\text{ns} < t < +20\mu\text{s}$ の積分を Slow と定義し評価する。

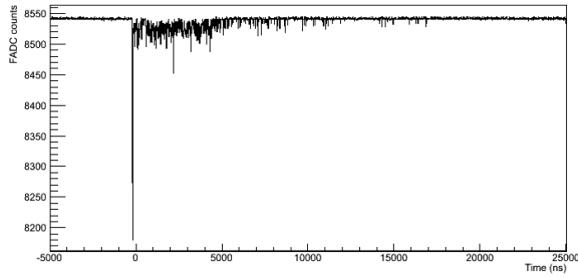


図 3.2.3 典型的な信号波形

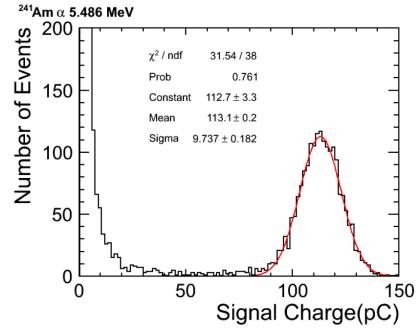


図 3.2.4 Fast 成分の光量分布

3.2.2 ガスアルゴン光量の安定性評価

ガスセットアップで測定される光量の種々安定性・再現性を確認した。

まず GAr の流量依存性を確認するとともに、安定して光量評価を行える最適なポイントを探した。2本のPMTの位置は、両者とも線源から 2cm に固定した。その結果が図 3.2.5 左であり、流量を 5, 10, 20, 50, 5L/min と変化させている。Slow 成分の光量はガス流量を増やすと多くなり、また同じ流量でも時間が経つほど多くなるといった性質を持つことが分かる。すなわち純度に非常に敏感で扱いにくく、安定した光量が得られる最適なポイントに短時間で辿り着くことはできない。一方 Fast 成分は流量・時間に対し非常に安定しており、光量の評価に適していることがわかる。以上より、測定手順としてまず 20L/min で 5 分ガスを流し、5L/min に流量を減らしてデータ取得し Fast 成分を評価するという方法をとることにした。

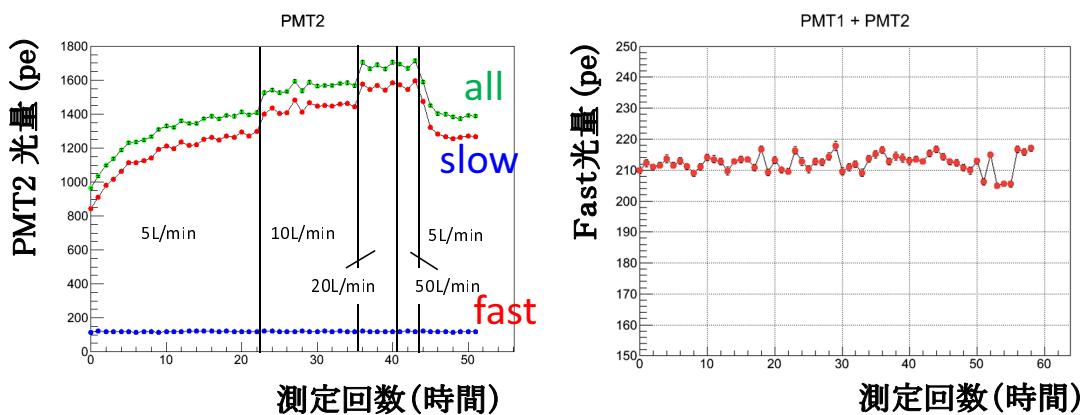


図 3.2.5 光量の流量依存性と安定性

さらに一度 PMT の H V を落としてセットアップから取り出し、再度付け直して上記の手順でデータを取得し直すといった作業を 13 回行い、測定の再現性も評価した。その結果が図 3.2.6 で

ある。

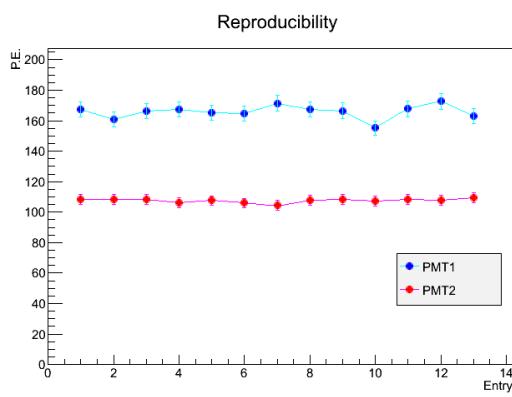


図 3.2.6 PMT の取り外しの再現性

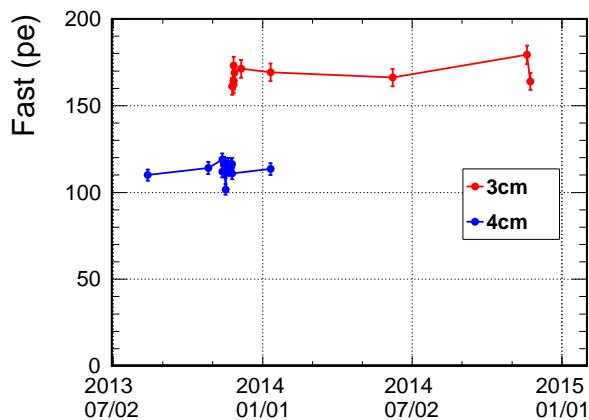


図 3.2.7 長期安定性

このセットアップは約 2 年間に渡って使用しており、特に次節で述べる高分子マトリックス法の最適化の後には TPB の塗り直しは行わず、常温・常湿度の実験室において遮光した状態で保管している。再立ち上げの際にはキャリブレーションとして反射材等を用いない状態での光量測定を行っており、その結果を長期安定性として図 3.2.7 にまとめた^{*4}。この期間に顕著な劣化等は見られず、安定した光量評価セットアップとして機能していることが分かる。

3.3 高分子マトリックス法による TPB 塗布の最適化

3.3.1 高分子マトリックス法

TPB の塗布方法の一つに、高分子マトリックス法がある。これは有機溶剤に TPB とプラスチックを溶かして塗布面に付着させ、自然乾燥により有機溶剤が蒸発すると網目状になったプラスチック分子の隙間に TPB が入り込むことで固定されるという手法である。特別な機材を必要とせず比較的簡単に塗布することができ、また機械的強度や安定性に優れるといった利点があり、ニュートリノ実験用 LAr TPC 等でよく利用されている。一方で有機溶剤を使用するため、塗布できる対象が限られるといった欠点もある。

有機溶剤はトルエンを、プラスチックにはパラロイド B66^{*5}を用いる。こうして TPB を塗布した H1161 の光電面が図 3.3.2, 3.3.3 である。可視光に対しては透明であり、一見何かが塗布されていることは分かりづらい。市販のブラックライトで紫外線を当てると青く光っていることがわかる。

^{*4} 反射材の最適化の研究の際、はじめは線源から PMT までの距離 4cm を基本としていたが、後述する蒸着装置で一度に TPB を蒸着できる面積の関係上、途中から 3cm に変更した。

^{*5} 熱可塑性アクリル樹脂の一種で、美術品・文化財の保護や修復などに使用される。アルキルアクリレートエステルポリマー。



図 3.3.1 パラロイド



図 3.3.2 高分子マトリックス法により TPB を塗布された PMT



図 3.3.3 ブラックライトを当てた様子

これまで慣習的に

$$\text{TPB : パラロイド : トルエン} = 1 : 10 : 200 \quad (3.3.1.1)$$

という質量比で使用されおり、これは波長 300nm の紫外光に対しては波長変換効率が最適となる分量であることがわかっている [91]。しかし 128nm の真空紫外光になるとパラロイドで吸収されてしまう確率も増えると考えられるため、改めて分量の最適化を行う必要がある。

まず、従来の分量 (TPB 0.02g, パラロイド 0.20g, トルエン 4.00g) で調合した溶液を用いて TPB を塗布し、ガスセットアップにおいて光量測定を行い、この TPB をトルエンで完全に落とした後に再度同僚の分量で TPB を塗布し光量測定を行う・・・といった作業を 5 回行い、TPB の塗布作業に対する再現性を確認した。その結果が図 3.3.4 である。一度の塗布に対し 3 回の測定を行い、その平均値を 5 回の塗布作業に対し比較したところ、

$$\text{PMT1} : 174.2 \pm 4.8\text{pe}(2.7\%) \quad (3.3.1.2)$$

$$\text{PMT2} : 106.7 \pm 2.4\text{pe}(2.3\%) \quad (3.3.1.3)$$

という結果となった。以上より TPB 塗布作業の系統誤差として 3% を付けた上で光量を評価し、試薬の配合量を最適化していく。

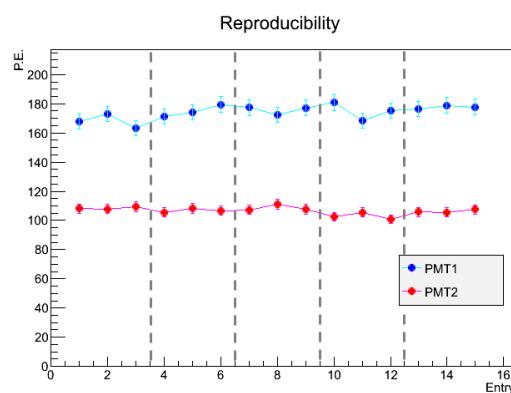


図 3.3.4 TPB の塗り直しに対するの光量再現性

3.3.2 高分子マトリックス法に用いる試薬配合量の最適化

高分子マトリックス法による塗布の際に混ぜる TPB、パラロイド、トルエンの分量を変化させ、ガスアルゴン蛍光の検出効率を最大化する最適な分量を探した。これは PMT1 に対して行い、PMT2 は従来の分量で 1 度塗布した TPB をそのまま落とすことなく使い続けている。

まずパラロイドとトルエンの質量比を 10 : 20 に固定し、それに対し TPB の量を変化させた。これはトルエン蒸発後に残るパラロイド層中に含まれる TPB の濃度を変えていることに相当する。その結果が図 3.3.5 である。従来の分量に相当する点が「1」であるがこの点ではまだ不十分で、その 2 倍以上に増やすと光量は最大化されることがわかる。

次に TPB とパラロイドの質量比を 2 : 10 に固定し、トルエンの量を変化させた。PMT の光電面に付着する液の量は表面張力によって決まるとすると、トルエンの量が多いほど蒸発後に残る TPB+ パラロイド層は薄くなると考えられるので、これは層の厚さを変えていることになる。その結果が図 3.3.6 であり、従来の分量に相当するのは「200」という点である。180~300 の間では誤差の範囲内で一定であるが、より安定と考えられる 240 の点にする方が好ましい。

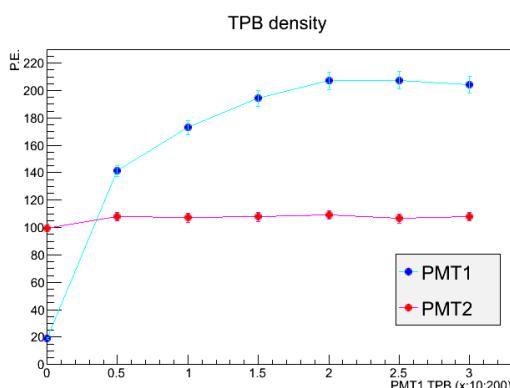


図 3.3.5 TPB の分量と光量

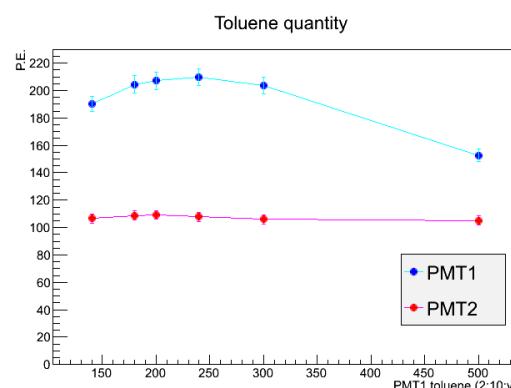


図 3.3.6 トルエン量と光量

以上より、高分子マトリックス法 TPB を塗布しアルゴン蛍光を検出するには

$$\text{TPB : パラロイド : トルエン} = 1 : 5 : 120 \quad (3.3.2.1)$$

という質量比が最適な分量であることがわかった。その結果 PMT1 の光量は従来の $172.9 \pm 5.2 \text{ pe}$ から $209.8 \pm 6.3 \text{ pe}$ と 1.2 倍に増加した。

こうして最適化された高分子マトリックス法により PMT の光電面と ESR 反射材に TPB を塗布し、1 相型検出器を作成し液体アルゴン実験を行ったところ (RunIV、2013 年夏)、 $1.8 \text{ pe/keV}_{\text{ee}}$ という結果となった。一方シミュレーションにより、鏡面反射材である ESR の表面ではパラロイド層で発光された変換後光が全反射により閉じ込められてしまうという現象が指摘され、TPB 塗布後に表面をわざと傷つけることによって光量が増加することがガスセットアップにおいても確認

された[74]。高分子マトリックス法と鏡面反射材は組み合わせが良くないことがわかったため、さらなる光量増加の可能性の模索として次節で述べる真空蒸着法の開発に取り組んだ。

3.4 真空蒸着法の確立と最適化

3.4.1 真空蒸着法

真空蒸着とは薄膜生成技術の一つで、真空引きした容器内で膜にしたい物質(蒸着物)を加熱し昇華させ基板に付着させる手法である。熱分解しない物質であればどんなものでも成膜可能であり、量のコントロールも容易であるといった利点がある。

TPBの塗布として蒸着を利用する場合、余分な物質を用いないため高分子マトリックス法と比べて波長変換効率の向上が期待されるが、蒸着面が白く曇るために光の透過率は落ちてしまう可能性がある。早稲田大学寄田研究室でも過去にPMTの光電面にTPBを蒸着しガスアルゴン蛍光を検出する実験が行われたが、高分子マトリックス法と同程度の光量しか得られず[92]、専用の装置が必要で成膜に時間と手間がかかる一方、機械的強度もろくこすると容易に取れてしまうなどの扱いにくさからしばらく使われてこなかった。

しかし反射材を用いて全方向への光を集光し検出する場合には有利である可能性もある。そこで本研究では、TPB真空蒸着の手法を確立するとともにその安定性や劣化についても調査し、波長変換効率と可視光透過率を個別に評価することで最適な塗布量を決定した。

3.4.2 TPB蒸着装置の開発

蒸着容器

容器に対する要請として、まず蒸着を行うための十分な真空度とスペースが確保できることがあり、さらに作業効率を良くするために開閉や内部への物の設置・取り出し作業の行いやすい形状であることが考えられる。これらを考慮した結果、サンプラテック社のアクリル真空デシケーター(SAN0390)を採用した。

その図面が図3.4.1^{*6}であり、15cm角のESR反射材や3インチ径のPMTを入れることができ。扉は前面に付いており、4箇所の留め具を付け外しすることで簡単に開閉することができる。扉のと容器の間の密閉性はシリコンゴムのパッキンによって作られており、負圧のときは大気圧により強力に密閉される一方で陽圧のときは密閉性が崩れ内部の気体が外へ漏れ出す。これは安全性の観点からも好都合な性質である。

この容器は透明のアクリルでできているため、全方向から内部の様子を見ることができるという利点もある。光によるTPBの劣化も懸念されるが、その反応は前述の通り酸素環境下で紫外線を照射することで起きるものなので、アクリルの紫外線の透過率が悪い(300nm付近で急激に落ち、

^{*6} <http://www.tech-jam.com/items/SAN0390.phtml> より

270nm 以下ではほとんど不透明でとなる^{*7}) ことと容器内部は真空引きをしていることを考えると光劣化はあまり起こらないと予想される。事実、蒸着を行う時間帯や季節による波長変換効率の変動は今のところ確認されていない^{*8}。

SNO型

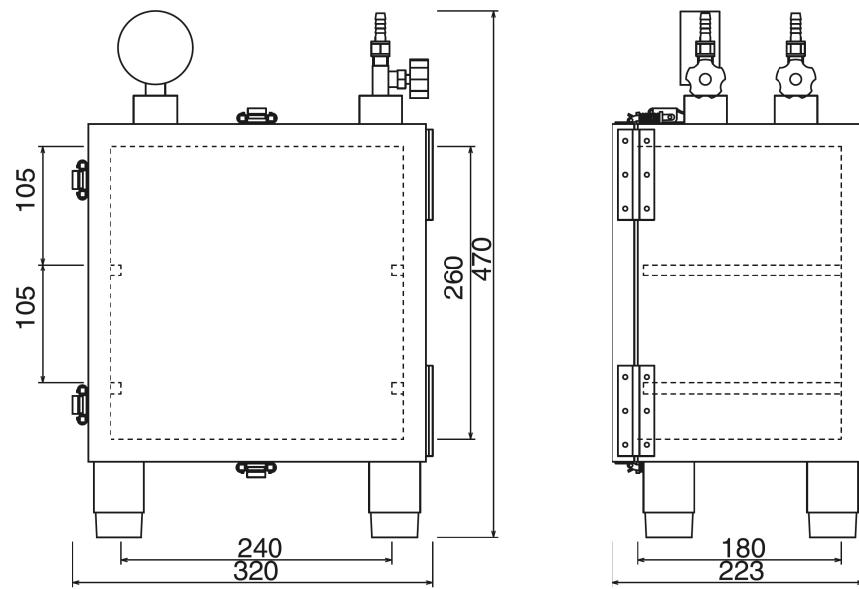


図 3.4.1 アクリル真空デシケーター (SAN0390) 図面

この容器の配管ラインは、1/4 インチの管用 (R/Rc) ネジが 3 つ供えられている。1 つは内圧測定用のブルドン管が付いており、これはそのまま利用した。残りの 2 つはバルブが付いているが、反対側はチューブ継手となっており密閉性や他の機器との接続の都合から、これを取り外し Swagelock に変換して用いている。その片方はピンフィードスルーに繋ぎ、加熱用のヒーターおよび温度モニター用の白金抵抗を接続している。もう片方はガスラインとし、真空ポンプや真空計、および大気解放ラインを接続している。

真空ポンプ・真空計

容器の真空引きには ULVAC 社の YTP-50M (ロータリーポンプ・ターボポンプ一体型) を、真空計には Leybold 社の PENNINGVAC PR 25(コールドカソード真空計) 使用している。

図 3.4.2 は真空引き時間と内圧の関係である。およそ 12 時間程度で 2×10^{-2} Pa 程度の真空度となり落ち着いていることがわかる。TPB 加熱中にも真空引きと真空度モニターは行っており、図

^{*7} http://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/~akira.m/mizuche/presen/mizu_exp_acrylic_akiram_110211.pdf

^{*8} TPB 設置や真空引きはじめに劣化が起こっており、比較的短い時間で劣化具合が飽和てしまっているということも考えられる。そのような現象の精密な評価や改善は今後の展望とする。

3.4.2 の 13 時間付近のピークを作っている。この真空度のグラフに対して幾つか断らねばならないことがある。まず横軸は時間を表しているが、これは真空引き開始からの時間ではなく真空計を ON にしたからの時間である。コールドカソード真空計はその構造から、 $\lesssim 1$ 度まで真空引きを行ってからでないと使用することができない。本来はピラニー真空計など真空度が悪くても使用できる真空計と併用するのが理想だが、このポンプセットを用いて比較的小さい（人ひとりで容易に抱えられる程度）容器では慣習的にターボポンプを付けてから 30 分程度で真空計の電源を入れて使っており、ここでもその基準にのっとっている。

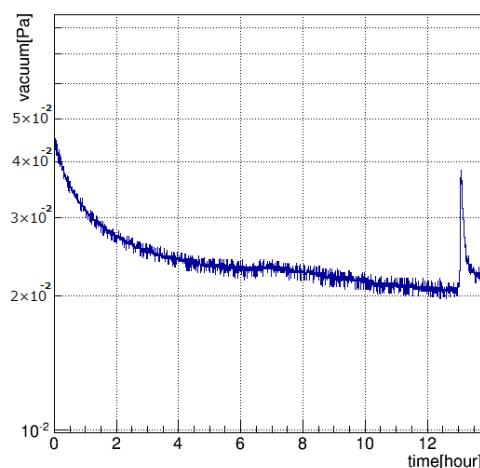


図 3.4.2 蒸着装置の真空度

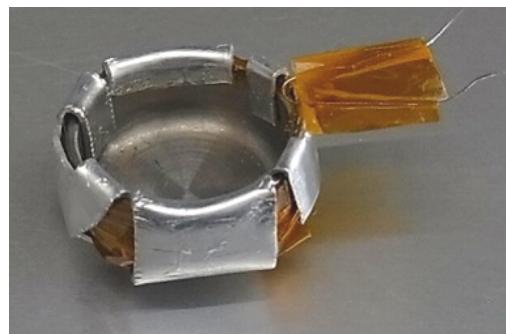


図 3.4.3 ヒーター付きルツボ

ヒーター付きルツボ

TPB を加熱・蒸発させるために、調理用のステンレスさじ（最大で 500g 程度の TPB が入る）をルツボとして用い、絶縁したうえでこれに発砲スチロールカッター用のニクロム線 ($\phi 0.26\text{mm}$) を巻き付けてヒーターとした。

文献^{*9}によるとこの太さのニクロム線は空气中で 8W の消費電力を使うと 200°C になるようなので、仮に 12V の直流電源使うとすると $18\ \Omega$ になる長さのときに丁度この消費電力を実現する。そこで余裕をもって $20\ \Omega$ の長さにカットしてルツボに巻き付け、蒸着容器のピンフィードスルーより伸ばした導線の先端に付けたミノムシクリップでは挟むことで導通させている。このルツボとヒーターは小さなアルミの板を織り込んで挟むことで固定した 3.4.3。さらにその下部には白金抵抗温度計を挟んで接触できる機構も設けている。

アクリル容器は熱に弱いため、過去の研究では蒸着を繰り返すたびに容器がひび割れなど劣化し、数ヶ月もしないうちに真空度が十分引けなくなる（今回の容器よりも小さい容器にも関わらず、同じポンプで 20Pa までしか引けない）といった問題があった。そこでこの蒸着装置では、瀬戸物

^{*9} <http://main.tokyo-resistance-wire.com/catalog.html>

のお皿を裏返して容器中央に固定しその上にヒーター付きルツボを置くことで解決した。1年以上使用してるがひび割れのようなものは見られず到達真空度の悪化といった現象も生じていない。

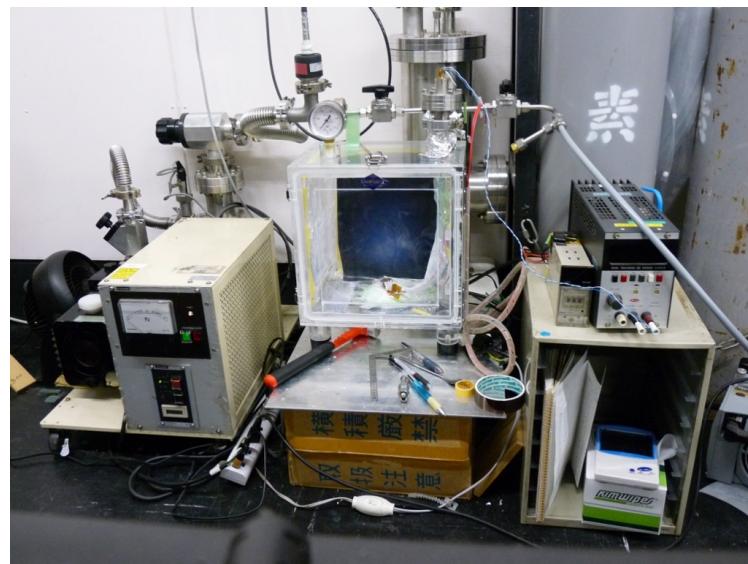


図 3.4.4 蒸着セットアップ

温度コントロールは、開発当初は PID 制御により自動で行おうと試みた。しかしこの温度は単に TPB の融点付近に安定させればよいのではなく、適切なスピードで常温から融点に加熱し安定化させる必要がある。先ほど述べたように、TPB は温度を上げすぎると黄色い物質になり、波長変換しなくなる。また加熱スピードが速すぎると突沸して溶けずにルツボから弾け飛んでしまい、逆に加熱スピードが遅すぎたり温度が低いと蒸着面がよりいっそう脆くなり紫外線検出効率も少なくなるという結果が得られた。このような試行錯誤の結果、温度や中の様子を見ながら電圧を手動で調整し、突沸を防ぎ加熱の一様性を上げるため容器をハンマーで軽く叩くといった方法に落ち着いた。何度も練習し安定的かつ再現性良く加熱・蒸着できる方法を探したところ、常温から加熱を開始し約 10 分程度で蒸発が始まり、その後 10 分程度すべての TPB が蒸発しきる(3.4.5)ようを持っていくのが良いパターンだとわかった。図 3.4.6 は実際に TPB が溶けている様子である。

図 3.4.5 では 160 °C 付近で蒸発をおこなっており、TPB の融点の文献値よりもだいぶ低い値である。この理由については完全に理解されたわけではないが、ヒーターと温度計やルツボ、さらに粉末状の TPB との熱接触具合が異なり、本当の TPB 温度を測れてはいないのではないかと予想している^{*10}。蒸着装置を解体洗浄して組み立てなおしたり、数ヶ月ほど使用せず保管していた蒸着セットアップを再び立ち上げなおした際には蒸発温度の再現性が崩れ、120~170 °C くらいの間で変動する。そのため温度コントロールを行ううえでは、主に目視による TPB の状態確認と加熱の経過時間を頼りにしている。そして蒸着セットアップ再立ち上げの際などには必ず TPB なし/

^{*10} 他にも TPB 融点の圧力依存性などがあり物理的に蒸発温度が変わっている可能性も考えられるが、十分な検証はなされていない。

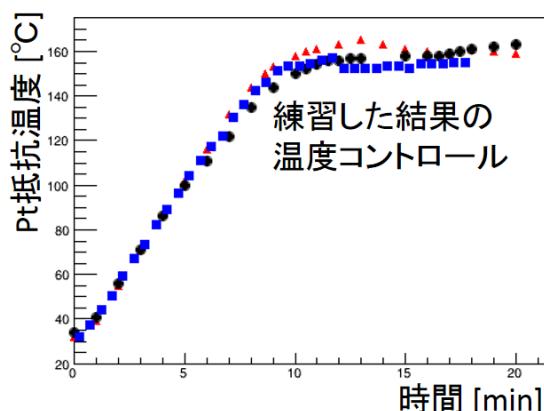


図 3.4.5 手動温度コントロール



図 3.4.6 TPB が溶けている様子

ありの場合で温度コントロール練習をした上で、ESR 反射材に蒸着を行いガスセットアップでアルゴン蛍光の検出量を評価することで蒸着クオリティの再現性を確認している。このように装置としての欠点は多く抱えているため、再現性や安定性を向上させ誰でも同じように使えるための開発を今後の展望とする。

こうして蒸着した ESR の写真が図 3.4.7 である。また、これを高さ 6cm の円筒状にしてガスセットアップに入れた状態が図 3.4.8 である。以下、蒸着量の最適化や蒸着 TPB の諸特性評価について議論していく。

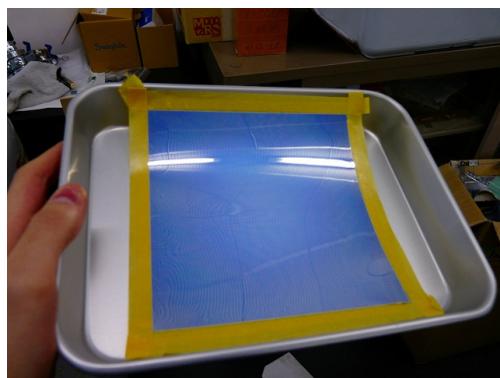


図 3.4.7 TPB を蒸着した ESR



図 3.4.8 TPB を蒸着した ESR にブラックライトを当てた様子

3.4.3 TPB 蒸着量と距離の最適化

波長変換効率を最大化するため、蒸着方法の最適化を行った。高分子マトリックス法の場合と異なり TPB 以外の材料はないため、基本的には TPB の厚みをコントロールすることになる。ルツ

ボに入れる TPB の量を増やせば蒸着される量も増えるであろう。また蒸着させたい物体の位置がルツボに近いほど蒸着量は増えるが、その一様性は悪くなると予想される。

この最適化は ESR 反射材に TPB 蒸着を行い、それを長さ 6cm の円筒にしてガスセットアップに装着してアルゴン蛍光の光量を評価して行った。ESR の配置としてはアクリル容器中段（ルツボから約 10cm）と容器の天井（約 20cm）の 2 通りを試している。ルツボに入れる TPB の量と光量の測定結果が図 3.4.9 である。蒸着距離 10cm のときには 40mg、20cm のときには 400mg 以上の TPB を使用すると光量が最大化され一定となることが分かる。

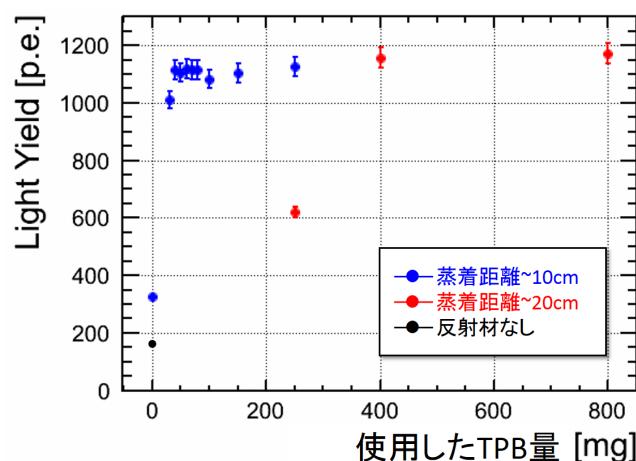


図 3.4.9 使用した（ルツボに入れた）TPB の量と光量

また蒸着の一様性について目視で確認すると、蒸着距離 10cm の場合には TPB の量が少ないうちには比較的一様に見えるが、増やしていくと不一様性が明らかになってくる。おおよそ蒸着距離と同程度の範囲より外側では蒸着量されるが減っているようである。一方蒸着距離を 20cm にし、かつ使用する TPB 量を増やすことで、光量を確保しつつ一様性も向上した（図 3.4.10）。

以上の結果より、ESR 反射材に蒸着する際には容器天井に配置し 400mg の TPB を使用することにした。また PMT へ蒸着する場合には容器中段に設置する。50mg 以上の TPB を使用すれば十分な波長変換効率が得られるが、量に関しては後に議論する可視光透過率も考慮したうえで決定する。

蒸着される TPB は非常に薄く質量密度や厚みを定量的に評価することは難しかったため、本研究ではあくまで「我々の装置において、是のように使用すると最大の結果が得られる」といった結論に留まった。しかし他の装置や実験でも利用できる情報としての結果に結び付けるためには、蒸着される量や表面状態などを客観的に評価する方法を確立する必要がある。これは装置の改良とともに今後の課題・展望とする。

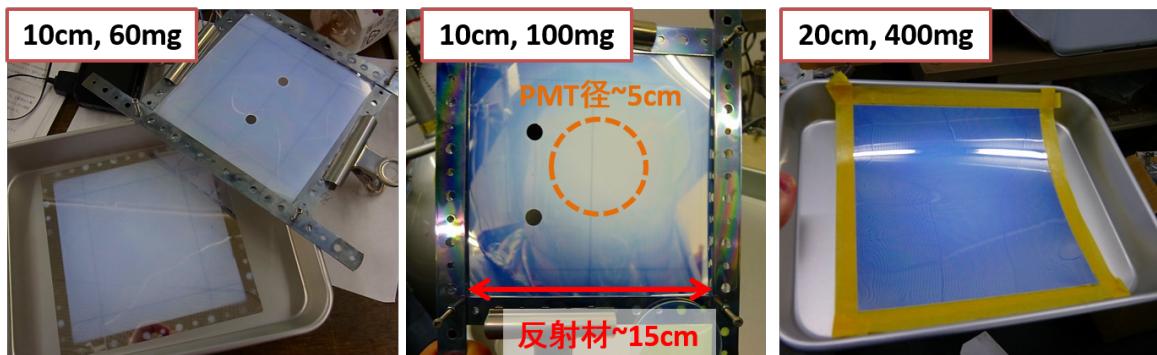


図 3.4.10 ルツボからの距離と蒸着の一様性

3.4.4 TPB の劣化や不純物混入による光量の減少

蒸着した TPB は機械的に脆く、突起物や紙などで擦ると簡単に取れてしまう。これに関しては蒸着面に触れることがないように取り扱いに気を付ければ良いが、他にも TPB を蒸着する際や蒸着後にどのような扱いをすると劣化に繋がり、どの程度の影響が現れるのかを把握する必要がある。

3.4.4.1 常温暗所で 1 ヶ月保存した場合

TPB は本来 2~8 °C の冷暗所に保存すべき化学物質であるが、作成直後に光量測定を行った蒸着 ESR を湿度 14%、温度 20 °C のカメラ用防湿庫^{*11}で約 1 ヶ月保存し、再度測定を行った。その結果が表 3.4.1 であり、ガスセットアップにおける測定精度の範囲で一致しており、劣化は観測されなかった。

測定日	Fast 光量 [pe]
2013 年 12 月 5 日	1128 ± 34
2014 年 1 月 13 日	1138 ± 34

表 3.4.1 常温暗所で 1 ヶ月保存した前後の光量

3.4.4.2 液体窒素に浸した場合

真空蒸着した ESR を液体窒素に入れて取り出して常温に戻し、TPB がはがれて光量が落ちたりしないかテストした。1 回のサイクルあたり 2 回ずつ光量測定を行った。その結果が図 3.4.11 で

^{*11} 東洋リビング株式会社の オートクリーンドライワイドシリーズ EW-240CDB <http://www.toyoliving.co.jp/products-info/EW-240CDB-1.html>

ある。ガスセットアップにおける測定精度の範囲で一致しており、光量の変化は見られない。

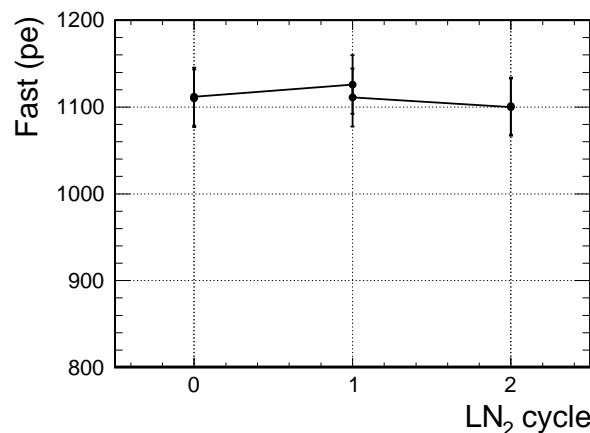


図 3.4.11 液体窒素に浸した回数と光量変化

3.4.4.3 日光に晒し劣化させた場合

よく晴れた日に蒸着 ESR を丸一日日光に晒し、TPB を劣化させて光量の変化を観察した。表 3.4.2 は日光に晒した日付と Fast 光量の変化、図 3.4.12 は Fast 光量分布を比較したものであり、顕著な光量の減少が見られる。

日光に晒した日	Fast 光量 [pe]	減少率 [%]
-	1148 ± 34	-
1日目：2014年1月14	969 ± 29	16
2日目：2014年1月26	692 ± 21	29

表 3.4.2 日光を当てた日と光量

また、これら 3 通りの波形をピークで規格化して比較した結果が図 3.4.13 である。日光に 1 日晒したものはほとんど変化は見られないが、2 日晒したものでは Slow 成分の割合が減っていることがわかる。これについては次節で考察する。

3.4.4.4 蒸着時に不純物を混入させた場合

蒸着時に不純物が混入した場合に光量にどの程度の影響が現れるのかを調べるために、ロータリーポンプのオイル^{*12}を約 280mg 混入させて ESR に蒸着を行った(図 3.4.14)。これは質量比にして TPB の半分以上であり、想定される不純物量よりかなり多い。こうして蒸着した結果が図 3.4.15

*12 ULVAC 社の R-2 <http://www.ulvac-techno.co.jp/topics/pdf/ulvoil.pdf>

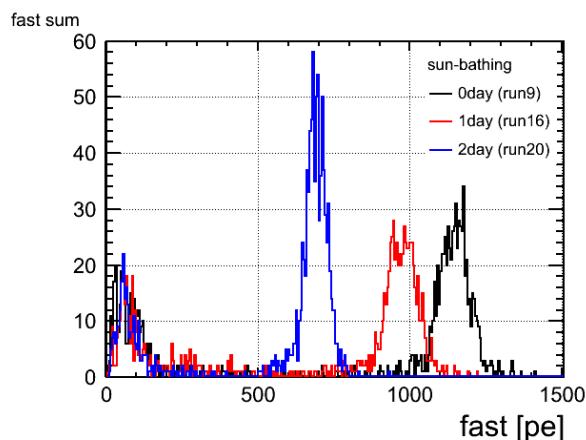


図 3.4.12 日光に晒した日数と光量分布の変化

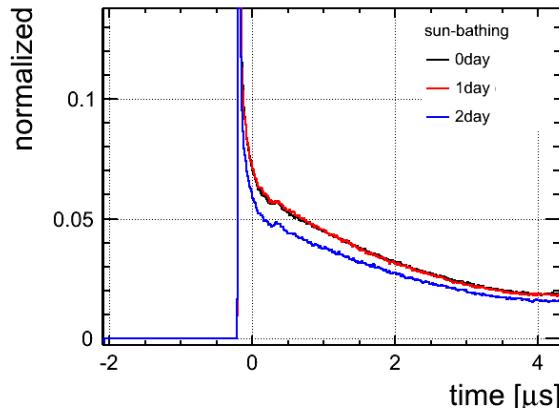


図 3.4.13 日光に晒した日数と波形の変化

である。白っぽくギラギラとした質感があり、通常の TPB 蒸着 ESR とはかなり異なった印象である。また、その後特にルツボを洗浄することなく通常の蒸着を行い、オイル混入の後遺症がないか検証した。



図 3.4.14 オイルを垂らした TPB

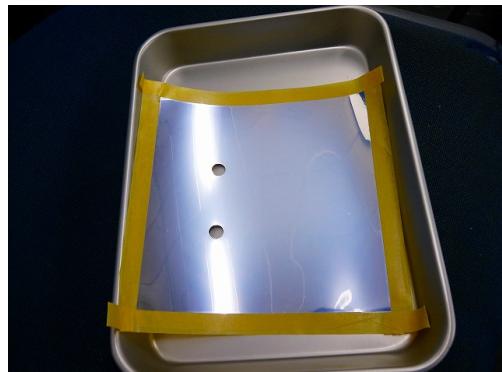


図 3.4.15 オイル入り TPB を蒸着した ESR

これらの光量を測定した結果、オイルを混入させた場合には Fast 光量の減少が見られ、これはルツボを洗浄せずとも次の蒸着では回復した（表 3.4.3）。またピークで規格化した波形を用いて Slow 成分の割合を比較すると、これもオイルを混入させた場合には減少し次の蒸着では回復していることがわかる（図 3.4.16）。

3.4.4.5 まとめ

蒸着された TPB は、常温低湿度の暗室で 1 ヶ月程度保管しても光量に変化は見られない。また液体窒素に浸して急激な熱サイクルを行っても、同様に光量の変化は見られない。一方で日光に晒したり蒸着時に不純物が混入すると、ガスアルゴン蛍光の Fast 成分の検出光量に減少が見られた。

蒸着方法	Fast 光量 [pe]
通常	1148 ± 34
オイル混入	818 ± 25
ルツボ未洗浄	1189 ± 36

表 3.4.3 蒸着時の不純物と光量

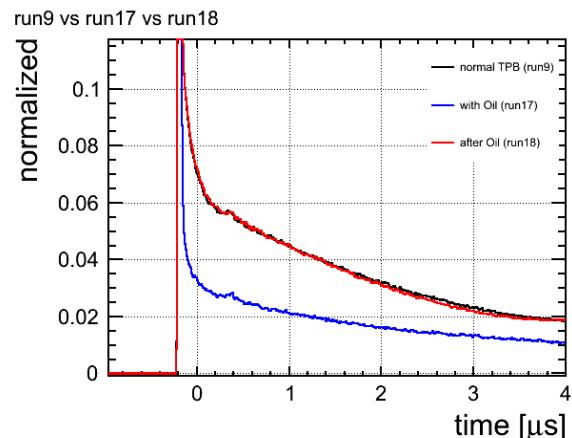


図 3.4.16 オイル入り TPB を蒸着した ESR の波形

この点については取り扱いに注意が必要となるが、丸一日日光晒したり TPB と同程度の量の不純物を混入させるなど、かなり極端な状況において 10~20% 程度の減少である。

2 日間日光に晒した場合や蒸着時にオイルを混入させた場合には、Slow 成分の減少が見られた。これをまとめた結果が図 3.4.17 である。黒線は通常の蒸着 ESR の場合、赤線はこれを丸一日日光に晒した場合、青線はオイルを混入させ蒸着した場合、緑線は比較のため高分子マトリックス法により TPB を塗布した ESR を用いた場合の波形であり、すべてピークの高さを 1 に規格化している。

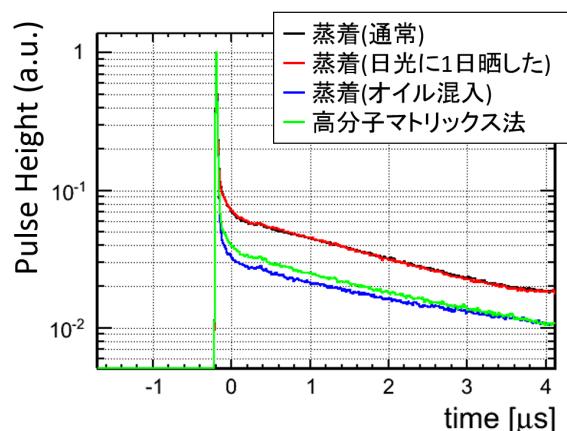


図 3.4.17 ガスアルゴン蛍光波形の比較

この現象は、ガスアルゴン蛍光に含まれる VUV 以外の成分が原因ではないかと考えられている [73]。第 2 章で述べたように、ガスアルゴンの場合は 128nm 以外に 300nm 付近に広がった発光波長分布を持ち、それらは Slow 成分が少なく時定数も短い。TPB にオイルやパラロイドが混ざっ

ていると、128nm 成分はそれらに吸収され波長変換されずに消滅するが、300nm 成分はそれらを透過し TPB で吸収・発光する。その結果 128nm 光由来の Slow 成分は他の波長も含む Fast 成分よりも激しく減少する。一方で 1 日日光に晒して劣化させた場合は TPB がベンゾフェノンに変化し、これは 300nm 成分も吸収するため Fast 成分も Slow 成分も同じように減少するので波形は変わらない。(この仮説では 2 日以上日光に晒した場合の Slow 成分の減少は説明できず、ベンゾフェノン以外の物質の生成や不純物の付着などの可能性も考えられる。)

これらの R&D は常温ガスアルゴンを用いて行ったが、液体アルゴンでは 128nm 以外の成分は非常に少なくなるため、不純物由来の光量減少は今見えている以上に顕著に現れると予想される。

3.4.5 TPB 蒸着面の可視光透過率

TPB 蒸着量と VUV 光の波長変換効率の関係性の評価は既に行なったが、検出器の光収集を最適化するためには波長変換後の可視光の透過率も考慮する必要がある。反射材に蒸着する場合の場合は TPB 量をある一定以上にすれば十分な光量が得られていたが、PMT やライトガイドの場合には後者をできるだけ減らし少ない反射回数や短い行程で検出する方が好ましいからである。例えば反射を繰り返した光は、その発光位置情報を大きく損ねてしまう。図 3.4.18 は直径 50mm、高さ 50mm の円筒内で光が乱反射を繰り返し、ある確率で上下面に透過し検出される様子を toy MC によりシミュレーションした結果である [77]。左と中央のグラフは同じ位置で同じ光量を発生させたときに上下面を透過する位置の分布を透過率 100% と 20% の場合で比較した結果である。検出面での反射により、位置分解能が悪化していることが見て取れる。また右のグラフは検出されるまでの行程を 3 通りの透過率で比較している。さらに 2 相型検出器を作る場合には、電場形成用のグリッドなどはどうしても光の通る領域に存在してしまい、光が検出されるまでの反射回数が増えるほどこの邪魔者に当たってしまう確率は指数関数的に増大する。

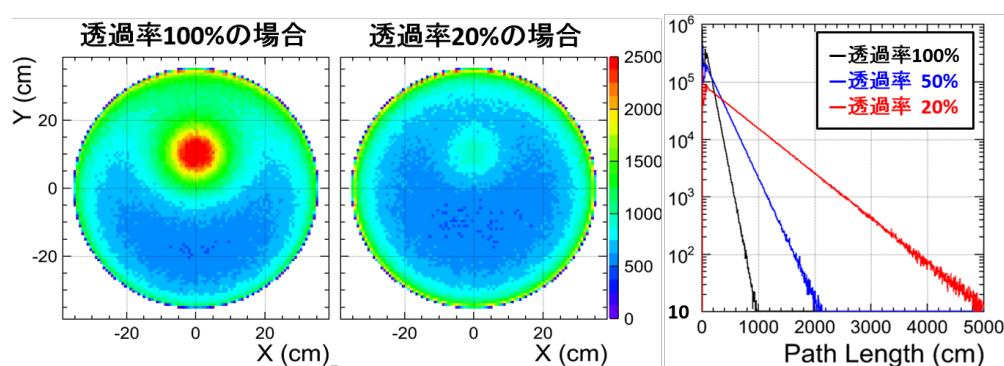


図 3.4.18 toy MC による、可視光透過率の位置分解能・検出までの行程の評価

このような動機のもと、図 3.4.18 のようなセットアップを構築し TPB の蒸着量と可視光透過率を評価した。PMT の窓面に直接 TPB を蒸着すると一つの状態を保存できないため、代わりにアクリル円板(直径 50mm, 厚さ 5mm)の片面に TPB を蒸着して PMT(H1161, TPB なし)の窓面

に装着する。実験の機動性と再現性のため、オプティカルグリス等は使用せず窓面とアクリルの間には空気層がある。光源には LED を使用し、これに Function Generator からの方形波を直接入って発光させる。簡単のために光量は十分大きくし PMT を $\text{Gain} \simeq 10^4$ 程度の低い HV(600V) で駆動することで、直流電圧信号としてオシロスコープで読みだしている。図 3.4.20 は TPB なしのアクリル板を装着して取得した 1 事象の波形で、青は Function Generator からの方形波、黄色は PMT 信号である。さらにこの LED の発光量はファイバーを通じて別の PMT でモニターしている。

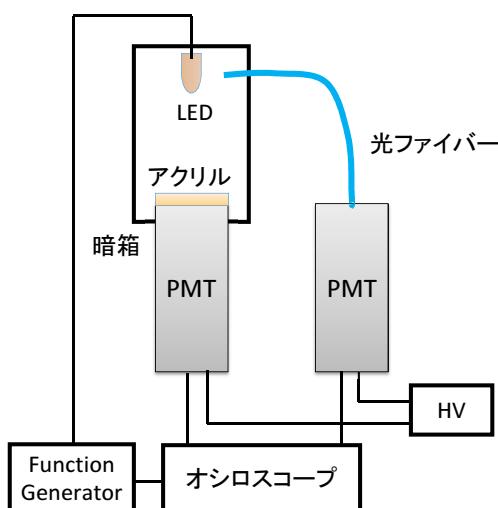


図 3.4.19 可視光透過率測定セットアップ

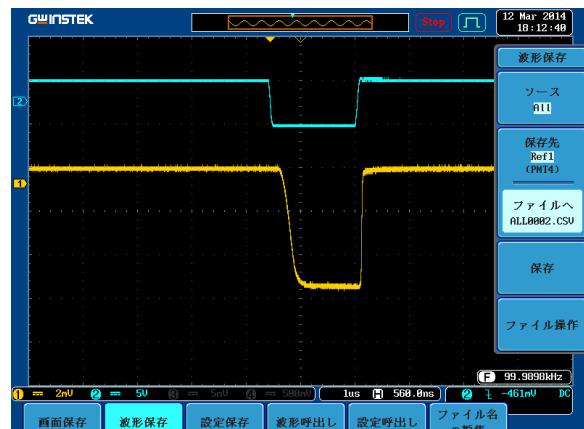


図 3.4.20 オシロ波形 (TPB なしアクリル板)

アクリル板は基本的に PMT の場合と同じルツボから 10cm の高さに配置して TPB 蒸着を行った。1 枚は蒸着量を極端に増やすためにルツボから 3cm の位置で蒸着した。また基準として TPB を蒸着していないアクリル板を用いた。図 3.4.21 は用意した蒸着アクリル板の写真、図 3.4.22 はそれにブラックライトの紫外線を当てた様子の写真、表 3.4.4 は各アクリル板の番号と使用した TPB 量の対応表である。

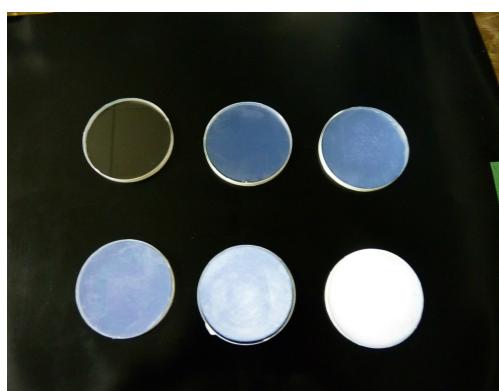


図 3.4.21 TPB を蒸着したアクリル板



図 3.4.22 アクリル板にブラックライトを当てた様子

番号	写真中の位置	使用したTPB量
TPBなし	左上	-
1	中央上	20mg
2	右上	60mg
3	左下	100mg
4	中央下	200mg
5	右下	200mg (3cm)

表3.4.4 アクリル板の番号・写真・TPB蒸着量の対応

ある一つのTPB蒸着アクリル板の透過率は、これとTPBなしアクリル板を交互に3回づつ測定し、その比(TPB有の信号量÷TPB無の信号量)の平均値を取ることで評価した。図3.4.23は各アクリル板の透過率測定結果をまとめたグラフであり、興味のある青色だけでなく比較のため緑色や赤色の測定も行った。TPBの量が増えるほど可視光透過率は悪くなり、その効果は青い光ではより波長の長い光よりもTPBが少ないうちから現れだすことがわかる。

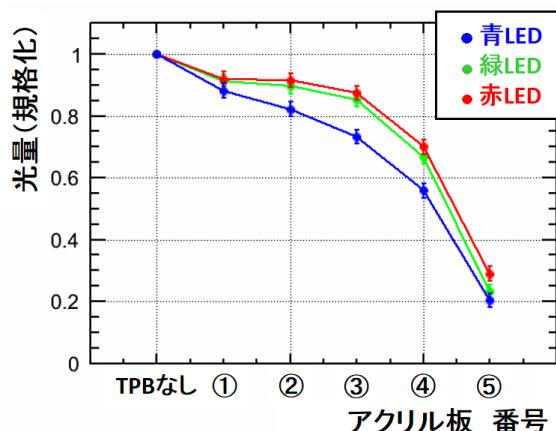


図3.4.23 可視光透過率

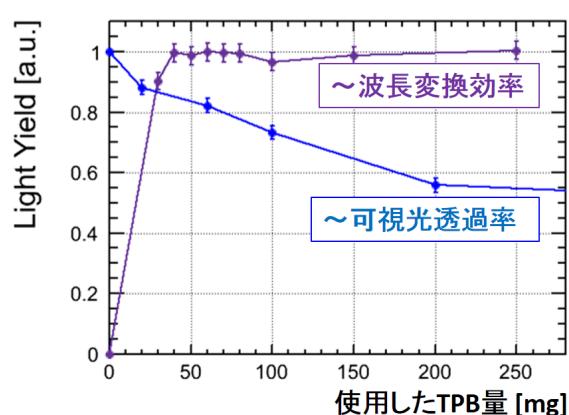


図3.4.24 波長変換効率と青色可視光透過率

反射材に蒸着して評価した波長変換効率と今回の青色LED光透過率を図3.4.24にまとめた。波長変換効率は~40mg以上でほぼフラットに落ち着き、可視光透過率はTPB量に伴い単調に増加するため、両者を最適化するには~50mgが適切なTPB使用量だと考えられる^{*13}。このときの可視光透過率は~83%となる。

*13 ちなみに2013年12月のRunV実験はこの測定以前に実施したもので、そのときのTPB使用量は100mgだった

3.5 荷電粒子によるTPB直接発光の研究

3.5.1 動機：PSD分布における中間成分

液体アルゴン1相検出器における γ 線データのPSD分布に、二項分布モデルで説明できない中間成分が現れた[60]。図3.5.1はANKOK RunV実験(2013年12月)で取得した各種 γ 線源および ^{252}Cf 線源のPSD分布である。全ての線源でピークを作っているSlow/Total ~ 0.75 付近の事象は典型的な電子反跳事象であり、中性子線源である ^{252}Cf の分布(青)に存在するSlow/Total ~ 0.2 付近の山は典型的な原子核反跳事象である。

122keVと比較的エネルギーの低い ^{57}Co 線源のデータ(赤)には、二項分布モデルでよく説明できるER事象(Slow/Total > 0.4)とわずかなNR事象¹⁴が離れて存在している。しかしおエネルギーが高い他の γ 線源データの分布はER事象からNR事象へ連続的にテールを引いており、どちらとも言い難い中間成分が存在する。特に ^{22}Na (黒)はBack to Backトリガーで取得した純度の高い511keV γ 線データであるため、NR事象を起こす他の粒子の混入によるものとは考えにくい。

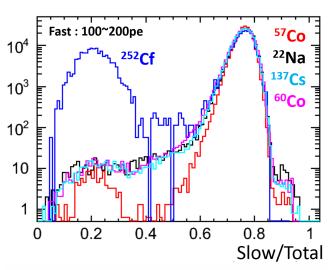


図3.5.1 各種線源データのPSD分布[60]

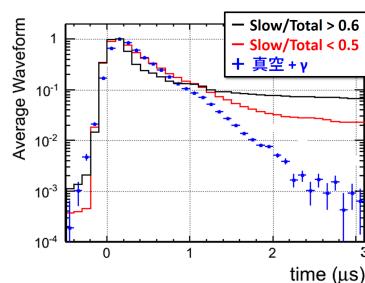


図3.5.2 ^{22}Na γ 線源データの波形比較

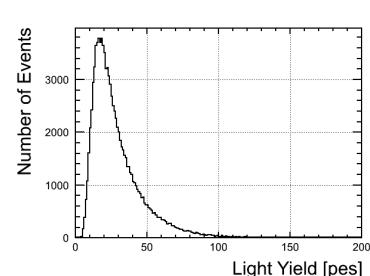


図3.5.3 真空中の ^{22}Na γ 線源データの光量分布

このような中間成分はPSDの事象分離能力を悪化させる原因となるため、アルゴン本来の性質なのか他の要因によるものなのかを理解し、後者の場合は取り除く必要がある。そのため液体実験終了後にチェンバーを真空状態にして1MBqの γ 線源を近づけデータ取得を行ったところ、表3.5.1のようにトリガーレートの上昇が確認された。

線源なし	^{57}Co	^{22}Na
1Hz	5Hz	500Hz

表3.5.1 真空状態でのトリガーレート

^{22}Na γ 線信号波形を液体アルゴンのSlow/Total > 0.6 、Slow/Total < 0.5 および真空データで

¹⁴これは線源なしのBGデータにも存在しており、環境中性子や検出器内部の放射性不純物からの α 線に由来する事象と考えられている。

比較したグラフが図3.5.2である。真空データにはSlow成分がなく、また $1\mu\text{s}$ 程度までの波形は中間成分と真空データでよく似ていることがわかる。図3.5.3はこのとき得られた信号の光量分布である。

これらを踏まえると、PSD分布の中間成分はアルゴン以外の発光が原因となっている可能性が高い。また1相型実験のDEAP/CLEANでは、TPBや部材に含まれる放射性不純物由来の α 線がTPBを直接光らせ、表面事象として問題となっている[93]。以上の状況から、TPBに α 線や β 線を照射し直接発光の性質を調べた。

3.5.2 α 線によるTPB直接発光

まずは α 線に対する応答調べた。RunV検出器をほぼそのまま用い、窓面にTPBを蒸着したPMT(R6041-506MOD)を6cm離した状態で固定し、その間に円筒上の反射材を配置した(図3.5.4)。 α 線源はガスセットアップと同様に ^{241}Am を用いているが、中心付近に吊るすことで反射材内側に α 線が当たるようにしている(図3.5.5)。

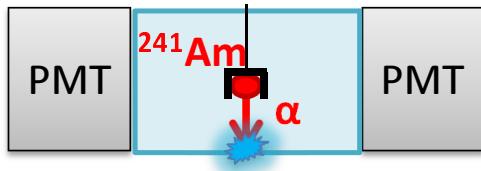


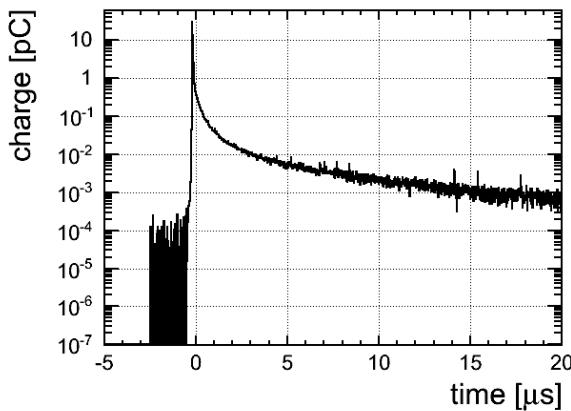
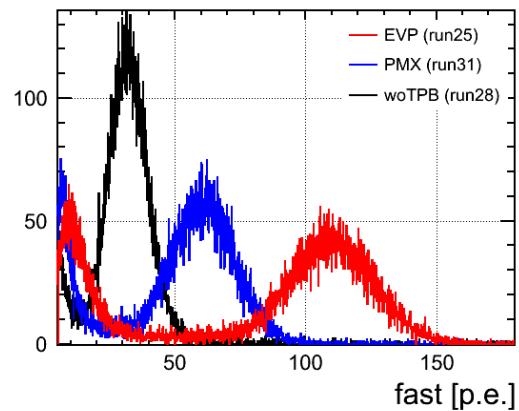
図3.5.4 α 線セットアップ



図3.5.5 α 線源の配置

反射材をTPB蒸着ESRにした場合の平均波形が図3.5.6である。比較的素早く減衰するFast成分となだらかに減衰するSlow成分が存在するが、アルゴンのように明確に2成分に分けることはできず、時定数が連続的に変化する波形をしている。また高分子マトリックス法でTPBを塗布したESRとTPBを塗布していないESRでも同様の測定を行い、そのFast光量(アルゴンの場合と同じく-20ns~+50nsの時間幅での積分光量)の分布を較した(図3.5.7)。高分子マトリックス法よりも真空蒸着でTPBを塗布した反射材の方が α 線による発光量が大きいことがわかる。また、TPBを塗布していないESRの場合も発光が見られる。

表3.5.2は各反射材の種類と線源の配置の仕方の場合のトリガーレートをまとめた表である。線源を側面に配置したときには、 α 線が反射材に当たるまで空気中を5.2cm飛ぶ必要があるが、これは典型的な飛跡長4cmよりも遠いためにエネルギーを失ってしまっていると予想される。空気中の発光は小さいため、このときのトリガーレートは1Hz未満となる。線源を宙吊りにして反射材までの距離を短くすることでこれが解決され、トリガーレートが有意に上がっている。TPBを塗布していないESRに α 線を当てた際にも宙吊り状態よりもレートが高いことから、このときに見えている信号は空気の蛍光ではなくESRの発光であると考えられる。ESRと同じくポリエス

図 3.5.6 α 線による蒸着 TPB の発光波形図 3.5.7 各反射材の α 線信号量の比較

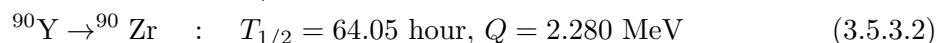
テル系樹脂の PET 樹脂が蛍光特性 (380nm, 2200photon/MeV) を持つとの報告 [94] があるため、ESR が発光してもおかしくはない。

線源位置	真空蒸着	高分子マトリックス法	TPB なし
線源なし	-	-	$\lesssim 1\text{Hz}$
宙吊り	$\sim 20\text{Hz}$	$\sim 20\text{Hz}$	$\sim 15\text{Hz}$
側面	$\lesssim 1\text{Hz}$	-	-

表 3.5.2 反射材の種類・線源位置とトリガーレートの関係

3.5.3 β 線による TPB 直接発光

次に β 線に対する応答を調べた。線源には ^{90}Sr (200kBq) を使用した。これは次のように 2 段階の β^- 崩壊をする [95]。



β 線は透過力があるため、図 3.5.8 のように反射材筒を挟むように線源とトリガーカウンターを配置し、外部トリガーでデータ取得を行った。トリガーカウンターは $1.5\text{cm} \times 1.5\text{cm} \times 0.5\text{cm}$ のプラスチックシンチレーターを直径 1.5cm のアクリル棒ライトガイドの先端にスタイキャストで接着し、このアクリル棒の反対側を直径 5cm のアクリル円盤に接着して作成した。図 3.5.9 はこのトリガーカウンターにクラックライトを当てた様子であり、先端のプラスチックシンチレーターが光りアクリル円盤側に蛍光が導かれている様子が分かる。このトリガーカウンターのアクリル円盤の底側以外を ESR 反射材で包みブラックテープで遮光し、オプティカルグリスを用いて PMT の

窓面に取り付けた。

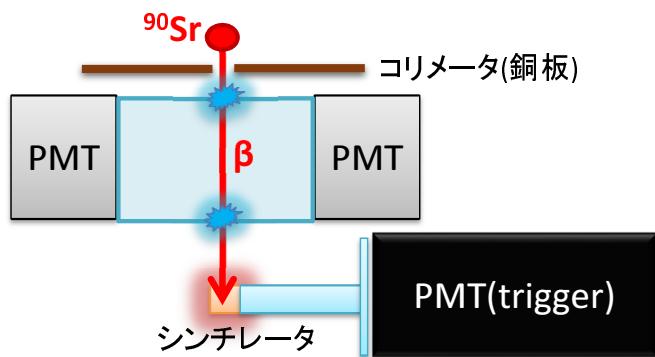


図 3.5.8 β 線セットアップ



図 3.5.9 遮光前のトリガーカウンター

図 3.5.10 は TPB を蒸着した ESR を用いて取得された、検出器側の PMT の信号波形である。線源の放射能が 200kHz と非常に高いため、単にデータを取得した場合にはトリガーカウンターを鳴らしている β 線とは別の β 線がランダムなタイミングで反射材を通過するので、これがパイルアップとして Time Window 内に入ってくることにより信号波形の S/N が悪くなる（図 3.5.10 の黒）。そこで線源と反射材の間にコリメータとして穴（～1mm）を開けた銅板を設置し、余分な β 線を遮蔽することで純粋な波形を得た（図 3.5.10 の赤）。これにより、元々はパイルアップの影響で隠れてしまっていた Slow 成分を確認することができた。

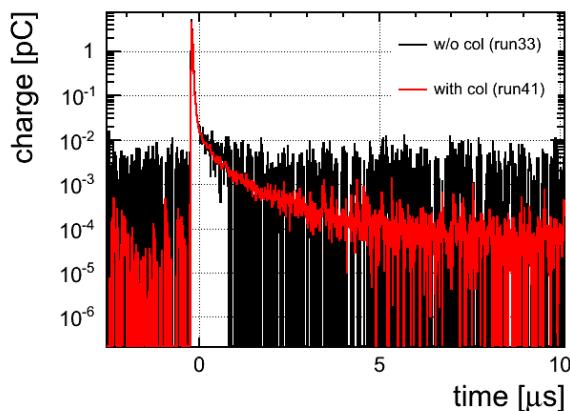
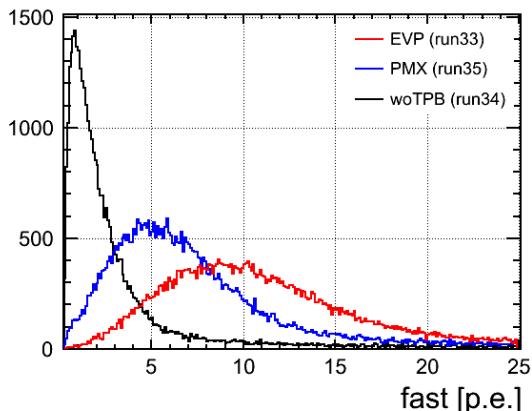
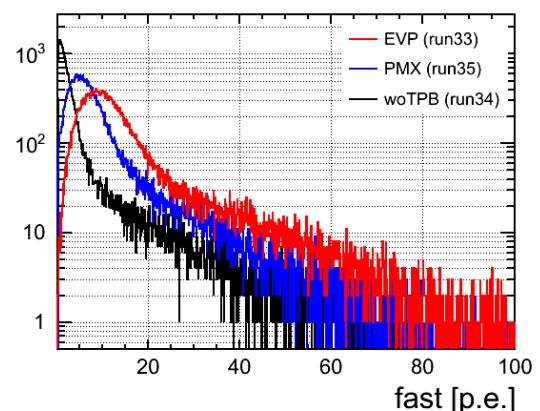


図 3.5.10 β 線波形（赤はコリメータあり、黒はコリメータなし）

また高分子マトリックス法で TPB を塗布した ESR と TPB を塗布していない ESR でも同様の測定を行い、その Fast 光量の分布を比較した（図 3.5.11、図 3.5.12）。 α 線の場合と同じく高分子マトリックス法よりも真空蒸着で TPB を塗布した反射材の方が発光量が大きく、また TPB を塗布していない ESR でも発光が見られることがわかる。

図 3.5.11 β 線光量分布 (Liner Scale)図 3.5.12 β 線光量分布 (Log Scale)

3.5.4 荷電粒子による TPB 直接発光のまとめと考察

今回の研究で所得した α 線事象、 β 線事象、および真空中の γ 線事象の波形をピークで規格化して図 3.5.13 まとめた。 α 線信号と β 線信号では波形が異なり、アルゴンの場合とは逆に^{*15}前者の方が後者よりも Slow 成分が多い。また真空中の γ 線事象の波形は β 線信号波形とよく似ている。光量は、入射粒子のエネルギーが異なるため正確な比較にはならないが、3 つの場合とも～100pe と同程度であった。

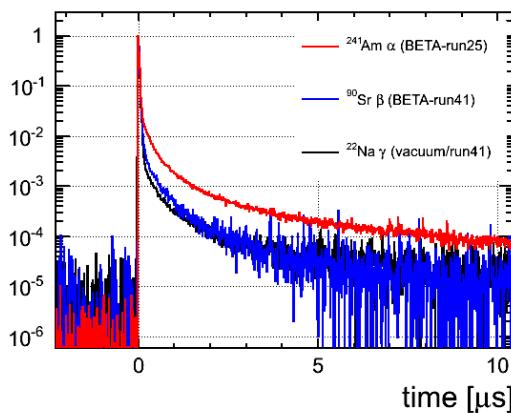


図 3.5.13 各種線源波形の比較

図 3.5.14 は、TPB の α 線信号波形 (緑) と β 線信号波形 (青) を液体アルゴンの ER 事象 (赤) と NR 事象 (黒) の波形と比較したものである。これを見ると、まず α 線による TPB 発光は LAr

^{*15} 有機液体シンチレーターとは同じ方向である。

の NR 事象とよく似た波形を作ることがわかる。 α 線は LAr でも NR 事象として振る舞うが、数 MeV の単色エネルギーなので LAr 中で発生した場合には簡単に除くことができる。しかし放射性不純物が検出器部材中に含まれる場合は中途半端にエネルギーを落とし、また蒸着作業などで TPB に放射性不純物が混じった場合には LAr 発光よりも少ない光量の信号となるため、低エネルギー事象にフェイクする可能性がある(図 3.5.15)。

次に β 線による TPB 発光に着目すると、これは LAr の NR 事象よりも Slow 成分が少なく単独では問題にならないように見える。しかし図 3.5.15 のように γ 線がアルゴンの電子を弾いて、それが TPB に打ち込まれた場合には Fast 成分だけを増加させるため、中間成分となったり NR 事象にフェイクする可能性がある。

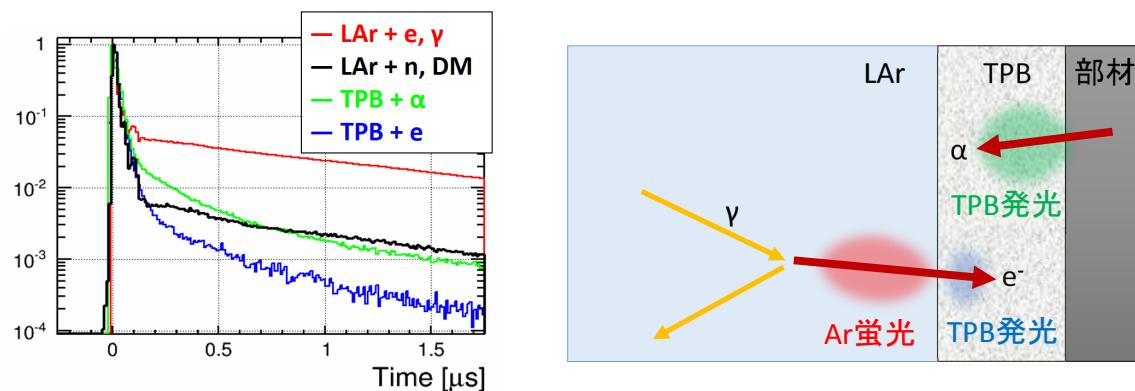


図 3.5.14 LAr と TPB の発光波形比較

図 3.5.15 TPB 直接発光によるフェイクの例

このような事象は通常の PSD や S1・S2 比による分離は難しいが、確実に TPB のある側面や PMT 面で生じるため位置分解能により除去できると期待される。第2章でも述べたように、1相型検出器の場合は位置分解能(特に表面事象)の確保が難しいが、2相型検出器の場合には S2 を用いることで高い位置分解能を実現できる。また、現行の Slow/Total ではなく Likelihood method などより高度な PSD を用いることで、Fast 成分の時定数が長い、Slow 成分の時定数が連続的に変化するといった特徴をタグできる可能性もある。

検出器設計の面からは、反射材に蒸着する TPB の量はある程度広い範囲で調整可能である(図 3.4.24)ため、例えば直接発光の量を減らすために TPB 量を極力少なくしたり、逆に積極的に TPB を増やし発光量を大きくすることで解析的に除きやすくなるなどといった最適化も考えられる。

第 4 章

液体アルゴン用高 QE PMT の導入と性能評価

4.1 PMT の特性と液体アルゴンで用いるため要請

4.1.1 PMT の動作原理と種々のパラメタ [96]

光電子増倍管 (Photomultiplier Tube; PMT) は 1936 年に Zworykin によって発明された光検出器で、1 個の光子を検出できる感度とゲインがある。PMT では以下のような過程で光子を電気信号に変え増幅している。

1. 光子が窓材を通過し、光電面に到達する。
2. 光電面に入射した光子が金属内の電子を励起し、光電子 (photoelectron) として放出する。
3. 光電子が集束電極による電場で加速・収束され、第一ダイノードに到達する。
4. ダイノードに到達した電子が多数の二次電子を放出し、これが次のダイノードへ向かって加速されるという過程を繰り返し、電子が增幅される。
5. 最終段のダイノードで放出された電子達がアノードから取り出され、電気信号として読みだされる。

PMT に入射された光子が光電子を放出する確率を量子効率 (Quantum Efficiency; QE) と呼ぶ。即ち、入射光子数を N_γ 、放出される光電子数を N_{pe} とすると、

$$QE = \frac{N_{pe}}{N_\gamma} \quad (4.1.1.1)$$

である。PMT の QE は、光子の窓材透過率 T と光電面感度 (photocathode sensitivity) η の積で与えられる。また PMT 窓材の透過率は、図 4.1.2 に示すように入射光子の波長および窓材の物質によって決まる。さらに垂直入射以外の場合には、反射による寄与が入射角度と屈折率に依存する。

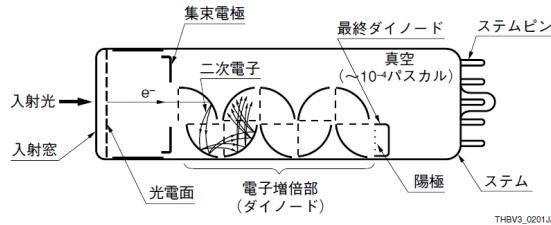


図 4.1.1 PMT の構造図 [96]

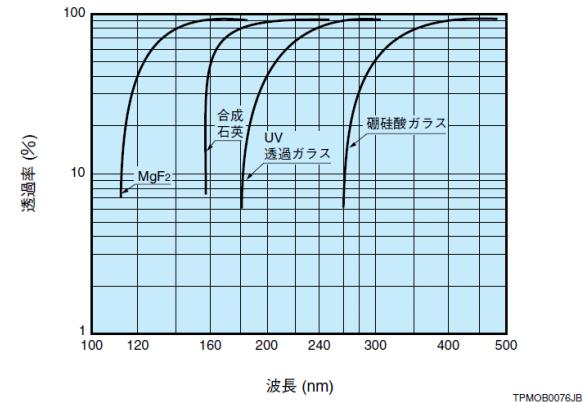


図 4.1.2 PMT の窓材の透過率 [96]

光電面感度 η は次式で与えられる。

$$\eta = (1 - R) \cdot \frac{P_\nu}{k} \cdot \frac{1}{1 + 1/kL} \cdot P_s \quad (4.1.1.2)$$

ここで R は光の反射率、 k は光子の全吸収率、 P_ν は吸収された光子による電子の励起率、 L は励起電子の平均自由行程、 P_s は表面に達した電子が真空中に取り出される確率である。 η も光電面の物質および入射光子の波長によって決まる。

第2章でも述べたように、波長 128 nm アルゴン蛍光は MgF₂ 窓の PMT でなければ検出できない（図 4.1.2）。しかし 2015 年 2 月現在、液体アルゴン温度-186 °C で使用できる MgF₂ 窓の PMT は存在しないため、TPB を用いて波長を変換することにより検出している。

光電面から放出された光電子 1 個が g 個に增幅されてアノードから取り出されるとき、この g をゲイン（增幅率）という。ダイノード数を n 段、PMT へ供給される印加電圧を V 、ダイノード間電圧を V_d とする。簡単のために等分割デバイダ ($V_d = V/(n+1)$) の場合を考えると、各ダイノードで 1 個の電子が入射した際に放出される（二次電子電子）の数 δ は

$$\delta = aV_d^k = a \left(\frac{V}{n+1} \right)^k \quad (4.1.1.3)$$

と表わされる。ここで a, k は PMT の構造や材質で決まる定数で、 k は 0.7 ~ 0.8 の値をとる。PMT のゲインは各段での增幅率の積なので、

$$g = \delta^n = \left(\frac{a}{(n+1)^k} \right)^n V^{kn} = AV^{kn} \quad (4.1.1.4)$$

となる。V の範囲が狭い場合、実用上指数関数で $g \simeq Be^{CV}$ (B, C は定数) と近似されることも多い。

PMT の窓面に N_γ 個の光子が入射したときに信号として読みだされる電荷量 Q は次のように表される。

$$Q = N_\gamma \times QE \times e \times g \quad (4.1.1.5)$$

4.1.2 液体アルゴン用 PMT

R11065

液体アルゴンによる暗黒物質探索用に開発された、低BG、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160~700nmで、図4.1.4のようなQE分布を持つ。420nmの光に対するQEはスペック値としては25%だが、近年生産されているものの多くは33~37%程度はある。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1700Vであり、Gainは 10^6 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。



図4.1.3 R11065 の外観写真

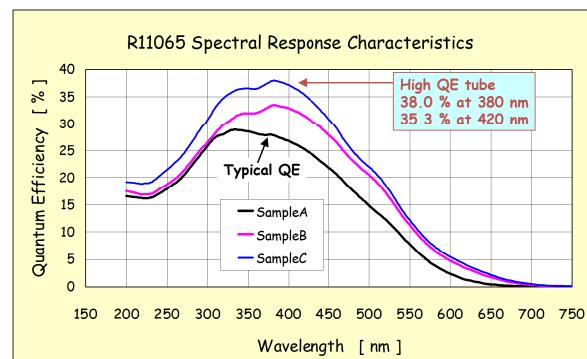


図4.1.4 R11065 の QE[97]

ANKOK実験では図4.1.5のようなデバイダー回路を用い、陽電圧印可で使用している。このデバイダー回路の設計製作については川村修論[69]の付録を参照。

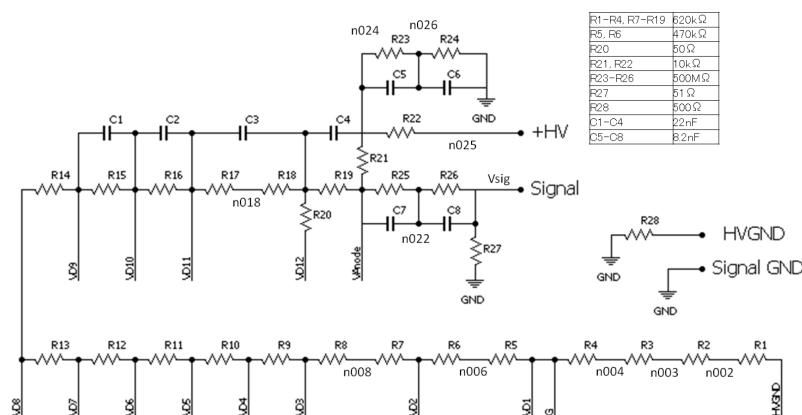


図4.1.5 R11065 のデバイダー回路図

このPMTには、光信号から数μs遅れてイオンフィードバック由来のAfter Pulseが存在する。

図4.1.6はR11065と同型で液体キセノン用のR11410というPMTの信号波形であり、数%のAfter Pulseが確認できる。このようなAfter Pulseがあると、ひとつの入射光子に対し2個以上の光電子信号が観測される場合もあり、検出器の光検出効率が実際よりも大きく見積もられてしまう。またアルゴン蛍光を検出する際には、Fast成分の光から生まれるAfter PulseがSlow領域に表れるため、PSDの分離能力を悪化させてしまう恐れがある。

ハイパーカミオカンデ実験のグループによるとBox&Line型のダイノードは構造的にイオンフィードバックに弱く、ダイノード形状を工夫することによる改善が進められている[99]。

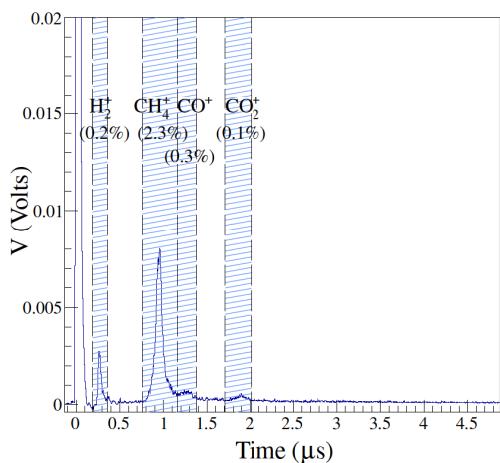


図4.1.6 R11410-10 の After Pulse[98]

R6041-506MPD

MEG実験(LXe)用に開発されたR6041-06をLAr温度で使用可能に改良した合成石英窓の2インチPMTで、有感波長帯は160~650nmで420nmに対するQEは25%である。ダイノードは12段メタルチャンネル型であるため小型・低電圧で高Gainが得られる(900Vで $\sim 10^6$)反面、Gainのばらつきが大きくなる。ANKOKでは、2013年度までの実験で主に使用してきた。



図4.1.7 R6041-506MOD の外観写真

4.2 電子増幅のモンテカルロシミュレーション

4.2.1 電子増幅のモデル

PSDにより事象判別を行う液体アルゴン検出器においては、光子1個1個を正確に数え上げる能力が必要となる。PMTの信号はアナログ電流であり、光子1個に対する出力は確率的に揺らぎだ値として得られる。そのためPMTのGainとその分散を正確に把握することは検出器の分離能力を評価するうえで非常に重要であり、またその理解は検出器および解析手法のさらなる改善に繋がると期待できる。ここでは電子増幅に対し非常に簡単なモデルを立ててモンテカルロシミュレーションを行い、Gainとその分散を理解することを試みる(図4.2.1)。

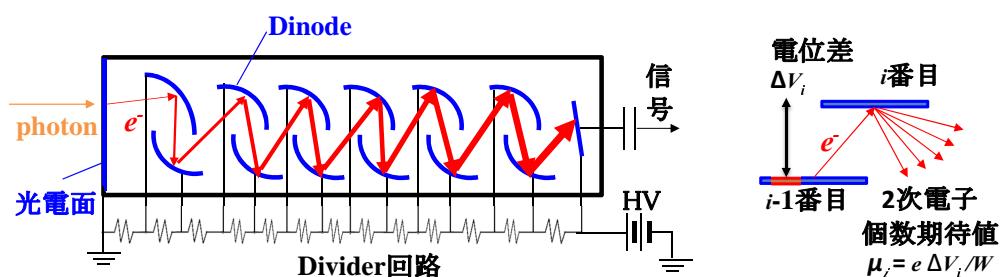


図4.2.1 PMTの電子増幅モデル

ダイノード間を電子が移動する間に得る運動エネルギーは、周りの他の電子による電場は無視して、そのダイノード間の電位差と素電荷の積で与えられるとする。ダイノード間の電位差は、実際のデバイダ回路および印可電圧から計算する。こうして得られた運動エネルギーは、次のダイノードとの衝突の際に全て2次電子生成のために消費され、2次電子たちはダイノード表面から放出される時点では運動エネルギーを持たないとする。ここで1個の入射電子により放出される2次電子数 δ は、期待値 $\mu_i = e\Delta V_i/W$ のPoisson分布に従い確率論的に決まるとして、乱数により計算する。これをそのダイノードに入射する電子の数だけ独立に行う。ただし計算時間の節約のため、入射電子数が100以上のときには期待値 μ_i 、分散 $\sqrt{\mu}$ のGauss分布から乱数で総放出電子数を決める。ここに表れる“仕事関数 W ”は、このモデルにおいて手で入れる唯一のパラメタである。以上の過程を全ダイノードの分だけ繰り返すことにより、1peに対し検出される総電子数、すなわちGainが求められる。

例として、 $HV = 1700V$, $W = 37.2eV$ としたときの各段電位差および2次電子放出数を図4.2.2、図4.2.3に示す。また、このとき得られるGainの分布は図4.2.4青線のようになり、平均値は 4×10^6 、分散は0.34peという結果が得られる。ダイノード初段での増幅率がおおよそ10倍なので、この統計的なばらつき($10/\sqrt{10} \simeq 0.32$)が最終的なGainの分散を決めていると解釈できる。

この分布をGaussianでFitした結果が赤線であり、Mean値は近いが形状が異なることが分

かる。

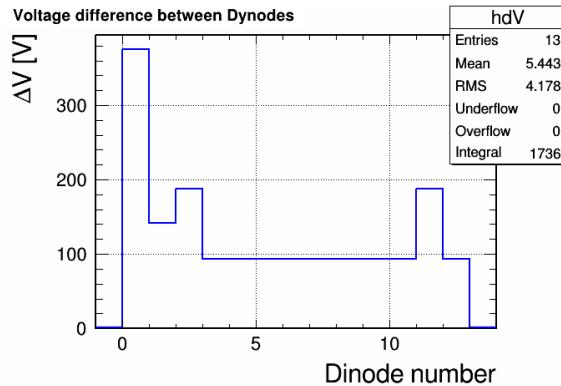


図 4.2.2 各段電位差

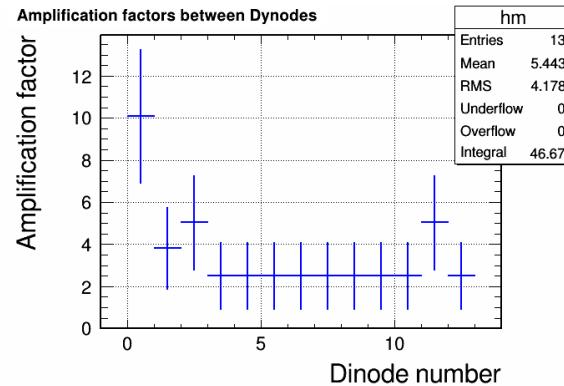


図 4.2.3 各段での増幅率期待値

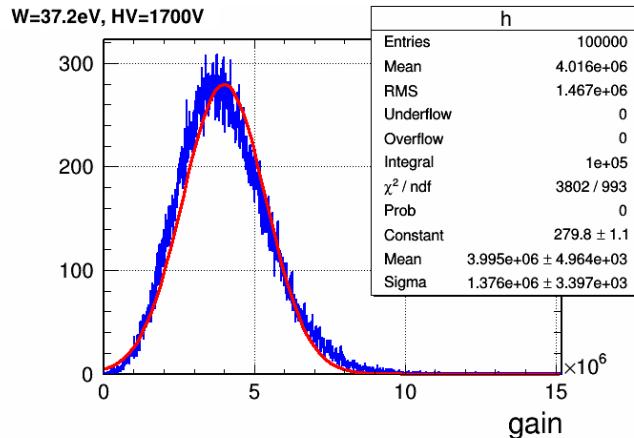


図 4.2.4 toy MC による 1pe 信号電荷分布(青)とその Gauss fit 結果

4.2.2 増幅率の電圧および仕事関数依存性

$W = 37.2\text{eV}$ を固定し、HV を変化させ Gain の平均値を見ると、図 4.2.5 のようになる。HV の上昇とともに無いなって Gain の平均値は指数関数的に増大するが、分散は緩やかに線形的に減少する。

黒は算術平均、赤は Gauss fit 結果の mean である。両者の違いは 1% 以下であり、さらに他の要因(例えば、ダイノードごとやダイオード内部での仕事関数のばらつきなど)もあると思うとよりランダム的な分散が強くなるため、Gauss Fit でもある程度代用可能であることがわかる。

次に HV を 1700V に固定し、 W 値を変化させて Gain およびその分散の振舞を調べた。その結果が図 4.2.7 および図 4.2.8 である。仕事関数の値が変わると Gain の平均値は指数関数的に変化し、分散は線形で変化する。これらの挙動は、Gain の分散が初段の増幅率によって決まっている

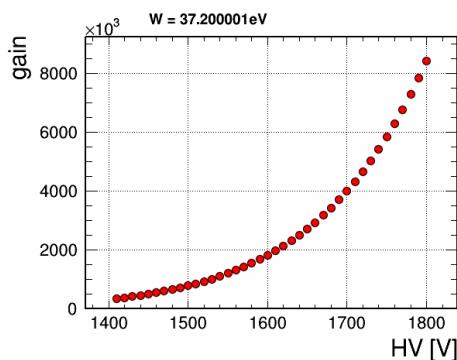


図 4.2.5 HV と Gain の平均値の関係

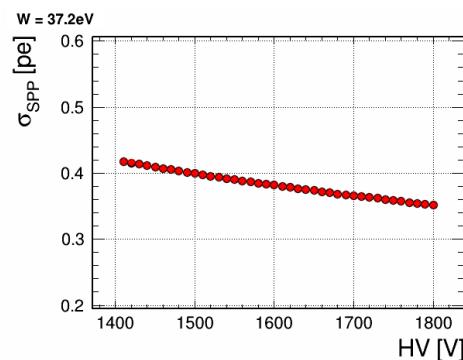


図 4.2.6 HV と Gain の分散の関係

という考察と合致している。

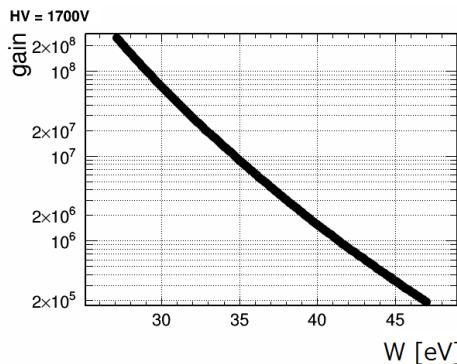


図 4.2.7 仕事関数と Gain の平均値の関係

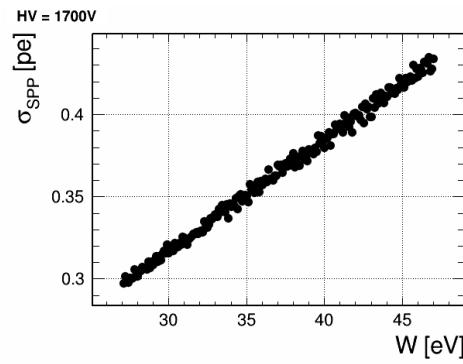


図 4.2.8 仕事関数と Gain の分散の関係

実際は二次電子放出比は電位差に対して線形ではなく、図 4.2.9 のように電位差が大きくなると增幅率の増加は衰えていくためより複雑である。

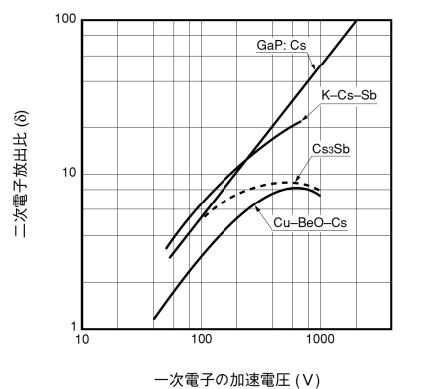


図 4.2.9 ダイノード間電位差と二次電子放出比の関係 [96]

4.3 R11065 の常温および低温基礎試験

4.3.1 PMT の Gain の測定

まず、常温における Gain 測定を図 4.3.1 で行った。Function Generator および LED Driver により 10ns 程度の非常に幅の狭い電圧パルスを発生させ、暗箱内で LED を発光させて PMT でこれを検出する。PMT の信号は LED の発光タイミングに同期したゲートの間の積分電荷を ADC により取得する (図 4.3.2)。LED の光量十分小さく、10 イベント中 1 回程度の割合で信号パルスが現れるようとする。

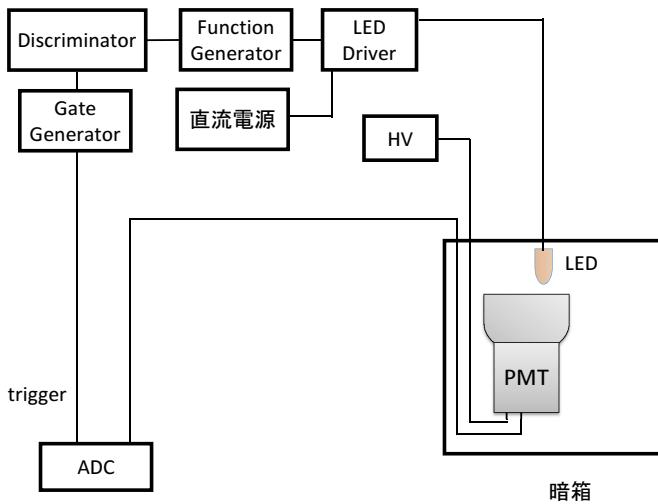


図 4.3.2 Gain 測定の際の SPP とゲート

図 4.3.1 Gain 測定セットアップの概略図

こうして得られる電荷信号量の分布が図 4.3.3 の青いヒストグラムであり、PMT の HV ごとに分かれている。この分布から、以下のように Gain を算出する。まず入射光量が非常に小さいため、光電面から叩き出される光電子の数はポアソン分布に従うと仮定する。また 1 個の電子の増幅率は、簡単のためガウス分布であると近似する。以上の仮定より信号電荷 q の分布関数 $f(q)$ を次式で定め、ヒストグラムを Fit する。

$$f(q) = \sum_{n=0}^3 P_\mu(n) \times G(neg + q_{ped}, \sigma_n; q) \quad (4.3.1.1)$$

$$= \sum_{n=0}^3 \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_n^2}} e^{-(q-neg-q_{ped})^2/2\sigma_n^2} \quad (4.3.1.2)$$

$P_\mu(n)$ は期待値 μ のポアソン分布で n 光電子の事象が起きる確率、 $G(neg + q_{ped}, \sigma_n; q)$ は中心値 $neg + q_{ped}$ 、分散 σ_n のガウス分布で電荷量 q の事象が起きる確率である。ここで q_{ped} は Pedestal(すなわちゼロ光電子事象) のときの電荷量を表し、 e は素電荷で g は Gain なので、 neg

は最初 n 個の光電子が増幅されて最終的に読みだされる電荷量となる。また分散は

$$\sigma_n^2 = \sigma_{\text{ped}}^2 + n \cdot \sigma_{\text{SPP}}^2 \quad (4.3.1.3)$$

で定義され、Pedestal の分散 (エレキノイズなどに由来) σ_{ped} と各光電子の増幅率の分散 σ_{SPP} の独立な統計和としている。

この関数の独立なパラメータは $q_{\text{ped}}, \sigma_{\text{ped}}, \mu, g, \sigma_{\text{SPP}}$ であり、Fit 結果は図 4.3.3 の赤い線である。データを良く再現できていることがわかる。Gain の測定値に対する誤差としては、測定の再現性 (1%) と Fit の誤差の独立和を付けて評価する。

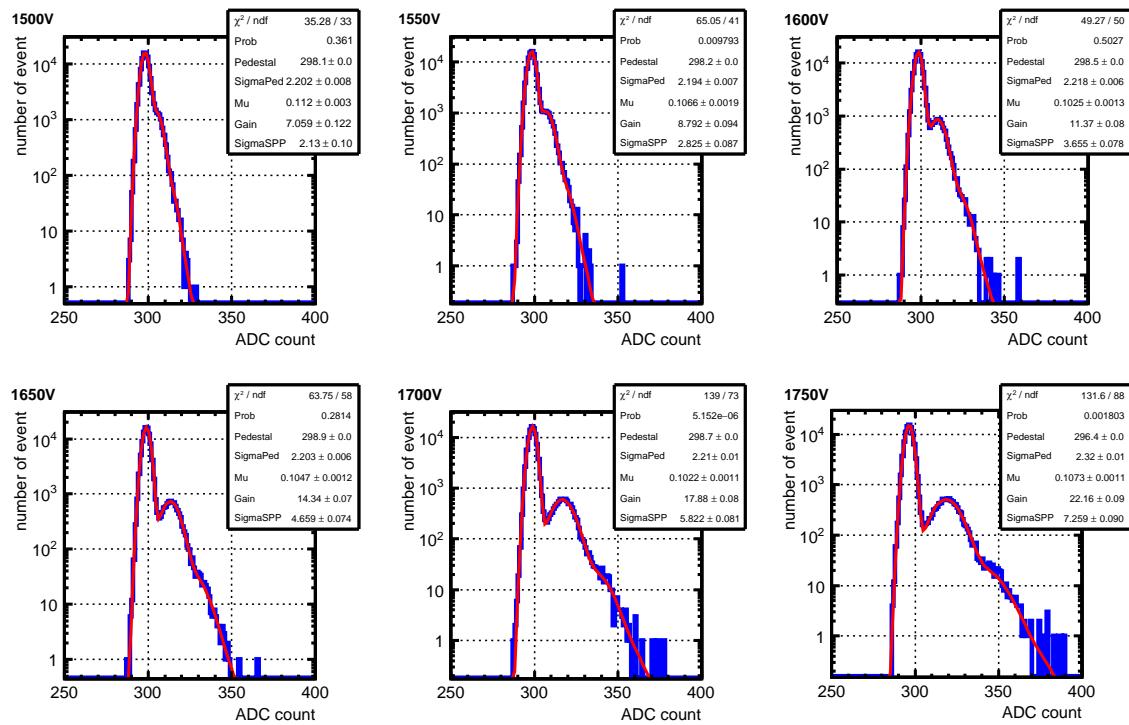


図 4.3.3 ADC 分布 (アンプなし)

これより低い HV における Gain の測定はこのままでは困難である^{*1}。そこで浜松ホトニクス社のアンプ (C5499, 増幅率約 63 倍) を用いて信号を取得した。その結果が図 4.3.4 である。高い HV では Pedestal 事象と 1pe 事象の間に中間成分のようなものが表れているが、全体としては概ね良く再現できている。

^{*1} なぜその様な HV での Gain が必要かというと、検出器内部に含まれる Rn・Th 系列放射線不純物量の測定において数 MeV の大きなエネルギー事象を観測するためである。詳細は横山卒論を参照

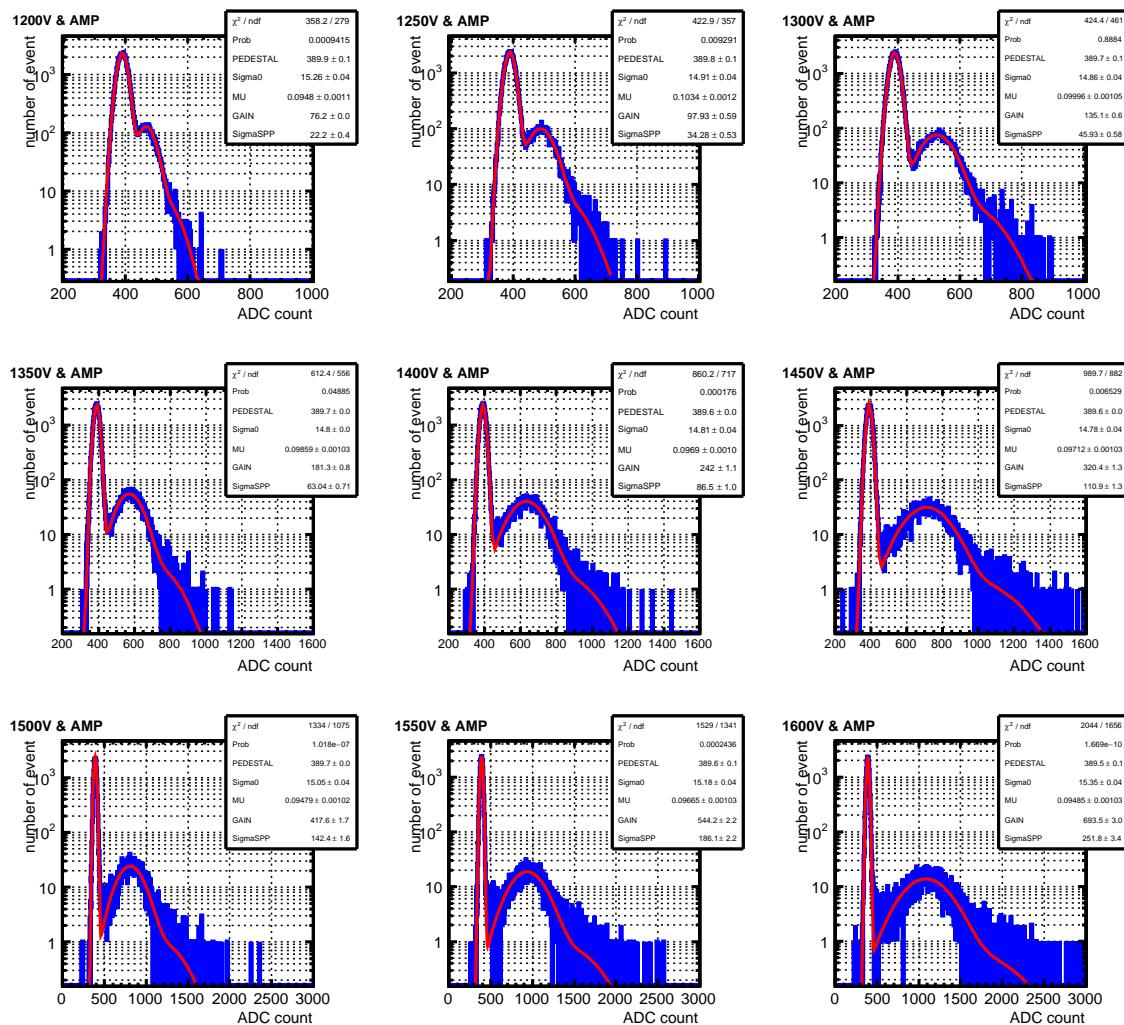


図 4.3.4 ADC 分布(アンプあり)

アンプの増幅率は、同じ HV におけるアンプ有/無の Gain の比(図 4.3.5)によって較正した。その結果 61.8 ± 0.4 倍という値が得られたため、アンプを用いて測定した Gain は 61.8 で割り 0.6% 分を誤差に追加して評価することにした。(アンプの増幅率は 61.5~64 倍くらいの範囲で変動することが分かっているため、今回に限らず測定ごとに較正している。)

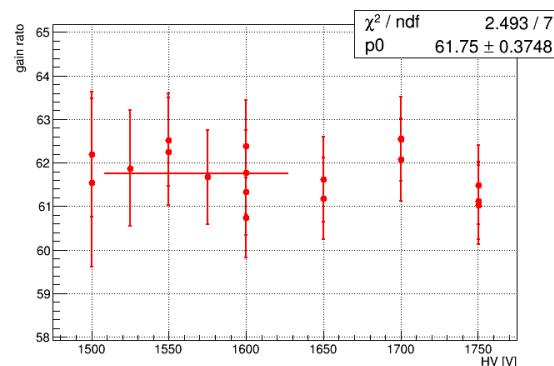


図 4.3.5 アンプの増幅率

以上で得られた各 HV における Gain およびその分散(光電子数単位)をグラフにしたもののが図 4.3.2 と図 4.3.7 である。それぞれ赤はアンプ無、青はアンプ有の結果を表している。Gain に対する Fit 関数は次節で考察する。また Gain の分散は HV にあまり依らず ~ 0.34 pe という結果が得られた。これは toy MC の結果と近い値であり、Gain の分散はダイノードで放出される電子数の統計的ゆらぎで概ね説明されることがわかる。

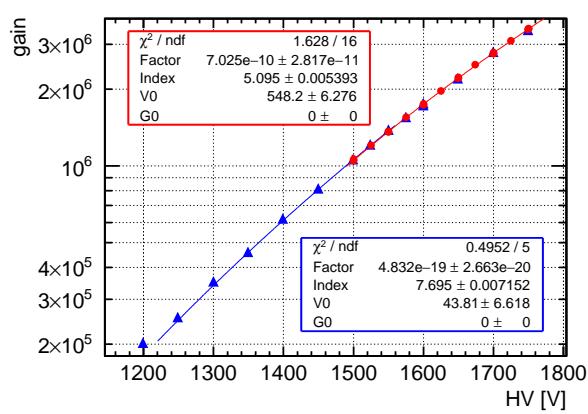


図 4.3.6 Gain 曲線

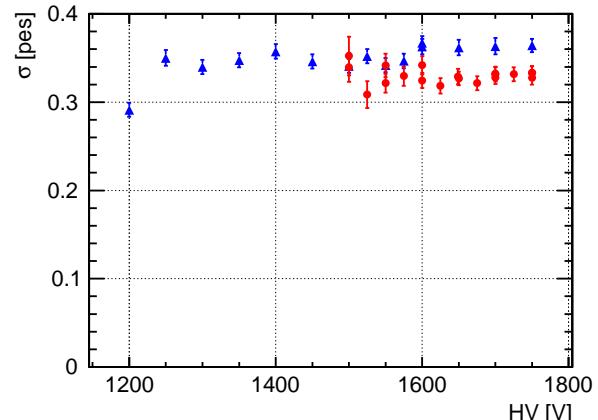


図 4.3.7 Gain の分散

4.3.2 Gain 曲線の最適化

任意の HV に対する Gain の値を求めるため、また望みの Gain になるような HV の設定値を決めるため、適当な関数で Fit することにより Gain 曲線を作る。以下、アンプ無のデータに対する最適な関数形を求め、それをアンプ有のデータにも適用し評価する。

まずは指数関数

$$g(V) = \exp(C + S \times V) \quad (4.3.2.1)$$

による Fit を試みる。その結果が図 4.3.8 であり、あまり良い関数形ではないことが見て取れる。

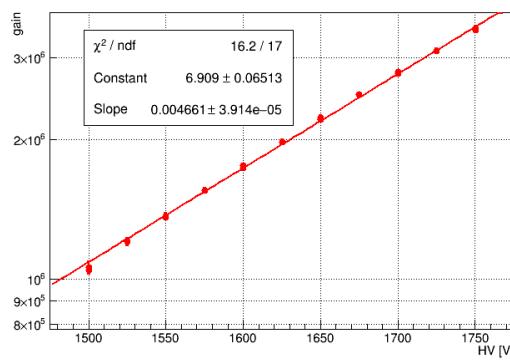


図 4.3.8 式 (4.3.2.1) による Fit

次に、式 (4.1.1.4) を一般化した幕型関数

$$g(V) = F \times (V - V_0)^I + g_0 \quad (4.3.2.2)$$

を用いる。パラメタは Factor F , Index I だけでなく、自由度を増やし電圧と Gain のオフセット V_0, g_0 を加えた。この式 (4.3.2.2) でデータを Fit した結果が図 4.3.9、その Fit 関数による計算値 (“expected”) と実際の測定値 (“measured”) の差を取り、計算値で割ることで両者を比較した結果が図 4.3.9 である。誤差は測定値のみに付けており、計算値は Fit 結果そのものを誤差なしで使っている。先ほどの指数関数よりも良い関数形であり、すべての点で実測値を $\pm 1\%$ 以内で再現できていることがわかる。

しかしこの Fit 結果では、 g_0 の誤差が非常に大きくなる。そこでオフセット V_0, g_0 の片方もしくは両方を固定した関数で Fit し結果をする。

$$g(V) = F \times (V - V_0)^I \quad (4.3.2.3)$$

$$g(V) = F \times V^I + g_0 \quad (4.3.2.4)$$

$$g(V) = F \times V^I \quad (4.3.2.5)$$

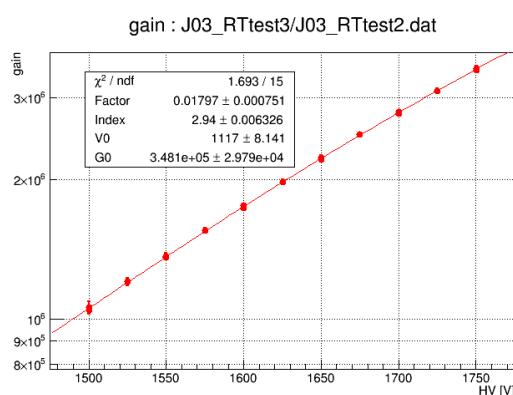


図 4.3.9 式 (4.3.2.2) による Fit

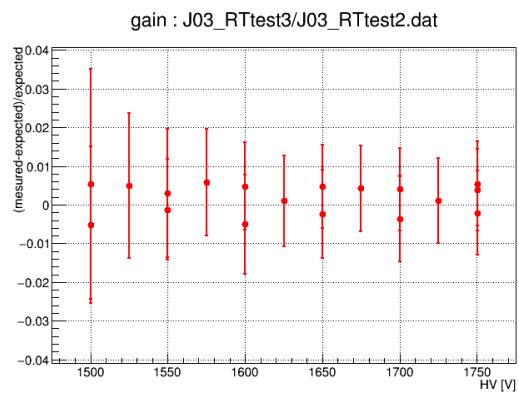


図 4.3.10 式 (4.3.2.2) による Fit 結果と測定値の比較

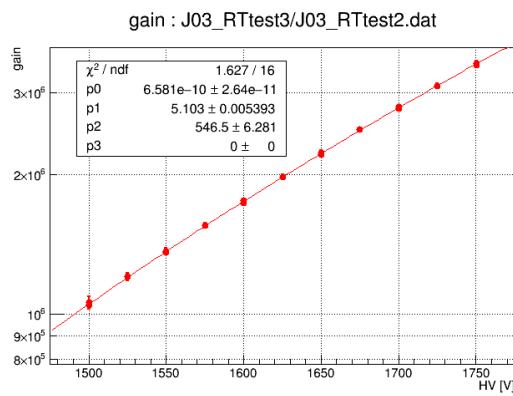


図 4.3.11 式 (4.3.2.3) による Fit

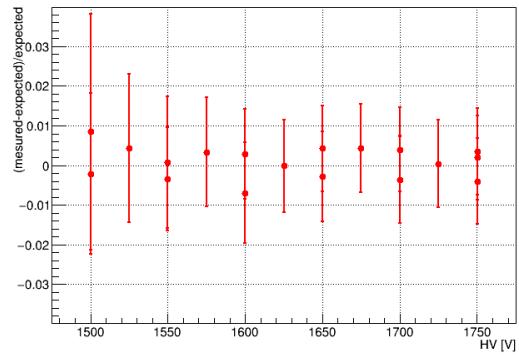


図 4.3.12 式 (4.3.2.3) による Fit 結果と測定値の比較

Fit 結果及び Fit 関数による計算値と実測値の比較が図 4.3.11~4.3.16 である。どの場合でも $\pm 2\%$ 以内で実測値を再現している。

この 4 通りの Fit 結果について、パラメタの誤差を比較した結果を表 4.3.1 にまとめた。 g_0 は Fit 結果の 10 倍程度の誤差があり、0 に固定すべきだと思われる。その上で V_0 がある場合と 0 に固定した場合を比較すると、後者は前者と比べ Factor の誤差は 10 倍、Index の誤差は 100 倍に増加するため、これは残すべきパラメタだと思われる。

以上の考察により、Gain 曲線の関数形としては式 (4.3.2.3) が最も適切であると判断する。先ほどの図ではアンプ有/無それぞれの実測値をこの関数で Fit している。図 4.3.17 はアンプ有の実測値 Fit 結果を比較したグラフであるが、1250~1550V の範囲において良くデータを再現していることが分かる。

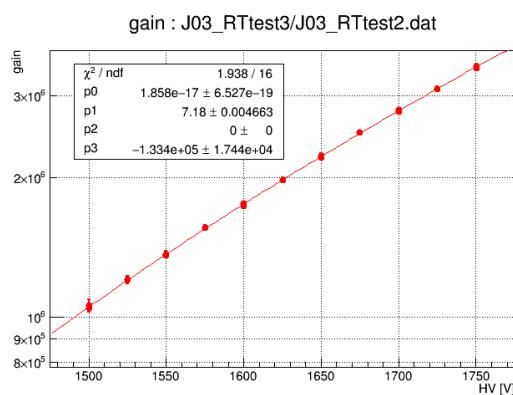


図 4.3.13 式(4.3.2.4)による Fit

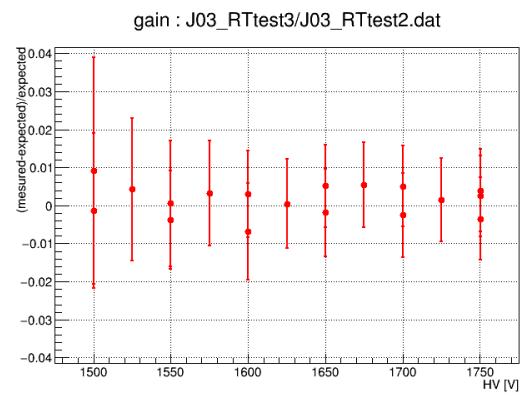


図 4.3.14 式(4.3.2.4)による Fit結果と測定値の比較

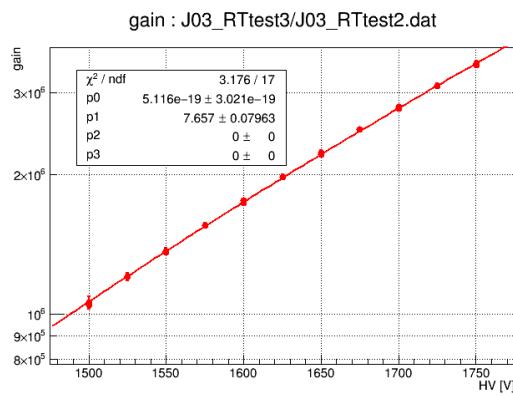


図 4.3.15 式(4.3.2.5)による Fit

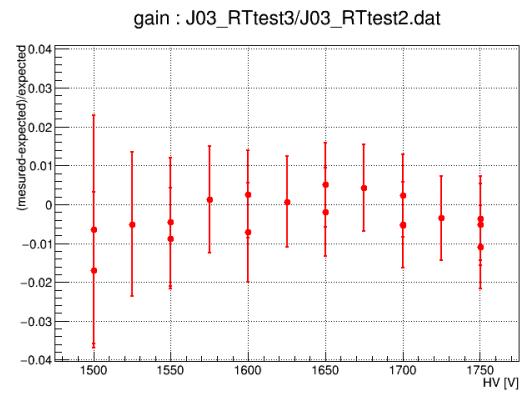


図 4.3.16 式(4.3.2.5)による Fit結果と測定値の比較

	Factor	Index	V_0	g_0
固定せず	0.42%	0.22%	0.73%	856%
$g_0 = 0$	4.0%	0.11%	1.1%	-
$V_0 = 0$	3.5%	0.065%	-	1307%
$g_0 = 0 \& V_0 = 0$	59%	10%	-	-

表 4.3.1 Fit 結果に対する誤差の割合

4.3.3 信号波形の評価

常温で 1700V の HV を印可したときの LED 信号平均波形 (波高を 1 に規格化した) を図 4.3.18 に示す。光信号の後数 μs に渡り After Pluse が発生していることがわかる。また、これを前から積分していった波形が図 4.3.19 である。これを見ると、After Pluse の電荷量は光信号の約 6% 程

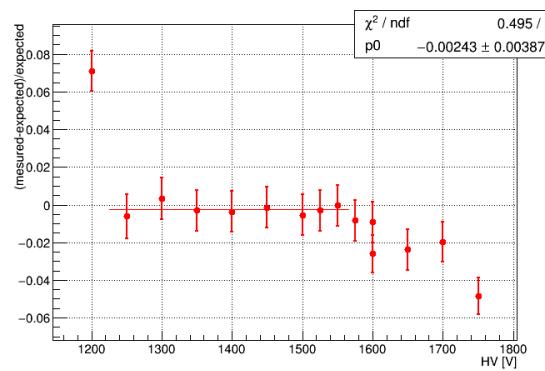


図 4.3.17 Gain 曲線と実測値の比較(アンプあり)

度付随している。

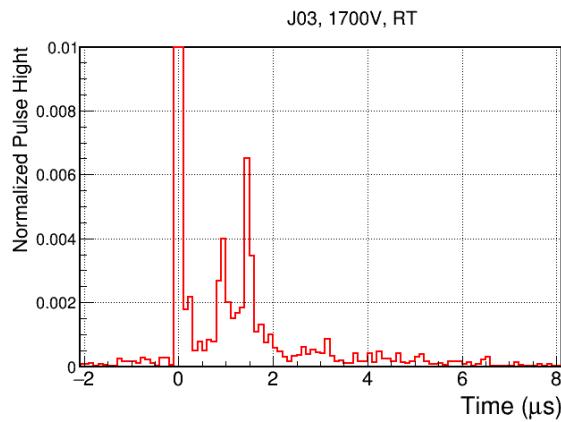


図 4.3.18 平均波形

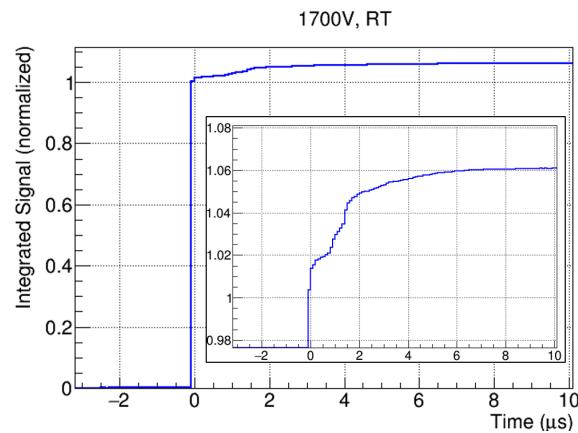


図 4.3.19 積分波形

4.3.4 低温試験セットアップ

実際の実験環境は常温ではなく液体アルゴン温度-186 °Cなので、そのような低温状態での動作確認および性能評価が必要となる。図 4.3.20 は低温試験セットアップの概略図、図 4.3.21 はその写真である。PMT は結露防止のために窒素ガスが封入された 10L チェンバー内に配置されている。この 10L チェンバーは骨組に固定して吊るされており、液体窒素を貯めたオープンバスに浸すことで温度を下げる。温度の調節は、リフターによるオープンバスの上下位置調節でおこなう。

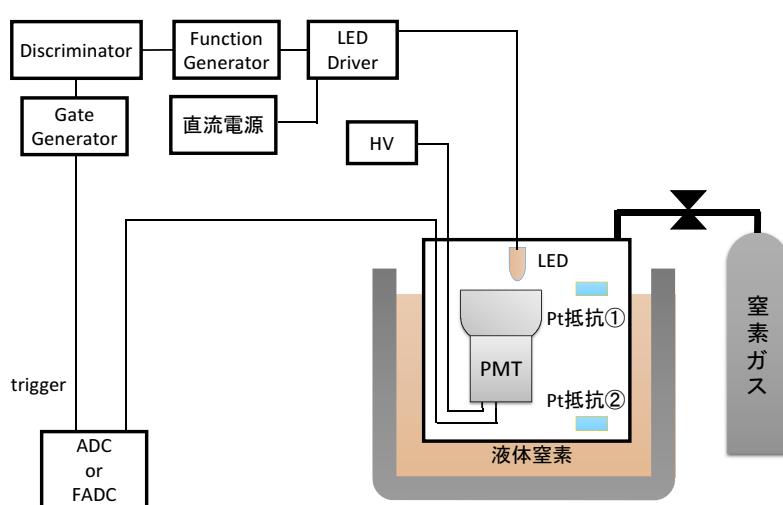


図 4.3.20 低温試験セットアップの概略図



図 4.3.21 低温試験セットアップの写真

チェンバー内の温度は 2 つの白金温度計でモニターした。一つは PMT の光電面付近に、もう一つはチェンバーの底付近に配置してある。図 4.3.22 は実際の低温試験時の温度ヒストリーである。まず常温から液体窒素温度まで 15 分ほどかけて冷やし、安定したところで種々データ取得を行う。一連の測定が終わったら徐々に温度を上げ、-180 °C, -120 °C, -60 °C, 0 °C, 常温の各点で荒い測定を行う。

4.3.5 Gain の温度依存性

-194 °Cにおいて測定された Gain とその分散の結果が図 4.3.23 と図 4.3.24 である。赤い丸はアンプ無、青い三角形はアンプ有を表し、比較のために常温での結果を灰色の丸と三角形で表した。常温よりも低温の方が高い Gain を持つており、およそ HV を 20V 分だけ平行移動した値になっている。また分散には変化は見られない。

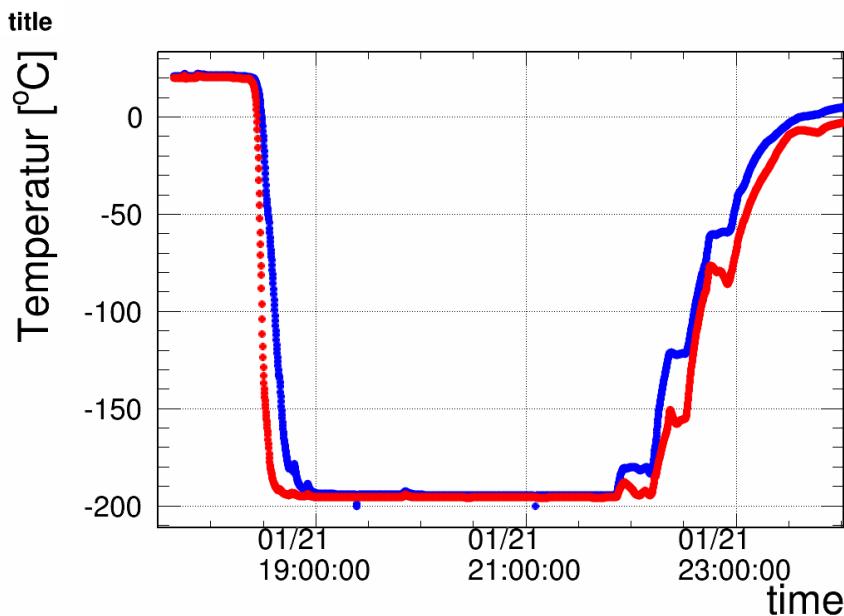


図 4.3.22 低温試験時の温度モニター

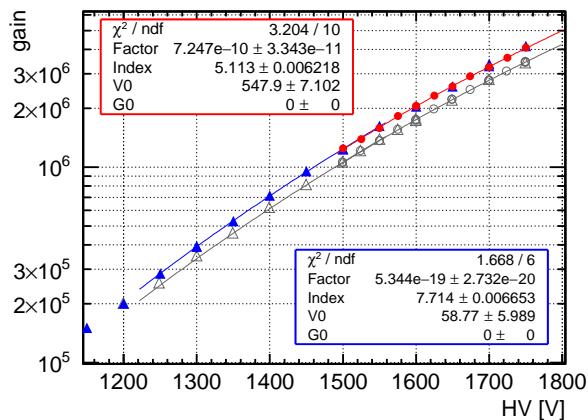


図 4.3.23 常温および低温でのGain曲線

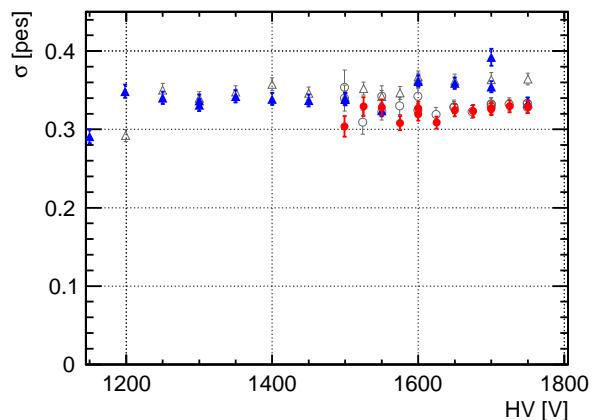


図 4.3.24 常温および低温でのGain分散

低温試験前後の常温 Gain を比較した結果が図 4.3.25 であり、変化は見られない。

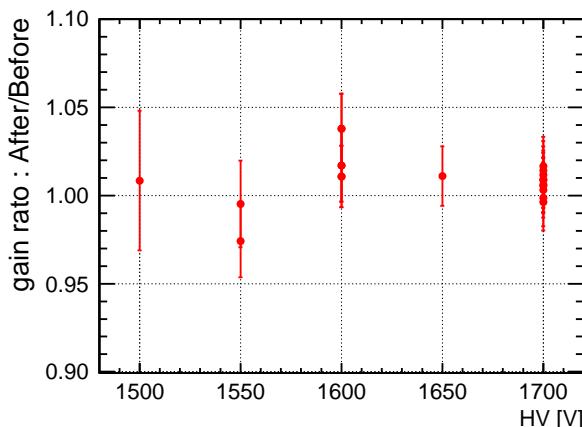


図 4.3.25 低温試験前後の常温 Gain 比較

4.4 R11065 を用いた液体アルゴン 1 相型プロトタイプ検出器の性能評価

4.4.1 1 相型検出器の構成

低温試験を行った 2 本の R11065 PMT を用い、小型の液体 1 相型アルゴン検出器を構築してその光検出効率を評価した。検出器容器としては内径 74mm、高さ 60mm のアクリル円筒(有効質量 0.36kg)を用い、その内側に TPB を蒸着した ESR を筒状^{*2}にして配置してある。この筒の両端に TPB を蒸着した R11065 を向い合せに取り付け、テフロンシールテープを巻き付けることで固定した(図 4.4.1、図 4.4.2)。

ところで、この PMT 光電面の TPB 蒸着量は第 3 章で最適化された量よりも多く、かつ不一様であることを断らねばならない。というのも、筐体および”脚”の長い R11065 は大きすぎて蒸着装置の所定の位置にまっすぐ配置することができなかったためである。内部に余計な構造物を入れない 1 相型検出器であれば反射を繰り返しても検出されるため、光量評価を目的とした今回はあまり詳細の最適化にはこだわらず、このような状態で実験に臨んだ。

4.4.2 γ 線源データによる光検出効率の評価

PMT の Gain を 2×10^6 に設定して、 γ 線源データを取得した。図 4.4.3 は ^{137}Cs γ 線スペクトルの 662keV 全吸収ピーク付近であり、ガウス関数と指数関数の和で Fit している。

^{*2} アクリル容器と ESR の熱収縮率の違いから、常温でぴったりと合うように作ると低温にした際に ESR がひしゃげてしまう。そのため低温で両者の径が合うように作ったため、図 4.4.1 では隙間がある。

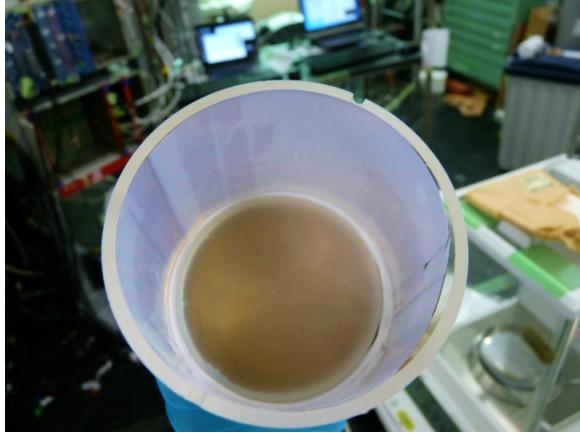


図 4.4.1 1相型検出器の内側



図 4.4.2 1相型検出器の外観と大きさ

2つのPMTの光電子数を p_1, p_2 とおくと、全光量は $p_1 + p_2$ である。また2つのPMT信号の非対称度 A を

$$A = \frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2} \quad (4.4.2.1)$$

で定義する。図4.4.4は全光量 $p_1 + p_2$ と非対称度 A の相関であり、全吸収事象の分布が斜めっていることがわかる。PMTのQEやTPBの蒸着量の違いなどにより、検出器には非対称性が生じてしまう。これは検出器のエネルギー分解能の悪化に繋がるが、以下のように簡単に補正することができる。

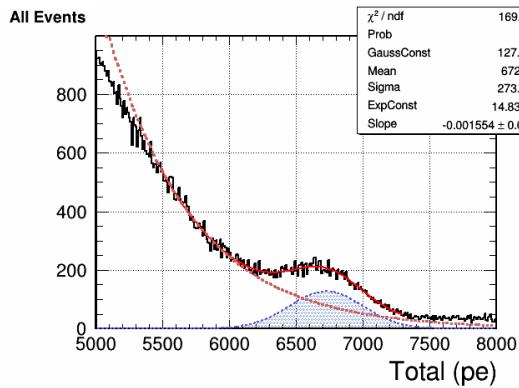
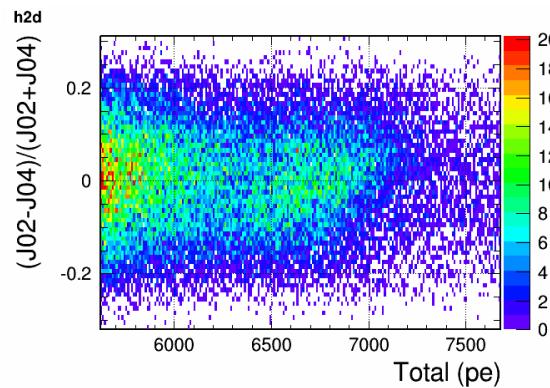
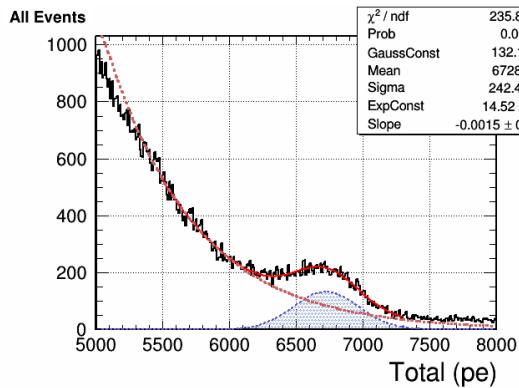
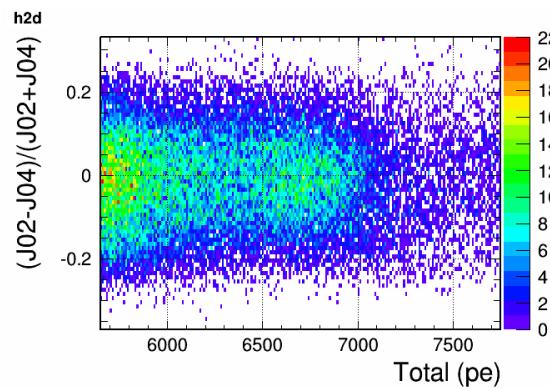
補正ファクターを α とおき、これを $\alpha p_1 = p_2$ が分布の中心となるように定める。さらにそのとき、その和が保存し $p_1 + p_2$ と一致するよう、全体にもう一つのファクター β をかける。

$$p_1 \rightarrow p'_1 = \alpha \beta p_1, \quad p_2 \rightarrow p'_2 = \beta p_2 \quad (4.4.2.2)$$

$$(\alpha p_1 + p_2) \beta = p_1 + p_2 \quad (\text{when } \alpha p_1 = p_2) \quad (4.4.2.3)$$

$$\beta = \frac{1 + \alpha}{2\alpha} \quad (4.4.2.4)$$

今、 $\alpha = ?$ と選び補正を行った結果が図4.4.5、図4.4.6である。全吸収ピークの中心値は6728peで一致したまま、分解能が $\sigma = 4.1\%$ から 3.6% に向上している。また非対称度分布の傾きも解消されていることがわかる。

図 4.4.3 ^{137}Cs γ 線スペクトル (662keV)：補正なし図 4.4.4 ^{137}Cs γ 線光量と非対称度：補正なし図 4.4.5 ^{137}Cs γ 線スペクトル (662keV)：補正あり図 4.4.6 ^{137}Cs γ 線光量と非対称度：補正あり

この非対称度補正をかけたうえで、他の線源データも評価する。図 4.4.8 と 4.4.8 は ^{22}Na の γ 線スペクトルであり、それぞれの 511keV と 1274keV の全吸収ピークを独立に評価した。

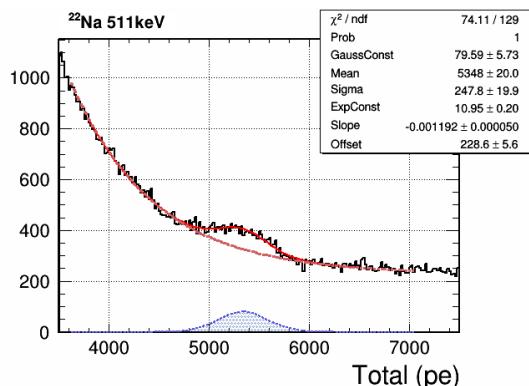
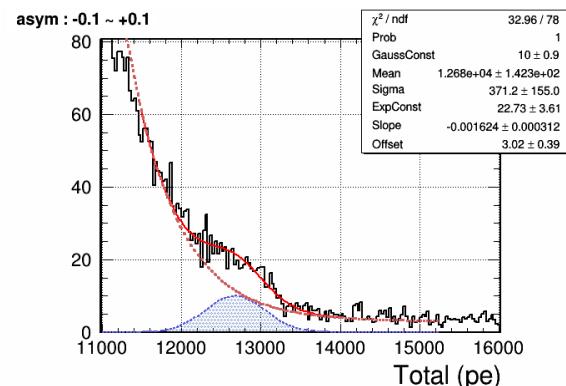
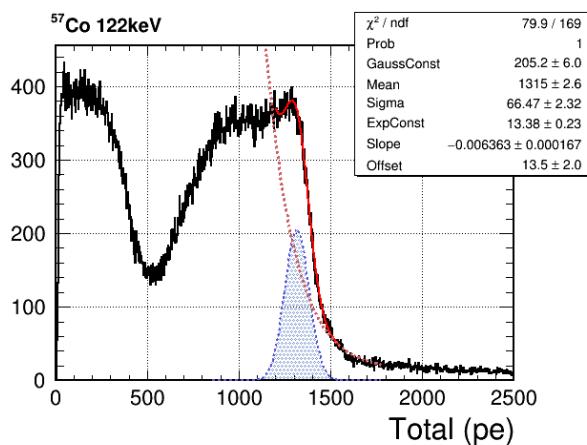
図 4.4.7 ^{22}Na の 511keV 全吸収ピーク図 4.4.8 ^{22}Na の 1274keV 全吸収ピーク

図 4.4.9 は ^{57}Co の 122keV γ 線スペクトルである。

図 4.4.9 ^{57}Co γ 線スペクトル (122keV)

以上、3つの線源・4つの全吸収ピークの光量をエネルギーで割って光検出効率にした結果が図 4.4.10 であり、この検出器の $10.34 \pm 0.26 \text{ pe/keVee}$ となる。しかしこの「光量」は信号電荷を Gain で割ることで算出した値であるため、アフターパルスの影響を受けている。アフターパルスの量を信号の 6% 程度と見積もり、中央値は 100/106 倍し、もとの量との差を誤差とした $9.72 \pm 0.6 \text{ pe/keVee}$ を「単位エネルギーあたりに検出される光電子の数」として採用する。

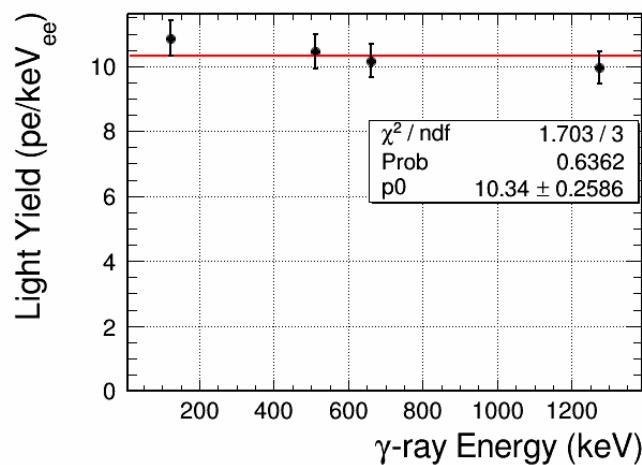


図 4.4.10 1 相型検出器の光検出効率

第 5 章

大光量 2 相型プロトタイプ検出器の構築と TPC 性能評価

5.1 気液 2 相型プロトタイプ検出器の構築と光量評価

5.1.1 2 相型検出器の構成

RunVI-II (2014 年 1 月～2015 年 1 月の液体アルゴン実験) で使用した 2 相型検出器の概略図を図 5.1.1、写真を図 5.1.2 に示す。検出器容器は PTFE の薄いユニット構造で、積み重ねることで高さ方向の scalability がある。有感領域は高さ 110mm、内径 64mm の円筒で、上から 10mm の所に取り出しグリッドがあり、それより下の 100mm が液相部、上 10mm が取り出し部および気相部になる。グリッドは極力光の伝番の邪魔をしないように、100 μm 径のステンレスワイヤーを 4mm 間隔で 1 次元に張ったもので、フチは PTFE 容器で挟み有感領域にはみ出さないようにしている。容器内側の側面には TPB を蒸着した ESR が配置されている。有感領域の上下面には厚さ 10mm の ITO 石英ライトガイドが配置されており、内側には TPB を蒸着している (10cm, 50mg)。ITO については次節で詳しく述べるが、これにより石英の両面が導体になっており、有感領域に電場を形成するためのアノードとカソード、および PMT 保護のために接地された電極として機能する。電場整形のためのフィールドシェーパーには無酸素銅ガスケット (ICF15 ; 内径 101.8mm、外形 120.5mm) を利用しており、これに CW 回路からの電圧をかけている。この検出器で使用した CW 回路については木村卒論 [58] を参照。ITO 石英ライトガイドの外側には、上下 1 本づつ PMT (R11065) を配置している。

また本修士論文では触れないが、この PTFE 容器の外側にも TPB 蒸着 ESR を巻き付け、液相に PMT (R6041-506MOD) を 2 つ配置し内部 veto としている。さらに気相部にも PMT (R6041-506MOD) 2 つとプラスチックシンチレータを配置し内部 veto としている。

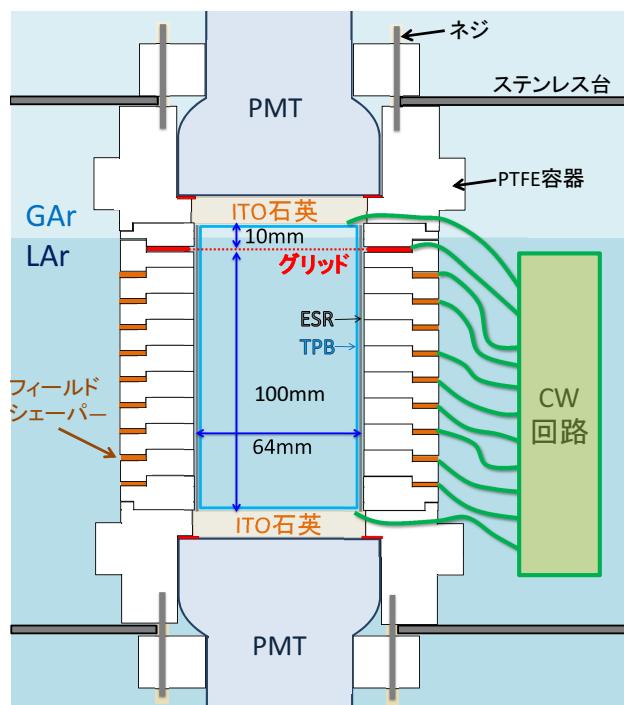


図5.1.1 2相型検出器の概略図

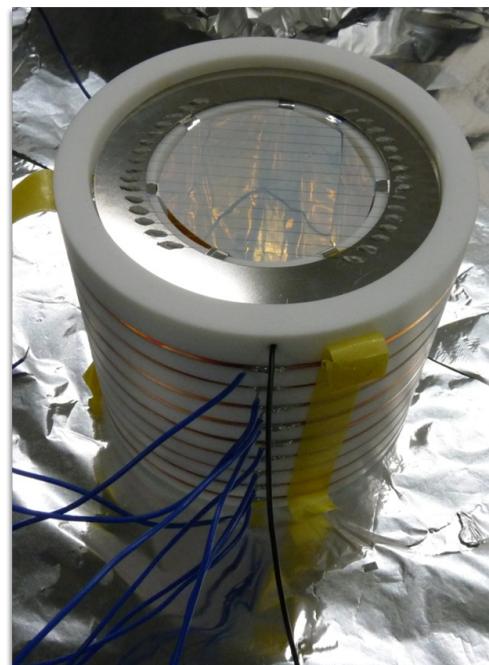


図5.1.2 2相型検出器の写真

5.1.2 透明導電膜 ITO

ITO (Indium Tin Oxide) は酸化インジウム (In_2O_3) と酸化スズ (SnO_2) の無機化合物で電気伝導性を持ち、その薄膜 (ガラスやプラスチックなどの表面に成膜して用いる) は可視光の透過率が高いため透明電極として利用されている^{*1}。

図5.1.3の左は従来のグリッドを使用した場合のPMT近傍の概略図であり、電場形成のためのアノードもしくはカソードとPMT保護用の2つのグリッドがある。前者には最大10kV程度の電圧がかけられ、後者はGroundに落とされている。TPBはPMT窓面に蒸着されており、第3章で最適化された分量であれば可視光の透過率は85%程度である。図5.1.3の右はITO石英ライトガイドを使用した場合を表しており、TPBは検出器内側ITO上に蒸着される。2相型検出器の電極として従来のグリッドからITO石英ライトガイドに変更すると、次のような利点があると考えられる。

一つ目は光検出効率の向上である。ここに波長変換前のVUV光が入射した場合には、従来型の場合にはグリッドに当たって吸収されたり光電効果を起こして自由電子を叩き出しすることで消滅してしまう。我々のRunVI (2014年8月の液体アルゴン実験) で使用していたグリッドは開口率95%なので、2枚のグリッドを通り抜ける際に約1割のVUV光が失われることになる。また光電

^{*1} 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ポピュラーな物質である。

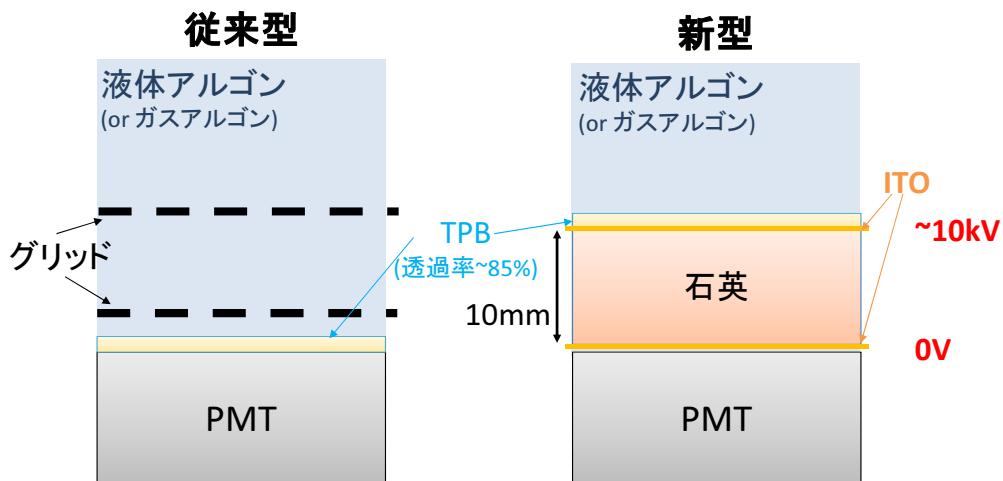


図5.1.3 グリッド電極とITO電極

効果で放出された自由電子がドリフトして気相に到達し発光すると、S2信号が複数発生したり広がった時間分布を持つことになる。ITO電極を用いた場合にはVUV光はまずTPBに当たり波長変換されるので、このような心配はなくなる。

波長変換後の可視光が入射した場合も損失が軽減できると考えられる。TPB蒸着面で可視光が一度反射された場合、このプロセスで計4回グリッドを通過するため、一度もグリッドに当たらぬ確率は8割程度に落ちてしまうが、ITO表面にTPBが蒸着されている場合には邪魔者に当たる心配はない。

二つ目はS2発光の電子増幅の防止である。ドリフト電子は気相でS2信号を発生させた後はアノードに吸われるが、これが細いワイヤーの場合には局所的に強い電場が形成されているため、比例蛍光だけではなく周りのアルゴン原子を電離させながら進むアバランシェ増幅が起こる可能性がある[58][80]。このような場合にはS2発光量は増えるが、S2/S1比の分散が広がってER/NR事象分離能力の悪化に繋がる可能性もある。アノードをITO平面にした場合には高電場は発生せず、電子増幅が起こらないと考えられる。もし積極的に電子増幅を起こした方が有利になるといった場合でも、ITOをグリッド状に成膜すれば対応できる。

三つ目はカソードとPMTの間でS1信号が発生するような事象の防止である。このような事象はS2信号を発生させないため一見問題にはならなさそうであるが、例えば γ 線が多重散乱を起こしこの領域とドリフト領域の両方で反応した場合にはS2/S1比の小さな事象となる。実際ANKOK RunVI実験ではこのような事象が多く見られ[76]、XENON100実験では最終結果にこのような事象が残った[5]。アルゴンではPSDも使えるためキセノン実験よりも被害は少ないが、分離能力を悪化させることには変わりなく、PSD能力が悪くなる低エネルギー事象においてはやはり問題である。カソード下領域を液体アルゴンではなく石英ライトガイドで埋めてしまうことで、このような事象の発生を防げる*2。

*2 石英ではシンチレーション光は発生しないが、高エネルギーの粒子が入射した場合にはチerenコフ光が発生する。

このようにITO石英ライトガイドには様々な利点が期待されるが、実装のためにはいくつもの要請や注意点も存在する。

まず光検出の観点からITOへの要請としては、波長420nm付近の可視光に対しできるだけ高い透過率を持つことが挙げられる。吸収損失率は極力低くし、反射率もできるだけ低いものが好ましい。ITOは最大10nm程度にまで薄く成膜することができ、吸収損失は基本的にITO層が薄いほど小さくなる。図5.1.4^{*3}はITOの屈折率と消衰係数である。

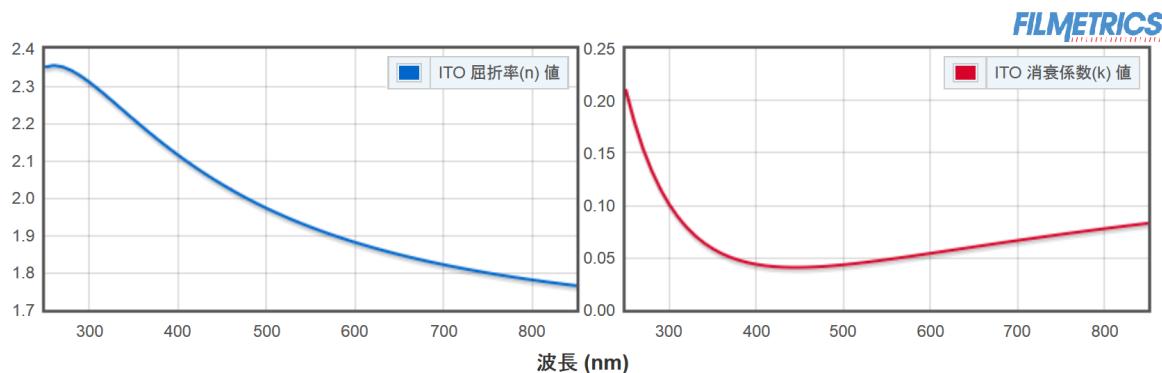


図5.1.4 ITOの屈折率と消衰係数(フィルメトリクス社)

消衰係数 k の物質に波長 λ 、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。

$$I(z) = I_0 \exp\left(-\frac{4\pi kz}{\lambda}\right) \quad (5.1.2.1)$$

波長420nmの光が厚さ10nm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

$$A = 1 - \exp\left(-\frac{4\pi kz}{\lambda}\right) = 1 - \exp\left(-\frac{4\pi \times 0.04 \times 10\text{nm}}{420\text{nm}}\right) = 0.012 \quad (5.1.2.2)$$

と計算できる。

反射率を抑えるために、ITO層を丁度良い厚みに調節したりIM(Index-Matched)層と呼ばれる屈折率を持った層を成膜することで光の干渉を利用して反射波を打ち消すといった技術もあるが、この方法は光の入射角が決まっている場合には効果的だが、ランダムな角度で入射される場合には逆に反射率を高めてしまうこともある。ITO膜は化学処理により5μm程度の構造を作ることができるので、メッシュ状にしてITOでの吸収損失をさらに減らすことも可能である。

実際ANKOK RunVI-II実験でも線源データにはS2/S1比の小さな事象が(数は少ないが)表れている。チエレンコフ事象が物理感度に与える影響の見積もりは今後の課題だが、暗黒物質探索は地下施設で行い線源は用いないため、チエレンコフ事象を起こすような高エネルギーのγ線、β線は非常に少ないと予想される。

^{*3} フィルメトリクス社の屈折率データベース

<http://www.filmetricsinc.jp/refractive-index-database/ITO/Indium-Tin-Oxide-InSnO> より。

次に電気的特性の観点からITOへの要請は、等電場形成およびPMT保護の遮蔽能力のために十分低効率が小さいことである。ITOは電気伝導性を持つと言えど完全導体ではなくある程度の抵抗を持ち、基本的に膜厚を薄くするほど低効率は大きくなる(図5.1.5)。

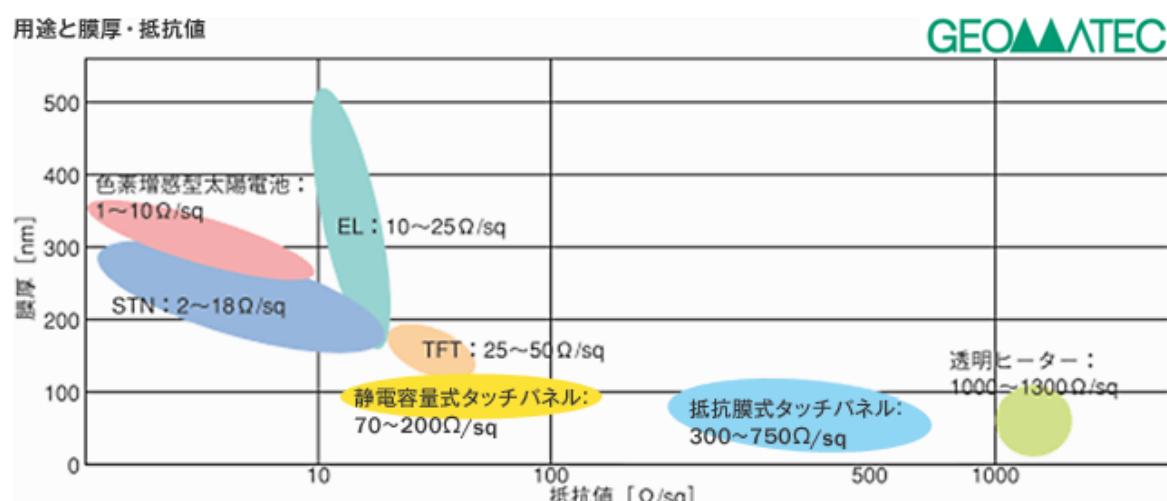


図5.1.5 ITO層の厚さとシート抵抗の関係(ジオマテック社)

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が R だったときに

$$R_s = R \times \frac{W}{L} \quad (5.1.2.3)$$

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 Ω と同じ次元だが、区別するために Ω/sq と表記される。

電場シミュレーションによると、 $10^{12}\Omega/\text{sq}$ 以上のシート抵抗になると電場形成に影響を及ぼす[58]。厚さ10nmのITOのシート抵抗は、常温で200~300 Ω/sq 程度になる⁴ので、一見問題にはならない値である。しかしこの値が液体アルゴン温度でも保たれる保証はないため、あらかじめ測定する必要がある。

ITOの取扱いに関する情報・注意事項を述べる。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してしまう。

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。酸性紙で挟んで保存すると曇ってしまうので注意が必要である。

ITOに直接はんだ付けをすることはできないが、CrとNiを蒸着することではんだつけができるようになる。さらにその上に金を蒸着することではんだの乗りが良くなる。サンプル品や予備品を用いてはんだ付けの練習や耐久度の確認を行ったところ、以下のような注意点が挙げられた。

⁴ 透明ヒーターなどの用途ではわざと低効率が大きくなるように加工されている。

Ni-Cr電極にリード線などをはんだ付けした場合には、引っ張るとそこに力が集中して簡単に取れてしまい、そこには再度はんだ付けすることはできない。また付けたはんだを取り除くことはできるが、そこに再度付けることもできない。ITO層状に付けられたNi-Cr電極は、加熱し続けると劣化し剥がれ落ちてしまう。そのため通常の電子工作のように基板を温めてからはんだを流すといった方法は取れないため、あらかじめリード線に融けたはんだを染み込ませた状態でNi-Cr電極に近づけ瞬時に取り付ける必要がある。

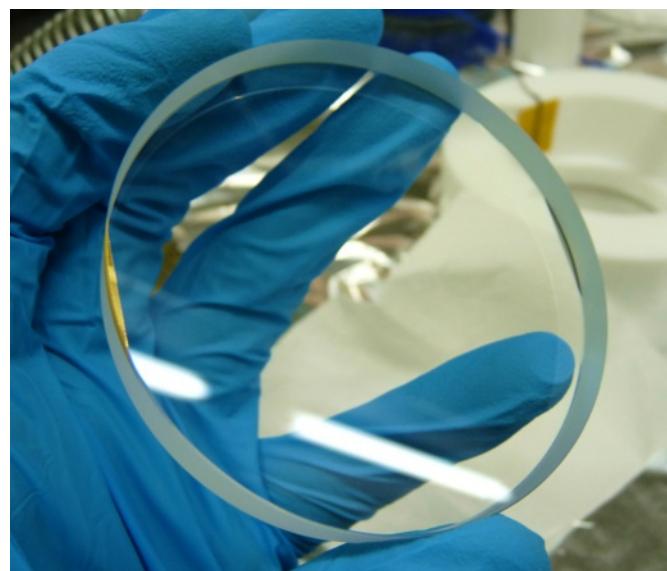


図5.1.6 ITO石英ライトガイドの写真

図5.1.6は今回の検出器のために作成したITO石英ライトガイド(ジオマテック株式会社^{*5})で、厚さ10mm、直径66mmの合成石英ガラスの両面に厚さ10nmのITO膜をスパッタリングにより成膜してある。ITO表面に蒸着されたTPBが波長変換して放出する可視光はランダムな方向に向かうと考えられるので、今回は干渉による反射率低減などの処置はせず最も薄い膜厚を採用した。またメッシュなどの構造は作らず、裏表面全体にITO膜が張られている。側面にはITOは無い。裏表のITOには、互い違いの位置に1mm×5mmほどのNi-Cr-Au電極が蒸着されている。これにリード線をはんだ付けしCW回路やGroundに繋ぐのだが、負荷がかからないようにリード線はPTFE容器に固定したうえではんだ付けをおこなう。

アルゴンおよび石英とTPBの屈折率を表5.1.1にまとめた。これをもとに、図5.1.7のように光がアルゴン→ITO→石英→PMTといった部材を通過する際の透過率と反射率をジオマテック社にシミュレーションして頂いた結果が図5.1.8である。屈折率の小さいガスアルゴンでは液体アルゴンよりも反射する成分が大きくなっているが、それでも90%以上の高い透過率であり、残りはほとんどが反射成分となっていて吸収損失は非常に小さいことが分かる。

^{*5} <http://www.geomatec.co.jp/>

	GAr	LAr	石英	TPB
屈折率	1.0003	1.24	1.467	1.64

表 5.1.1 可視光に対する屈折率

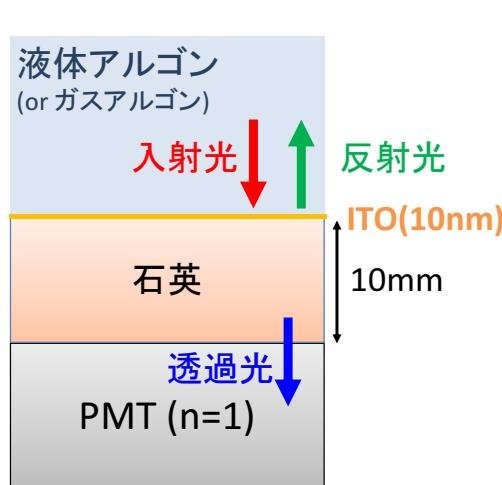


図 5.1.7 シミュレーションの設定

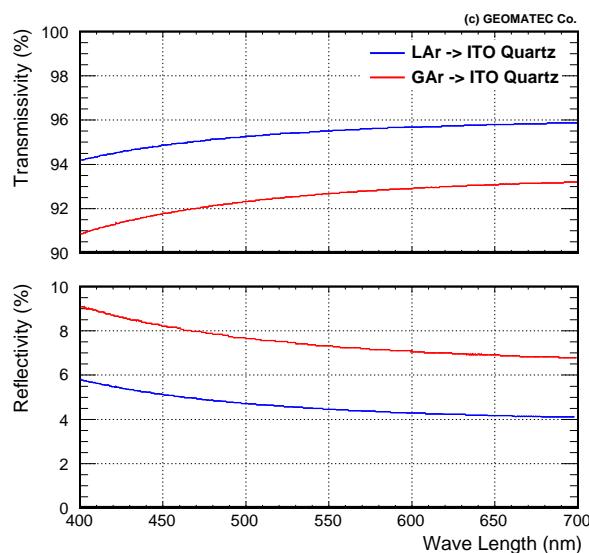


図 5.1.8 ITO 石英の透過率・反射率（ジオマテック社より）

5.1.3 ITO 石英ライトガイドの試験

まずは可視光透過率を図 5.1.9 のような簡単なセットアップで測定した。光源としては、波長 415nm で一定の光量の発光をする応用光研工業株式会社の $^{341}\text{Am-NaI(Tl)}$ ライトパルサー 50P15^{*6} を使用した。これを ITO 石英あり/なしの場合で PMT (R11065) の窓面前に置き、3 点の Gain にて信号取得を行い波高 V を評価した。図 5.1.10 はその結果であり、ITO 石英がある場合には波高が低くなっていることがわかる。ITO なしの場合は $V/(G/10^6) = 51.8 \pm 2.6\text{mV}$ 、ITO ありの場合は $V/(G/10^6) = 47.4 \pm 2.4\text{mV}$ となり、その比から透過率は~91.5% と計算され、図 5.1.8 の透過率 (GAr) と概ね近い値となった。

次に ITO 石英ライトガイドをゆっくりと液体窒素に近づけて冷やし、低温耐性及び抵抗値の温度変化を測定した。図 5.1.11 は石英の上下面の温度である。この試験において、ITO 石英の破損は生じなかった。また抵抗に関しては、円盤上の ITO のシート抵抗を測定するのは難しいため、2cm 離れた 2 点にテスターを当てて抵抗値を測定し相対的に温度依存性を評価するにとどめた。図 5.1.12 はその結果である。冷却により急激に電導度が悪くなるということはなかった。また一

^{*6} http://www.oken.co.jp/web_oken/Am_jp.htm

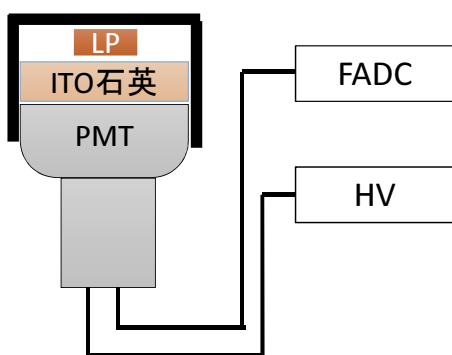


図 5.1.9 ITO 石英の透過率測定セットアップ

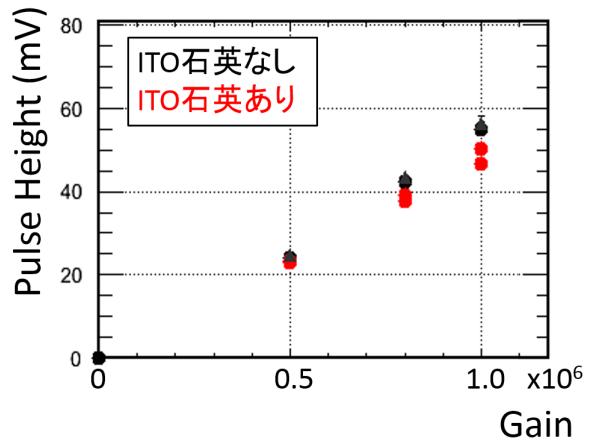


図 5.1.10 信号波高の測定結果

つだけ $700\text{k}\Omega$ と他より大きな値を取る点があるが、これは ITO 石英を液体窒素に浸した状態での測定結果であるため、テスターとの接触具合によるものだと考えられる。

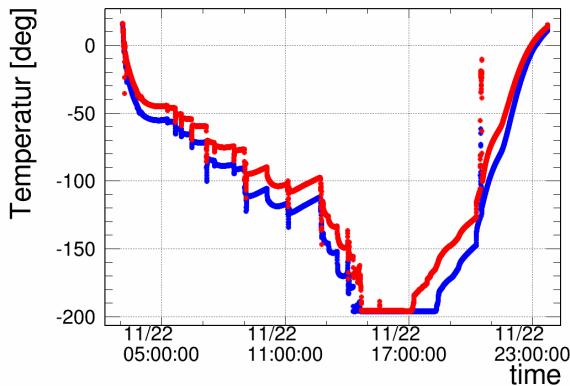


図 5.1.11 ITO 低温試験の温度コントロール

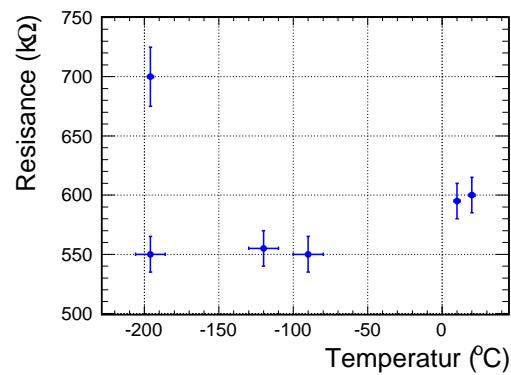


図 5.1.12 抵抗値の温度依存性

5.1.4 γ 線源データによる光量評価

この2相型検出器の光検出効率を ^{137}Cs γ 線源のスペクトルから評価した。液面がグリッドとアノードの間にある気液2相型状態だが、電場はかけていない。

まずは非対称度補正などはせず、単に上下の PMT の検出光電子数の和のスペクトルを評価する。図 5.1.13 であり、全吸収ピークを Gauss 関数 + 指数関数 + 定数で Fit した結果、

$$LY = 3411\text{pe}/662\text{keV}_{ee} = 5.15\text{pe}/\text{keV}_{ee} \quad (5.1.4.1)$$

$$\sigma = 114.8\text{pe}/3411\text{pe} = 3.37\% \quad (5.1.4.2)$$

という光量と分解能を得た。

次に非対称度の補正方法について考察する。図 5.1.14 左上のグラフは上下の PMT の S1 Total

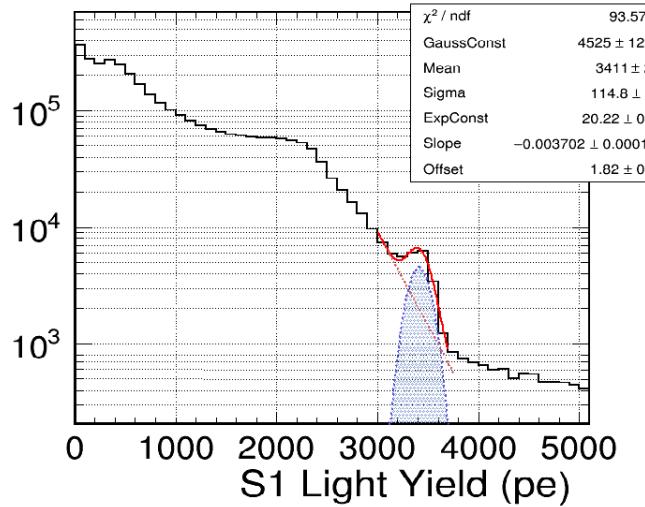


図 5.1.13 Cs のスペクトル (補正なし)

(=Fast+Slow) 光量の相関を、図 5.1.14 右上のグラフはその比を表している。上下の PMT の検出光量を補正なしで足した光量と上下の光量比の相関を表したグラフが図 5.1.14 左下で、1 相型検出器の場合と異なり弓形に分布している。2 相型検出器では液面やグリッドなどが存在するため、2 つの PMT 間に複雑な非対称性があると考えられる。

PMT1(上側) の光量を p_1 、PMT2(下側) の光量を p_2 とし、これを補正するウェイトのファクターを α とおく。このファクターは、 $\alpha p_1 = p_2$ が分布の中心となるように定める。さらにそのとき、その和が保存し $p_1 + p_2$ と一致するよう、全体にもう一つのファクター β をかける。

$$(\alpha p_1 + p_2)\beta = p_1 + p_2 \quad \text{when} \quad \alpha p_1 = p_2 \quad (5.1.4.3)$$

$$\beta = \frac{1 + \alpha}{2\alpha} \quad (5.1.4.4)$$

これだけだとまだ曲がっているので、さらに修正して

$$\beta = \frac{1 + \alpha}{2\alpha} \times \sqrt{1 + 1.3 \left(1 - \frac{\alpha p_1}{p_2}\right)^2} \quad (5.1.4.5)$$

とする。その結果が図 5.1.14 右下のグラフで、2 つの PMT の非対称性が補正されて縦にまっすぐな分布になっていることがわかる。これを射影して 1 次元のスペクトルにしたもののが図 5.1.15 である。

補正前と同様に全吸収ピークを評価すると、

$$LY = 3425 \text{ pe}/662 \text{ keV}_{ee} = 5.17 \text{ pe}/\text{keV}_{ee} \quad (5.1.4.6)$$

$$\sigma = 101.7 \text{ pe}/3425 \text{ pe} = 2.97\% \quad (5.1.4.7)$$

となる。非対称度の補正により分解能が 1 割ほど改善されたことがわかる。しかし、光量の値も変化してしまった。これはもともと弓形だった非対称度分布を中心が揃うようにまっすぐに補正した

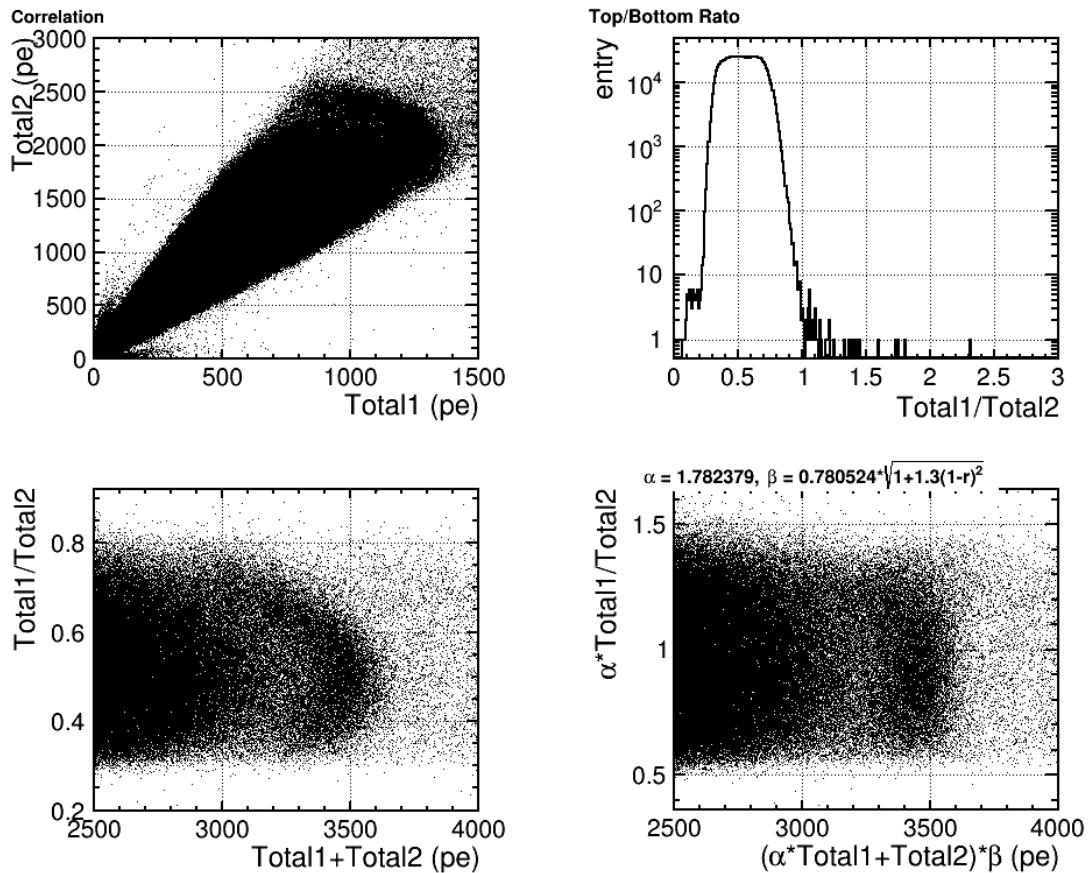


図 5.1.14 上下の PMT の光量の関係

ため、光検出効率が悪くなる場所で発光した事象の検出光量を変えてしまっているからである。すなわち、図 5.1.15 の横軸は正しい「光量」ではなく、式 5.1.4.6 の値で割ることで「エネルギー」としたときのみ意味を持つ量である。

PMT に R11065 を使用しているため、光検出効率としては式 5.1.4.1 から After Pulse の分(6%)を除いた 4.86pe/keV_{ee} という値が適切である。

ところで、今回の実験では 2014 年 7 月の RunVI と同様に窒素不純物問題が生じ、Slow 成分の時定数が短くなっていたことが分かっている。そこで純度の良かった MPPC Run の 1 相型検出器と Fast 成分を比較することで、今回の検出器の潜在的な光検出効率を見積もった。図 5.1.16 は今回の実験での、図 5.1.17 は MPPC Run での¹³⁷Cs 線源データの Fast 光量分布(非対称度補正なし)である。ともに全吸収ピークが見えており、その比は 1094pe/1347pe = 0.81 である。すなわち、この 2 相型検出器の光収集効率は 1 相型検出器の 8 割程度だったことが分かる。

以上の光検出効率および分解能の評価の結果を、誤差も付けたうえで表 H.1 にまとめた。結果として意味のある数字は太文字にしており、他はあくまで参考値である。誤差は基本的に Fit Error だが、After Pulse 補正した光量では補正前の 6% 分を付けている。

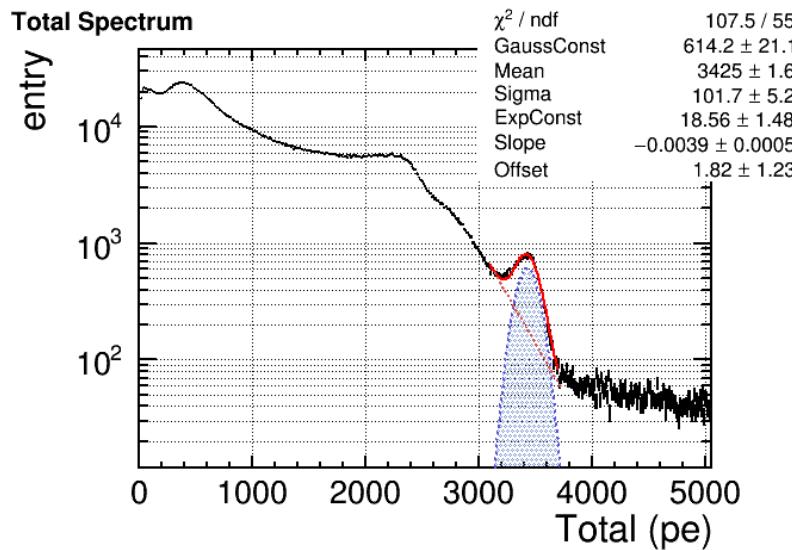
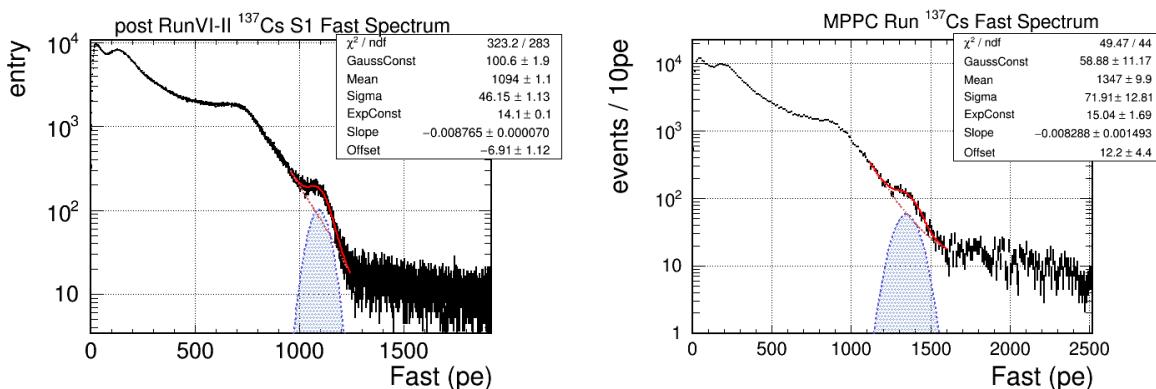


図5.1.15 Csのスペクトル(補正あり)

図5.1.16 RunVI-II(2015年1月、2相型)における ^{137}Cs Fast光量分布図5.1.17 MPPC Run(2014年10月、1相型)における ^{137}Cs Fast光量分布

5.2 気液2相型プロトタイプ検出器のTPC性能評価

5.2.1 ドリフト速度の測定

ITOを電極として用いることで光検出効率を改善することができたが、そもそも目的である電場形成に失敗していくは意味がない。検出器に期待通りの電場が作られているのか調べるために、電子のドリフト速度を測定・評価した。

^{60}Co 線源による γ 線を、線源保管用の鉛容器と鉛ブロックにより作成したコリメータを用いて絞り、チェンバーの外から検出器有感領域に照射する。それぞれの位置関係は図5.2.1のように

検出器	光検出効率 [pe/keV _{ee}]	分解能 [%] (@662keV)
MPPC Run	10.34 ± 0.26	3.6
MPPC Run (AP補正)	9.75 ± 0.62	-
RunVI-II	5.15 ± 0.004	3.37±0.13
RunVI-II (上下補正)	-	2.97 ± 0.15
RunVI-II (AP補正)	4.86 ± 0.31	-
RunVI-II (純度・AP補正)	7.92 ± 0.50	-
DarkSide-10[100]	9.083±0.005	3.10
DarkSide-50[12]	7.9±0.4	-

表 5.1.2 光検出効率と分解能のまとめ

なっており、上下方向のばらつきは検出器中央で 5mm 程度と計算される。このコリメータ付き線源を上下方向に移動させて発光位置をコントロールした。

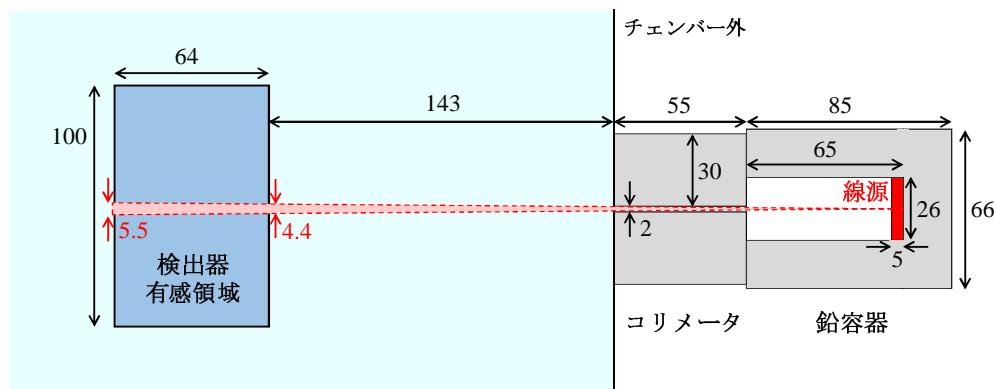


図 5.2.1 コリメータの寸法と設置位置

ドリフト時間は、イベント毎に S2 信号の時間波形の平均値として定義した。図 5.2.2 はドリフト電場 200V/cm、取り出し電圧 4.5kV (アノード : +2.0kV、取り出しグリッド : -2.5kV) のときのドリフト時間分布で、コリメータの位置を 2cm づつ変化させて取得した結果を色で分けて比較したものである。厳密にはこれは液相中を電子がドリフトした時間だけでなく、気相に取り出されるまでの時間や S2 発光継続時間なども含まれた時間である。しかし同電場でコリメータ位置を変えたときの時間変化を評価することで、後者の効果をキャンセルし正しいドリフト速度を得ることができる。また、コリメータ設置等に伴い 1mm (1mm/1cm=10%) の系統誤差をつける。

温度 T 、電場 E の液体アルゴン中における電子のドリフト速度 v は、先行研究により以下の関

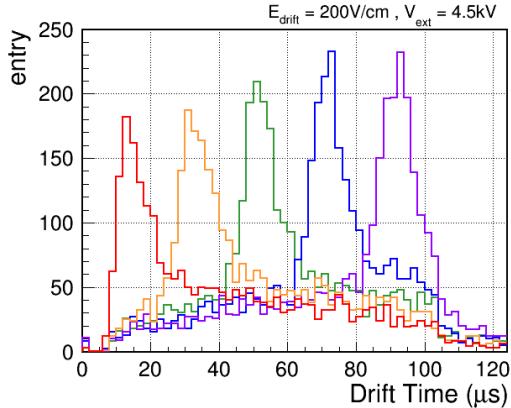


図 5.2.2 ドリフト時間分布 (200V/cm)

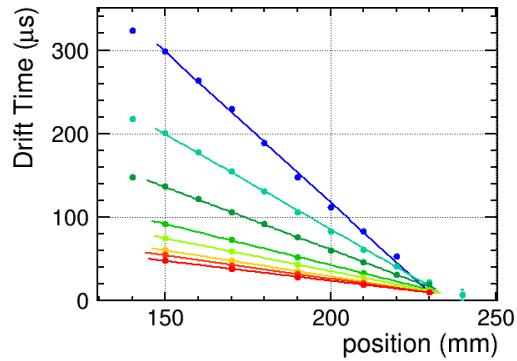


図 5.2.3 コリメータスキャン

数で表されている。

$$v(T, E) = (p_1(T - T_0) + 1) \left[p_3 E \ln \left(1 + \frac{p_4}{E} \right) + p_5 E^{p_6} \right] + p_2(T - T_0) \quad (5.2.1.1)$$

$$p_1 = -0.01481 \pm 0.00095 \text{ K}^{-1} \quad (5.2.1.2)$$

$$p_2 = -0.0075 \pm 0.0028 \text{ K}^{-1} \quad (5.2.1.3)$$

$$p_3 = 0.141 \pm 0.023 \left(\frac{\text{kV}}{\text{cm}} \right)^{-1} \quad (5.2.1.4)$$

$$p_4 = 12.4 \pm 2.7 \left(\frac{\text{kV}}{\text{cm}} \right) \quad (5.2.1.5)$$

$$p_5 = 1.627 \pm 0.078 \left(\frac{\text{kV}}{\text{cm}} \right)^{-p_6} \quad (5.2.1.6)$$

$$p_6 = 0.317 \pm 0.021 \quad (5.2.1.7)$$

$$T_0 = 90.371 \text{ K} \quad (5.2.1.8)$$

ANKOK 実験の環境である 1.4 気圧の液体アルゴン温度は 90.5K 程度である^{*7}。また液体中の温度の偏りなどにより 1K 程度のばらつきがあると考え、91.5K と 89.5K の場合の曲線を Error Band とする。今回の実験におけるドリフト測度の測定結果と文献値を比較したグラフが図 5.2.4 である。

データと文献値の概ねの傾向は一致しているがオフセット的な差異があり、特に低電場でのドリフト速度が合わない。またドリフト電場をかけていない 0V/cm でも S2 信号が確認されており、そのドリフト時間もコリメータ位置にと線形に近い関係を持っている。

この要因のひとつとして、取出電場 (4.5kV) の染み出しの可能性が挙げられる。図 5.2.5 はドリフト電場を 0V/cm にした状態の電場シミュレーション (木村卒論) だが、取出電場がドリフト領域

^{*7} <http://encyclopedia.airliquide.com/encyclopedia.asp?LanguageID=11&GasID=3>

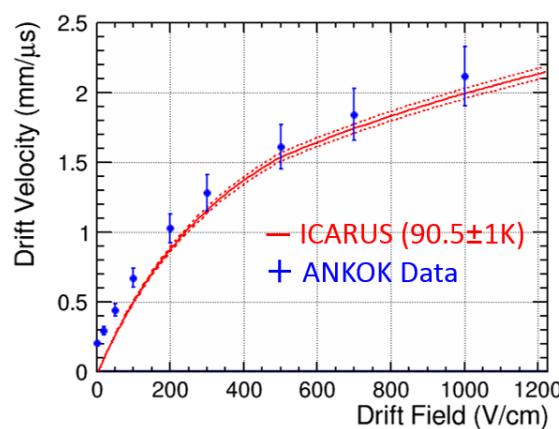


図 5.2.4 ドリフト速度

に染み出していることがわかる。図 5.2.6 検出器の中心軸上に沿って電場強度を書き出したグラフであり、平均値として 40V/cm の電場ができている。この値は 0V/cm 状態におけるドリフト測度の測定値と整合しているように見えるが、図 5.2.6 の各点におけるドリフト測度を積分してドリフト時間を求めると、データを全く再現しない結果となる。

今後は、水平方向のばらつきや電子寿命、電場形成回路 (CW) の残留電荷なども考慮・検証して理解に繋げていきたいと考えている。このように電場の定量的な理解にはまだ至っていないが、ITO 電極により一様な電場形成が達成され、位置分解能を持った 2 相型として機能していることは確認された。

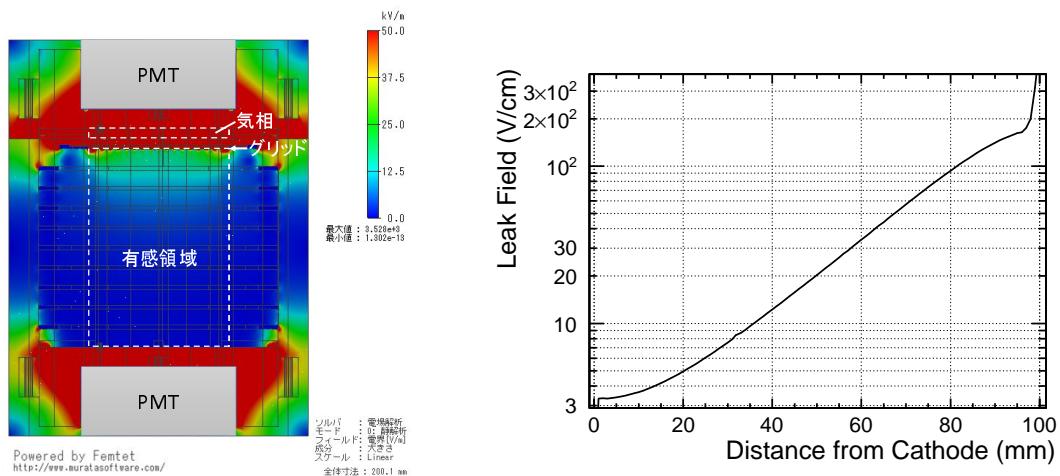


図 5.2.5 Femtet による電場シミュレーション [58]

図 5.2.6 染み出し電場

5.2.2 2相型検出器の大光量化によるER/NR事象分離能力の向上

Cf線源を用いて信号を取得した γ 線事象と中性子事象を用いて、2相型検出器のER/NR事象分離能力を定性的に比較した。図5.2.7は今回の大光量2相型検出器で取得された典型的なER-like事象とNR-like事象である。

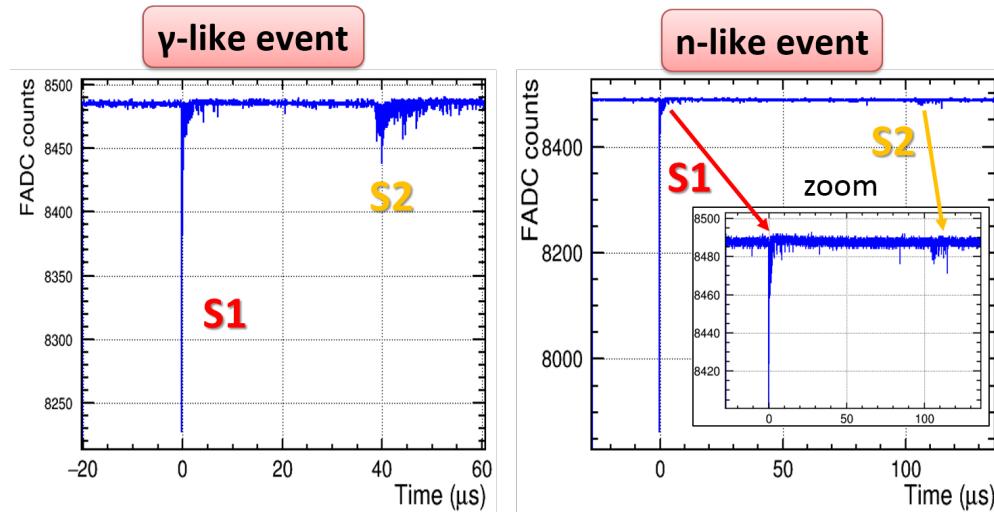


図5.2.7 典型的なER-like事象とNR-like事象

S1光量を核子反跳エネルギーに換算したスペクトルを図5.2.8に示す。黒はRunVI、赤はRunVI-IIのものである。ただしここでは簡易的に電場なし・非対称度やAP補正なしの光検出効率(5pe/keV_{ee})を用い、核的消光因子はエネルギー依存性を考慮せず0.25として計算している。

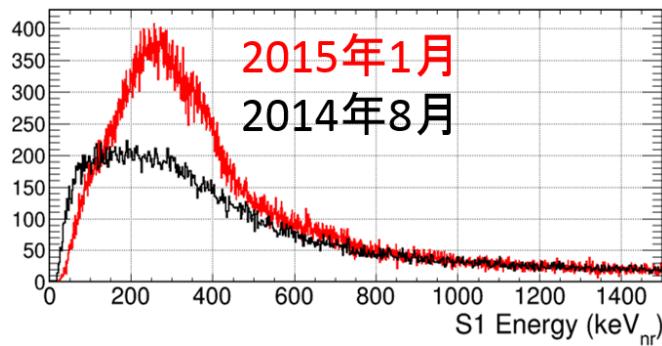


図5.2.8 Cf線源データのスペクトル

この100~200keVおよび100keV以下の2つのエネルギー領域でPSDおよびS1・S2比による分離能力を比較した。その結果が図5.2.9である。エネルギーの高いうちは両方の検出器でER/NR事象分離ができているが、低エネルギー領域ではRunVI検出器では2種類の事象の区別

は難しい。しかし大光量のRunVI-II検出器では同じ領域でもまだ分離能力があることがわかる。

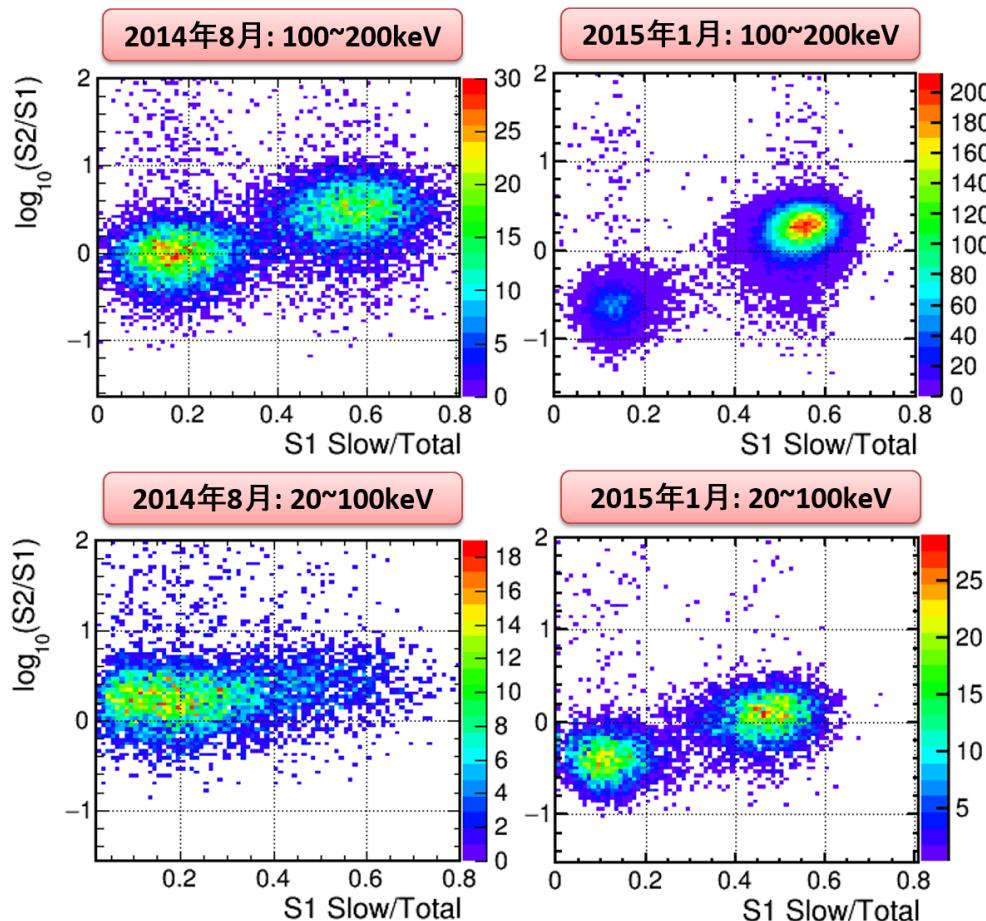


図5.2.9 Cf線源データのER/NR事象分離

RunVI-II検出器で検出した事象を10keVごとに区切って作った2次元分布が図5.2.10である。今後はこれを定量的に評価し、物理感度の見積もりや本検出器設計製作に繋げていく。

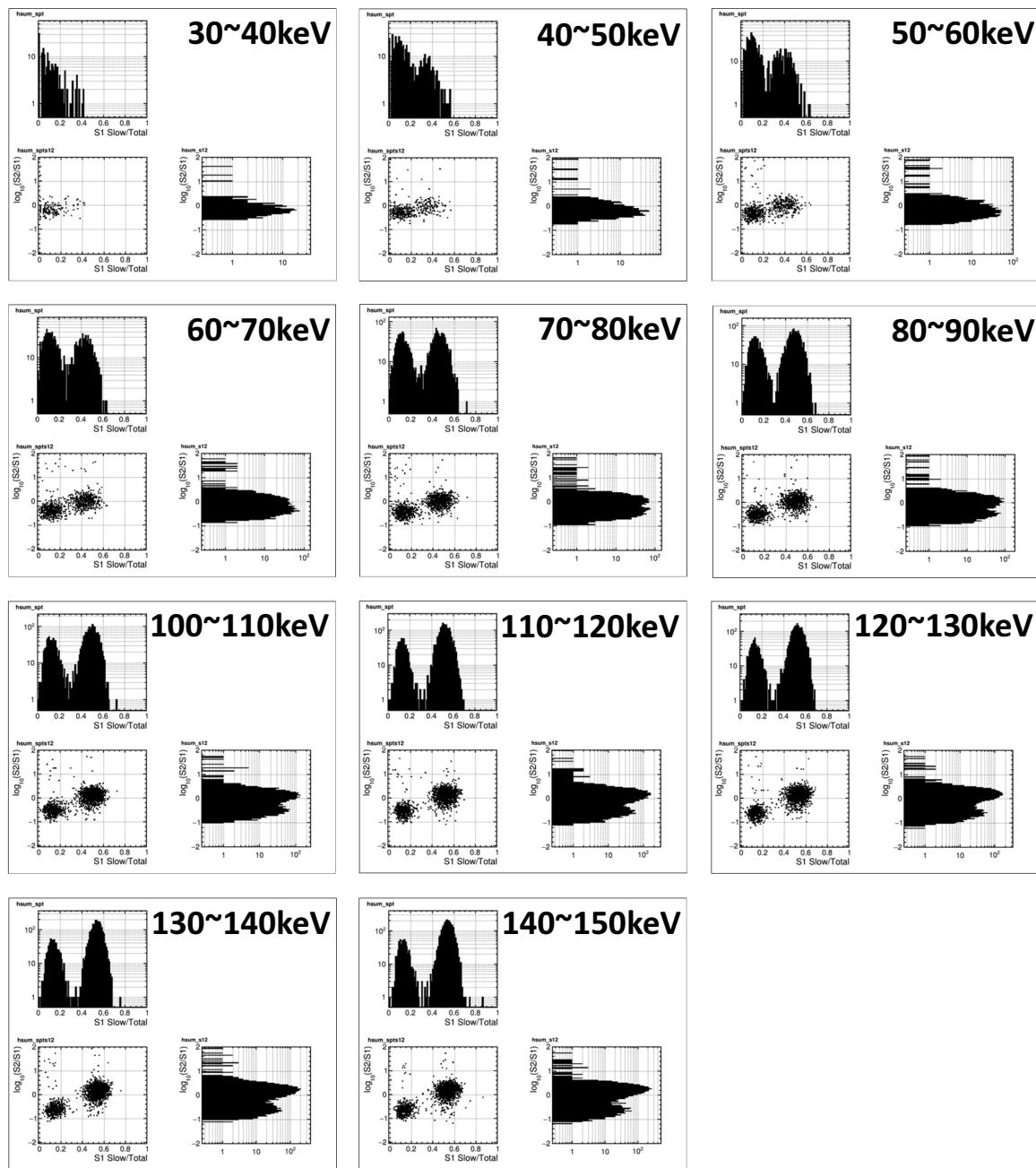


図 5.2.10 各エネルギー領域での ER/NR 事象分離

第 6 章

まとめ

6.1 各章のまとめと結論

第 1 章では、暗黒物質直接探索実験の世界的現状について概観し、 10GeV 付近の低質量領域において発見を主張するグループと棄却を主張するグループが混在している点に着目した。また暗黒物質探索の感度曲線の計算を追い、低質量領域の探索には検出器のエネルギー閾値が重要であること、地球の運動により散乱エネルギースペクトルが季節変動すること、暗黒物質と原子核の散乱モデルによって標的核種依存性が生じうることを確認した。これらを踏まえると、低質量領域の混乱を解決するためには新しい標的核種を用いた検出器による探索が重要であり、原子番号が比較的小く大質量化が容易な液体アルゴンを用いてこの領域を探索することは非常に有意義であると考えられる。

第 2 章ではアルゴン蛍光の性質について様々な文献や過去の測定結果をもとにまとめ、気液 2 相型アルゴン検出器の原理や特徴についてまとめた。この検出器は PSD と S1・S2 比による強力な電子反跳事象分離能力や高い位置分解能による表面事象分離能力を持つ反面、放射性同位体 ^{39}Ar による β 線 BG が存在する。ANKOK 実験では低質量領域の暗黒物質探索に向け、 $10\text{-}20\text{keV}_{\text{nr}}$ のエネルギー領域において $10\text{pe/keV}_{\text{ee}}$ 以上の光検出効率と 10^5 以上の BG 分離能力を目標値としている。有効質量 10kg の検出器でこれが達成できれば 1 年間の観測により十分な検証が可能であり、散乱断面積の値によっては（例えば DAMA 領域であれば）季節変動の観測もできると見積もられる。

第 3 章はアルゴン蛍光 (VUV) の検出に用いる波長変換材 TPB に関する研究結果である。TPB の塗布方法最適化を試み、真空蒸着法を確立することで波長変換効率を従来と比べ飛躍的に向上することができた。さらに劣化、可視光透過率、荷電粒子応答など TPB の様々な性質を調査した。これはアルゴン検出器にとって単なる光の”量”だけでなく、エネルギー分解能や BG 分離能力などの”質”にも関係すると考えられ、今後の本検出器製作や感度向上に向けて有用な情報となると期待される。

第 4 章は液体アルゴン用の高 QE PMT (R11065, $QE = 34\%$) の基礎特性評価と、これを用いた液体アルゴン 1 相型検出器の光検出効率評価である。その結果、アフターパルスの寄与

は除いた値で $9.7 \pm 0.6 \text{pe/keV}_{\text{ee}}$ と世界最大光量を達成することができた。これは従来の結果 ($7.3 \text{pe/keV}_{\text{ee}} @ QE = 25\%$) と PMT の QE の増加から期待される結果と整合している。また 1 光電子に対する Gain の分散を評価し、温度や印可電圧にはあまり依存せず 34% 程度であることがわかった。これは PSD の分離能力に影響を与える要因であるため、このような独立した理解は今後の分離能力向上に向けて重要な情報となる。

第5章ではこれまでの研究開発の成果に加え、ITO 電極の導入や検出器構造の改善により光損失を極力減らした2相型プロトタイプ検出器を構築した。この検出器を用いて液体アルゴン試験を行ったところ、アルゴン純度に問題があったものの $4.9 \pm 0.3 \text{pe/keV}_{\text{ee}}$ という光量を得ることができた。純度の影響が小さい Fast 成分を評価した結果、1相型検出器の8割の光収集効率を達成できていることがわかった。またドリフト測度の評価から検出器内に正しく電場が形成されていることが確認され、定性的ではあるが ER/NR 事象分離能力が半年前の検出器から向上したことがわかった。

6.2 本研究のまとめと考察および今後の展望

本研究による ANKOK 実験の光検出効率の変遷を図 6.2.1 にまとめ、我々と同じく液体アルゴンを用いた暗黒物質探索を行っている他の実験グループの結果と比較した。2012 年度末の時点では非常に光量の少ない検出器であったが、ひとつひとつの研究開発を段階的に進めることで 2 年間で世界最高レベルの検出器に達することができた。ここに挙げた各グループの光量は、Darkside と ArDM 以外は全て 2 本の PMT で構成された小型 R&D 検出器の結果であり、決して不公平な比較ではない。LAr 純度の問題に対しては、充填方法の見直しや窒素除去フィルターの導入といった対処が進められており、比較的近いうちに解決できると見込まれている。

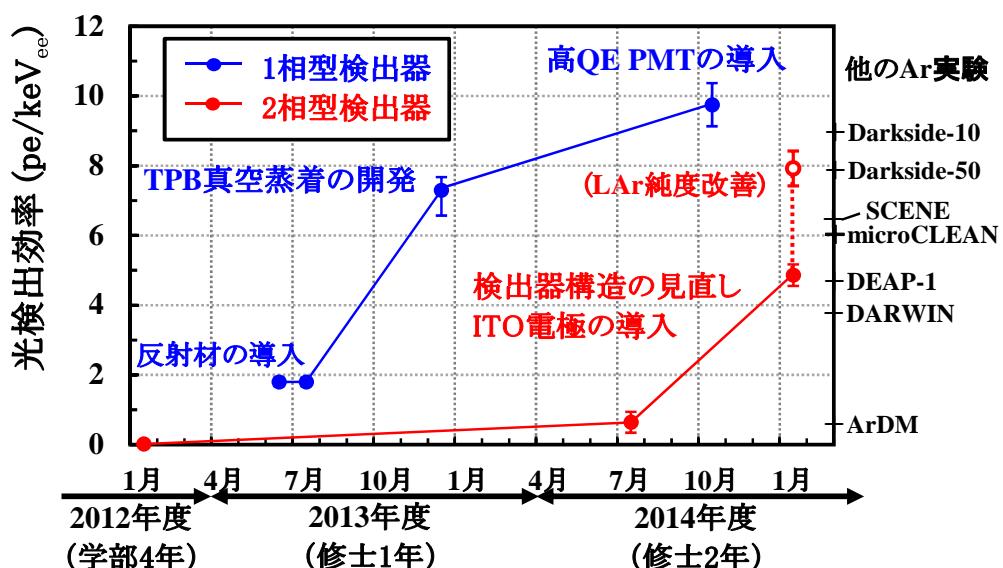


図 6.2.1 ANKOK 実験の光検出効率の変遷と他実験との比較 (ゼロ電場)

以上、本研究によって大光量2相型アルゴン検出器構築の基礎を確立することができた。次は実際の暗黒物質探索に使用する”本検出器”の設計製作に移る段階であるが、その前に2014年末に発表されたDarkSide-50の結果[12]を考察する。この実験では低エネルギー領域で ^{39}Ar のBGを効率良く分離することができず(図6.2.2)、閾値が38keV_{nr}と高いためDAMA領域に感度を持たなかった。

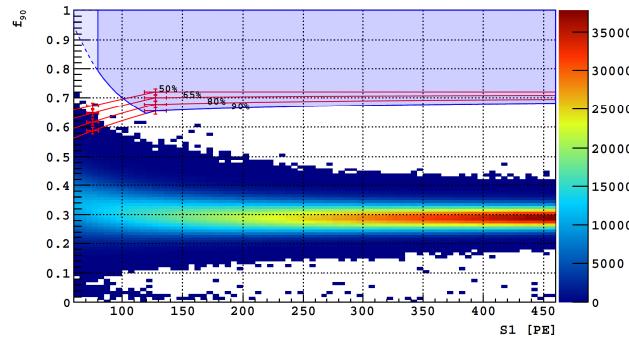
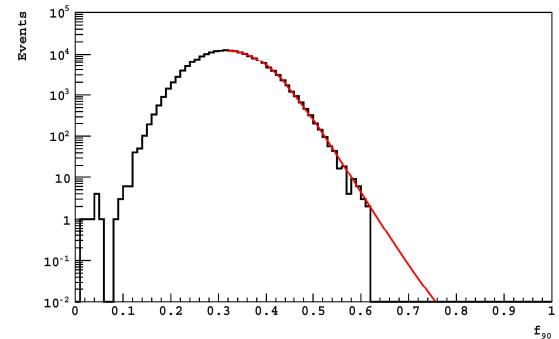


図6.2.2 DS-50結果のS1信号量とPSD[12]

図6.2.3 DS-50のPSD分布(38keV_{nr})[12]

その原因の一つはPSDの分散である。図6.2.3はS1光量80-85pe($\sim 38\text{keV}_{\text{nr}}$)の領域でのER事象のPSD分布($f_{90} \simeq 1 - \text{Slow}/\text{Total}$)であるが、分散が大きく信号領域の $f_{90} \simeq 0.7$ 付近まで染み出していることがわかる。もう一つの原因として、S2信号をER事象分離に使用していない点が挙げられる。理由は明らかにされていないが、今回の結果ではS2信号はFiducial cutなど最低限の事象選択にしか使っていない。^{*1}

またDS-50検出器ではR11065PMTを使用しているが、これは第3章で言及した発光問題により印可電圧が制限され、Low Gain(3×10^4)で運用し2段のアンプで信号を增幅(LAr中で24倍、常温部で10倍)して読みだしている。そのためSingle Photon Countingの精度に疑問がある。

このような状況を踏まえ、ANKOK実験の本検出設計製作に向けた展望を述べる。

6.2.1 PSD分散の理解と抑制

10GeV付近の低質量領域を探索するにあたっては、電子反跳事象分離能力を向上しなければDS-50以上の結果を出すことはできない。そのためにはまずPSD分散の原因を理解し、これを抑制することが重要となる。

まず簡単に挙げられる原因としてPMTのGainの分散が挙げられる。本研究で測定したようにも、現在のPMTは1peの信号に対し $1 \pm 0.34\text{pe}$ 相当の電荷信号を出力する。これはtoy MCでもある程度理解されており、デバイダー回路の分配率を調節することで改善できる可能性がある。またPMTよりもカウンティング能力(および検出効率)に優れるMPPCを使用したり、信号量が

^{*1} DarkSide実験はHigh Mass, Low CrossectionのSUSY領域探索を主眼としているために今回はSPDだけで十分だったのかもしれないが。

少なくなる低エネルギー事象ではアナログ和ではなくパルス1つを1光電子と数える解析方法を用いるといった改善策もある。

次に考えられる原因は光伝搬過程による分散であり、特に疑わしい部分はTPBの波長変換である。第3章の図3.1.4で紹介したように128nm光に対するTPBの波長変換効率はおよそ1であると知られているが、紫外線1光子を吸収した際に毎回1個の可視光を出すのではなく、あるときは発光せずある時は2個以上の光子を放出しているといった場合には大きな分散を生む可能性がある。そのような場合には、VUV MPPCのQE向上や低温使用可能なMgF₂窓PMTの開発といった方向に力を入れる必要があるだろう。

PSD分散の原因がアルゴン発光機構に起因している場合、一見すると改善は見込めなそうであるが、例えばドリフト電場を強くした場合S1光量は減ってしまうがそれ以上に分散が抑えられて分離能力が上がるといった可能性も考えられる。このような現象があったとすると、直流電圧を抵抗分割して電場形成をしているDS-50では高電場の供給困難であるが、CW回路を用いているANKOKでは比較的容易に高電場を作れるため利用できるかもしれない。

6.2.2 S1・S2比によるER/NR分離の有効活用

第5章の図5.2.10では、40keV_{nr}以上の領域ではlog(S2/S1)で分離される事象はPSDのみでも分離されているように見える。しかし統計数が増えて染み出しが顕著になった場合や、より低エネルギーの領域ではS1・S2比による分離の恩恵が現れる可能性がある。実際に2相型Xe実験では、第2章で述べたように10keV_{nr}付近で10³～10⁵の分離能力があり、エネルギーが低いほど強力になる傾向が観測されている。低エネルギー領域で分離能力が悪くなるPSDとは相補的であり、Arでもこれが達成できれば(仮にPSDの分離能力向上が達成できなくても)DAMA領域暗黒物質の探索は十分可能となる。

6.2.3 ³⁹Ar以外のBGの削減

³⁹Ar以外のBGも削減するため、外部BGを減らすためのシールド(地下実験もその一つ)やvetoの最適化、内部BGを減らすための部材選定が必要となる。特にNR事象を起こす中性子や減速α線はPIDによる分離ができないため、これらの対策や量の把握が非常に重要である。

ER事象となるγ線やβ線などのBGは分離可能なので、1Bq/kgの³⁹Arよりも少なければ問題とならない。しかし第3章で述べたTPB直接発光のような通常のLAr蛍光と異なる発光をする場合には実験に悪影響を及ぼす。ANKOKではドリフト時間やMPPCを利用した位置分解能による除去を計画しているが、その量や分離能力の定量評価が必要である。またそのような表面事象のそもそもその発生数を減らす努力として、TPBに混入するU・Th系列放射性不純物の除去や、インジウム(96%が放射性同位体の¹¹⁵Inで、半減期441兆年でβ崩壊する)を含むITO電極をGZO電極^{*2}に置き換えるなどの対策も考えられる。

^{*2}透過率の向上も見込まれる(<http://www.geomatec.co.jp/product/ito/zno.html>)

6.2.4 検出器の大型化

現在のプロトタイプ検出器は PMT が上下 1 本づつの小型なもの (有効質量 0.45kg) だが、Low Mass 領域を狙うとは言え本検出器はある程度の大型化 (10~30kg 程度) が必要である。しかし光が検出されるまでの反射回数が増えると光量が大きく減ってしまうため、検出器の光学には気を付けなければならない。Dead Space を最小化するために、TPC の内径の候補は離散的になる。図 6.2.4 は 3 インチ PMT を稠密に配置した場合の TPC 内径の取り方で、表 6.2.1 は PMT の本数と対応する PMT およびチャンバーの内径の対応である。チャンバー内径としては、veto 領域や液面計の配置を考慮して TPC 内径 +20cm と見積もった。

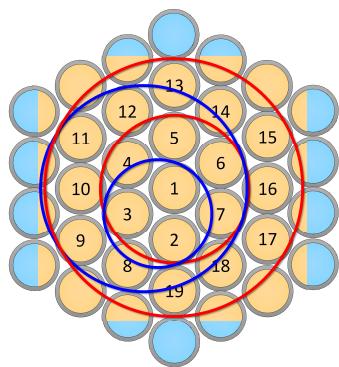


図 6.2.4 PMT の並べ方

PMT 本数 (片面)	TPC 内径 [cm]	チャンバー内径 [cm]
3	16	~36
7	22	~42
12	31	~51
19	39	~59

表 6.2.1 PMT の本数と TPC 径・チャンバー径の見積もり

図 6.2.5 は有効質量 (Full Volume) を設定した時の、TPC 内径と高さの関係である。現実的な TPC 高さを 10~30cm とすると、TPC の内径は 20~40cm 程度になる。

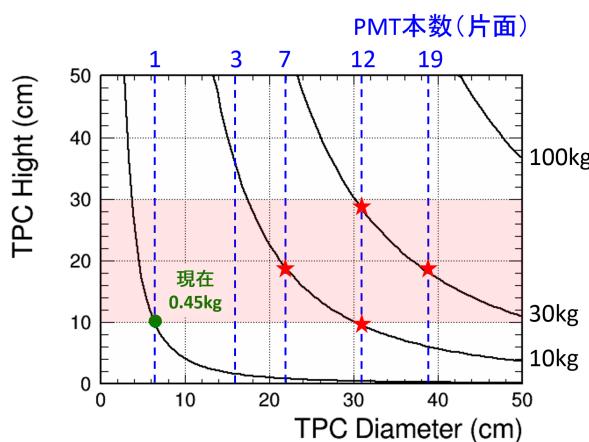


図 6.2.5 TPC サイズと有効質量

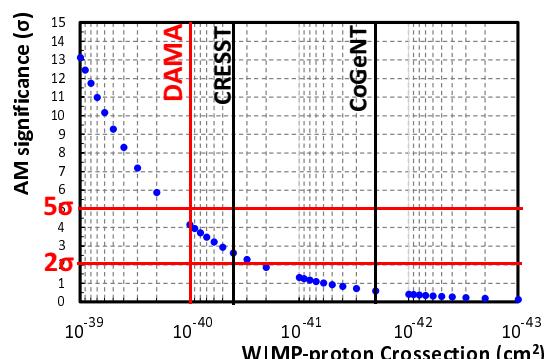


図 6.2.6 WIMP の断面積と季節変動の有意度 (10kg 検出器)

この有効質量の設定の物理的意義を簡単に確認する。図 6.2.6 は有効質量 10kg の場合の、WIMP の断面積と 1 年間の観測による季節変動の有意度の関係である。この場合 DAMA 領域なら 4.5σ 、

CRESST 領域も 2.6σ で検証可能となる。逆に質量を動かして考えると、DAMA 領域を 3σ 以上で検証するためには 5kg 以上の検出器が必要となる。Fiducial Cut をすることを考慮すると、Full Volume で 10~30kg という設定は妥当なラインだと考えられる。

6.2.5 低エネルギー領域における検出器応答理解

ANKOK 実験の第一目標はアルゴンを用いた低質量領域の WIMP 探索であるが、信頼できる結果を出すためには低エネルギー領域における検出器応答理解が不可欠である。しかし現在、2 相型検出器実験では (Ar, Xe とともに)ER 事象のキャリブレーションが $40\text{keV}_{\text{ee}} (\simeq 160\text{keV}_{\text{nr}})$ 以上の高エネルギー領域でしかされておらず、それ以下の反跳エネルギーと S1 光量の線形性などに疑問がある。また NR 事象に対しては TOF や反跳角の情報を用いた精密な測定がされているが [38]、ER 事象に対する光量比として核的消光因子を定義しているため同様の問題を抱えている。

XMASS 実験では特性 X 線を用いた低エネルギー X 線源の開発が進められており、ANKOK でもそのような ER 事象ソースを用いた実機キャリブレーションが必要になると考えられる。

参考文献

- [1] Mark W. Goodman and Edward Witten, "Detectability of certain dark-matter candidates", Phys. Rev. D 31,(1985), [DOI:10.1103/PhysRevD.31.3059]
- [2] J. L. Feng *et.al.*, "Planning the Future of U.S. Particle Physics (Snowmass 2013): Chapter 4: Cosmic Frontier", [arXiv:1401.6085]
- [3] O. Buchmueller *et.al.*, "The CMSSM and NUHM1 after LHC Run 1", [arXiv:1312.5250], (2013)
- [4] D.S. Akerib *et al.* (LUX Collaboration), "First Results from the LUX Dark Matter Experiment at the Sanford Underground Research Facility", Phys. Rev. Lett. 112, 091303 (2014), DOI:10.1103/PhysRevLett.112.091303]
- [5] E. Aprile *et al.* (XENON100 Collaboration), "Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data", Phys. Rev. Lett. 109, 181301 (2012), [DOI:10.1103/PhysRevLett.109.181301]
- [6] Mengjiao Xiao *et al.* (PandaX Collaboration) , "First dark matter search results from the PandaX-I experiment ", Sci China-Phys Mech Astron ,11, (2014), [DOI:10.1007/s11433-014-5598-7]
- [7] R.Bernabei *et.al.*, "Final model independent result of DAMA/LIBRA-phaseI", Eur. Phys. J. C , 73 (2013), [arXiv:1308.5109v2]
- [8] G. Angloher *et.al.*, "Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search", Eur. Phys. J. C , 72 (2012), [DOI:10.1140/epjc/s10052-012-1971-8]
- [9] C.E. Aalseth *et.al.* (CoGeNT Collaboration), "Search for An Annual Modulation in Three Years of CoGeNT Dark Matter Detector Data", [arXiv:1401.3295]
- [10] R. Agnese *et.al.* (CDMS Collaboration), "Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II", Phys. Rev. Lett. 111,(2013),[DOI:10.1103/PhysRevLett.111.251301]
- [11] P. Benetti *et al.* (WARP Collaboration) , "First results from a dark matter search with liquid argon at 87 K in the Gran Sasso underground laboratory", Astro Phys., 28 (2008)
- [12] P. Agnes *et al.* , "First Results from the DarkSide-50 Dark Matter Experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso", [DOI:10.1016/j.physletb.2015.03.012]

- [13] Josef Pradler , ”*On the Cosmic Ray Muon Hypothesis for DAMA*”, [arXiv:1205.3675]
- [14] K. Abe *et al.* (The XMASS Collaboration) , ”*Light WIMP search in XMASS*”, Phys.Lett. B724 (2013) ,[DOI:10.1016/j.physletb.2013.01.001]
- [15] U. Uchida *et al.* (The XMASS Collaboration) , ”*Search for inelastic WIMP nucleus scattering on ^{129}Xe in data from the XMASS-I experiment, status and results*”, Prog. Theor. Exp. Phys. 2014, 063C01,[DOI: 10.1093/ptep/ptu064]
- [16] K. Abe *et al.* (The XMASS Collaboration) , ”*Search for Bosons Superweakly Interacting Massive Dark Matter Particles with the XMASS-I Detector*”, Phys. Rev. Lett. 113, 121301 (2014), [DOI:10.1103/PhysRevLett.113.121301]
- [17] K. Abe *et al.* (The XMASS Collaboration) , ”*Search for solar axions in XMASS, a large liquid-xenon detector*”, Phys.Lett. B724 (2013) , [DOI:10.1016/j.physletb.2013.05.060]
- [18] 中村輝石、 ”*Direction-sensitive dark matter search with a gaseous micro time projection chamber*”、 博士論文 (2013 年度、 京都大学)
- [19] K.Fushimi *et al.* , ”*KamLAND-PICO project to search for cosmic dark matter*”, [arXiv:1407.3542]
- [20] 中竜大 他、「エマルジョン暗黒物質探索実験に向けた開発状況 1～デバイス開発状況～」、 日本物理学会 2014 年秋季大会、 21aSJ-5
- [21] 身内賢太朗 他、「低質量暗黒物質直接探索実験（仮称：3LDK）」、 日本物理学会 第 69 回年次大会、 29pTE-13
- [22] 石野宏和 他、「軽い暗黒物質探索を目指した超伝導光検出器と液体ヘリウムを用いた TPC の開発の概要」、 日本物理学会 2014 年秋季大会、 21aSH-7
- [23] Flip Tanedo, ”*Defense Against the Dark Arts -Notes on dark matter and particle physics*”, [<http://www.physics.uci.edu/~tanedo/files/notes/DMNotes.pdf>]
- [24] Richard H. Helm , ”*Inelastic and Elastic Scattering of 187-Mev Electrons from Selected Even-Even Nuclei*”, Phys. Rev. 104, 1466, (1956), [DOI:10.1103/PhysRev.104.1466]
- [25] 杉田慎一郎、「暗黒物質探索に向けた気液 2 相型アルゴン光 TPC 検出器の物理感度評価」、 修士論文 (2012 年度、 早稲田大学)
- [26] S. R. Golwala, ”*Exclusion limits on the WIMP nucleon elastic scattering cross section from the Cryogenic Dark Matter Search*”, UMI-99-94586.
- [27] Jonathan L. Feng, Jason Kumar, Danny Marfatia, David Sanford, ”*Isospin-Violating Dark Matter*”, Phys.Lett.B703, (2011), [DOI:10.1016/j.physletb.2011.07.083]
- [28] Hao Zheng, Zhen Zhang, Lie-Wen Chen, ”*Form Factor Effects in the Direct Detection of Isospin-Violating Dark Matter*”, JCAP 08 (2014) , [DOI:10.1088/1475-7516/2014/08/011]
- [29] Vincenzo Cirigliano, Michael L. Graesser, Grigory Ovanesyan, Ian M. Shoemaker, ”*Shining LUX on Isospin-Violating Dark Matter Beyond Leading Order*” ,Phys. Let. B739, 12 , (2014), [arXiv:1311.5886]
- [30] Nan Chena, Qing Wang, Wei Zhaod, Shin-Ted Line, Qian Yued, Jin Lid, ”*Exothermic*

- isospin-violating dark matter after SuperCDMS and CDEX*”, [arXiv:1404.6043v4]
- [31] Akira Hitachi and Tan Takahashi, ”*Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon*” , Phys Rev B, vol27, No. 9, (1983)
- [32] V. M. Gehman, S. R. Seibert,a,b, K. Rielagea, A. Himea, Y. Sunc, D.-M.Meic, J. Maassend, and D. Moored, ”*Fluorescence Elciency and Visible Re-emission Spectrum of Tetraphenyl Butadiene Films at Extreme Ultraviolet Wavelengths*” , [arXiv:1104.3259v2]
- [33] D. E. Grosjean, R. A. Vidal, and R. A. Baragiola, W. L. Brown, ”*Absolute luminescence efficiency of ion-bombarded solid argon*” , Phys Rev B, vol56, No.11, (1997)
- [34] Tadayoshi DOKE1, Akira HITACHI, Jun KIKUCHI, Kimiaki MASUDA, Hiroyuki OKADA and Eido SHIBAMURA, ”*Absolute Scintillation Yields in Liquid Argon and Xenon for Various Particles*”, Jpn. J. Appl. Phys. vol.41 (2002) pp. 15381545, Part 1, No. 3A, March 2002, [DOI:10.1143/JJAP.41.1538]
- [35] 月出章 (日本放射線化学会 編)、「希ガス液体の放射線効果」、放射線化学 2013 No.96, [http://www.radiation-chemistry.org/kaishi/096pdf/96_45.pdf]
- [36] A. Bogaerts and R. Gijbels, ”*Modeling of metastable argon atoms in a direct-current glow discharge*”, Phys. Rev. A 52 (1995), [DOI:10.1103/PhysRevA.52.3743]
- [37] A. Hitachi, T. Doke, and A. Mozumder, ”*Luminescence quenching in liquid argon under charged-particle impact: Relative scintillation yield at different linear energy transfers*”, Phys. Rev. B 46 (1992) ,[DOI:10.1103/PhysRevB.46.11463.]
- [38] H. Cao *et al.* (SCENE Collaboration), ”*Measurement of Scintillation and Ionization Yield and Scintillation Pulse Shape from Nuclear Recoils in Liquid Argon*”, [arXiv:1406.4825v2]
- [39] Gastler *et al.* , ”*Measurement of Scintillation Efficiency for Nuclear Recoils in Liquid Argon*”, Phys. Rev. C, 85(6), (2012), [DOI:10.1103/PhysRevC.85.065811]
- [40] 加地俊瑛 他、「気液 2 相型アルゴン光検出器の蛍光 (S1・S2) 基礎特性」、日本物理学会 2014 年秋季大会、21aSJ-2
- [41] Akira Hitachi, Akira Yunoki, Tadayoshi Doke, Tan Takahashi, ”*Scintillation and ionization yield for a particles and fission fragments in liquid argon*”, Phys Rev A 35, No9, (1987)
- [42] Tetsuhiko Takahashi, Susumu Himi, Masayo Suzuki, Jian-zhi Ruan(Gen), Shinzou Kubota, ”*Emission spectra from Ar-Xe, Ar-Kr, Ar-N₂, Ar-CH₄, Ar-CO₂ and Xe-N₂ gas scintillation proportional counters*”, NIM 205, 3, (1983), [DOI:10.1016/0167-5087(83)90028-5]
- [43] R.Acciarri *et al.* , ”*Oxygen contamination in liquid Argon: combined effects on ionization electron charge and scintillation light*”, JINST 5 (2010), [DOI:10.1088/1748-0221/5/05/P05003]
- [44] R.Acciarri *et al.* , ”*Effects of Nitrogen contamination in liquid Argon*”, JINST 5 (2010), [DOI:10.1088/1748-0221/5/06/P06003]

- [45] W. Tornow, H. Huck, H.-J. Kber, G. Mertens , "Properties of high pressure nitrogen-argon and nitrogen-xenon gas scintillators", NIM 133, 3, (1976), [DOI:10.1016/0029-554X(76)90427-4]
- [46] 相川孝作、「電子現象：電子物理と放電現象」、朝倉書店、(1967)
- [47] T. Heindl, T. Dandl, M. Hofmann, R. Krucken, L. Oberauer, W. Potzel, J. Wieser and A. Ulrich, "The scintillation of liquid argon", [DOI: 10.1209/0295-5075/91/62002]
- [48] G. Klein and M. J. Carvalho, "Argon luminescence bands between 1600 and 2900 ", J. Phys. B: At. Mol. Phys. 14 1283 (1981), [DOI:10.1088/0022-3700/14/8/013]
- [49] J. Wieser, A. Ulrich, A. Fedenev, M. Salvermoser "Novel pathways to the assignment of the third rare gas excimer continua", Optics Communications 173, (2000) ,[DOI:10.1016/S0030-4018(99)00610-0]
- [50] M. M. Fraga, S. T. G. Fetal, F. A. F. Fraga, E. Antunes, J. Gonplves, C.C. Bueno, R. Ferreira Marques and A. J. P. L. Policarpol, "Study of Scintillation Light from Microstructure Based Detectors" ,IEEE TONS, vol.47, No.3, JUNE 2000
- [51] 鷺見貴生 他、「MPPC や赤外光を用いたアルゴン蛍光の新しい検出方法の開発」、日本物理学 会 2013 年秋季大会、20aSL-10
- [52] 五十嵐隆弘 他、「アルゴン蛍光の赤外成分の詳細研究」、日本物理学会 第 69 回年次大会、 29pTE-05
- [53] 五十嵐隆弘、「アルゴン蛍光中の赤外発光成分の基礎研究」、卒業論文 (2013 年度、早稲田大学)
- [54] Peter Baricholo, Dumisani J. Hlatywayo, Hubertus M. Von Bergmann, Timo Stehmann, Erich Rohwer, Mike Collier, "Influence of gas discharge parameters on emissions from a dielectric barrier discharge excited argon excimer lamp", SAJS 107, 11, (2011), [DOI:10.4102/sajs.v107i11/12.581]
- [55] P. Benetti et.al., "Measurement of the specific activity of ^{39}Ar in natural argon", NIM A 574 (2007) 83[DOI:10.1016/j.nima.2007.01.106]
- [56] 中新平、「暗黒物質探索のための MPPC を用いた発光位置同定手法の基礎研究」、卒業論文 (2014 年度、早稲田大学)
- [57] 川村将城、「気液 2 相型アルゴン光 TPC 検出器の設計・製作」、卒業論文 (2012 年度、早稲田 大学)
- [58] 木村真人、「2 相型 Ar 光検出器における電場最適化と電子比例蛍光発生機構の研究」、卒業 論文 (2014 年度、早稲田大学)
- 、
- [59] 橋場裕之介、「ANKOK 実験における背景事象の理解と分離能力の評価」、修士論文 (2013 年 度、早稲田大学)
- [60] 橋場裕之介 他、「ANKOK 実験における背景事象の理解とその分離能力の評価」、日本物理学 会 第 69 回年次大会、29pTE-04
- [61] Qing Lin, Kaixuan Ni, "Probing the Intrinsic Electron Recoil Rejection Power in Liquid

- Xenon for Dark Matter Searches”, Astroparticle Physics 2014, Amsterdam, June 23-28*
- [62] G. J. Alner *et al.* (ZEPLIN Collaboration), ”*First limits on WIMP nuclear recoil signals in ZEPLIN-II: a two phase xenon detector for dark matter detection*”, *Astropart.Phys.*28:287 (2007) , [DOI:10.1016/j.astropartphys.2007.06.002]
- [63] J. Angle *et al.* (XENON Collaboration), ”*First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory*”, *Phys. Rev. Lett.* 100, 021303 (2008), [DOI:10.1103/PhysRevLett.100.021303]
- [64] D. Yu. Akimov *et al.* (ZEPLIN Collaboration), ”*WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III*”, [arXiv:1110.4769v2]
- [65] K. Abe (The XMASS Collaboration) , ”*XMASS experiment, status and results*”, *Dark Matter 2014*, CA, USA, Feb. 28, 2014
- [66] S Amoruso *et al.* , ”*Analysis of the liquid argon purity in the ICARUS T600 TPC*”, *NIM A*516, 1, (2004), [DOI:10.1016/j.nima.2003.07.043]
- [67] 加地俊瑛、「気液 2 相型アルゴン光検出器の蛍光 (S1・S2) 基礎特性」、日本物理学会 20134 秋季大会、21aSJ-2
- [68] 鶴見貴生「MPPC や赤外光を用いたアルゴン蛍光の新しい検出方法の開発」、日本物理学会 2013 年秋季大会、20aSL-10
- [69] 川村将城、「ANKOK 実験のための地上環境中性子事象の測定と評価」、修士論文 (2014 年度、早稲田大学)
- [70] 鈴木優飛「アルゴン中の柱状再結合効果を利用した検出器の方向感度化に関する基礎研究」、卒業論文 (2014 年度、早稲田大学)
- [71] 田中雅士 他, 「気液 2 相型アルゴン光検出器を用いた暗黒物質探索 (ANKOK 実験)」、日本物理学会 第 69 回年次大会、29pTE-02
- [72] 鶴見貴生 他、「気液 2 相型アルゴン検出器のための光検出最適化」、日本物理学会 2012 年秋季大会、13pSH-10
- [73] 岡本飛鳥、「ANKOK 実験のためのアルゴン蛍光検出過程のシミュレーション研究」、修士論文 (2013 年度、早稲田大学)
- [74] 加地俊瑛 他、「ANKOK 実験のための光検出効率の最適化」、日本物理学会 2013 年秋季大会、20aSP-2
- [75] Yuji Hotta, ”*Latest developments in PMTs for low temperature operation*” , DM2014, (2014)
- [76] 川村将城 他、「ANKOK 実験における背景事象評価の現状」、日本物理学会 2013 年秋季大会、20aSP-3
- [77] 鶴見貴生 他、「ANKOK 実験の光検出効率」、日本物理学会 第 69 回年次大会、29pTE-03
- [78] 加地俊瑛、「ANKOK 実験におけるシミュレーションの構築」、修士論文 (2014 年度、早稲田大学)
- [79] 川村将城 他、「気液 2 相型アルゴン光検出器における背景事象評価」、日本物理学会 20134 秋

- 季大会、21aSJ-3
- [80] 鷲見貴生、「ANKOK 実験 本検出器製作に向けた現状の課題と今後の展望」、日本物理学会
20134 秋季大会、21aSJ-4
- [81] 横山寛至、「アルゴン中の U・Th 系列放射線核種の測定とその時間依存性」、卒業論文 (2014
年度、早稲田大学)
- [82] R. Francini, R.M. Montereali, E. Nichelatti, M.A. Vincenti, N. Canci, E. Segreto, F.
Cavanna, F. Di Pompeo, F. Carbonara, G. Fiorillo, F. Perfetto, "VUV-Vis optical char-
acterization of Tetraphenyl-butadiene films on glass and specular reflector substrates from
room to liquid Argon temperature", [arXiv:1304.6117]
- [83] W. M. Burton and B. A. Powell, "Fluorescence of Tetraphenyl-Butadiene in the Vacuum
Ultraviolet"
- [84] S.M. Hanagodimath, B. Siddlingeshwar, J. Thipperudrappa, S. Kumar B. Hadimani,
"Fluorescence-quenching studies and temperature dependence of fluorescence quantum
yield, decay time and intersystem crossing activation energy of TPP", Journal of Lumi-
nescence 129 (2009) 335339
- [85] The MicroBooNE Collaboration, "The MicroBooNE Technical Design Report", (2012),
[<http://www-microboone.fnal.gov/publications/TDRCD3.pdf>]
- [86] A. Badertscher, A. Curioni, U. Degunda, L. Epprecht, S. Horikawa, L. Knecht, C. Laz-
zaro, D. Lussi, A. Marchionni, G. Natterer, P. Otiougova, F. Resnati, A. Rubbia, C. Stra-
bel, J. Ulbricht, T. Viant , "Giant Liquid Argon Observatory for Proton Decay, Neutrino
Astrophysics and CP-violation in the Lepton Sector (GLACIER)", [arXiv:1001.0076]
- [87] J. A. Nikkel, R. Hasty, W. H. Lippincott, D. N. McKinsey, "Scintillation of
liquid neon from electronic and nuclear recoils" , Astropart. Phys. 29 (2008) ,
[DOI:10.1016/j.astropartphys.2007.12.005]
- [88] W. Guo, M. Dufault, S. B Cahn, J. A Nikkel, Y. Shin and D. N. McKinsey, "Scintillation
and charge yield from the tracks of energetic electrons in superfluid helium-4" , JINST 7
P01002 (2012), [DOI:10.1088/1748-0221/7/01/P01002]
- [89] B.J.P. Jonesa, J.K. VanGemert, J.M. Conrad, and A. Pla-Dalmaub, "Photodegra-
dation Mechanisms of Tetraphenyl Butadiene Coatings for Liquid Argon Detectors",
[arXiv:1211.7150v1]
- [90] R. Jerry, L. Winslow, L. Bugel and J.M. Conrad, "A Study of the Fluorescence Response
of Tetraphenyl-butadiene", [arXiv:1001.4214v1]
- [91] 鷲見貴生、「波長変換材を用いた紫外線検出効率の測定と定量的評価」、卒業論文 (2012 年
度、早稲田大学)
- [92] 永野間淳二 他, 「液体アルゴン TPC 検出器におけるシンチレーション光検出に関する研究」,
日本物理学会 2010 年秋季大会、14pSM-07
- [93] Tina Pollmann, Mark Boulay, Marcin Kuniak, "Scintillation of thin tetraphenyl butadiene

- films under alpha particle excitation”*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 635, 127-130 (2011) [DOI : 10.1016/j.nima.2011.01.045] [arXiv:1011.1012]
- [94] Hidehito Nakamura , Hisashi Kitamura , Ryuta Hazama , ”*Radiation measurements with heat-proof polyethylene terephthalate bottles*”, R. 2010 Proc. R. Soc. London, Ser. A 466 2847 [DOI: 10.1098/rspa.2010.0118]
- [95] 日本アイソトープ協会, 「アイソトープ手帳 11 版」, 丸善出版, 2014
- [96] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会, 「光電子増倍管 その基礎と応用 第 3a 版」, (2011)
- [97] 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, (2012)
- [98] K. Lung, K. Arisaka, A. Bargetzi, P. Beltrame, A. Cahill, T. Genma, C. Ghag, D. Gordon, J. Sainz, A. Teymourian, Y. Yoshizawa, ”*Characterization of the Hamamatsu R11410-10 3-Inch Photomultiplier Tube for Liquid Xenon Dark Matter Direct Detection Experiments*” ,NIM A Vol696, 22 (2012), [DOI:10.1016/j.nima.2012.08.052]
- [99] Yasuhiro Nishimura, ”*Photodetector R&D progress and plan*” ,6th Open Meeting for the Hyper-Kamiokande Project , [<http://indico.ipmu.jp/indico/getFile.py/access?contribId=29&sessionId=3&resId=0&materialId=slides&confId=52>]
- [100] T. Alexander *et al.* , ”*Light yield in DarkSide-10: A prototype two-phase argon TPC for dark matter searches*”, Astroparticle Physics 49 (2013) 44
- [101] A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Grebenuk, D. Pavlyuchenko, R. Snopkov, Y. Tikhonov, ”*Two-phase argon and xenon avalanche detectors based on Gas Electron Multipliers*” , NIM A 556 (2006) 273
- [102] Elena Aprile, Aleksey E. Bolotnikov, Alexander I. Bolozdynya, and Tadayoshi Doke ”*Noble Gas Detectors*”, Wiley-VCH, (2006)
- [103] C. S. N. Conde, ”*Gas Proportional Scintillation Counters for X-ray Spectrometry*” , in ”*X-Ray Spectrometry: Recent Technological Advances* (edited by K. Tsuji, J. Injuk and R. Van Grieken), JohnWiley & Sons, USA, (2004)
- [104] W. Walkowiak, ”*Drift velocity of free electrons in liquid argon*”, NIM A, 449 (2000) 288, [DOI:10.1016/S0168-9002(99)01301-7]
- [105] Fritz Zwicky, ”*Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*”, Helvetica Physica Acta **6**: 110-127, 1933
- [106] Fritz Zwicky, ”*On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae*”, Astrophysical Journal **86** 217Z (1937)
- [107] 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 –*”, PASJ **61** 229 (2009), [arXiv:0811.0859]
- [108] J.Caldwell and J.P.Ostriker,”*The mass distribution within our Galaxy - A three component model*”, Astrophys. J. **251**(1981) 61
- [109] Clowe et al. ”*A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter*,” Astrophysical

- Journal **648** 109 (2006)
- [110] J.A.Tyson, G.P.Kochanski, and I.P.Dell'Antonio, "Detailed Mass Map of CL0024+1654 from Strong Lensing", *Astrophysical Journal* **498**(1998) L107, [arXiv:astro-ph/9801193v2]
- [111] S.Perlmutter et al. "Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae", *Astrophysical Journal*, **516** 2 (1999), [arXiv:astro-ph/9812133v1]
- [112] WMAP 公式サイト, <http://map.gsfc.nasa.gov/>
- [113] E. Komatsu et al. "SEVEN-YEAR WILKINSON MICROWAVE ANISOTROPY PROBE (WMAP1) OBSERVATIONS: COSMOLOGICAL INTERPRETATION", *Astrophys.J.Suppl.*192:18,(2011), [arXiv:1001.4538v3]
- [114] G. Hinshaw et al. "NINE-YEAR WILKINSON MICROWAVE ANISOTROPY PROBE (WMAP) OBSERVATIONS: COSMOLOGICAL PARAMETER RESULTS", [arXiv:1212.5226v2] , (2013)
- [115] Wayne Hu and Scott Dodelson, "Cosmic Microwave Background Anisotropies", *Ann.Rev.Astron.Astrophys.***40**,(2002), [arXiv:astro-ph/0110414v1]
- [116] SDSS 公式サイト, <http://www.sdss.org/>
- [117] D.J.Eisenstein et al."Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies", *Astrophys.J.***633**, (2005) [arXiv:astro-ph/0501171]
- [118] W.J.Percival et al. "Baryon Acoustic Oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 Galaxy Sample", *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.***401**,(2010), [arXiv:0907.1660]
- [119] S.Burles, K.M.Nollett, and M.S.Turner, "Big-Bang Nucleosynthesis: Linking Inner Space and Outer Space", [arXiv:astro-ph/9903300]
- [120] R.H.Cyburt, B.D.Fields, and K.A.Olive, "An Update on the big bang nucleosynthesis prediction for Li-7: The problem worsens", *JCAP* 0811 012, (2008)
- [121] Keith A. Olive, "TASI Lectures on AstroParticle Physics", arXiv:astro-ph/0503065, (2005)
- [122] N.Suzuki et al. "The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey: V. Improving the Dark Energy Constraints Above $z > 1$ and Building an Early-Type-Hosted Supernova Sample", *ApJ* 746, **85**, [arXiv:1105.3470]
- [123] Pat Scott, "Searches for Particle Dark Matter", [arXiv:1110.2757v1]
- [124] 松原隆彦, 『現代宇宙論』, 東京大学出版, (2010)
- [125] Stephen P.Martin, "A Supersymmetry Primer", arXiv:hep-ph/9709356v6, (2011)
- [126] G.L.Kane, C.F.Kolda, L.Roszkowski, and J.D.Wells, "Study of constrained minimal Supersymmetry", *Phys.Rev.* **D49**, (1994) [arXiv:hep-ph/9312272]
- [127] R.R.deAustri, R.Trotta, and L.Roszkowski, "A Markov Chain Monte Carlo Analysis of the CMSSM", [arXiv:hep-ph/0602028v3]
- [128] O.Buchmueller et al, "Supersymmetry in light of 1/fb of LHC data", *Eur.Phys.J.* **C72**

- 1878, (2012)
- [129] Particle Data Group, "REVIEW OF PARTICLE PHYSICS", Regents of the University of California (2012)
- [130] 太田信義, 坂井典佑, 『超対称性理論 現代素粒子論の基礎として』, サイエンス社, (2006)