

大有効面積MeVガンマ線観測を目指した
液体アルゴンによる
コンプトン望遠鏡概念の実験的検討
(Experimental examination of Compton telescope concept
using liquid argon
for large effective area MeV Gamma-ray observation)

東京大学大学院
理学系研究科 物理学専攻
馬場研究室

高嶋聡

令和3年1月6日

概要

幅広いエネルギー帯域の電磁波を観測することで天体现象を多面的に見る多波長天文学において、MeV ガンマ線は「最後の窓」とされる。重元素合成や高エネルギー粒子加速といった宇宙物理学上重要な問題の核心をつける MeV 帯域の実用的な望遠鏡は、2000 年に観測を終了した CGRO/COMPTEL を最後に 2020 年現在まで実現していない。GRAMS プロジェクトは大容量の液体アルゴン検出器をコンプトン望遠鏡として活用することで、COMPTEL 望遠鏡と比べて 2 桁以上大きな有効面積による MeV 帯域の観測を目指す。

本論文の目的は液体アルゴン検出器によるコンプトン望遠鏡という世界初の試みが可能であることを実証し、2021 年度から本格的に始まるプロジェクトの基礎を築くことにある。まず GRAMS の実現に不可欠な要素を列挙して本研究の位置づけを述べる。MeV ガンマ線天文学のレビューを行った後、コンプトン望遠鏡の原理と GRAMS で使われる液体アルゴン time projection chamber (LArTPC) の説明がされる。Geant4 によるモンテカルロシミュレーションのデータを元に、液体アルゴン TPC による MeV ガンマ線撮像手法の開発と評価を行った。尤度による比較とニューラルネットワークの手法によって、液体アルゴン TPC の出力から MeV ガンマ線撮像が可能だと実証した。さらに角度分解能の性能指標の 1 つである angular resolution measure やエネルギー分解能を求めた。そして気球高度における荷電粒子バックグラウンドが液体アルゴン TPC へ与える影響を、宇宙線スペクトル予測モデル PARMA と Geant4 と組み合わせて調べた。陽子と電子について実際のカウントレートを設定した結果、液体アルゴン TPC を囲むシンチレータによる反同時計数法と液体アルゴン TPC のセグメント化によって天体光子の観測が十分に行えることを示した。さらに画像再構成に必要なコンプトン散乱の各ヒットのエネルギー損失・位置情報が実際に抽出できることを示すため、2 相型アルゴン TPC ANKOK の実データを解析した。液体アルゴン中のガンマ線をモデル化することによって多重コンプトン散乱イベントを抜き出し、ドリフト方向に対して位置決定精度が 10 mm であることを示した。さらに多重散乱の光電吸収ピークに着目することで、エネルギー決定精度の評価も行った。

目次

第1章	序論	1
第2章	MeVガンマ線天文学	3
2.1	高エネルギー天文学の歴史	3
2.2	MeVガンマ線が探る宇宙	4
2.3	MeVガンマ線観測の現状	5
第3章	コンプトンカメラと液体アルゴンTPC	6
3.1	光子と物質の相互作用	6
3.1.1	光電吸収	7
3.1.2	コンプトン散乱	7
3.1.3	電子・陽電子対生成	8
3.2	コンプトンカメラ	8
3.2.1	コンプトンカメラの原理	8
3.2.2	角度分解能の指標	11
3.2.3	宇宙空間で運用されたコンプトンカメラ	12
3.3	Gamma-Ray and AntiMatter Survey (GRAMS)	14
3.3.1	MeVガンマ線観測	14
3.3.2	ダークマター間接探索	15
3.4	GRAMSに使われる検出器の構造	16
3.4.1	望遠鏡構造の概要	17
3.4.2	アルゴンの性質	17
3.4.3	液体アルゴン time projection chamber (LArTPC)	19
3.4.4	光検出器	19
3.4.5	電離電子読み出し	20
第4章	液体アルゴンTPCにおけるコンプトン再構成能力の検証	21
4.1	シミュレーション設定	21
4.1.1	mass model	22
4.1.2	検出器パラメータ	22
4.1.3	入射粒子の生成	22
4.2	LArTPC内のヒット数とエスケープイベントの分布	24
4.2.1	LArTPC内でのガンマ線イベントの解析結果	24
4.3	尤度の比較によるイベント再構成	25

4.3.1	コンプトン再構成の問題設定	26
4.3.2	尤度の比較によるイベント再構成	26
4.3.3	HY2020による再構成結果	27
4.4	ニューラルネットワークによるイベント再構成	28
4.4.1	問題設定	29
4.4.2	ニューラルネットワーク (NN) の基礎	31
4.4.3	解析の流れ	33
4.4.4	Simple NN の結果	34
4.4.5	順番ラベル・エスケープを同時に予測するネットワーク	36
4.4.6	Dual Label NN による解析結果	37
4.5	コンプトン再構成の3手法の比較	39
4.6	まとめ	42
第5章	気球高度における荷電粒子バックグラウンドの評価	44
5.1	PARMAによる宇宙線スペクトルの計算	44
5.1.1	気球高度における宇宙線	44
5.1.2	PARMAモデル	45
5.1.3	宇宙線のスペクトル	46
5.2	GRAMS望遠鏡を想定したモンテカルロシミュレーション	47
5.2.1	Geant4でのジオメトリ設定	48
5.2.2	バックグラウンド粒子の生成	48
5.3	LArTPCのセグメント化	48
5.3.1	荷電粒子バックグラウンドに対する指標	51
5.3.2	TAPEの計算手順	52
5.3.3	TAPEの計算結果	54
5.4	まとめ	55
第6章	液体アルゴン内のコンプトン散乱イベントの解析	56
6.1	ANKOK5検出器	56
6.1.1	ANKOK5検出器の構造	58
6.1.2	検出器の出力	59
6.2	多重コンプトン散乱のモデルと波形フィッティング	60
6.2.1	エレクトロルミネセンスのモデル	61
6.2.2	S2の個数決定	63
6.2.3	フィットパラメータの初期値を決定する	64
6.2.4	損失関数を定める	65
6.2.5	信号の誤差	65
6.2.6	フィッティングの結果	65
6.3	波形フィッティングによる大統計データの解析	68
6.3.1	波形弁別によるイベントセレクション	68
6.3.2	線源のスキャンデータの解析	69

6.4	S2 検出量の位置依存性の検証	72
6.4.1	シミュレーション設定	73
6.4.2	S2 光子の放出	73
6.4.3	反射	73
6.4.4	液面で生じた蛍光の検出効率	74
6.5	光電吸収ピークの解析	75
6.5.1	ANKOK05	76
6.5.2	解析データの前処理と Bad イベントの除去	76
6.5.3	S2 の光電吸収ピーク	77
6.6	まとめ	82
第7章	まとめ	83
	謝辞	84
付録 A	S1 の光電吸収ピークの解析	85
	補遺.1 Null 電場中の S1 解析	85
	補遺.2 ドリフト電場がかかっている時の S1 解析	86

目次

2.1	GRB のジェットの様子	4
2.2	GeV 帯域と MeV 帯域の全天観測の現状	5
3.1	アルゴンと光子の相互作用における質量減衰係数	6
3.2	コンプトン散乱における散乱角の角度依存性	8
3.3	コンプトン散乱と全吸収をそれぞれ一回ずつ起こすイベント	9
3.4	3回コンプトン散乱を起こした後にエスケープするイベント	10
3.5	ARM の定義	11
3.6	CGRO 搭載の COMPTEL 望遠鏡	12
3.7	ひとみ衛星搭載 SGD の概略図	13
3.8	SGD の有効面積のエネルギー依存性	14
3.9	X・ガンマ線帯域における望遠鏡の感度曲線	15
3.10	LArTPC によるダークマター間接探索の原理	16
3.11	GRAMS における LArTPC の概略図	17
3.12	アルゴンのシンチレーション光波形の実データ	19
4.1	GRAMBox のジオメトリと入射光子の分布	23
4.2	一様な平行光が当てられる GRAMSBox の様子	23
4.3	Sky 入射の様子	24
4.4	光子のヒット回数と full deposit イベントの割合	25
4.5	HY2020 による 1000 keV イベントの再構成結果	27
4.6	ARM とエネルギーの分解能のエネルギー・ヒット数依存性	28
4.7	3,4,5 ヒットイベントの時間順序ラベルの分布	30
4.8	順番予測の流れ(3 ヒットの場合)	31
4.9	本節で用いるネットワークの基本形	33
4.10	単色光子を入射させた 3 ヒットイベントの再構成結果	34
4.11	4,5 ヒットイベントの再構成結果	35
4.12	残差ユニットと全体的なネットワーク	37
4.13	Dual Label NN による 3 ヒットイベントの再構成結果	38
4.14	Dual Label NN による 4 ヒットイベントの再構成結果	38
4.15	Dual Label NN による 5 ヒットイベントの再構成結果	39
4.16	HY2020 とニューラルネットによる再構成結果の比較(3 ヒット)	39
4.17	アルゴリズムの比較(4 ヒット)	40
4.18	アルゴリズムの比較(5 ヒット)	40

4.19	3つのアルゴリズムに関する ARM のエネルギー依存性	41
4.20	3つのアルゴリズムに関するエネルギー分解能 (FWHM/E) のエネルギー 依存性	42
5.1	ヴァン・アレン帯の模式図	45
5.2	宇宙線陽子のエネルギーと到来方向の分布	46
5.3	宇宙線電子のエネルギーと到来方向の分布	46
5.4	大気ガンマ線のエネルギーと到来方向の分布	47
5.5	4種類の宇宙線のスペクトル	47
5.6	Geant4 における mass モデル	48
5.7	宇宙線の入射設定	49
5.8	荷電粒子に対する、セグメント化された LArTPC の dead cell の時間発展	50
5.9	シンチレータと S1 が同時に光った時に生じる dead time の様子	53
5.10	陽子の TAPE	54
5.11	電子の TAPE	55
6.1	2相型アルゴン検出器の概略図	57
6.2	液体アルゴンの維持を行う主な配管系	58
6.3	ANKOK5 の模式図	59
6.4	^{60}Co 線源の実験における ANKOK5 の PMT 出力	60
6.5	コンプトン散乱イベントの例	61
6.6	S2 のカウント方法	64
6.7	1 イベント分のペDESTAL の分布	66
6.8	400 イベント分のペDESTAL の標準偏差	66
6.9	S2 のフィッティング結果の例	67
6.10	S1 の Fast/Slow 強度比と ER・NR イベント	68
6.11	$^{60}_{27}\text{Co}$ 線源データの S1 波形パラメータのプロット	69
6.12	線源のスキャンデータとドリフト時間の分布	70
6.13	線源-液面のドリフト距離とドリフト時間のピーク	71
6.14	コリメータと ANKOK の位置関係	72
6.15	ANKOK5 を模した検出器モデル	73
6.16	等方的に放射された S2 光子の方向ベクトルの分布	73
6.17	複数回の全反射を許した光子の検出効率 (液面での蛍光)	74
6.18	複数回の乱反射を許した光子の検出効率 (液面での蛍光)	75
6.19	ANKOK05 の模式図	76
6.20	反相関した全吸収ピークが確認できる S1-S2 プロット	78
6.21	イベントセレクションを行った S1S2 プロット	79
6.22	1 次変換による新しい分解能の概念図	81
A.1	null 電場における $^{22}_{11}\text{Na}$ (左) と $^{137}_{55}\text{Cs}$ (右) を線源とした時の S1 スペクトル	86
A.2	電場がかかっているデータでの $^{22}_{11}\text{Na}$ 線源のスペクトル	87
A.3	ドリフト電場 500 V/cm の場合の光電吸収ピークのフィット	87

表目次

3.1	コンプトン衛星に搭載された望遠鏡の概要	12
3.2	アルゴンの物理的性質 (1 atm)	17
4.1	尤度の計算に使われる確率の意味	27
4.2	ニューラルネットワークの学習・性能評価に使ったイベント数	34
4.3	3ヒットイベントでのエネルギー・ARMの分解能	34
4.4	コンプトン再構成の結果の指標@1000 keV	36
5.1	PARMA シミュレーションにおける設定	45
5.2	TAPE の計算に使われる量	51
5.3	気球高度における各粒子のフラックス	52
6.1	GRAMS と ANKOK の比較	57
6.2	フィッティングパラメータの初期値	64
6.3	散乱位置と半幅	72
6.4	解析した ANKOK05 のデータ	77
6.5	2次元の光電吸収ピークが見つかったデータ	80
6.6	光電吸収ピークの2次元ガウシアンフィッティングのパラメータ	80
6.7	光電吸収ピークのフィット結果を1次変換したときのパラメータ	81
A.1	解析した ANKOK05 のデータ	85
A.2	光電吸収ピークとガウシアンフィッティングのパラメータ (null 電場)	86
A.3	光電吸収ピークのパラメータ	88

第1章 序論

天文学では宇宙空間から発せられる貴重な天体現象のシグナルを最大限活用するため、電波・可視光・ガンマ線など様々な電磁波の観測によって情報を抜き出す努力が続けられてきた(多波長天文学)。1987年には大マゼラン雲で起きた超新星爆発によるニュートリノが日本のカミオカンデグループによって検出され、重力崩壊型超新星爆発が初めて直接的に実証されることとなった [1]。2015年にアメリカの LIGO 検出器で観測された GW150914 は世界初の重力波イベントとして記憶に新しい [2]。2017年の GW170817 では重力波とガンマ線・赤外線観測の合わせ技によって中性子星連星合体であること、そして重元素合成が起きている兆候が確認された [3][4]。このように近年広い分野で観測技術が発達するにつれて、ますますマルチメッセンジャー天文学の重要性が強調されるようになっている。

一方他のエネルギー帯域と比べて十分な性能の観測機器が存在せず、電磁波観測の「最後の窓」と呼ばれているのが MeV ガンマ線である。MeV ガンマ線のエネルギーは、熱的粒子分布から非熱的分布への遷移領域に対応する。熱的な領域ではすでに X 線天体観測によって研究できる状態となっており、完全に非熱的な GeV/TeV でも粒子対生成を利用した衛星や大気チェレンコフ光による地上観測が進められている。MeV ガンマ線観測はこの2つの領域のギャップを埋め、宇宙線やジェットの加速機構などの宇宙物理学上重要な多くの問題の解明に貢献する。また核同位体ごとに固有の核ガンマ線のエネルギーも典型的には MeV の値をとるので、MeV ガンマ線観測によってカバーできる。MeV ガンマ線を本格的に観測する宇宙望遠鏡は、1991年に NASA によって打ち上げられた Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) 衛星搭載の COMPTEL 望遠鏡がパイオニアである [5]。その CGRO 衛星も 2000年に大気へ突入してミッションを完了してからは MeV ガンマ線観測の分野に空白の時間が続いている。2020年現在、COMPTEL の後継となるような確立したミッションは存在せず一刻も早く新たな望遠鏡の打ち上げが望まれる。

Gamma-Ray and AntiMatter Survey (GRAMS) は、super pressure balloon に液体アルゴン検出器を搭載して MeV ガンマ線観測とダークマター間接探索を目指す日本とアメリカの共同ミッションである [6]。このミッションは、2020年代半ばに気球実験を、そしてガンマ線観測に対して高い性能を実現できれば 2030年代には観測衛星として宇宙へ送り出す計画となっている。散乱体として高密度・大容量の液体アルゴンを充填することで、限られた光子を最大限反応させて統計を増やし CGRO/COMPTEL と比べて 1桁以上高い感度による観測を目指す。

液体アルゴン検出器による MeV ガンマ線観測という GRAMS のコンセプトは未だかつて試みられたことがない。特にこのコンセプトが成り立つのに不可欠な要素が次の3つである。

1. 液体アルゴン検出器の出力から天体の分光撮像ができるアルゴリズムが存在する。

2. 宇宙線由来の荷電粒子イベントがガンマ線観測に大きく影響しない。
3. 液体アルゴン検出器によるガンマ線イベントの位置・エネルギー測定性能が分光撮像に十分である。

本論文はこの3つの要素を順番に確かめ、始まったばかりのGRAMSの実現可能性を実証する土台としての役割を果たすものである。まず第2章では、MeVガンマ線観測が経た歴史とそれによって解明できる宇宙物理学の謎、そして現状の観測技術の課題点について概観する。第3章では、MeVガンマ線検出器の役割を果たす液体アルゴン検出器とその相互作用を説明した後にGRAMS望遠鏡の詳細を説明する。第4章では、1番目の要素であるMeVガンマ線の撮像アルゴリズムとして、尤度の比較とニューラルネットワークの2つの手法について説明する。そして光子のモンテカルロシミュレーションの結果をもとに2つの性能評価を行う。第5章では、気球高度を想定したフラックスを持つ宇宙線と検出器の相互作用をシミュレーションし、同時に検出器の反同時計数によるバックグラウンド除去を行った時の観測時間への影響を評価する。第6章では、すでに運用されている液体アルゴン検出器ANKOKの実データを用いてガンマ線イベントの検出能力を評価する。そしてガンマ線がアルゴンと反応した位置とエネルギーの測定性能について考察する。

第2章 MeVガンマ線天文学

天文学は宇宙における現象を探るため、電磁波からニュートリノや重力波まで様々なプローブを利用して天体の情報を抜き出す試みをしてきた。強い重力場や磁場を作り出すブラックホールや中性子星に着目した場合、X線・ガンマ線による観測が不可欠である。GRAMS ミッションは低い光子の統計量と高いバックグラウンドに悩まされて他の帯域と比べて遅れをとっていた MeV ガンマ線帯域において、1桁以上高い感度を持つ望遠鏡による観測を目指す。本章では MeV ガンマ線観測の背景とその課題について述べる。

2.1 高エネルギー天文学の歴史

宇宙から放射される X 線やガンマ線は大気に吸収されて地表にはほとんど到達しないため、これらの波長を観測する天文学の分野(高エネルギー天文学)は可視光・電波天文学と比べるとその始まりが遅い。Giacconi らは観測ロケットにガイガーカウンターを搭載してロケットを自転させ、天空をサーベイすることによって初めて太陽系外の X 線天体を検出した [7]。それに続くロケットや気球による X 線観測によってかに星雲やさそり座 X-1 などの重要天体が同定され、1970 年には世界初の X 線天文衛星 UHURU が打ち上げられ X 線天文学は飛躍的に発展した [8]。UHURU を皮切りに様々な X 線観測衛星が打ち出され、現在では XMM-Newton や Chandra が高い分光・撮像性能によって X 線天文学をリードしている [9][10]。

天体からのガンマ線は 1967 年に OSO-3 衛星によって初めてとらえられた [11]。観測衛星とは独立して地上核実験の監視を目的とする Vela 衛星は短時間に大量のガンマ線が放出される現象(ガンマ線バースト)を発見し、その性質・起源の解明は今日に至るまで宇宙物理学における重要問題の 1 つとなっている。1991 年に打ち上げられた CGRO 衛星は EGRET や COMPTEL を含む 4 種類の観測機器を搭載しており、硬 X 線帯域から GeV ガンマ線の幅広い範囲で優れた観測成果をあげた [5]。EGRET は GeV 帯域の全天スキャンによって宇宙の激しい天体現象を探った。COMPTEL は MeV ガンマ線帯域で、最も優れた性能を持つ望遠鏡としての立場を現在まで維持している。ESA によって 2002 年に打ち上げられた INTEGRAL 衛星の SPI や IBIS はコーデッドマスクを使った撮像・分光の手法により、keV から MeV の幅広い範囲の観測をカバーした [12]。2008 年には GeV ガンマ線観測を目的とする Fermi 衛星が打ち上げられた。中でも Large Area Telescope (LAT) は CGRO/EGRET の原理を踏襲して 20 MeV-300 GeV の範囲をカバーしている。さらにエネルギー範囲・視野、空間分解能全ての項目で最も優れた GeV ガンマ線望遠鏡としての性能を持つ [13]。

10^{12} eV 以上のガンマ線 (TeV ガンマ線) は光子の数が非常に少ないため観測衛星などの

小型の装置では十分な観測ができない。一方で TeV ガンマ線は大気と相互作用して大量の粒子とチェレンコフ光を発生させる。それらチェレンコフ光を検出し、元の光子に再構成して TeV ガンマ線を観測するのが大気チェレンコフ望遠鏡である。大気チェレンコフ望遠鏡としては現在 MAGIC や HESS がそれぞれ北半球・南半球をカバーしているほか、CTA 計画が進んでいる。CTA が実現すれば数 10 GeV から 100 TeV という幅広いエネルギー帯域を観測することができる [14][15][16]。

2.2 MeV ガンマ線が探る宇宙

MeV ガンマ線帯域観測には、他の波長帯ではできない様々な意義がある。以下では重元素合成、ガンマ線バースト (GRB)、マグネターに注目して MeV ガンマ線観測の意義述べる。

鉄より重い元素の起源の半分以上は、原子核に大量の中性子が供給される r プロセスを経て生まれたと考えられ、その最有力サイトが中性子星連星合体 (neutron star merger; NSM) である。数値シミュレーションや赤外線観測などの間接的な方法を除いて、NSM の元素合成を実証するには MeV 帯域に分布する核同位体固有の核ガンマ線分光が唯一の直接的な方法である。一方、現在では重力波検出器として高い感度を持つ LIGO や Virgo によって重力波天文学が発達してきている。2017 年には初めて NSM イベント GW170817 とそれに付随したキロノヴァ AT2017gfo が観測された [3][17]。このキロノヴァのスペクトルにはストロンチウムの吸収線が存在するとの報告もあり [4]、マルチメッセンジャー天文学が重要な時代に MeV ガンマ線観測の重要性がますます増してきている。

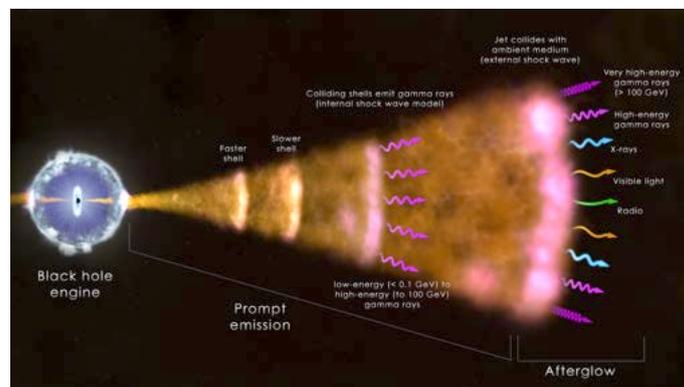


図 2.1: GRB のジェットと電磁波の放射の様子 [18]

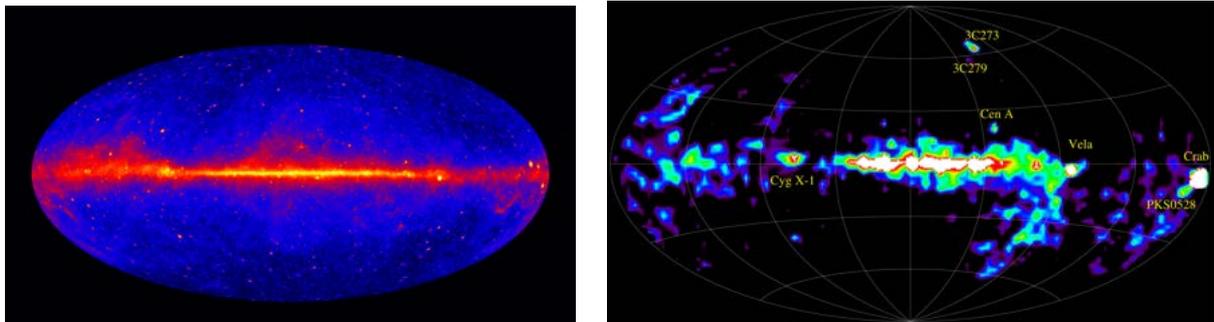
gamma-ray burst (GRB) は宇宙最大の高エネルギー現象の 1 つで、 10^{52-54} erg ものエネルギーを解放する。その継続時間によって Short GRB (~ 2 s) と Long GRB (~ 100 s) の 2 種類に大別される。Long GRB は、大質量星の重力崩壊による超新星爆発が起源の第一候補である。一方 Short GRB は中性子星連星、もしくは中性子星-ブラックホール連星が合体するときに起きると考えられている。burst は図 2.1 のように初期の prompt emission とそれに続く afterglow に分けられ、特に prompt emission のメカニズムは GRB の大きな謎の 1 つである。GRB のモデルとして様々なものが考えられている中、観測との比較で重要

なのが放出されるバルクの速度である。バルクの Lorentz factor に依存して MeV-GeV 帯域にカットオフが生まれると予測されるため、Fermi/LAT による GeV 観測と MeV 観測を組み合わせることによって GRB の放射機構に強い示唆を与えられる。

また中性子星の観測は、宇宙を物理学における極限環境の実験室として活用する役割も果たす。臨界磁場 $B_{cr} = 4.4 \times 10^{13}$ G を超える磁場を持つ中性子星はマグネターと呼ばれる。このような極めて磁場が強い状態で、量子電磁力学は光子分裂を预言する [19][20]。特に電子陽電子対消滅で生まれる光子が分裂することでマグネターからの硬 X 線が作られている場合、ガンマ線の強度は 511 keV 以上で急速に減少すると期待される。感度の高い MeV ガンマ線望遠鏡でマグネターのこの帯域を観測すれば光子分裂の検証ができる。

2.3 MeV ガンマ線観測の現状

図 2.2 はガンマ線の全天マップのうち、Fermi/LAT による GeV ガンマ線観測 (図 2.2a) と COMPTEL の MeV ガンマ線観測 (図 2.2b) の結果を並べたものである。



(a) Fermi/LAT による 1 GeV-の全天マップ [21] (b) CGRO/COMPTEL による 1-30 MeV の全天マップ [22]

図 2.2: GeV 帯域と MeV 帯域の全天観測の現状

GeV 以上の帯域において、Fermi/LAT の観測により 3000 種類以上の天体が同定されている。しかし MeV 帯域においては COMPTEL のデータを用いても定常的に光る天体は 32 天体、ガンマ線バーストのような突発的天体を含めても全部で 63 天体しか同定できていない。これは COMPTEL の検出効率が低く、検出器の大きさの割に有効面積がわずか $20 - 50 \text{ cm}^2$ と非常に小さいからである。有効面積が小さく検出される光子が少ないことによって生じる、大きな統計誤差は分光観測にも影響を与える。そのためガンマ線ラインの検出は銀河面の電子対消滅による 511 keV 線や ^{26}Al など数例にとどまっている。

第3章 コンプトンカメラと液体アルゴン TPC

天体の分光・イメージングをするには光子と検出器を反応させる必要がある。そこで本章では最初に光子と物質との相互作用を詳しく述べ、MeV 帯域で特に重要なコンプトン散乱を用いたガンマ線撮像法を紹介する。その後に液体アルゴン TPC (LArTPC) の構造と GRAMS 実験のコンセプトを説明し、本論文の研究の目的についても言及する。

3.1 光子と物質の相互作用

天体から入射した光子のエネルギー・入射方向の情報を得るには、物質と相互作用をさせる必要がある。そして検出器の設計を決めるためには、特定のエネルギーの光子と検出器物質間で生じる相互作用を考慮に入れなければならない。そのため最初に光子と物質が起こす3つの相互作用(光電吸収・コンプトン散乱・電子陽電子対生成)についてまとめる。なお、物質ごとに3つの相互作用がそれぞれ支配的なエネルギー範囲は異なっている。図3.1はアルゴンに関する、3つの相互作用それぞれの質量減衰係数を表しており、MeV 帯域ではコンプトン散乱が優勢であることがわかる。

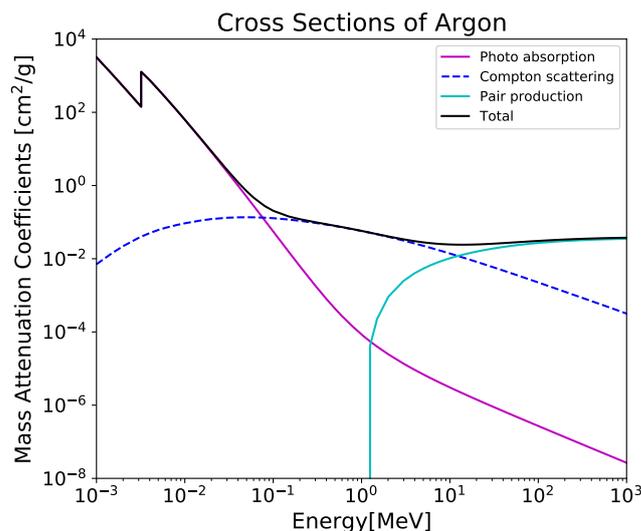


図 3.1: アルゴンと光子の相互作用における質量減衰係数のプロット [23]

3.1.1 光電吸収

入射してきたエネルギー E_γ の光子が原子に束縛された内殻電子を弾き出してエネルギーを全てその電子に渡す現象を光電吸収という。天体からの光子を半導体検出器内で光電吸収させるのが、X線天文学でよく使われる手法である。電子の束縛エネルギーを I 、自由になった電子のエネルギーを E_e とすると式 (3.1) のようになる。

$$E_e = E_\gamma - I \quad (3.1)$$

さらに、より外側の軌道から電子は光電吸収によって空となった電子軌道に移る。この電子のエネルギーの差分は電磁波の形で放出されると蛍光 X 線、束縛電子の運動エネルギーに使われて外部に放出されるとオージェ電子と呼ばれる。

MeV 帯域における光電吸収の反応断面積は、物質の原子番号 Z の 4 乗から 5 乗に比例する。光子のエネルギーには -3 乗に比例するため、液体アルゴンのような小さな原子番号 ($Z = 18$) の物質で高エネルギー光子を観測する場合には光電吸収が起きる可能性は非常に低くなる。

3.1.2 コンプトン散乱

光子が電子と起こす散乱をコンプトン散乱という。静止した電子に対してエネルギー E の光子がコンプトン散乱してエネルギーが E' に変化したとすると、エネルギー・運動量保存則より式 (3.2) が成り立つ。

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (3.2)$$

ただし m_e は電子の静止質量、 c は光速、 θ は電子の散乱角である。原子中の束縛電子が持っている運動量を考慮し \mathbf{p}_e とすると、式 (3.3) のように修正される。

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \left(1 + \frac{\mathbf{p}_e \cdot (\mathbf{p}'_\gamma - \mathbf{p}_\gamma)}{m_e c^2 E_\gamma} \right) \quad (3.3)$$

この効果を Doppler broadening といい、エネルギーが低くなると影響が強くなる。 r_e を古典的電子半径、 χ を入射光子の偏光角とすると微分反応断面積は Klein-Nishina の公式より、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \chi \right) \quad (3.4)$$

となる。特に入射光子が無偏光の場合は χ についての積分が簡単に実行できる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - \sin^2 \theta \right) \quad (3.5)$$

無偏光ガンマ線について微分散乱断面積の角度依存性をプロットしたのが図 3.2 である。

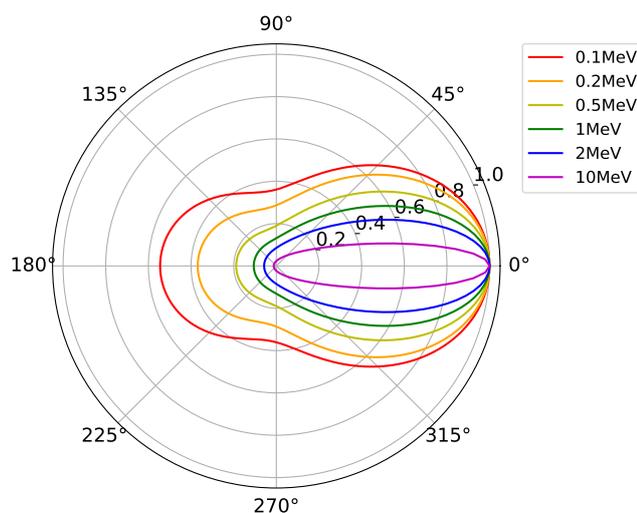


図 3.2: コンプトン散乱の微分反応断面積の角度依存性を示した図。入射ガンマ線が高エネルギーになるにつれて前方散乱が支配的となることがわかる。

1 MeV 以上のガンマ線の多くが前方散乱をすることがわかる。コンプトン散乱は電子が多いほど起こりやすく、反応断面積は物質の原子番号 Z に比例する。

3.1.3 電子・陽電子対生成

1.022 MeV 以上のエネルギーを持つガンマ線が物質に入射すると、原子核のクーロン場と相互作用することによって電子・陽電子対生成が起こりうる。電子・陽電子対生成の反応断面積は物質の原子番号 Z の 2 乗に比例する。20 MeV 以上のガンマ線観測をターゲットとする Fermi/LAT は、望遠鏡内の多段のタングステンシートで起こした電子・陽電子対生成イベントを利用して観測を行う。

3.2 コンプトンカメラ

前節で説明したようにガンマ線はそのエネルギーによって物質と 3 つの異なる反応をする。sub-MeV から MeV の帯域では多くの物質でコンプトン散乱が優勢なため、コンプトンカメラと呼ばれるイメージング手法が有効である。

3.2.1 コンプトンカメラの原理

コンプトンカメラは、入射してきたガンマ線を内部の物質と複数回の光電吸収およびコンプトン散乱させることによって分光撮像を実現する検出器である。各入射光子によるイベントについてヒットの情報をその時系列に従って $(E_1, \mathbf{r}_1), (E_2, \mathbf{r}_2) \dots (E_n, \mathbf{r}_n)$ と並べることとする。また i 回目の散乱による散乱角を θ_i と書くこととする。 n ヒットイベントにお

いて、ヒットの順番の候補は $n!$ 通り存在する。ヒットとヒットの時間差は検出器の時間分解能より短いため、それによる順序の決定はできない。そのため次のようにヒット順の候補それぞれについて最初のコンプトン散乱の散乱角を決定し、入射光子の到来方向を制限する。物理的に起こり得ない散乱をする候補を除去することによって実際に起きた順序を絞り込むことが出来る。

光電吸収を含む2回反応イベント

最初に従来のコンプトンカメラで主に使われてきた、1回のコンプトン散乱+光電吸収となるイベントの再構成法を説明する。

図 3.3: コンプトン散乱と全吸収をそれぞれ一回ずつ起こすイベント

図 3.3 では最初にコンプトン散乱によって反跳電子がエネルギー E_1 を位置 r_1 に deposit し、続いて位置 r_2 にて残りのエネルギー E_2 を光電吸収によって deposit したイベントが図示されている。天体と2つの反応点を含む平面内における散乱角を θ とする。式 (3.2) より、 θ は次の式のように決定することができる。

$$\cos \theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (3.6)$$

θ を決定することで天体の位置をコンプトンコーンと呼ばれる円錐の側面に制限できる。これを繰り返し重ねることで天体のイメージを作ることができる (back projection)。しかし 4.2 節で述べるように液体アルゴンではガンマ線が光電吸収を起こす確率が低く、コンプトン散乱を起こして外へエスケープしてしまうイベントが多い。そのためエスケープイベントにおけるイメージング手法が重要である。2ヒットのエスケープイベントでは入射エネルギーを決定できないため、これ以降では3ヒット以上のイベントのみを考える。

3ヒット以上の全吸収イベント

3回以上ヒットを起こして最終的に光電吸収されるイベントについても一番最初のコンプトン散乱角 θ_1 を決定できればコンプトンコーンが形成できるのは変わらない。ヒット

回数が n 回のイベントの θ_1 は、式 (3.7) ように計算すれば良い。

$$\cos \theta_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{\sum_{i=2}^n E_i} - \frac{1}{\sum_{i=1}^n E_i} \right) \quad (3.7)$$

$\theta_i (i = 2, \dots, (n-1))$ は次のように幾何学的に決めることもできる。

$$\cos \theta_{G,i} = \frac{\mathbf{r}_{i+1} - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_{i+1} - \mathbf{r}_i|} \cdot \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i-1}}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i-1}|} \quad (3.8)$$

この幾何学的に求めた $\theta_{G,i}$ を式 (3.2) へ代入して計算したコンプトン散乱後のエネルギーは検出された $i+1$ 回目以降のエネルギー損失の合計と誤差 ε の範囲内において一致しなければならない。

$$\left| \left(\sum_{j=i+1}^n E_j \right) - \frac{\sum_{j=i}^n E_j}{1 + \frac{(1 - \cos \theta_{G,i})}{m_e c^2} \sum_{j=i}^n E_j} \right| < \varepsilon \quad (3.9)$$

これを $2 \leq i \leq (n-1)$ の範囲で検証していき、満たさない散乱順序の候補は棄却する。

エスケープイベント

3回以上散乱したイベント (図 3.4) はエスケープをしてもイベントを再構成することができる。 n 回のヒットを経て光子がエスケープするイベントについて考える。 θ_{n-1} は、 $n-2$ 回目、 $n-1$ 回目、 n 回目のヒットの位置がわかっているので幾何学的に角度を決定することができて $\theta_{G,n-1}$ とすると、

$$\cos \theta_{G,n-1} = \frac{\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_{n-1}}{|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_{n-1}|} \cdot \frac{\mathbf{r}_{n-1} - \mathbf{r}_{n-2}}{|\mathbf{r}_{n-1} - \mathbf{r}_{n-2}|} \quad (3.10)$$

となる。

図 3.4: 3回コンプトン散乱を起こした後にエスケープするイベント

$n-1$ 回目 (最後から1つ前のヒット) の散乱後のガンマ線のエネルギーを E'_n とすると式 (3.2) より、

$$E'_n = \frac{E'_n + E_{n-1}}{1 + \frac{E'_n + E_{n-1}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_{n-1})} \quad (3.11)$$

これを E'_n について解くと

$$E'_n = -\frac{E_{n-1}}{2} + \sqrt{\frac{E_{n-1}^2}{4} + \frac{m_e c^2 E_{n-1}}{1 - \cos \theta_{n-1}}} \quad (3.12)$$

式 (3.12) の $\cos \theta_{n-1}$ に、式 (3.10) で幾何学的に決定した $\cos \theta_{n-1,G}$ を代入することで E'_n を求めることができる。こうして求めた E'_n のエネルギー損失を n 回目のヒットで落として光電吸収したと考えれば、通常の n 回ヒットの全吸収イベントとしてコンプトンコーンを作ることができる。ただし最後の散乱角を求める際に幾何学的な情報を使ったため、光電吸収イベントで散乱順序の制限に使えた $n-2$ 個の式 (3.9) の内、1つが使えなくなる。

3.2.2 角度分解能の指標

コンプトンカメラの性能を表す指標として angular resolution measure (ARM) がよく使われる。ガンマ線の散乱角として式 (3.7) から計算したものを θ_K とする (図 3.5)。さらにガンマ線源の位置 \mathbf{r}_R と第 1 ヒット位置 \mathbf{r}_1 、第 2 ヒット位置 \mathbf{r}_2 を使って計算した幾何学的な散乱角 θ_G も定義することができる。

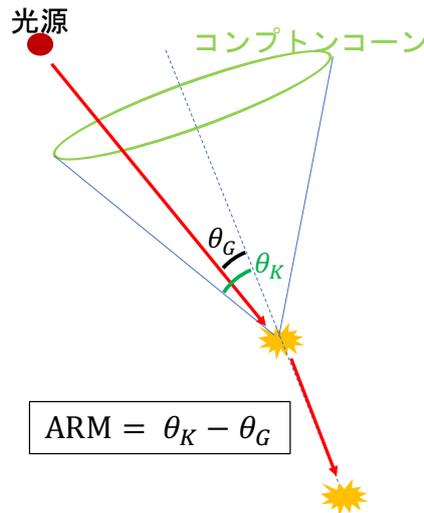


図 3.5: ARM の定義

2つの散乱角から、ARM は式 (3.13) で定義される。

$$\text{ARM} = \theta_K - \theta_G \quad (3.13)$$

理想的には ARM は 0 となるはずだが、次に述べるような理由のため典型的には 0 を中心とした山の形をした分布をする。 θ_K が真の散乱角から広がりを持つ要因としては、1. 検出器によるエネルギー損失の測定誤差、2. 電子が持つノンゼロの運動量 (Doppler broadening) が代表的である。Doppler broadening の影響は光子のエネルギーが高くなるにつれて弱くなる。

3.2.3 宇宙空間で運用されたコンプトンカメラ

すでにコンプトンカメラは sub-MeV、MeV ガンマ線の望遠鏡として使われてきた歴史がある。本節では2つの代表的なコンプトン望遠鏡について紹介し、GRAMS といった次世代の実験で改善するべき点を述べる。

CGRO 搭載 COMPTEL 望遠鏡

Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) は、宇宙の高エネルギー現象を探るためにアメリカの NASA によって1991年に打ち上げられた観測衛星である。表3.1に載っている3つの望遠鏡のほかに、ほぼ全天をカバーしてガンマ線バーストを監視するBATSEを搭載していた。

表 3.1: コンプトン衛星に搭載された望遠鏡の概要 [24]

検出器	エネルギー帯域	有効面積 [cm ²]	エネルギー分解能 [FWHM]
OSSE	60 keV-10 MeV	1480@1480 MeV	6.8%@1.0 MeV
EGRET	20 MeV-30 GeV	1600@500 MeV	20 %@100-2000 MeV
COMPTEL	800 keV-30.0 MeV	25.8@1.27 MeV	8.8%1.27 MeV
		29.3@2.75 MeV	6.5%2.75 MeV
		29.4@4.43 MeV	29.4%4.43 MeV

中でも COMPTEL (Imaging Compton Telescope) は、0.8 – 30 MeV のガンマ線を観測するコンプトンカメラである。

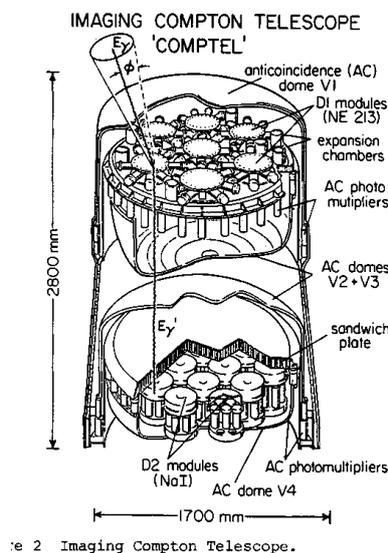


図 3.6: CGRO 搭載の COMPTEL 望遠鏡 [25]

図 3.6 で示されている COMPTEL において、入射ガンマ線は最初に上段の有機液体シンチレータでコンプトン散乱した後、下段の NaI 結晶で光電吸収される事になる。この2ヒットイベントを使ってコンプトン再構成が行われた。さらに望遠鏡が十分大きいため、

2つのイベントの時間順序を決定して光子の飛跡の候補を絞ってコンプトン再構成をすることができる。しかし検出器の大きさに反して有効面積が20 – 50 cm²程度と非常に小さく、他の帯域の望遠鏡と比べて統計を稼ぐことが難しかった。その結果達成できた感度は低く、図2.2(右)のように限られた数の天体しか点源に分解する事ができなかった。

ひとみ衛星搭載 Soft Gamma-ray Detector

2016年に打ち上げられたひとみ衛星には、半導体によるコンプトンカメラである Soft Gamma-ray Detector (SGD) が搭載された [26][27]。重量が300 kg と、COMPTEL より格段に軽いのに関わらず SGD は60-600 keV の軟ガンマ線帯域にわたって高い有効面積と高エネルギー分解能による観測が可能である。SGD はガンマ線の偏光観測も可能で、かに星雲の観測では約5 ks という短い exposure でも偏光の検出に成功した [28]。図3.7では SGD の概略図が表示されている。

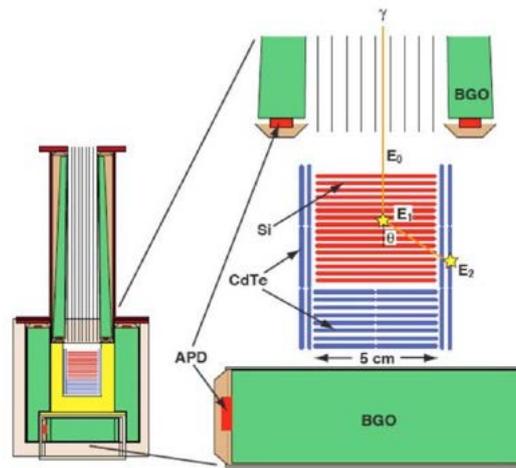


図 3.7: ひとみ衛星搭載 SGD の概略図 [27]。赤い部分は散乱体の役割を果たす Si のストリップ検出器、青は吸収体である CdTe、緑の部分は BGO シンチレータによる反同時計数を行う部分である。

32層の Si ストリップ検出器が重ねられて光子の散乱体として振る舞う。散乱体の周囲と底面は原子番号の大きい CdTe に囲わせ光電吸収の役割を担わせる。半導体のストリップ検出器を使うためエネルギー分解能と位置分解能が大きく向上している。SGD ではリン青銅のファインコリメータとその周りを BGO で囲むという構造をとっている。イベントを再構成したとき、ファインコリメータや BGO シールドによって防がれるはずの方向が入射方向となった場合そのイベントはバックグラウンドとして棄却される。ただし図3.8に示されているように、200 keV 以上ではガンマ線の検出効率が低く、有効面積が小さくなる。

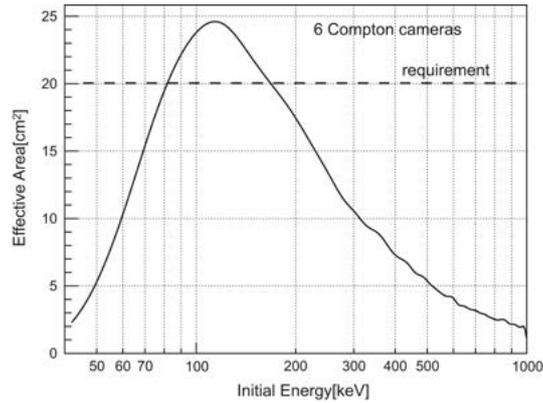


図 3.8: SGD の有効面積のエネルギー依存性 [27]

3.3 Gamma-Ray and AntiMatter Survey (GRAMS)

Gamma-Ray and AntiMatter Survey (GRAMS)[6] は CGRO/COMPTEL やひとみ/SGD において課題とされた有効面積の大型化による感度の上昇を達成するため、大容量の散乱・吸収体として働く液体アルゴンによる MeV ガンマ線観測プロジェクトである。東京大学や Northeastern 大学をはじめとする日米の研究機関が共同でプロジェクトを進めている。ガンマ線が大気によって大きく吸収されることを避けるため、望遠鏡は気球に搭載される。我々は 2020 年代内に気球搭載望遠鏡による MeV ガンマ線観測の実現を目指す。

3.3.1 MeV ガンマ線観測

GRAMS の大目的は、CGRO が失われて以来現在に至るまで観測衛星が存在しない MeV ガンマ線天文学を飛躍的に発展させることである。図 3.9 は既存および将来のものも含めた、X 線・ガンマ線帯域のミッションの感度曲線を示す。

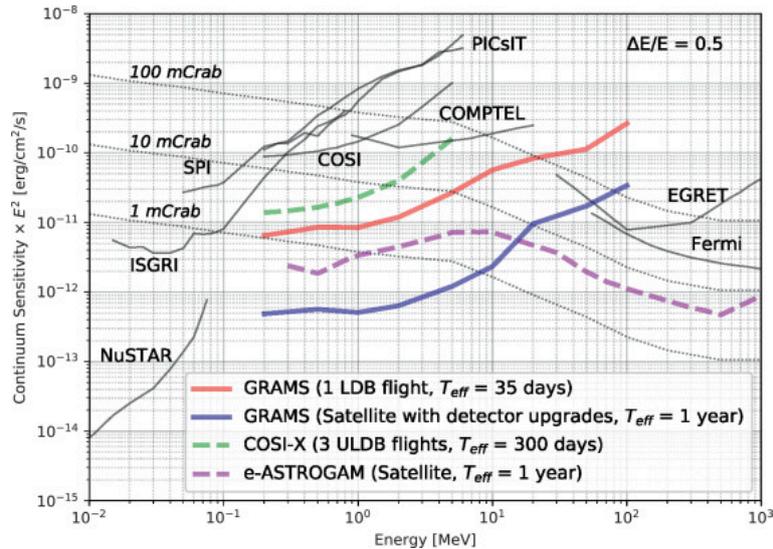


図 3.9: X・ガンマ線帯域における望遠鏡の感度曲線 [6]。赤と青のラインが GRAMS で、それぞれ気球搭載と衛星搭載を想定したものである。緑はゲルマニウム検出器によるガンマ線観測プロジェクト COSI-X の、気球観測での感度を表す [29]。紫は欧州を中心に検討されている MeV-GeV 衛星 e-ASTROGAM である [30]。

これまでの MeV 帯域観測が、他の帯域に比べて感度が非常に悪いことがわかる。現在目指している気球搭載 GRAMS 望遠鏡は MeV 帯域で、COMPTTEL を 1 桁以上上回る感度を達成し MeV ガンマ線観測が可能な天体を一気に増やすことができる。また硬 X 線衛星 NuSTAR やガンマ線衛星 Fermi と組み合わせることによって高エネルギー電磁波を広くカバーすることができ、マルチメッセンジャー天文学に大きく貢献する。

3.3.2 ダークマター間接探索

GRAMS は MeV ガンマ線観測を大目標としているが、それと並行してダークマターの探索も目指している。ダークマターは銀河の回転曲線問題 [31] や重力レンズの観測 [32] によって存在が予言されており、素粒子標準模型の枠組みを超えた粒子である可能性が高い。特に標準模型粒子と弱く相互作用をすると考えられている weakly interactive massive particle (WIMP) は世界中でその検出への努力が行われている。WIMP 探索の手法は主に次の 3 つの種類に分けられる。

1. 加速器実験

大型粒子加速器 LHC をはじめとした粒子加速器によって標準模型粒子同士で反応させ、ダークマターの候補粒子を作り出す試みである。ダークマターは通常の検出器を素通りしてしまうので、検出器全体で失ったエネルギー等を評価することでその粒子の存在を調べる。

2. 直接探索

直接探索は銀河系に束縛されている WIMP 自身を物質と相互作用させることによって検出する方法である。NaI シンチレータや原子核乾板、希ガス元素など様々な物質による

探索プロジェクトが世界中に存在する。第6章に登場する ANKOK 実験も気液2相のアルゴンを使ったダークマター直接探索実験である。

3. 間接探索

ダークマターは対消滅もしくは崩壊によって標準模型粒子を生成すると予想される。間接探索は標準模型の枠組みの粒子を検出することでダークマター由来としか考えられないイベントを探る。特にダークマターは反陽子や反重陽子を生成すると期待され、GRAMS はこれらの反粒子を検出することを旨とする。図3.10(左)は外部から入射した反粒子が内外2層のシンチレータにてエネルギーを deposit し GRAMS の検出器内のアルゴン原子に取り込まれて励起したエキゾチック原子を形成している様子を図示している。このエキゾチック原子は図3.10(右)のように特性X線を放射しながら次々と低い準位へ遷移し、最終的にパイオンや陽子を放出する。特性X線のエネルギーや陽子・パイオンの数は入射粒子によって異なるため、これらを測定することで入射してきた反粒子を同定することができる。

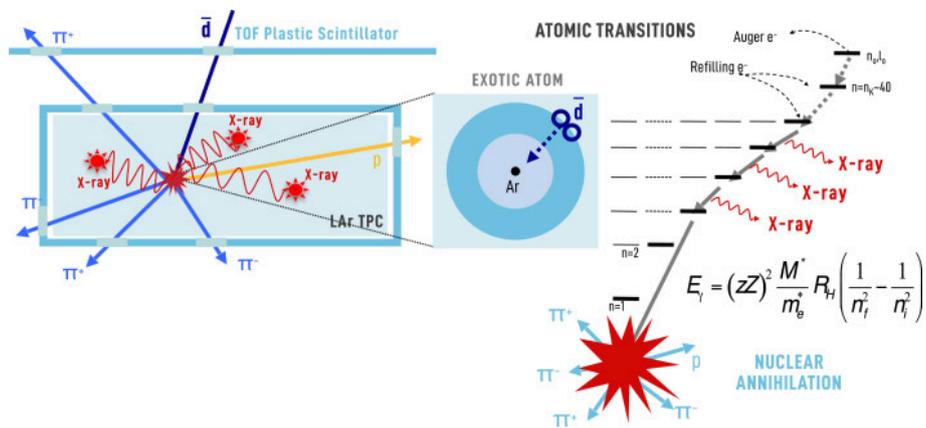


図3.10: LArTPCによるダークマター間接探索の原理 [6]。左図は外部から入射した反粒子がアルゴン原子と反応して陽子とパイオンに崩壊する様子を表す。なお内外2層のシンチレータはダークマター探索の際にはトリガーの役割を果たし MeV ガンマ線観測の場合には宇宙線バックグラウンドの除去に活用される。右図は励起したエキゾチック原子が次々と低いエネルギー準位へ落ち込み、最終的に崩壊する様子を図示している。

3.4 GRAMS に使われる検出器の構造

液体アルゴン TPC (LArTPC) はニュートリノ実験を含む素粒子実験の検出器として大きく貢献してきた。近年では WIMPs の探索にも活用されている。GRAMS の最大の特徴は吸収体を無くして検出器構成を簡単にし、大容量の液体アルゴンを充填している点である。コンプトンカメラとして機能させることがこの論文の目的となる。素粒子検出器としての LArTPC が持つ特徴では、強いシンチレーション光と飛跡検出能力が特に重要である。

3.4.1 望遠鏡構造の概要

天体由来の MeV ガンマ線を撮像するため、図 3.11 のように GRAMS では LArTPC 内で複数回コンプトン散乱を引き起こしコンプトンカメラとして使うことを目指す。入射ガ

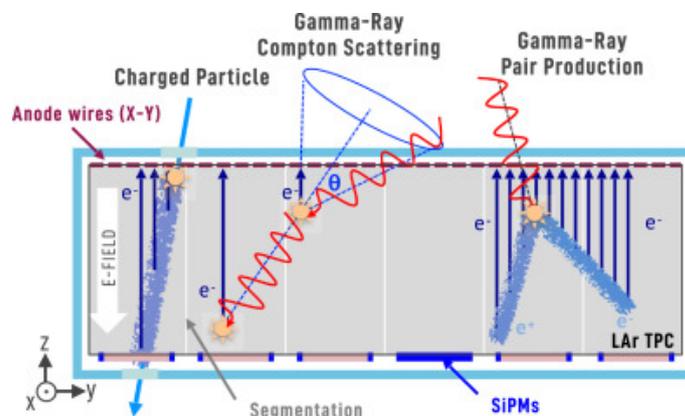


図 3.11: GRAMS における LArTPC の概略図 [6]

ンマ線はアルゴンとコンプトン散乱をすると同時に原子を励起または電離する。このとき生成されるアルゴンの二量体は短時間で崩壊し紫外光を発し、これを S1 蛍光という。LArTPC 中のアノード・カソード間には一様な電場がかけておられ、散乱の際に生成した電離電子はこのとき一部再結合せずアノードへ向かってドリフトする。電離電子の数は散乱のエネルギー損失に対応しており、後述する読み出し系によってこの数が測定されて各ヒットのエネルギーが測定される。

3.4.2 アルゴンの性質

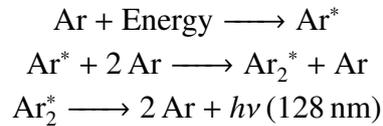
コンプトン望遠鏡の反応体として使うアルゴンの物理的な性質を表 3.2 にまとめた。1 原子あたりを励起・電離するのに必要なエネルギーを W 値という。アルゴンの W 値は、典型的な無機シンチレータの NaI (~25 eV) より小さく半導体検出器材料である Ge (~3 eV) より大きい。

表 3.2: アルゴンの物理的性質 (1 atm)[33]

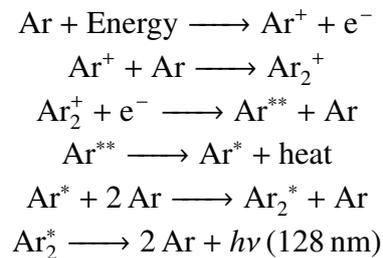
特性	値
原子番号	18
沸点	87.5 K
融点	84.0 K
密度 (気体)	1.69 g/cm ³ @ 258 K
密度 (液体)	1395.4 g/L @ 87.5 K
W 値 (蛍光)	19.5 eV
W 値 (電離)	23.0 eV

アルゴンは化学的に安定な物質だが、ガンマ線や核子と衝突すると次の式のように電離や励起が起きる。

アルゴンの励起による蛍光



アルゴンの電離による蛍光



エネルギーを与えられたアルゴンの励起と電離の割合は入射粒子の種類やそのエネルギーによって変化する。アルゴンは励起と電離のどちらが起きた場合でも、基底状態の中性原子に戻る際には 128 nm をピークとする真空紫外線を放出する。この真空紫外線の放出の時定数は、二量体 Ar^* のスピン状態に大きく依存する。時定数は希ガスの相や圧力等に依存するが、二量体が singlet と triplet の場合典型的にそれぞれ時定数が 5 ns、32 μs と大きく異なる値をとる。図 3.12 は α 線を照射してアルゴンが放射したシンチレーション光の時間変化を図示したものである。3960 ns 付近を境に fast 成分と slow 成分という 2 つの時定数成分が存在することがわかる。

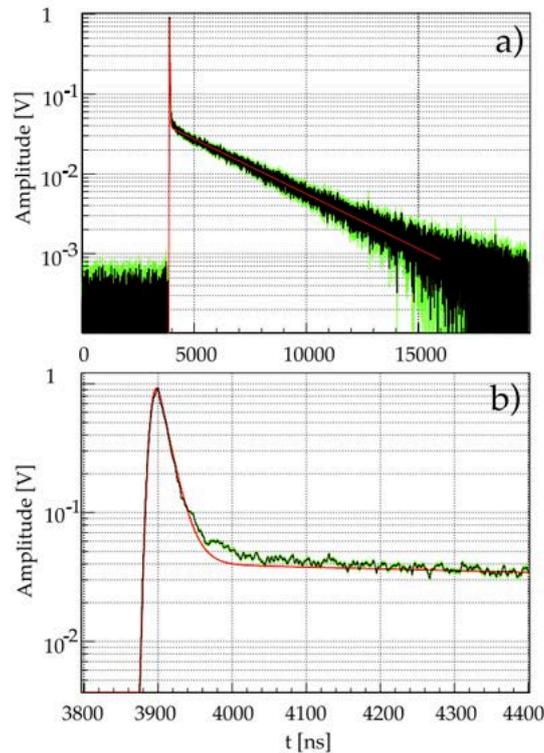


図 3.12: 上: 気体アルゴンに α 線を当てた 321 イベントの実験データの時間変化を平均したもの。シンチレーション光が時定数を 2 種類持つことがわかる。下: 立ち上がり部分を拡大した様子で fast 成分と slow 成分の境目を除いてうまく指数関数でフィットできている [34]。上と下の横軸は両方とも時刻を表し、単位は ns である。

3.4.3 液体アルゴン time projection chamber (LArTPC)

time projection chamber (TPC) とは密閉された容器にガスや液体などの反応体を充填させ、外から入射してきた放射線の飛跡を 3 次元的に再構成することができる検出器である。放射線によって反応体を励起・電離させ、発生した電離電子をあらかじめ印加された電場によってドリフトさせて回収することでエネルギー損失 dE/dx も決定できる。TPC は従来から使われてきた素粒子実験の分野のほかにも、X 線の偏光観測を目指す衛星 IXPE にも搭載を予定されているなど、様々な目的でその有効性が期待されている [35]。ニュートリノ検出器 DUNE や MicroBOONE では反応物質として液体アルゴンを充填させた液体アルゴン TPC (LArTPC) が使われている [36]。液体の場合、電離電子がドリフト中に起こす拡散の効果が小さく一定長あたりの電離数が大きいため、気体のものより高い位置・エネルギー分解能を伴った検出が可能である。

3.4.4 光検出器

外部から粒子が入射してアルゴンと反応するごとにシンチレーション光を発生させ、イベントトリガーとして使われる。光検出には 1 つ 1 つの素子が軽い Multi-Pixel Photon

Counter (MPPC) を光検出の素子として使うことが予定されている。逆電圧がかかった半導体のPN接合に光子が入射すると電子・正孔対が発生して両端の電極に移動し信号が発生するというのがAPDによる光検出の仕組みである。ガイガーモードAPDはさらに逆電圧を降伏電圧以上にすることで、光量の大小に関係なく光入射によって素子固有の飽和出力(ガイガー放電)が生じる。MPPCとはガイガーモードAPDをピクセル化し、各APDで光子を1つずつ計測し光子を検出したピクセルの数をカウントする素子である。MPPCはPMTと比べて低電圧で動作するだけでなく、小型で時間分解能が優れているなど多くの長所を持つ。

3.4.5 電離電子読み出し

入射ガンマ線がアルゴンと反応することによって、エネルギー損失に対応する個数の電離電子を生じる。この電離電子数を正確に決定することで各コンプトン散乱のエネルギー損失を決定することができる。GRAMSではアノードとして2-3 mmピッチでワイヤーを貼り、カソードとの間に電圧を与える。ドリフトする電子が移動することによって静電エネルギーとともにワイヤーの電位が変化し、電離電子を検出するという仕組みである。

第4章 液体アルゴンTPCにおけるコンプトン再構成能力の検証

CGRO/COMPTEL やひとみ/SGD といった従来のコンプトンカメラでは、観測対象とするガンマ線光子を最終的に吸収体に光電吸収させることが多い。そのため入射エネルギーを特定しやすく、画像再構成アルゴリズムも基本的に全吸収を前提としたアルゴリズムとなっている。しかし液体アルゴンの場合 MeV ガンマ線光子は複数回コンプトン散乱をしたのちにエスケープするイベントが支配的である。そのため LArTPC にも通用するアルゴリズムの開発とその性能評価をする必要がある。本章では液体アルゴンに入射する MeV ガンマ線イベントをモンテカルロシミュレーションによって作り出し、2つの異なるアルゴリズムについてコンプトン望遠鏡として活用した時の性能を調べる。

4.1 シミュレーション設定

LArTPC に対してガンマ線が最終的に光電吸収されるイベントや散乱する回数の分布を調べる必要があるが、本論文執筆時点では画像再構成に必要な LArTPC が完成していない。そこで LArTPC 内で起きるガンマ線イベントを定量的に評価するため、次の2つのソフトウェアを使ってシミュレーションを行った。

- Geant4

Geant4 は高エネルギー粒子が物質と起こす反応についてモンテカルロシミュレーションを行うツールキットである [37][38]。Geant4 は設定した粒子の運動ステップごとに乱数をふる事によって物質内における反応や粒子の飛跡をシミュレーションすることが出来る。

- ComptonSoft

ComptonSoft は X 線と検出器が起こす相互作用を計算し、データ解析を行うためのフレームワークとして開発された [39]。本論文では ComptonSoft を介して Geant4 のシミュレーションを行い、イベントごとの物理情報 (相互作用した位置やエネルギー損失など) を hittree という形式に変換して解析を行う。後述するガンマ線画像再構成アルゴリズム HY2020 も ComptonSoft に組み込まれたものを使って解析した。

シミュレーションには物理的な設定が必要で、特に重要なのが mass model、検出器パラメータ、入射粒子の生成である。

4.1.1 mass model

mass model とはシミュレーションに考慮する、配置や材質を含めた物体の情報である。本章では簡単のため xyz 座標の原点 $O(0, 0, 0)$ に $140\text{ cm} \times 140\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ の LArTPC を模した液体アルゴンの塊をおく事にする。このアルゴンの塊を GRAMSBBox と名付けることにする。

4.1.2 検出器パラメータ

有限のエネルギー分解能として Aramaki et al. 2020[6] に記載された分解能の式 (4.2) を使った。

$$\sigma_E^2 = \Delta E_s^2 + \Delta E_e^2 \quad (4.1)$$

$$\frac{\Delta E_s}{E} \simeq \frac{1\%}{\sqrt{E/2.5(\text{MeV})}} \quad (4.2)$$

σ_E は検出されるエネルギーの標準偏差で、信号由来の ΔE_s と読み出し回路由来の ΔE_e ($\sim 5\text{ keV}$) の寄与に分けられる。本シミュレーションでは LArTPC を、 xy 平面の分解能として設定したワイヤーの長さ (典型的には 2 mm) ピッチの 2次元のピクセル検出器として捉えている。そのためあるイベントによってできた2つ以上のヒットが同一のピクセルで起きた場合は1つのヒットとしてカウントされ、エネルギー損失は足される事になる。さらに隣り合ったピクセルでヒットが起きた場合もエネルギーは足し合わされ、位置はエネルギーを重みとした重心を含むピクセルにヒットが起きた事になる。

4.1.3 入射粒子の生成

Geant4 は最初に粒子を生成することで mass model に設定した物質と反応させ、複数の粒子を発生させることができる。第4章では入射粒子として光子を使う。さらに第5章では荷電粒子バックグラウンドの影響を考えるので陽子・電子を入射粒子とする。

円盤一様入射

図4.1のように GRAMSBBox に半径 10 cm の円の領域に z 軸負方向の方向へ並行光線のガンマ線を入射した。ガンマ線光子はエネルギーを $1\text{ MeV} - 2\text{ MeV}$ の区間に一様に分布させた 10^6 イベントを入射させて GRAMSBBox で起きたヒットについて解析した。

図 4.1: GRAMBox のジオメトリと入射光子の分布。光子は半径 10 cm の円を源として一様分布で入射する。

全面一様入射

図 4.2 のように 140 cm × 140 cm の面全体に一様な平行光線を当てている。これは光軸上にある無限遠の点状天体からの光を模擬していることになる。

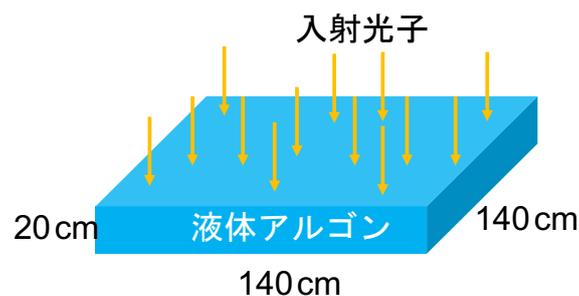


図 4.2: 一様な平行光が当てられる GRAMSBox の様子

一様等方分布

天体からのガンマ線を想定するため、図 4.3 で描かれているように GRAMSBox 全体を覆っている球殻に接する平面から一様に放射される一様等方分布を、後の画像再構成アルゴリズムの性能評価に使う。また平行光に近い天体からの光子を再現することを考える。入射光子が半径 1 m の球面と交わる点を P とする。P から球の中心に向かう向きと入射光子の方向ベクトルがなす角 Θ について、本論文では $\Theta < \pi/12$ と制限する。実際は天体の距離が非常に離れているため、 Θ はさらに小さくできる。

図 4.3: 空からの光子の分布を想定した、シミュレーションでの一様等方分布の設定の模式図。各光子は半径 1 m の球面上から内部に入射するが、接平面の垂線と光子の方向ベクトルがなす角 $\Theta < \pi/12$ と制限している。さらに天空から来ることを想定しているため、GRAMSBox 上面より低い位置から光子が到来しないようにイベントをセレクションしている。

mass model と検出器パラメータは本章で一貫して共通だが、入射粒子の発生の仕方は節ごとによって変わるので注意する。

4.2 LArTPC 内のヒット数とエスケープイベントの分布

従来運用されてきたコンプトンカメラは反応体として無機シンチレータや半導体といったガンマ線を止める力が強い物質を使ってきたため、最終的に光電吸収するイベントが多かった。そのため多くのイベントで、検出されたエネルギー損失の和が入射光子のエネルギーと仮定することが有効である。一方原子量の小さい物質はガンマ線を止める能力が比較的低いいためガンマ線がエスケープし、従来の画像再構成アルゴリズムが LArTPC に適用できない。

図 4.1 のように、円盤一様入射させた。光子は光子のエネルギー 1 MeV-2 MeV を一様に分布し、 10^6 イベントを入射した。LArTPC が検出するエネルギーの deposit はコンプトン散乱・光電吸収が区別されないため、以降はこの 2 つをまとめてヒットと呼ぶ。そしてイベントごとに生じたヒット数によって \sim ヒットイベントという言葉を使う。なお 1 ヒットイベントはコンプトン再構成に使えないため以降は 2 ヒット以上のイベントのみ考える。

4.2.1 LArTPC 内でのガンマ線イベントの解析結果

複数の光子を LArTPC に入射して N_{Total} イベントが 2 回から 8 回のヒットを起こしたとする。 $n(2 \leq n \leq 8)$ ヒットイベントが N_n イベント発生したとき、

$$r_n = \frac{N_n}{N_{\text{Total}}} \quad (4.3)$$

という割合を考える。 r_n を図示したのが図4.4の各棒グラフである。 n が大きくなるにつれて r_n が小さくなることがわかる。入射エネルギー E_{ini} の n ヒットイベントが、最後に光電吸収を起こすイベント (full deposit イベント) の数を $N_{n,abs}$ とする。棒グラフのシアンはヒットごとに光電吸収を起こすイベントの割合で、 $N_{n,abs}/N_{Total}$ である。2 ヒットイベントはLArTPC内で一番多いイベントだが、高い確率でエスケープしている。エスケープイベントの場合、コンプトンカメラで入射エネルギーを決めるには3章で説明したように最低3 ヒット必要である。つまり2 ヒットイベントは大半がエスケープしてしまい、その場合入射エネルギーも決められないのでLArTPCによるコンプトンカメラの画像再構成には使えない。このため3 ヒット以上の多重コンプトン散乱イベントによるコンプトン画像再構成がGRAMSの主目的となる。ただし3 ヒット以上するイベントもエスケープするイベントの割合が無視できないため、全吸収・エスケープの両方に対応できるイベント再構成アルゴリズムの確立が不可欠である。

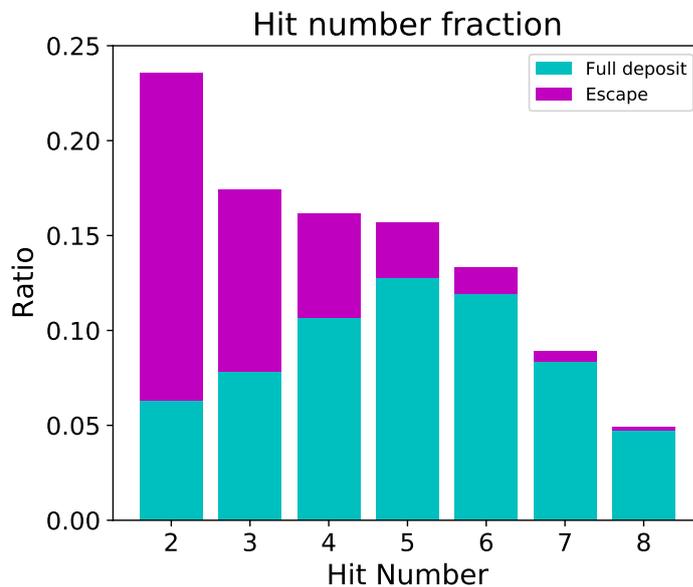


図4.4: 光子のヒット回数と full deposit イベントの割合。GRAMSBox で起きた2-8 ヒットイベントを考慮したとき、各ヒットが占める割合を棒の高さで表す。さらに各ヒットのうち full deposit がシアンの部分である。ヒット数が増えるにつれてイベント数が減るとともに full deposit イベントの割合が増えることがわかる。

4.3 尤度の比較によるイベント再構成

コンプトンカメラは、ヒット数が n 個のイベントの場合 $n!$ 通りの散乱順序がありそれを何かしらの方法で実際に起きたイベントとして絞らなければならない。ここでは米田らによる尤度を使った方法 [40] について紹介し、液体アルゴンにおける散乱順序決めとその性能の評価を行う。

4.3.1 コンプトン再構成の問題設定

LArTPCで得られる1ヒットの情報は位置とエネルギーの組 (\mathbf{r}, E) で記述される。画像再構成のためにはこのエネルギーと位置の組を、その時間順序に並べる必要がある。散乱順序を考慮した n ヒットの組の書き方として次のように表記する。

$$\{(\mathbf{r}, E)\} := \{(\mathbf{r}_1, E_1), (\mathbf{r}_2, E_2) \dots (\mathbf{r}_n, E_n)\} \quad (4.4)$$

さらに光子がエスケープしたイベントは入射エネルギー E_{total} が誤差の範囲で $E_{\text{total}} > \sum E_i$ となる。そのためエスケープをしようイベントの場合は式 (4.4) の組とは別に E_{total} の情報も加えることで初めて分光撮像ができる完全な情報となる。

4.3.2 尤度の比較によるイベント再構成

光子の発生源の位置と初期エネルギーの組を (E_0, \mathbf{r}_0) とする。この天体からやってきた光子は最初に液体アルゴン内を進み、あるところでアルゴン原子と散乱し向きを確率的に変えて進む。これらの素過程を光電吸収するまで考慮して尤度として示したのが式 (4.5) である。

$$\begin{aligned} L\left(\left(\mathbf{r}_i, e_i\right), \left(\hat{\mathbf{r}}_i\right), \left(\hat{\mathbf{r}}_0, \hat{E}_0, \hat{\theta}_0, \hat{\phi}_0\right)\right) &= \int \dots \int \prod_{i=1}^{n-1} d(\cos \hat{\theta}_i) d\hat{\phi}_i \\ &\times P_{\text{comp}}\left(\left(\hat{\mathbf{r}}_0, \hat{E}_0, \hat{\theta}_0, \phi_0\right) \rightarrow \hat{\mathbf{r}}_1\right) \\ &\times P_{\text{scat}}\left(\left(\hat{E}_0, \hat{\theta}_0, \hat{\phi}_0\right) \rightarrow \left(\hat{\theta}_1, \hat{\phi}_1\right)\right) \\ &\times P_{\text{pos}}\left(\hat{\mathbf{r}}, \mathbf{r}\right) P_{\text{ene}}\left(\hat{E}_0 - \hat{E}_1\left(\hat{E}_0, \hat{\theta}_0, \hat{\phi}_0, \hat{\theta}_1, \hat{\phi}_1\right), e_1\right) \\ &\times \dots \\ &\times P_{\text{comp}}\left(\left(\hat{\mathbf{r}}_{n-2}, \hat{E}_{n-2}, \hat{\theta}_{n-2}, \hat{\phi}_{n-2}\right) \rightarrow \hat{\mathbf{r}}_{n-1}\right) \\ &\times P_{\text{scat}}\left(\left(\hat{E}_{n-2}, \hat{\theta}_{n-2}, \hat{\phi}_{n-2}\right) \rightarrow \left(\hat{\theta}_{n-1}, \hat{\phi}_{n-1}\right)\right) \\ &\times P_{\text{pos}}\left(\hat{\mathbf{r}}_{n-1}, \mathbf{r}_{n-1}\right) P_{\text{ene}}\left(\hat{E}_{n-2} - \hat{E}_{n-1}\left(\hat{E}_{n-2}, \hat{\theta}_{n-2}, \hat{\phi}_{n-2}, \hat{\theta}_{n-1}, \hat{\phi}_{n-1}\right), e_{n-1}\right) \\ &\times P_{\text{abs}}\left(\left(\hat{\mathbf{r}}_{n-1}, \hat{E}_{n-1}, \hat{\theta}_{n-1}, \hat{\phi}_{n-1}\right) \rightarrow \hat{\mathbf{r}}_n\right) \\ &\times P_{\text{pos}}\left(\hat{\mathbf{r}}_n, \mathbf{r}_n\right) P_{\text{ene}}\left(\hat{E}_{n-1}, e_n\right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

式中の文字の意味を表 4.1 に載せた。エスケープを仮定する場合、最後の項は異なる表式をとるがここでは省略する。物理量として、 P_{comp} は反応の断面積に依存し、 P_{pos} と P_{ene} はそれぞれ検出器の位置・エネルギー分解能に依存する。各イベントについてこの尤度を計算し最も大きな値をとる（つまりもっともらしい）散乱順序と反応の種類を実際に起きた事象と判断してコンプトン再構成を行う。以降ではこの尤度を評価してコンプトン再構成を行うアルゴリズムを HY2020 と名付けることにする。詳細は [40] を参照されたい。

表 4.1: 尤度の計算に使われる確率の意味

表記	意味
$P_{\text{comp}}((\hat{r}_i, \hat{E}_i, \hat{\theta}_i, \phi_i) \rightarrow \hat{r}_{i+1})$	$(\hat{r}_i, \hat{E}_i, \hat{\theta}_i, \phi_i)$ のガンマ線が、 \hat{r}_{i+1} でコンプトン散乱する確率
$P_{\text{scat}}((\hat{E}_i, \hat{\theta}_i, \hat{\phi}_i) \rightarrow (\hat{\theta}_{i+1}, \hat{\phi}_{i+1}))$	\hat{E}_i のガンマ線がコンプトン散乱されたときに $(\hat{\theta}_{i+1}, \hat{\phi}_{i+1})$ 方向に散乱される確率
$P_{\text{pos}}(\hat{r}, \mathbf{r})$	反応位置が \hat{r} の時に、 \mathbf{r} で検出される確率
$P_{\text{abs}}((\hat{r}_i, \hat{E}_i, \hat{\theta}_i, \phi_i) \rightarrow \hat{r}_{i+1})$	$(\hat{r}_i, \hat{E}_i, \hat{\theta}_i, \phi_i)$ のガンマ線が \hat{r}_{i+1} で光電吸収される確率
$P_{\text{enc}}(\hat{e}, e)$	デポジットエネルギーが \hat{e} の時に、 e で検出される確率

4.3.3 HY2020 による再構成結果

1000 keV の光子 10^8 イベントを GRAMSBBox に全面一様入射させた。そしてヒット数ごとに再構成して ARM と入射エネルギーの分布を描いたのが図 4.5 である。ARM、入射エネルギーの図は共に中心のピークの高さが同じになるようにスケールしている。

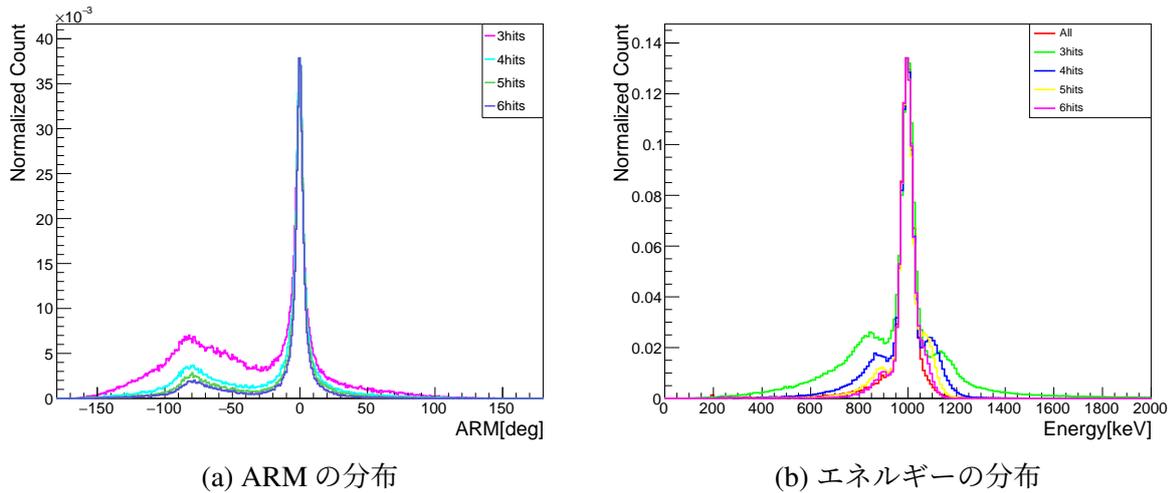
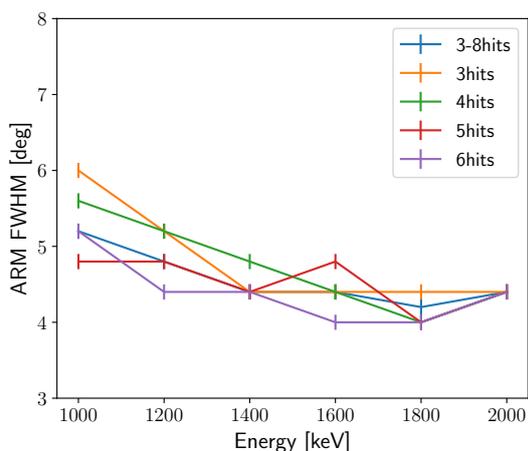
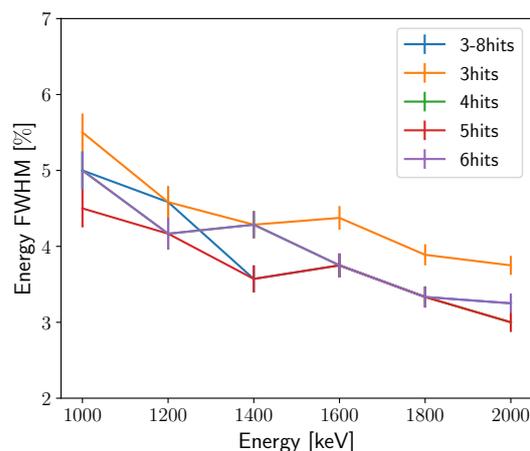


図 4.5: HY2020 による 1000 keV イベントの再構成結果。左右それぞれで $\text{ARM} = 0$ と $E = 1000 \text{ keV}$ のピークの高さが同じになるように規格化している。

ARM に着目すると -90 deg 付近のところに再構成失敗による盛り上がりが見えるが、ヒット数が増えるにつれて 0 付近のピークに集中するようになる。エネルギー分布についてもヒット数が多いと全吸収の割合が高くなって単に各ヒットのエネルギーを足すだけになるのでピークが鋭くなっている。入射エネルギーを 1000 keV から変えた場合の ARM の FWHM 変化を描いたのが図 4.6 である。エネルギー deposit による励起子数の分散はおよそ \sqrt{E} に比例し、エネルギー分解能をその比として計算していることが、エネルギーに対して単調に ARM が減少している理由だと考えられる。



(a) ARM の分解能



(b) エネルギー分解能

図 4.6: ARM とエネルギーの分解能のエネルギー・ヒット数依存性。ARM とエネルギーの FWHM はそれぞれ 1 bin = 0.2 deg と 1 bin = 5 keV のヒストグラムから計算している。そのためエラーもそれぞれ各点で ± 0.1 deg、 ± 2.5 keV をとっている。

ヒット数が多いほど、ARM とエネルギーのピークがシャープに (精度が高く) なっている。エネルギーが高いほど ARM とエネルギーのピークがシャープになる (精度が高くなる) ことがわかる。ヒット数が多いほど光電吸収の可能性が高くなって、エネルギー・運動量保存則によって散乱順序を絞りやすくなるからだと考えられる。本シミュレーションの場合は ARM が FWHM = 4.4 deg 程度で頭打ちになっている。これはコンプトンカメラの分解能がエネルギー・位置決定精度や Doppler broadening の影響が支配的になってくる領域だからだと説明できる。

4.4 ニューラルネットワークによるイベント再構成

コンプトン再構成に使われるコンプトン散乱の物理自体はすでに詳しく調べられており、複数ヒットの散乱順序は前述の尤度で完全に記述できるはずである。LArTPC は単純な構成のため、物理過程を詳細に追って尤度を構成することができた。それでも式 (4.5) の尤度のパラメータは多く、全パラメータ空間を探索して最良の答えを見つけるのは難しい。そのため尤度の計算にはあらかじめ入射エネルギーを仮定するなど、いくつか近似した値を使っている。本節では近年色々な分野に盛んに応用されてきている機械学習の手法の 1 つ、ニューラルネットワークを使う。ニューラルネットワークは大量のパラメータを調整することによって柔軟なモデルを構成できると期待できる。検出器出力からイベント再構成ができるモデルをニューラルネットワークで作成し、性能を検証する。

4.4.1 問題設定

コンプトン画像再構成のためには n ヒットの散乱がどの順番で起きたのかを決定しなければならない。従来は $n!$ 通りの散乱順序を 1 つ 1 つ 運動量・エネルギー保存則で潰していき、生き残ったもの (エスケープを考慮するところまで含む) を実際に起こったことだとみなした。本節では全吸収・エスケープを区別せずに $n!$ 通りの順序それぞれに大小関係が確率と同じになる、「起こりやすさを表す値」を計算し、一番高い確率のものを選ぶことにする。LArTPC で得られる出力は各散乱のエネルギーと位置の組で、 $(E'_1, \mathbf{r}'_1), (E'_2, \mathbf{r}'_2) \dots (E'_n, \mathbf{r}'_n)$ と書ける (この時点では特に順序づけられていない)。

便宜のため、この実験データで得られたエネルギー・位置の組をエネルギーの値によって昇順に並べることにする。つまり

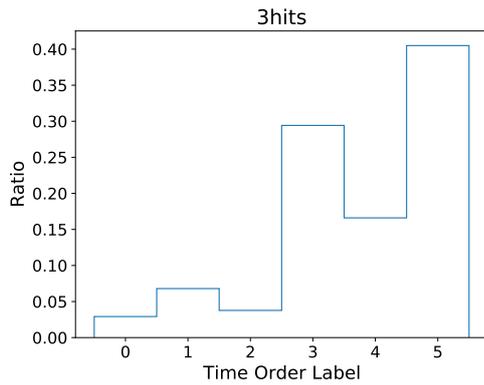
$$E_1 \leq E_2 \leq \dots \leq E_n \quad (4.6)$$

$$\{E, \mathbf{r}\} := \{(E_1, \mathbf{r}_1), (E_2, \mathbf{r}_2) \dots (E_n, \mathbf{r}_n)\} \quad (4.7)$$

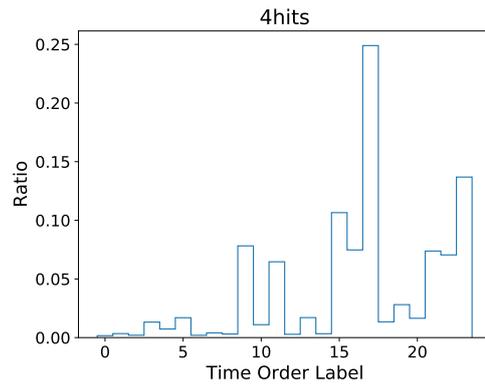
この操作は実験データに対しても行うことができるため、イベントごとに実験データの各ヒットもこのように並べるとする。この節では、 $\{E, \{\mathbf{r}\}\}$ を入力として、 $n!$ 通りある散乱順序のラベルを予測することを主題とする。

Geant4 の出力から各散乱の起こった時刻が分かり、散乱した順番を決めることができる。この反応時刻の情報から $n!$ 通りのラベルを、エネルギーの大小で順序づけした $\{E, \{\mathbf{r}\}\} = \{(E_1, \mathbf{r}_1), (E_2, \mathbf{r}_2) \dots (E_n, \mathbf{r}_n)\}$ につけることができる。

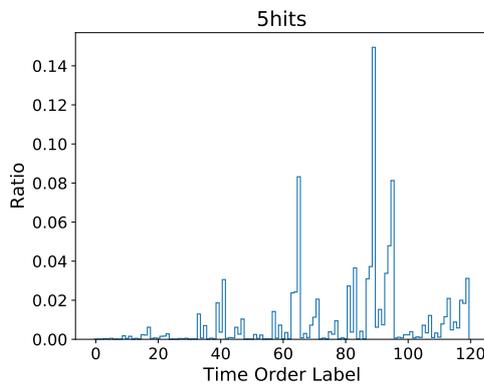
エネルギーの大きさによって並び替えた $\{E, \{\mathbf{r}\}\}$ の、散乱時刻の順番は $n!$ 通りある。しかしそれぞれの順番を満たすようなイベントの数は均等ではなく、大きな偏りがある。ラベルの数が不均衡のまま学習が進められると数があまり多くないラベルのイベントは多数派のものと誤認識されるように学習される恐れがある。



(a) 3 ヒットの順序ラベル



(b) 4 ヒットの順序ラベル



(c) 5 ヒットの順序ラベル

図 4.7: 3,4,5 ヒットイベントの時間順序ラベルの分布

図 4.7 は 3,4,5 ヒットイベントについて、 $n!$ 通りのラベルの頻度分布を図示したものである。順番ラベルは大きく偏りがあり、ほとんど現実には起こらないラベルもヒット数が増えると多くなる。本当ならばすべてのラベルを平等に予測したいので学習データに含まれる各ラベルの数を揃えるのが理想である。しかし 4 ヒット、5 ヒットイベントの場合、一番少ないラベルに合わせてデータ量をカットすると極端に学習データが減ってしまう。そのため n ヒットイベントの学習データのうち、ラベル i のイベント数 N_i が式 (4.8) を満たすラベルだけを学習に使う。ただし全イベントを N_{Total} とした。

$$N_i < \frac{N_{\text{Total}}}{10 \times n!} \quad (4.8)$$

そして学習に使うラベルそれぞれのデータ数は、一番数の少ないラベルに揃える事にする。性能検証の際はここで除去したラベルも含めた全データを使う。6 ヒット以上の場合にはラベルの数が 720 通り以上となり、1 つのラベルあたりのデータ量が非常に少なくなるので本論文ではニューラルネットワークによるイベント再構成は 3-5 ヒットイベントだけに着目する。LArTPC がイベント再構成に使えるのは 3 ヒット以上のイベントで、3-5 ヒットイベントはその中でも約 61 % を占める。

今回の入力する量はエネルギーの大きさによって順序づけした、エネルギーと位置である。予測するのは $n!$ 通りの順番のどれかで、流れとしては図 4.8 のようになる。

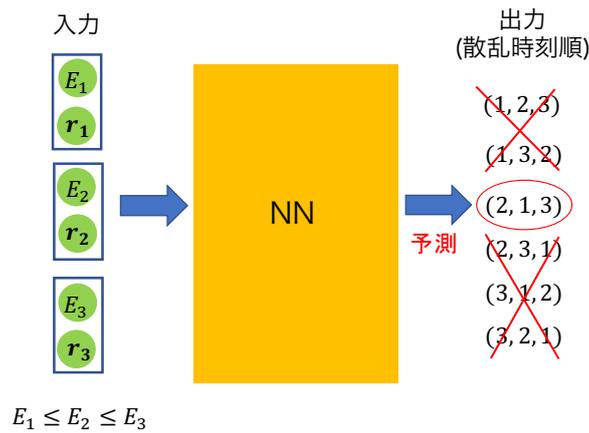


図 4.8: 順番予測の流れ (3 ヒットの場合)

4.4.2 ニューラルネットワーク (NN) の基礎

ニューラルネットワークとは特徴量ベクトル \mathbf{x} を入力とし、ベクトル \mathbf{y} を出力する写像 $f(\mathbf{x})$ の一種である。この写像 $f(\mathbf{x})$ には様々なパラメータが含まれており、目的にかなう写像となるようにパラメータを初期値から改善していくことを学習と呼ぶ。式 (4.9) のようなニューラルネットワークの最も基本となる層を全結合層と呼ぶ。

$$\text{FN}(\mathbf{x}) = \text{Act}(\mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{b}) \quad (4.9)$$

これは、入力 \mathbf{x} が与えられた時、全結合層が持つパラメータ \mathbf{A} と \mathbf{B} で \mathbf{x} をアフィン変換し、 $\text{Act}(x)$ で示された活性化関数 (activation function) を作用させるという役割を持つことを示す。活性化関数は写像に非線形性を持たせることを可能とし、よく使われるものとして中間層では ReLU 関数が、分類問題での最後の層には Softmax 関数がある。

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix}, \mathbf{A}_1 = \begin{pmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m1} & \cdots & a_{mn} \end{pmatrix}, \mathbf{B}_1 = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

$$\text{ReLU}(x) = \max(x, 0) \quad (4.11)$$

$$\text{Softmax}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sum_{i=1}^n e^{-x_i}} \begin{pmatrix} e^{-x_1} \\ e^{-x_2} \\ \vdots \\ e^{-x_n} \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

Softmax 関数は入力ベクトルに対して各成分が正で、全成分の和が 1 となるように規格化されている。入力ベクトルの各成分の大小関係を Softmax 関数は保存しており、各ラベルの予測確率として意味付けすることが出来る。そのため Softmax 関数は多ラベル分類の最

後の層に使われ、最も大きい成分を持つラベルを出力することで分類させる。全結合層を l 層重ねたあと、最後に Softmax 関数に作用させて分類予測をするプロセスは式のように書ける。

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{Y}} &= (\hat{Y}_1, \hat{Y}_2 \dots \hat{Y}_n)^T \\ &= \text{Softmax} \left(\text{FN}^{(l)} \left(\text{FN}^{(l-1)} \left(\dots \left(\text{FN}^{(1)}(\mathbf{x}) \right) \dots \right) \right) \right)\end{aligned}\quad (4.13)$$

$$\begin{aligned}\hat{y}(\mathbf{x}) &= \arg \max \hat{\mathbf{Y}} \\ &= \arg \max_i (\hat{Y}_1, \hat{Y}_2 \dots \hat{Y}_i \dots \hat{Y}_n)^T\end{aligned}\quad (4.14)$$

$\{\hat{y}\}_{i=1,2,\dots,n}$ がニューラルネットワークによって予測されたラベルで、これが事前に知っている正解ラベル $\{y_i\}_{i=1,2,\dots,n}$ とできるだけ大きな割合で一致しているようなモデルを作るとを考える。ある1つのイベントについて、所属するクラスの数 n 個で、そのうちイベント k 番目のクラスである確率を y_k とする。そして変数 $\{t_i\}_{i=1,2,\dots,n}$ を定義し、そのイベントが実際に所属しているクラスが l 番目の時に

$$t_a = \begin{cases} 1 & (a = l) \\ 0 & (a \neq l) \end{cases}\quad (4.15)$$

とする。多クラス分類の場合 $\{\hat{y}\}_{i=1,2,\dots,n}$ と $\{y_i\}_{i=1,2,\dots,n}$ が離れている度合いを示す量として、Cross Entropy:

$$\text{CE}(\{y_i\}_{i=1,2,\dots,n}, \{\hat{y}_i\}_{i=1,2,\dots,n}) = - \sum_k t_k \ln y_k\quad (4.16)$$

がよく使われる。Cross entropy は負の対数尤度に対応し、 t_i はある1つのイベント i がラベル y_i をとる確率を表す。Cross Entropy を減らすことでモデルの学習が進むため、値を減らすべき関数という意味で損失関数と呼ばれる。

機械学習において、モデルが教師データに過剰に適合してしまい新しいデータの予測性能が大きく悪化してしまうことがある(過学習)。過学習を防ぐ方法は複数提案されているが今回はバッチ正則化という層を各全結合層の入力の前に挟む事にする。バッチ正則化はまず最初にインプットとして一定数 K のサンプリングされた入力ベクトルの組(バッチ) $\{\mathbf{x}\}_{i=1\dots K}$ に対して平均と分散を計算する。

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} = \frac{1}{K} \sum_{j=1}^K \mathbf{x}_j\quad (4.17)$$

$$\hat{\sigma} = \frac{1}{K} \sum_{j=1}^K (\mathbf{x}_j - \hat{\boldsymbol{\mu}})^2\quad (4.18)$$

そしてバッチの各ベクトルを正規化した後に式(4.20)のようにパラメータ γ , β でスケールリング、さらにパラメータを足して出力することがバッチ正則化の一連の流れとなる。

$$\hat{\mathbf{z}}_i = \frac{\mathbf{x}_i - \hat{\boldsymbol{\mu}}}{\sqrt{\hat{\sigma}^2 + \epsilon}}\quad (4.19)$$

$$\mathbf{z}_i = \gamma \hat{\mathbf{z}}_i + \beta\quad (4.20)$$

ただし ϵ は分母が 0 にならない様にするためのもので、十分小さな値をとる。バッチ正則化は各層に入力される値の分布を安定させる役割を持ち、過学習を抑制したり学習の速度を早めるため広く使われている。

まとめると、事前に用意しておく training セットとして $(\{x\}, \{y\})$ を用意しておき、Cross Entropy を計算する。ニューラルネットワークのパラメータを調整することで Cross Entropy が最も小さくなるものを見つけて目的にあう写像 $f(x)$ を見つけ出すのが目的である。実装では、機械学習向けに Google が配布している Tensorflow2.0 を利用した。学習の高速化のため、GPU として NVIDIA 製の TITAN RTX が使われている。

4.4.3 解析の流れ

学習データとしては Geant4 シミュレーションを行なって 1 MeV-2 MeV の光子を 2×10^9 発 GRAMSBox に入射したデータをヒット数ごとに分割したものを使った。インプットはヒットのエネルギーと位置の組をエネルギーが小さい順に並べた $4n$ 個の変数で、アウトプットは $n!$ 通りのラベルである。図 4.9 のように入力層の後にバッチ正則化 (BN) 層、全結合層、ReLU 関数の組を 4 つ並べたものをネットワークとして使う。ただし最後の層の活性化関数は他クラス分類のため Softmax 関数を適用する。4 つの層のそれぞれのユニット数は入力層から順番に 512, 256, 256, 128 で、最後に $n!$ ユニットの出力層に繋がられる。このネットワークを Simple NN と名付ける。学習が終わった後に ARM や入射エネルギー

図 4.9: 本節で用いるネットワークの基本形。BN はバッチ正則化、FN は全結合層を表し、最後に Softmax 関数を通して各順番ラベルの起こりやすさに対応する値を出力する。

を計算する手順は 3 ヒットイベントとそれ以外で異なる。図 4.4 で見たように 3 ヒットイベントでは光子がエスケープする割合が高い。そのため散乱順序を予測した後は全イベントについてエスケープイベントと仮定して入射エネルギーや ARM を計算する。逆に 4 ヒット以上のイベントでは最終的に光電吸収されると仮定してコンプトン再構成を行う。

表 4.2: ニューラルネットワークの学習・性能評価に使ったイベント数

ヒット	訓練データ	1000 keV	1200 keV	1400 keV	1600 keV	1800 keV	2000 keV
3	6660098	360633	342123	335027	326069	317263	306464
4	6012993	332255	318552	303318	286121	279693	279693
5	5683171	316210	296254	283841	271226	265258	257346

4.4.4 Simple NN の結果

ヒット数ごとに学習させた後、別の乱数 seed を使って単色光子をエネルギーごとに、 10^8 イベント入射させた。そしてそのシミュレーションデータをもとにコンプトン再構成を行ない、ARM とエネルギーの分布を調べた。1000 keV-2000 keV の光子について ARM と再構成されたスペクトルが図 4.10 に描かれている。ARM は 0 付近をピークとした分布をしており、再構成されたエネルギー分布も入射光子のエネルギーのピークが各入射光子のエネルギーと consistent である。エスケープイベントが多い 3 ヒットではすでに順番決めの精度が十分良く、最後に散乱した場所からエスケープイベントが再構成できていることが示された。

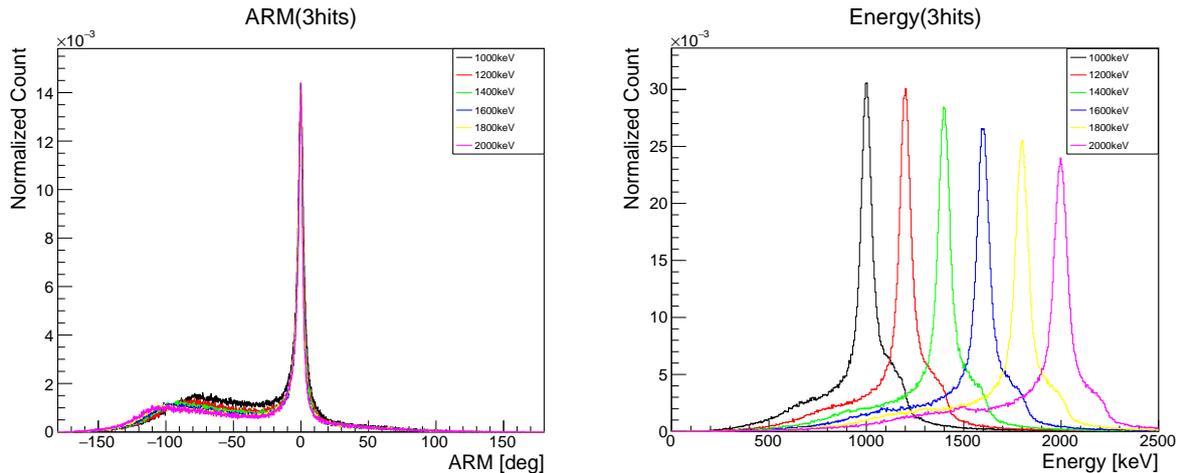


図 4.10: 単色光子を入射させコンプトン再構成を行った 3 ヒットイベントの結果。左図と右図はそれぞれ再構成された ARM とエネルギーの分布の分布である。ARM、エネルギーの図共にヒストグラムを積分すると 1 になるように規格化がなされている。

表 4.3: 3 ヒットイベントでのエネルギー・ARM の分解能。

入射エネルギー [keV]	1000	1200	1400	1600	1800	2000
エネルギー分解能 [keV]	65	65	75	75	80	85
ARM の分解能 [deg]	4.8	4.4	4.0	3.6	3.6	3.4

表 4.3 ではエネルギー・ARM はそれぞれ 1bin が 5 keV、0.2 deg のヒストグラムに詰められてピークの FWHM が計算され、それを分解能と定義した結果を載せている。エネルギー

ギーの場合は入射エネルギーの値のピーク、ARMの場合は $ARM = 0$ のピークをそれぞれ考えた。エネルギーが高くなるほど ARM のピークが鋭くなる。さらにエネルギー分解能も、入射エネルギーに対する比を考えると高エネルギーになるにつれて分解能が高くなる。1000 keV の光子について4,5 ヒットの再構成結果を図示したのが図4.11である。4 ヒットイベントは全吸収イベントがエスケープイベントの数と比べても無視できず、ARM の図も特にどちらを仮定して再構成しても角度分解能が大きく変わることがないことがわかる。ただしエネルギーのスペクトルの1000 keV ピークは、エスケープだと仮定するとエネルギーがうまく決まっておらず、結局は全吸収を仮定した方が結果が良い。5 ヒットイベントでは、再構成されたエネルギーの1000 keV でのピークがよりはっきりと見えており、全吸収イベントがより高い頻度で起こることが確認できる。

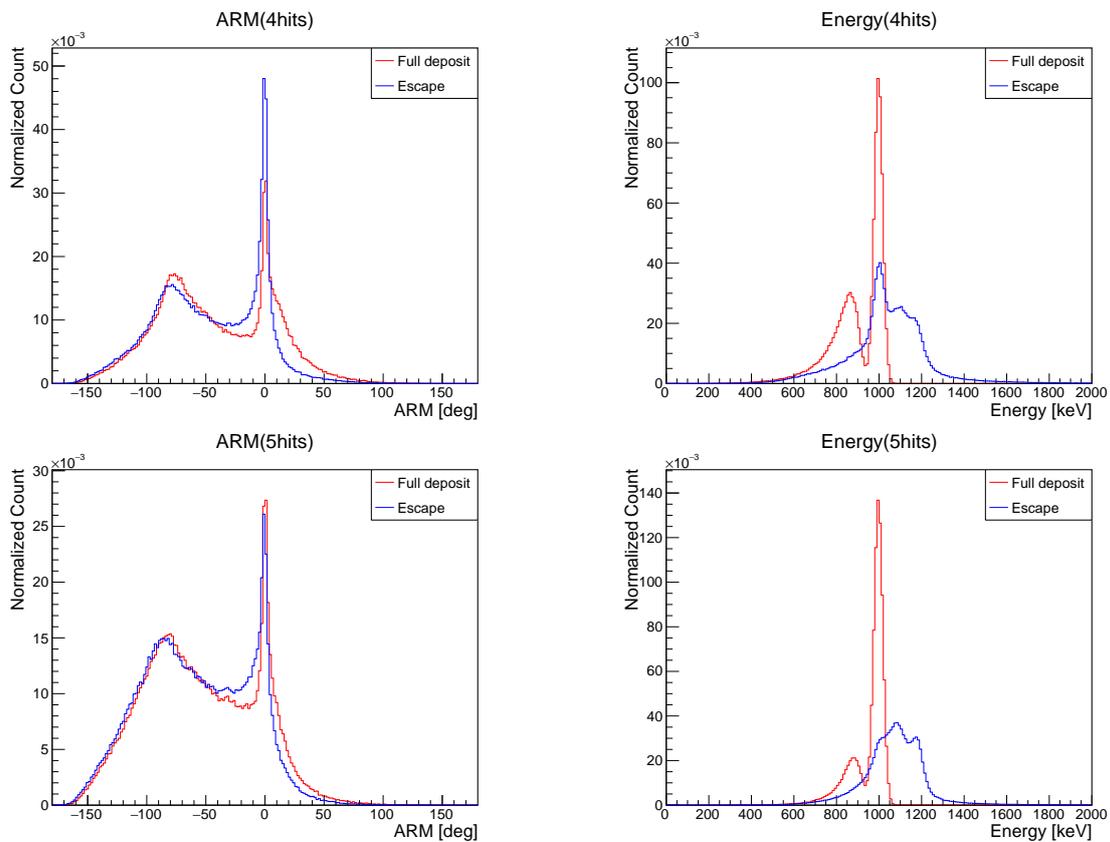


図 4.11: 4,5 ヒットイベントの再構成結果。赤の Full deposit はイベントが全吸収していると仮定しており、エスケープしたイベントが再構成ミスとして 800 keV 付近にサブピークを作っている。青はすべてエスケープしたと仮定しており、全吸収しやすい5 ヒットイベントではほとんど失敗していることがエネルギーのヒストグラムからわかる。なお赤と青は面積が等しくなるように規格化している。

ARM とエネルギー分解能を評価するため、再構成が正しく成されたときのピークの FWHM を計算した結果が表 4.4 にまとめられている。ただし FWHM は ARM とエネルギーでそれぞれ 0 deg 付近、1000 keV 付近のピークで計算している。ARM とエネルギーはそれぞれ 1bin の幅が 0.2 deg と 5 keV となっている。ヒット数が多くなるほど再構成が失敗し ARM の幅が広がっていることがわかる。

現在ネットワークに学習させているデータとしては各ヒットのエネルギーと位置・そ

表 4.4: コンプトン再構成の結果の指標@1000 keV

ヒット数	ARM の FWHM	エネルギーの FWHM
3	4.8 deg	65 keV
4	7.2 deg	40 keV
5	5.4 deg	40 keV

の順番ラベルだが、その情報だけだと十分ではない可能性がある。実際、図 4.11 の ARM 分布では ARM ~ -90 deg 付近に再構成をミスしたことが原因の偽ピークが現れてしまっている。そこで、より訓練データの情報を詳しく与える方法を次の節で説明する。

4.4.5 順番ラベル・エスケープを同時に予測するネットワーク

前節で述べたように各ヒットはエスケープか全吸収イベントのどちらかが支配的にしても、もう一方のイベントの割合を無視することはできない。したがってネットワークに予測させるラベルとしては散乱順序の順列とエスケープしたか否かの 2 つを設定し、Dual Label NN と名付ける。 i 番目のイベントについてはエスケープのラベル:

$$l_v = \begin{cases} 1 & (\text{escape}) \\ 0 & (\text{fulldesposit}) \end{cases} \quad (4.21)$$

を定める。そして $n!$ 通り存在する順番ラベルについても改めて定義する。 m 番目の順番ラベルに対応する場合、

$$t_u = \begin{cases} 1 & (u = m) \\ 0 & (u \neq m) \end{cases} \quad (4.22)$$

となる。 y_k はイベントが k 番目の順番ラベルである確率を表す。損失関数としては、順序決定の項である cross entropy 関数と binary cross entropy 関数の和 $L_{CB}(\{t\}_k, \{y\}_k, \{l\}_v)$ とする。

$$L_{CB}(\{t\}, \{y\}, \{l\}) = \sum_{i:\text{event}} \left(- \sum_{k:\text{label}} t_{ik} \ln y_{ik} - \alpha \ln l_i \right) \quad (4.23)$$

α は学習に際してエスケープの分類の重要度を定めるハイパーパラメータであり、学習する前にあらかじめ決められる (今回は $\alpha = 1$ とした)。

コンプトン再構成の手順としては、TPC 出力によって計測できるデータから学習済みモデルによってエスケープをしたかどうかをイベントごとに判断する。そして予測した順番ラベルをもとにしてイベント再構成を行う。

さらに、ニューラルネットの層を増やしてより柔軟な学習モデルを試してみる価値もある。しかし層を単純に増やすと最適化されるパラメータの数が非常に大きな数になるうえ、後方の層は入力の影響が遅れてやってくるため学習が遅くなる。そのため図 4.12 のように、ある層の出力を 2 手に分けて後方に直接データを伝えることのできる残差ユニッ

トを考える。この残差ユニットを一塊として図右のように複数並べ、散乱の順番ぎめを目的とする全結合層とエスケープの有無を予測する1ユニットの層に入力する。赤い枠で囲まれた3層のユニット数 M_i は共通している。ユニットの数は input の方から $M_1 = 512$ 、 $M_2 = 256$ 、 $M_3 = 128$ と設定した。

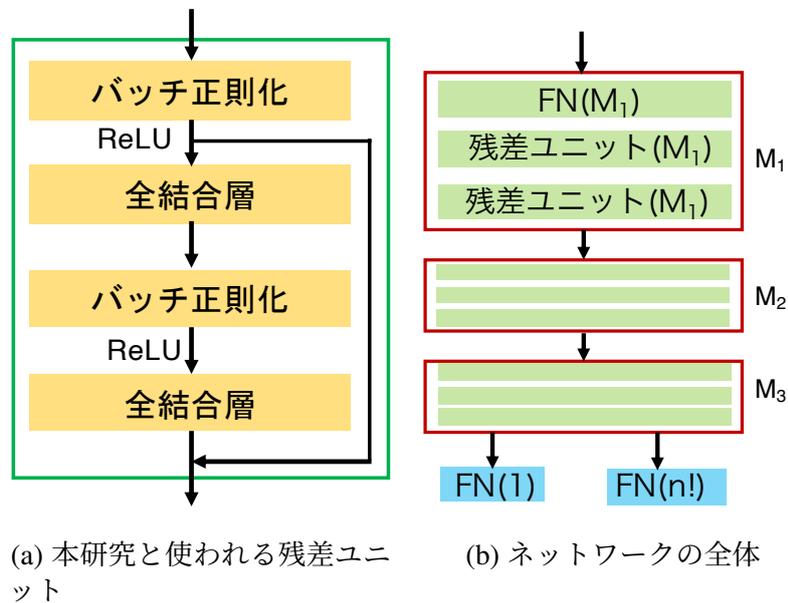
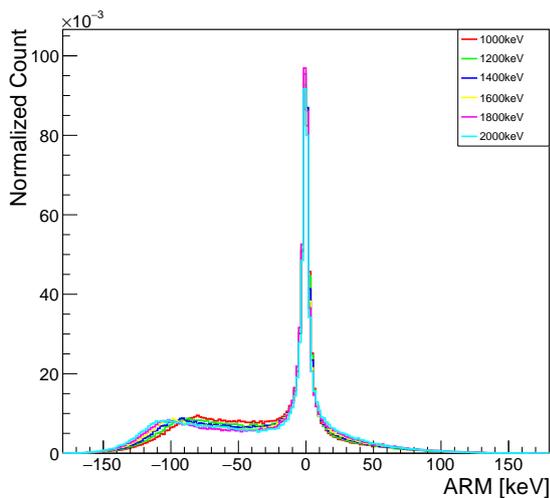


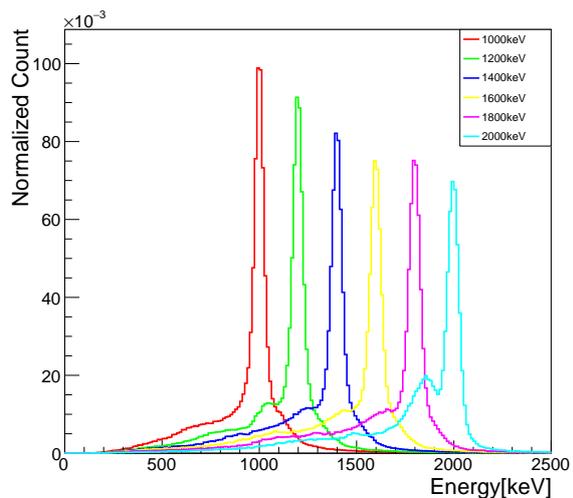
図 4.12: 残差ユニットと全体的なネットワーク。1つ目の ReLU 関数の出力はその後の全結合層に入力されるとともに、2つ目の全結合層の出力にも足される (残差スキップ)。残差スキップによって深い層の入力も早い段階からある程度の大きさの値を持つため学習が早く進む。

4.4.6 Dual Label NN による解析結果

1000 keV から 2000 keV の範囲で単色光子を Sky 入射させてヒット数ごとに ARM と Energy を計算した。図 4.13 は3ヒットイベントについての ARM とエネルギーの図である。両方とも Simple NN との大きな違いは見られない。



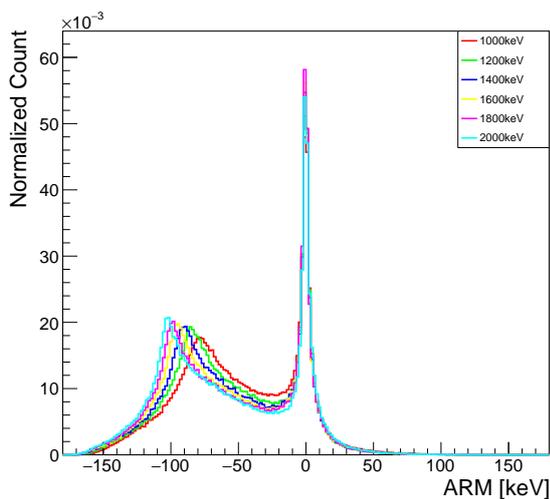
(a) ARM の分布



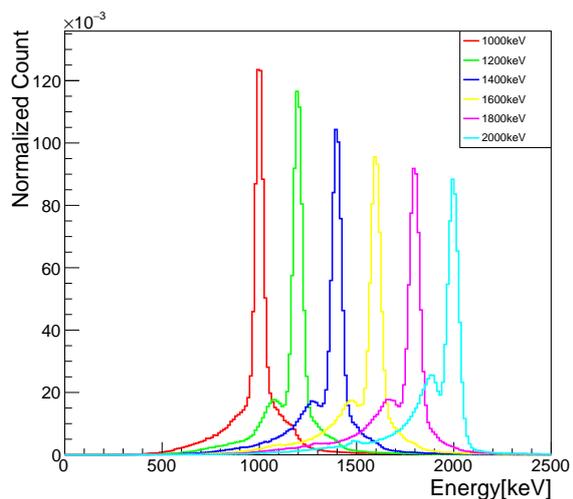
(b) エネルギーの分布

図 4.13: Dual Label NN による 3 ヒットイベントの再構成結果

図 4.14、4.15 はそれぞれ 4 ヒットイベントと 5 ヒットイベントを図示したものである。ヒット数が大きくなるにつれて再構成失敗によるピークが目立ってくる。これは 1 回目の散乱のエネルギー deposit とその散乱ガンマ線のエネルギーが近い値をとる時に起きるサブピークだと考えられるが、この原因についてはさらなる追求が必要である。また入射エネルギーが 2 MeV に近づくとエネルギースペクトルの低エネルギー側に構造ができる。これは学習データが 2 MeV までで、将来的にさらに広いバンドの教師データを使った学習をすれば改善することが期待できる。



(a) ARM の分布



(b) エネルギーの分布

図 4.14: Dual Label NN による 4 ヒットイベントの再構成結果

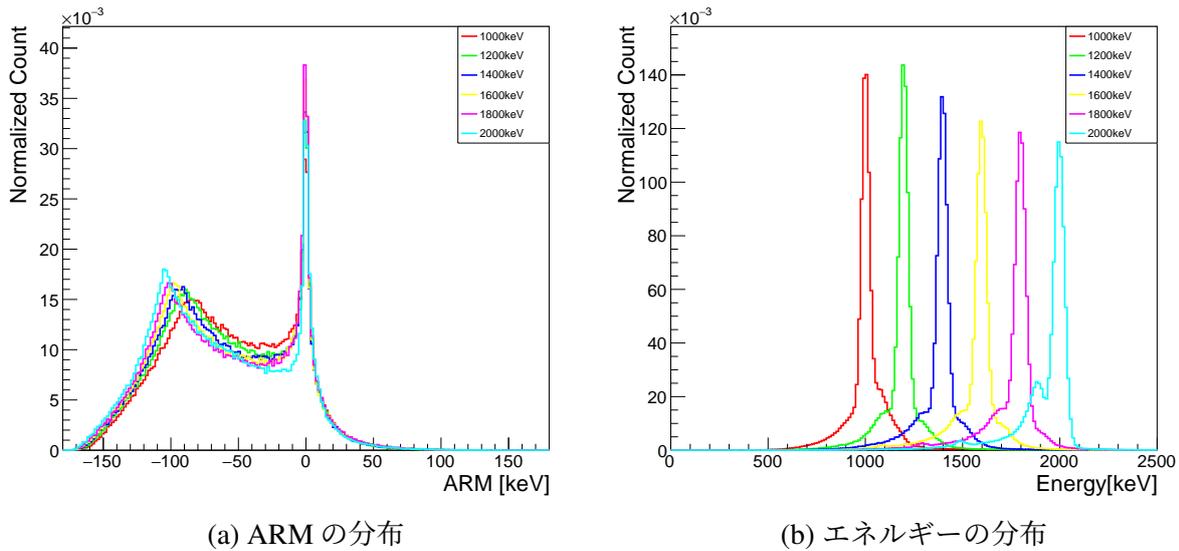


図 4.15: Dual Label NN による 5 ヒットイベントの再構成結果

4.5 コンプトン再構成の 3 手法の比較

3,4,5 ヒットイベントについて、HY2020 と Simple NN、Dual Label NN の 3 手法の性能評価を行った。本節で考えるイベントはエネルギー 1000 keV の 10^8 イベントの光子を球殻から内部へ放射したものである。それをさらに Sky 入射となるものだけ選別している。

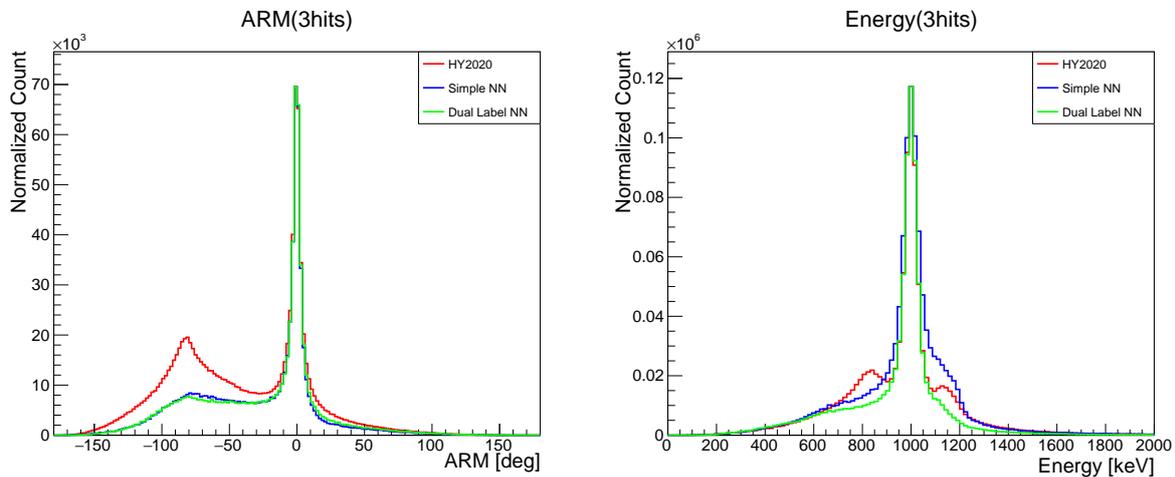


図 4.16: HY2020 とニューラルネットによる再構成結果の比較 (1000 keV の入射光子)。各段はヒットごとに並べている。左は ARM で右列のエネルギーの方は 1000 keV のピークの高さが揃うようにスケールされている。

3 ヒットイベントでは再構成失敗による $ARM = -90 \text{ deg}$ のピークが、ニューラルネットワークを使った方が低くなっている。エネルギースペクトルの方に着目すると、HY2020 と Simple NN は 1000 keV のピークの回りに構造ができることがわかる。

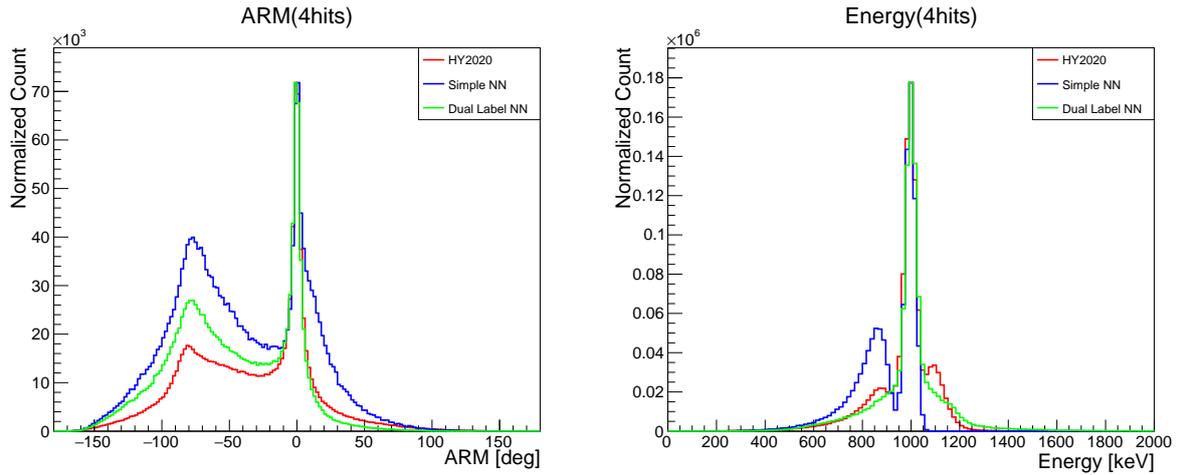


図 4.17: アルゴリズムの比較 (4 ヒット)

4 ヒットイベントでは図 4.17 で描かれている様に、ARM については Dual Label NN と HY2020 のピーク・再構成失敗イベントピークともに拮抗している。エネルギーは依然 HY2020 の高エネルギー側に特徴的な超過が確認できる。

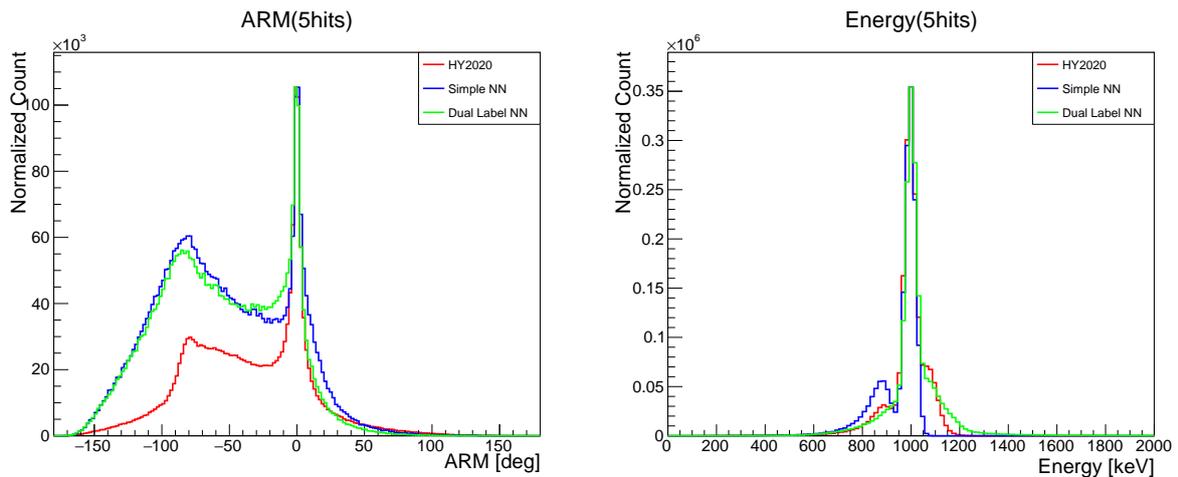
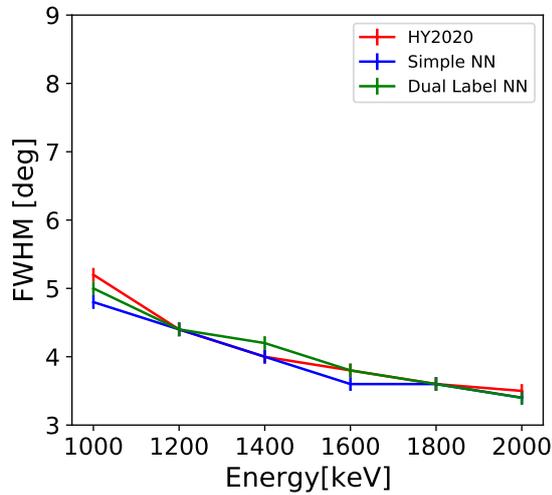


図 4.18: アルゴリズムの比較 (5 ヒット)

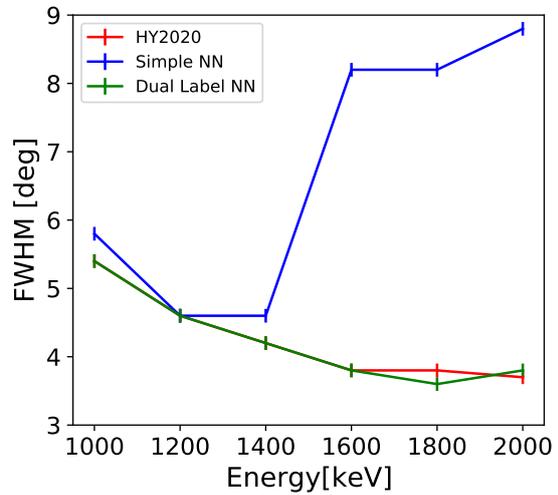
5 ヒットになるとニューラルネットによる再構成失敗の割合が HY2020 より遥かに高くなる。

さらに3つのアルゴリズムについて ARM の FWHM のエネルギー依存性を調べたのが図 4.19 である。図 4.19 では、角度分解能に対応する ARM の FWHM について $ARM = 0$ を中心とするピークで計算した。1 MeV から 2 MeV の範囲にわたり、エネルギーが高くなるほど ARM が小さくなる。なお ARM の FWHM は、各イベントの $1 \text{ bin} = 0.2 \text{ deg}$ のヒストグラムにつめて計算しているためエラーバーを $\pm 0.1 \text{ deg}$ と取っている。4 ヒット・5 ヒットでも FWHM に着目するとエラーの範囲で HY2020 とニューラルネットは多くが一致する。なお Simple NN は 4 ヒットイベントの場合、高エネルギーで FWHM が急激に大きくなる。4 ヒットの場合、Simple NN では全吸収をすると仮定してイベント再構成を

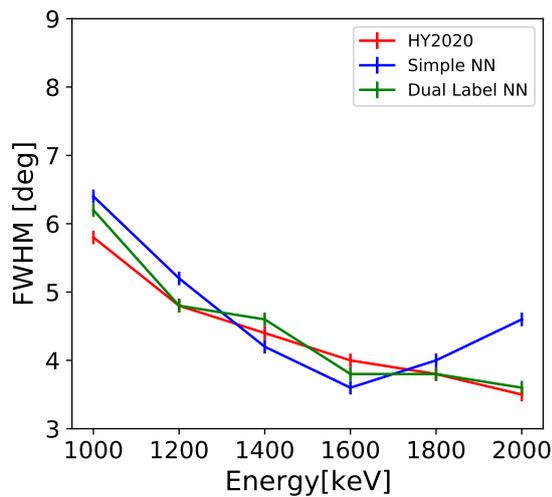
行った。しかしエスケープも無視できないほど存在するため、ARMの分布が歪んでしまうことが原因である。



(a) 3 ヒットイベントでの ARM



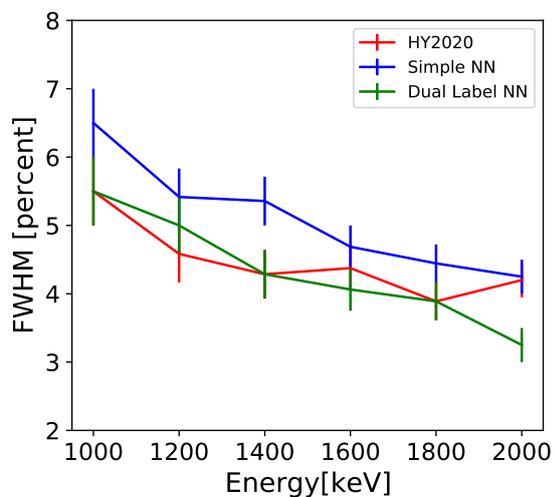
(b) 4 ヒットイベントでの ARM



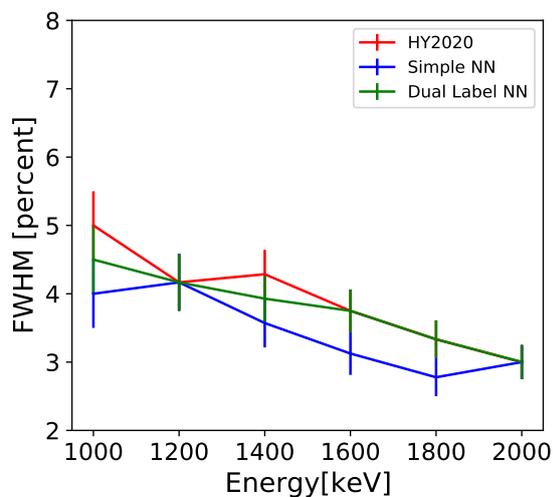
(c) 5 ヒットイベントでの ARM

図 4.19: 3つのアルゴリズムに関する ARM のエネルギー依存性

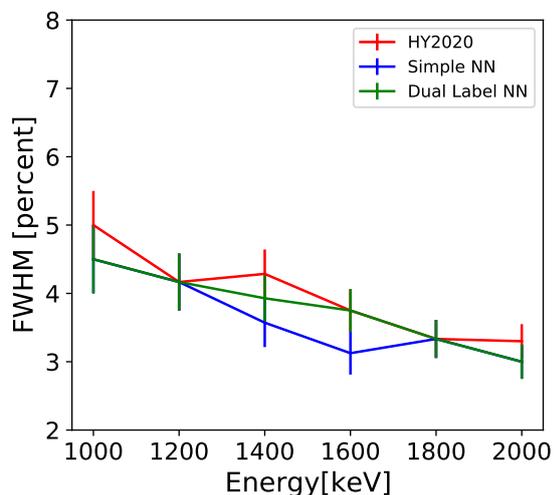
同じ様にエネルギー分解能としてピークの FWHM を、ピークを中心エネルギーで割った値をアルゴリズム・エネルギーごとにプロットしたのが図 4.20 である。高エネルギーになるほど FWHM が下がっていく傾向は共通で、アルゴリズムごとに ARM ほど大きな分解能の違いがあるわけではない。



(a) 3 ヒットイベントでのエネルギー



(b) 4 ヒットイベントでのエネルギー



(c) 5 ヒットイベントでのエネルギー

図 4.20: 3つのアルゴリズムに関するエネルギー分解能 (FWHM/E) のエネルギー依存性

4.6 まとめ

n 回ヒットイベントの $n!$ 通りの散乱候補を、各物理過程をモデル化した尤度の大きさを比較する事によって散乱順序を決定するアルゴリズム HY2020 を考えた。そして Geant4 によるモンテカルロシミュレーションのデータに適用し、ARM やエネルギー分解能を評価した。さらに尤度による方法と並行して、ニューラルネットワークによるコンプトン再構成に取り組んだ。大量のパラメータを持つニューラルネットワークにより、散乱順序とエスケープか否かを予測するモデルを構築した。HY2020 とニューラルネットワークによるイベント再構成アルゴリズムは両方とも、ARM が最小で 3.6 deg を達成することができた。エネルギー分解能も 2000 keV では 3% まで到達しようとしているこの ARM の分解能は天

体の撮像に十分な水準に達している。。再構成失敗による偽イベントを考慮すると、現在までのところは最も多い3回ヒット散乱ではニューラルネットワークが、4ヒット以降ではHY2020がより良いパフォーマンスを達成している。ニューラルネットワークは層や訓練データを増やすことによってそれぞれ柔軟なモデル・より良いパラメータに近づけると期待できる。

第5章 気球高度における荷電粒子バックグラウンドの評価

電波や可視光を除いた天体由来の電磁波は地球大気に大部分が吸収される。MeV ガンマ線も例外ではなく、GRAMS は望遠鏡を気球に搭載して観測を行う。しかし気球高度では地上よりはるかに高いフラックスの宇宙線が LArTPC に入射し、MeV ガンマ線観測のバックグラウンドとなり得る。ニュートリノやダークマターの実験に使われてきた LArTPC は地下に設置されることが多く、このような大量のバックグラウンドが存在する環境、ましてや気球に搭載して運用されたことはない。そのため本章では気球高度において LArTPC 検出器に入射する荷電粒子バックグラウンドの評価を行う。さらには荷電粒子バックグラウンドが引き起こす GRAMS 望遠鏡の検出効率の低下をできるだけ抑えられる設計を考察する。

5.1 PARMA による宇宙線スペクトルの計算

宇宙線が LArTPC に与える影響はその位置やエネルギー損失、素過程など様々な影響を考慮しなければならないためここでもモンテカルロシミュレーションが力を発揮する。天体から放射されるガンマ線と違って宇宙線は地球の磁場や大気との相互作用の結果、様々な方向からやってくるためそれらを考慮したモデルが必要である。本章ではモンテカルロシミュレーションに入力として取り入れる粒子も EXPACS というソフトウェアを使って計算する。

5.1.1 気球高度における宇宙線

宇宙線は一次宇宙線と二次宇宙線に分けられる。超新星爆発といった宇宙空間の高エネルギー現象によって直接地球にやってくる一次宇宙線の組成は、陽子と α 粒子がそれぞれ 90% と 9% を占め、残りは炭素や酸素などの原子核や電子などのレプトンも含まれる。一次宇宙線が大気中の原子と衝突すると新しい種類の粒子が生まれ、これを二次宇宙線という。地上に降り注ぐ宇宙線の大部分はミューオンなどの二次宇宙線である。二次宇宙線は大気によって生成されるため、この過程で生まれた中性子やガンマ線は大気中性子や大気ガンマ線と呼ばれる。

地球は自身が持つ巨大な磁気によって外部からやってきた荷電粒子をある程度トラップし、内部への侵入を防ぐ。図 5.1 は地球の磁場に捕らえられた荷電粒子の帯 (ヴァン・ア

レン帯)の様子を描写している。ヴァンアレン帯の高度は地球上の緯度や太陽活動から大きな影響を受ける。

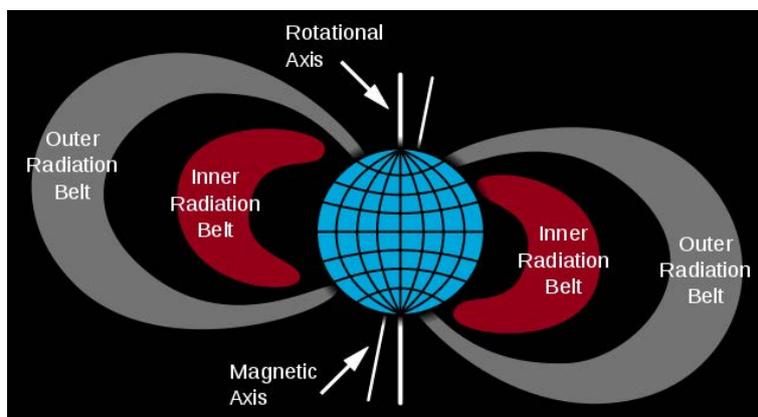


図 5.1: ヴァン・アレン帯の模式図 [?]

5.1.2 PARMA モデル

PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere (PARMA)[41] は日本原子力研究開発機構が中心となって開発した大気中の宇宙線スペクトルの計算に用いる解析モデルである。観測される宇宙線スペクトルはその地点の情報(標高・地磁気強度)や太陽活動の周期などに対して複雑に依存する。そのため放射線輸送計算コードや宇宙線フラックス計算モデルを組み合わせて計算する必要がある。それらの計算は非常にコストが高く大型計算機を用いても数週間かかるような大規模なものである。PARMA はシミュレーションの結果から宇宙線スペクトルの位置や時間依存性を解明して宇宙線の数学的なモデルに昇華した。本論文の解析には実際に、c++で PARMA の計算ができるソフトウェアである EXPACS を使っている [42]。

PARMA はバックグラウンド粒子ごとに微分フラックス $F(E, \theta, \phi)$ [$\text{cm}^2/\text{sr}/\text{MeV}/\text{s}$] を計算する。ただし PARMA は方位角依存性を考慮しないので $F(E, \theta, \phi) = F(E, \theta)$ と書ける。前述の通り宇宙線フラックスは高度や太陽活動などによって変化しうるが、本章では表 5.1 の状況設定で宇宙線スペクトルを計算した。

表 5.1: PARMA シミュレーションにおける設定

日時	2019年2月1日
緯度	北緯 42.5 度
経度	東経 143.3 度
高度	30 km

気球は一点にとどまっているわけではなく上空の気流によって移動するが、本章では北海道大樹町(北緯 42.5° 東経 143.3°)の高度 30 km 地点に静止しているとする。大樹町には大樹航空宇宙実験場があり、宇宙物理学をはじめとした様々な分野での科学観測を目的とした大気球の実験が行われている。

5.1.3 宇宙線のスペクトル

宇宙線のうち特に重要な陽子、電子、ガンマ線についてPARMAによってフラックスを計算した。

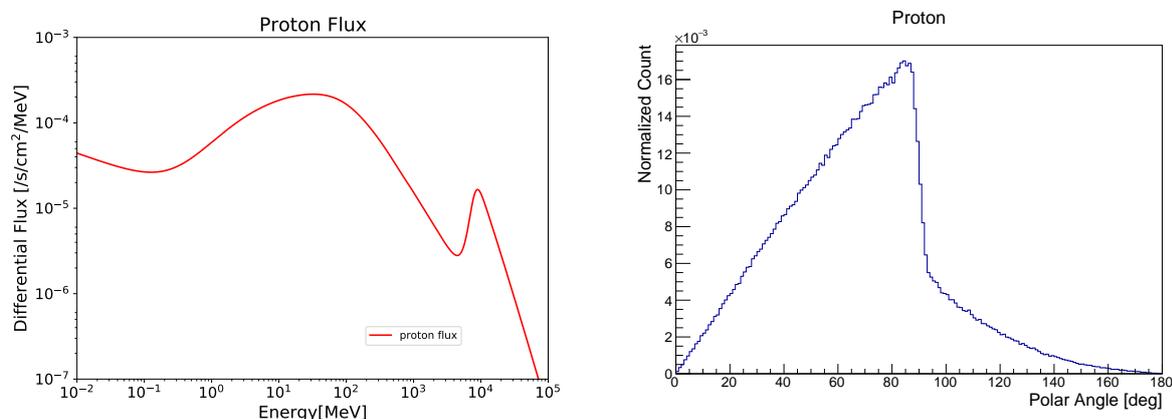


図 5.2: 宇宙線陽子のスペクトル(左)と天頂角で表された到来方向の分布(右)。右図の 0 deg は鉛直上向きから来たことを示す。

図 5.2 は宇宙線陽子のスペクトルとその角度方向の分布を表している。約 10 GeV 以上の粒子が支配的になっている。この帯域の陽子が液体アルゴンに入射すると制動放射など様々な物理過程が起こってガンマ線、電子陽電子が発生し天体由来の MeV ガンマ線の観測を妨げる可能性がある。なお陽子が高エネルギーであるため、空気中で反跳して高度が高くなる方向に飛び出してくることが少ないことが角度の分布から分かる。

電子は図 5.3 左からわかるように数 MeV– 数百 MeV の間がフラットで、支配的であ

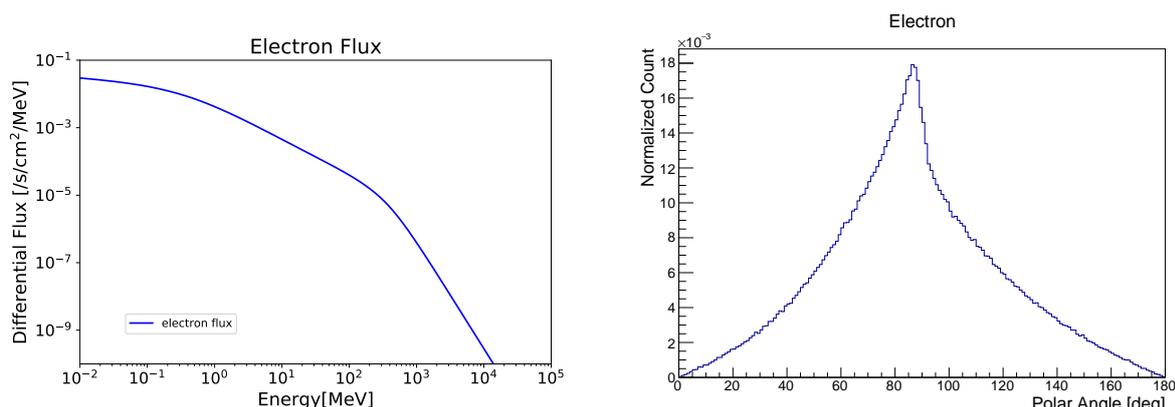


図 5.3: 宇宙線電子のスペクトル(左)と天頂角で表された到来方向の分布(右)。

る。上空から来る数が多いことがわかるが、気球よりも低いところから反応・散乱して下からやってくるイベントも少なくない。

また大気ガンマ線のスペクトルも図 5.4 に載せておく。ガンマ線は気球より低い高度か

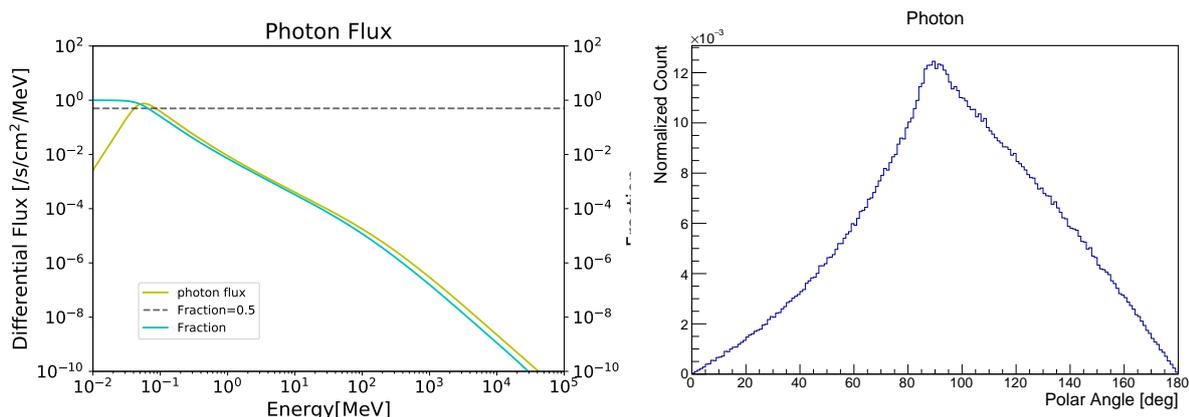


図 5.4: 宇宙線由来の光子スペクトル(左)と天頂角で表された到来方向の分布(右)。

らやってくる数の方が多い。これは宇宙線の一次粒子が、密度が高い大気圏もしくは成層圏下側の空気の原子と衝突して二次粒子としてやってくる方が支配的だからである。陽子、電子、光子、そして陽子の次に多い一次宇宙線のヘリウム原子核のフラックスを同時に書いたのが図 5.5 である。LArTPC に入射する荷電粒子としては、800 keV 以下では電

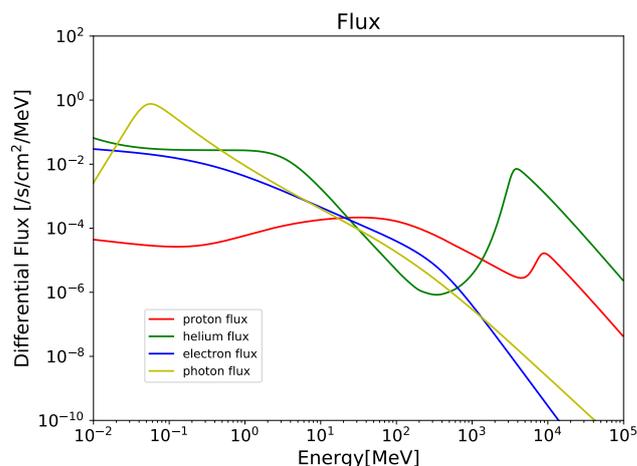


図 5.5: 4 種類の宇宙線のスペクトル

子が、それ以上では陽子が数で卓越する。荷電粒子はその電離能力の高さから LArTPC 内では飛跡に沿ってシンチレーション光を放出する。外部のシンチレータとの反同時計数を単純に行うと、dead time が多くて天体のガンマ線を観測できる時間が非常に少なくなってしまう恐れがある。以降では陽子と電子に着目して観測時間に対する影響を評価する。

5.2 GRAMS 望遠鏡を想定したモンテカルロシミュレーション

GRAMS 望遠鏡は有感部の液体アルゴンの他に、それを区分化するセグメンテーションや半導体の光検出器、周囲のプラスチックシンチレータなど様々な材質の部品に囲まれ

る。そのため有感部で落とされる荷電粒子バックグラウンドのエネルギーはそれらの存在を考慮しなければならない。今回 Geant4 シミュレーションによって外部から陽子や電子などの荷電粒子を打ち込み、LArTPC 出力がどの程度影響を受けるのかの評価を行う。

5.2.1 Geant4 でのジオメトリ設定

前節で計算した LArTPC へ入射する荷電粒子のカウンtrate とスペクトルを使って有感部で検出されるイベントのシミュレーションを行う。GRAMS 検出器は Aramaki et al. 2020[6] に従っており、単純化のために有感部は 140 cm×140 cm×20 cm の液体アルゴンの塊としている (図 5.6)。その周りを冷却機構としてステンレスの層で覆ったものを 2 層のプラスチックシンチレータで包み、最終的な大きさは 350 cm×350 cm×200 cm である。

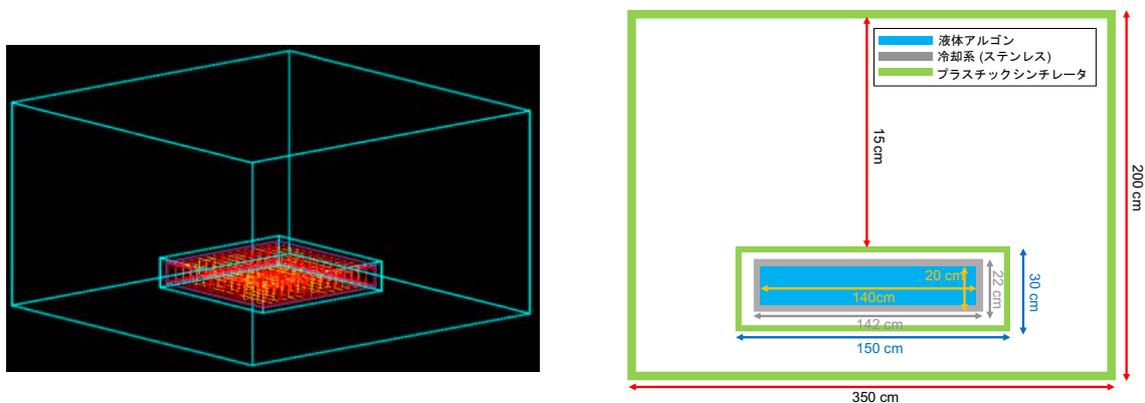


図 5.6: 左: 本シミュレーションに用いた Geant4 における mass モデル。右: mass model を構成する部品のサイズを表記したもの。左図の赤い部分は液体アルゴンによる有感部で、その周りをステンレス製の冷却部とプラスチックに囲われて 150 cm×150 cm×30 cm の Inner Detector を形成している。さらに荷電粒子バックグラウンドの入射を検知するため 350 cm×350 cm×200 cm のプラスチックシンチレータで囲まれている (Outer Detector)。

5.2.2 バックグラウンド粒子の生成

サイズが 350 cm×350 cm×200 cm である GRAMS 検出器は半径 280 cm の球で覆うことができる。この GRAMS 検出器に、球面の内部方向へ向かう向きへ宇宙線由来の粒子を入射させて出力を調べる。入射粒子の生成・分布は図 5.7 のように設定した。

5.3 LArTPC のセグメント化

1 GeV 以上の陽子は液体アルゴン内を進む際に制動放射等によってガンマ線光子を放射しやすい。この光子は LArTPC 内でコンプトン散乱を引き起こし、天体由来の光子と混同する可能性がある。コンプトン散乱をはじめとしてアルゴンと相互作用が起きるときには

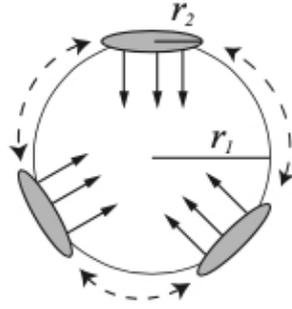


図 5.7: 生成される入射粒子の設定 [43]。 $r_1 = r_2 = 280 \text{ cm}$ に設定されており、各円面から一様に粒子が放射される。

シンチレーション光が発生する。以降はこのシンチレーション光を S1 と呼び、イベントのトリガーとして反同時計数に利用する。LArTPC を、光を通さずよく反射する板で分け(セグメント化)することを考える。LArTPC の電場方向に対する長さ(今回は 20 cm を仮定)と電離電子のドリフト速度をそれぞれ h 、 v_d とするとき、最大ドリフト時間 $T_{\max} =$ を次のように定義する。

$$T_{\max} = \frac{h}{v_d} \quad (5.1)$$

シンチレータの出力と同時に S1 が発生したセグメントは、その後 T_{\max} の間の信号は荷電粒子由来の光子である可能性が捨てられないため dead time として解析から除去する事にする。このセグメント化が十分細かく LArTPC を分割できれば、 T_{\max} が短い場合 S1 とシンチレータが同時に光るようなイベントを除去しても MeV ガンマ線観測に与える影響は少ないと考えられる。

セグメント化による荷電粒子バックグラウンドの除去は次の流れに従って行われる。

1. 時刻 $t = t_{\text{scin}}$ に荷電粒子が入射し、プラスチックシンチレータでトリガーがかかる。それと同時に荷電粒子によってアルゴンとの相互作用が起きたセルは S1 が発生し光検出器で記録される。
2. 1 で S1 が検出されたセルは T_{max} が過ぎるまで dead cell として観測から外す。
3. dead cell がなくなっていくうちに、新しい荷電粒子イベントが入射してプラスチックシンチレータでトリガーをかける。すでに存在する dead cell で S1 が検出された場合、dead cell である時間を延長する。それ以外で S1 を検出したセルは新たに dead cell とする。
4. プラスチックシンチレータでトリガーがかかるたびに同じことを繰り返す。
5. dead cell も新たに宇宙線イベントが検出されなければ、 T_{max} 経過した後に live cell となる。

以上の流れを荷電粒子イベントに対して行っている様子を図示したのが図 5.8 である。簡条書きの数字と角 TPC の左上に書いてある数字が対応しており、同じ数字の黒三角は同一の荷電粒子によって生じた dead cell であることを示す。しかしながら LArTPC は現実

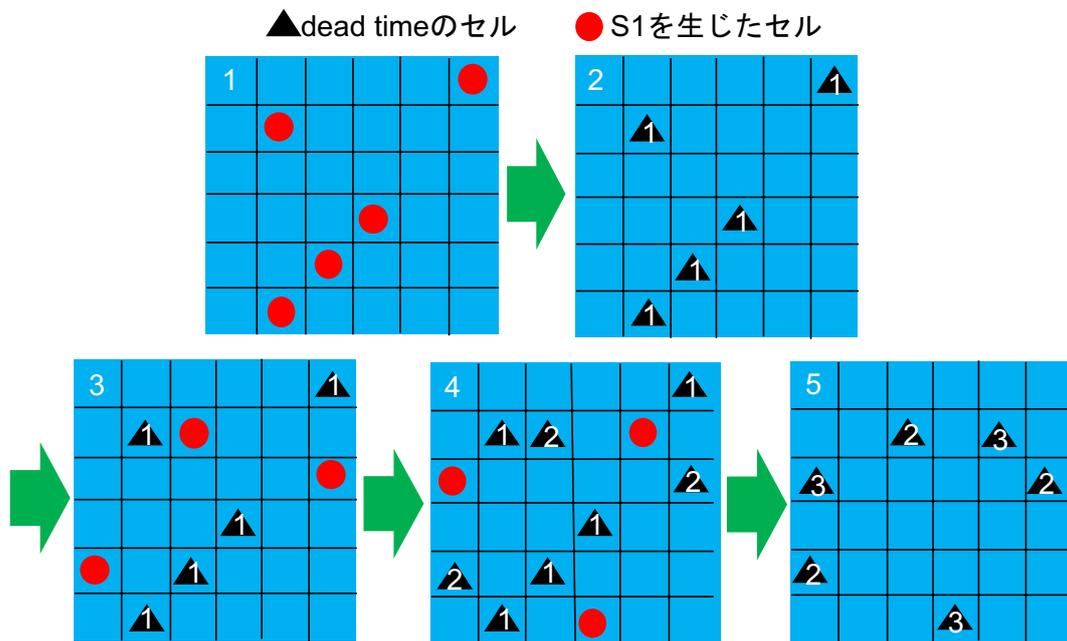


図 5.8: 荷電粒子に対する、セグメント化された LArTPC の dead cell の時間発展。垂直上向きから見た LArTPC のセグメンテーションとその時間発展を緑の矢印で表している。赤点はプラスチックシンチレータのシグナルと時間分解能以内で S1 が検出されたセグメントを表す。このセグメントは式 (5.1) で計算される最大ドリフト時間の間、dead time として観測対象から外される (図の黒三角)

問題いくらでも分割できるわけではない。そのため現実的に可能な分割の仕方、荷電

粒子バックグラウンドの影響を抑えられることを実証しなければならない。そこでこの節では PARMA によって再現した気球高度の宇宙線情報を GEANT4 に入力として入れて LArTPC の出力を調べる。そして様々な分割・ドリフト速度を変えて宇宙線の影響を見積もる。

5.3.1 荷電粒子バックグラウンドに対する指標

前述したように気球高度に位置する LArTPC にはおびただしい数の荷電粒子が入射し、LArTPC のどこかで常に荷電粒子バックグラウンドによる電離電子のドリフトが起きている可能性が高い。ただし LArTPC を十分細分化して電離電子がないセルを有効に活用することで MeV ガンマ線の観測への影響を限定することができる。液体アルゴンによる有感部 (140 cm×140 cm×20 cm) が $N \times N$ 分割されているとする。図 5.9 は LArTPC の x 軸と時間軸 t の平面で、プラスチックシンチレータによってトリガーされた荷電粒子イベントの時間と一定の時間幅で coincidence があったセルについてのみ T_{\max} の dead time を設けているところを図示したものである。dead time が終わっていないセルに荷電粒子由来の S1 が新たに入射した場合はその時刻から新たに T_{\max} が経過するまで dead time が終わることはない。この dead time が xyt の 3 次元空間に対して大きく割合を占めてしまうと、実行的な観測時間が大きく減ってしまうだけでなく天体由来の光子のイベント再構成が失敗しやすくなる。

表 5.2: TAPE の計算に使われる量

パラメータ	型	意味
N	整数	1 つの軸に関する分割数
T_{obs}	実数	観測時間 (Exposure の時間)
T_{max}	実数	最大ドリフト時間
$S[\text{idx}][\text{id}y]$	実数の 2 次元配列 $N \times N$	セル (idx, idy) の面積
LastScinAndS1[idx][idy]	$N \times N$ の 2 次元配列	最後に S1 とシンチレータが同時に反応した時刻
DeadTimeSum[idx][idy]	$N \times N$ の 2 次元配列	dead time の合計

そのため荷電粒子によって有感部が有効的に使える場所・時間の大きさを評価する指標を定義してガンマ線の観測できる時間を評価することが必要である。観測に使うことができる時間と検出器の体積の割合を合わせて見積もる基準として式 (5.2) のように time area product efficiency (TAPE)(仮) を定義する。

$$\text{TAPE} = 1 - \frac{\sum_{\text{idx}=0}^{N-1} \sum_{\text{id}y=0}^{N-1} \text{DeadTimeSum}[\text{idx}][\text{id}y] \times S[\text{idx}][\text{id}y]}{T_{\text{obs}} \sum_{\text{idx}}^{N-1} \sum_{\text{id}y}^{N-1} S[\text{idx}][\text{id}y]} \quad (5.2)$$

T_{obs} は観測時間、 $S[\text{idx}][\text{id}y]$ は各セグメントの面積である。TAPE は1つの時間軸と2つの xy 座標軸の3軸で貼られた空間のうち、単位体積あたり live time (観測可能時間) が占める割合を表していると考えても良い。本章では正方形を底面とする直方体型の検出器を $N \times N$ に等分割するため TAPE は簡単に書くことができる。

$$\text{TAPE} = 1 - \frac{1}{N^2 T_{\text{obs}}} \sum_{\text{idx}=0}^{N-1} \sum_{\text{id}y=0}^{N-1} \text{DeadTimeSum}[\text{idx}][\text{id}y] \quad (5.3)$$

電離電子のドリフト時間が長い場合は荷電粒子が入射したセルが使えない時間が伸び、セグメントの分割が荒いと荷電粒子が影響する LArTPC の体積が大きくなる。そのため、ドリフト時間が長く、セグメンテーションが荒い場合は TAP が0に近づく。LArTPC に書ける電圧を高くするほどドリフト速度は大きくなってドリフト時間による観測時間の減少が小さくなるが、高電圧を発生させるのに必要な装置が大きくなってしまふ。そのため観測に必要な十分な電圧の評価も気球実験として必要だ。なおドリフト速度を典型的な値である $1.0 \text{ mm}/\mu\text{s}$ について、GRAMS の液体アルゴン検出部分の高さを 20 cm とすると最大ドリフト時間は $200 \mu\text{s}$ となる。

5.3.2 TAPE の計算手順

PARMA のシミュレーションデータと Geant4 による計算を組み合わせる様々な状況下で TAP を計算する手順を説明する。

シミュレーションデータを作る

PARMA によって気球高度における陽子と電子を初期粒子として十分な数 (今回はそれぞれ 10^5 イベント) 用意し、primary list と呼ばれるファイルに各粒子の初期情報である運動エネルギー、発生位置、方向ベクトルを書き込んでいる。この primary list をもとに Geant4 を使ってモンテカルロシミュレーションを行った。

粒子の到来時刻のサンプリングをする

PARMA によって粒子ごとのフラックスを計算し、表 5.3 にまとめた。これらの値から

表 5.3: 気球高度における各粒子のフラックス

粒子の種類	フラックス (10 keV-100 GeV)
陽子	$0.25391 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
電子	$0.481598 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

半径 280 cm の球に入射する粒子の単位時間あたりの数を求める。陽子の場合は

$$0.25391 \text{ Counts cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \times \pi \times 280 \text{ cm} \times 280 \text{ cm} \approx 62540 \text{ Counts s}^{-1}$$

となる。これからイベントとイベントの間の時間間隔の平均値 τ_p は $16.0 \mu\text{s}$ と計算できる。電子の場合も同じように計算ができ、 $\tau_e = 8.4 \mu\text{s}$ となる。近似的にイベント間隔が等間隔

でこの値をとることにしても良いが、今回イベント間隔の時間はこの値を平均とする指数分布となると考える。まとめると宇宙線の到来の様子は図 5.9 のように設定することになる。

図 5.9: シンチレータと S1 が同時に光った時に生じる dead time の様子

イベントごとに TAPE を計算する

TAPE を計算し始める時刻 t と LastScinAndS1、DeadTimeSum の全要素を 0 に初期化する。そして粒子がやってくる間隔 $\tau_1 \sim \text{Exp}(\bar{\tau}_p)$ をサンプリングし、Geant4 シミュレーションの結果から 1 つイベントを抜き取ってエネルギー損失を起こした場所それぞれについてのセグメント (idx, idy) に属するのかを計算することができる。受かったセグメントについては LastScinAndS1 と DeadTimeSum を更新する。

$$\text{LastScinAndS1}[\text{idx}][\text{idy}] = \tau_1 \quad (5.4)$$

$$\text{DeadTimeSum}[\text{idx}][\text{idy}] = \text{DeadTimeSum}[\text{idx}][\text{idy}] + T_{\max} \quad (5.5)$$

こうして 1 回目のイベントが終わったらまた粒子のやってくるイベント間隔 τ_i のサンプリングを繰り返す。またサンプリングをした時点で現在時刻 t は更新され、 m 回目のサンプリングが終わった時刻 t は次のように書ける。

$$t = \sum_{i=1}^m \tau_i \quad (5.6)$$

セグメント (idx, idy) に入射した時刻と LastScinAndS1 の時間間隔が T_{\max} 以下である場合、DeadTimeSum のインクリメントは

$$\text{DeadTimeSum}[\text{idx}][\text{idy}] = \text{DeadTimeSum}[\text{idx}][\text{idy}] + \tau \quad (5.7)$$

とする。こうして τ をサンプリングしていき、 t が $T_{\text{Obs}} = 0.1 \text{ s}$ を超えた瞬間に計算をやめる。そして式 (5.2) に従って TAPE を計算する。

5.3.3 TAPE の計算結果

xy 方向の分割の幅を変えて陽子バックグラウンドによる LArTPC の TAPE 変化を計算した結果が図 5.10 である。ただし最大ドリフト時間とドリフト速度の換算は式 (5.1) の通りである。横軸は1つ1つのセグメントの幅である。青線のように極端にドリフト速度が遅いイベントは TAPE がほぼ 0 となり、逆にピンク線のように非常にドリフト速度が速いと電離電子が液体アルゴン内にいる時間がごくわずかなので TAPE が大きくなることからシミュレーションの妥当性が確かめられる。

ANKOK 実験や ICARUS 実験で印加されている典型的な電場はドリフト速度がおおよそ $1-5 \times 10^{-2} \text{ cm}/\mu\text{s}$ 程度である。図の赤線を見ればわかるように、そのような電場でも 1 ブロック 10 cm 程度の分割で TAPE が 0.96 となる。このような小さな値であれば MeV ガンマ線観測において大きな影響を与えないと考えられる。

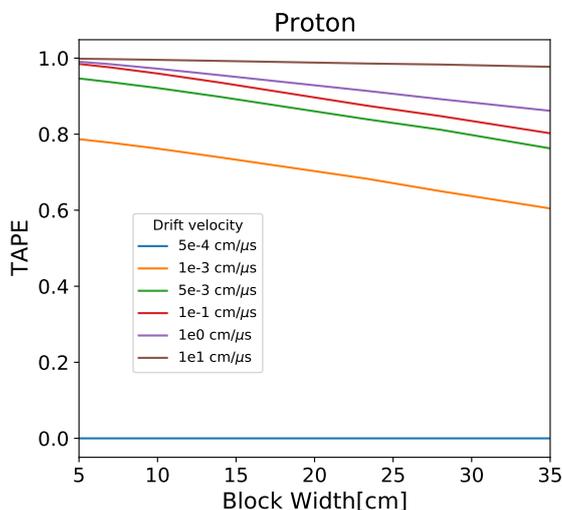


図 5.10: 陽子の TAPE の図。ANKOK 実験などで典型的な 200 – 1000 V/cm の電圧に対応するのが赤線の周りである。

電子について同様のことを行ったのが図 5.11 である。陽子と同様に赤線は 1 ブロック 10 cm 程度の分割で TAP が約 0.97 となり、ガンマ線の観測に十分な LArTPC の容量を使うことができる。とわかる。

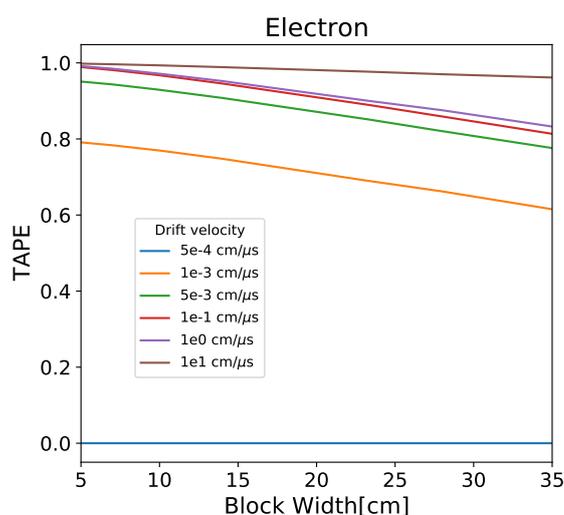


図 5.11: 電子の TAPE。同じドリフト電場については左右で色を揃えている。

荷電粒子が影響を及ぼしうる割合を時間と面積の割合の積で表現したのが TAPE であるが、これを観測が妨げられる時間の割合と解釈することができる。陽子と電子について計算された TAPE から、観測時間に対する損失率は約 3%、4% と計算できた。両方の損失率を全体の観測時間から引くことで、ガンマ線観測に使える割合は約 93% と見積もれる。

5.4 まとめ

宇宙線スペクトル予測モデル PARMA を使って、気球高度における LArTPC に対する宇宙線由来の陽子と電子のカウントレートを評価した。現実的に印加できるドリフト電場の場合は素の LArTPC の構造のままであると、ドリフト速度が遅くて荷電粒子由来の光子と天体由来の光子を区別することができる時刻が非常に限られる。そのため GRAMS ではアルゴンのシンチレーション光を通さない板によって LArTPC をセグメント化し、周りを囲むプラスチックシンチレータと組み合わせてセグメントごとに反同時計数を行う。これによって荷電粒子バックグラウンドの除去が可能となるが、フラックスが多すぎると飽和して役目をほとんど果たさなくなる恐れがある。そのためモンテカルロシミュレーションによって LArTPC に入射する荷電粒子を気球高度のカウントレートで設定し、面積×時間の次元を持つ量 TAPE で観測可能な時間・面積を評価した。その結果一辺 10 cm のセグメント化でも陽子、電子の TAP がそれぞれ 4%、5% と十分に低い値をとり、宇宙線由来の荷電粒子イベントの影響を取り除けることを示した。LArTPC の観測には荷電粒子の他に大気ガンマ線も大きく影響すると考えられ、今後の取り組まなければならない課題となる。

第6章 液体アルゴン内のコンプトン散乱イベントの解析

GRAMS は LArTPC を丸ごと 1 つ使ったコンプトンカメラという前例のない設計をとる。最も重要なポイントであるのがガンマ線イベントの検出能力を持つことである。しかしエネルギーや位置といった物理情報がコンプトンカメラに必要な精度で抜き出せるのかすら実験的な検証が行われていない。つまりこれまでほとんどコンプトンカメラとしての開発がされてこなかった LArTPC について、コンプトン再構成に必要な要素という観点からの基礎研究が必要である。特に重要な 3 つの要素を挙げる。

1. 多重コンプトン散乱の個々のヒットを分離して検出する能力の実証
2. 検出器内で生じたヒットの位置分解能の評価
3. ヒットのエネルギー分解能の評価

2020 年現在、コンプトンカメラとしての機能を持つ LArTPC は存在しない。これらの要素の検証を目的として、すでに LArTPC として稼働している ANKOK 実験の検出器を用いたデータ解析を行った。

6.1 ANKOK5 検出器

ANKOK (Arugon Nisougata Kenshutuki OK) はダークマター直接探索を目指して早稲田大学寄田研究室のグループが進めているプロジェクトである [44]。気体と液体の 2 相アルゴンを使ってダークマターと反応させ、DAMA 実験によってダークマターの兆候が報告された $10 \text{ GeV}/c^2$ 付近の低質量領域の探索を狙う。図 6.1 は ANKOK 検出器が外部から入射した粒子を検出する仕組みを表したものである。最初に粒子はアルゴン原子を電離・励起してシンチレーション光 (S1) が発生し、上面下面の光電子増倍管 (PMT) によって検出される。液面近くのスチレンス製グリッドと底面のカソード面にはドリフト電場が、グリッドとアノードの間にはドリフト電場よりも強い取り出し電場がかけられている。S1 が発生すると同時に、電離した電子がドリフト電場によって気相までドリフトされる。液面から飛び出して取り出し電場によってエネルギーを受け取った電子がアルゴン原子と衝突することにより、原子を励起して新しくシンチレーション光 (S2) を発生させる。S2 も PMT によって検出できるため、あらかじめ電子のドリフト速度を測定した上で S1 と S2 の時間差を決定すれば相互作用した位置の z 座標が計算できる。ただし GRAMS 検出器と違って ANKOK は気相が存在し、ワイヤーがないため散乱位置の xy 方向には分解能を持

図 6.1: 2 相型アルゴン検出器の概略図

たない。表 6.1 にその 2 つの検出器の違いをまとめた。

表 6.1: GRAMS と ANKOK の比較

	GRAMS	ANKOK
主目的	MeV ガンマ線撮像 ダークマター間接探索	ダークマター直接探索
反応体	液体アルゴン	気液 2 相アルゴン
位置決定能力	xyz	印加電場の方向のみ (z 方向)
エネルギー測定	電離電子読み出し	光検出

現在検出器やその周辺機器は地下実験の準備段階として、早稲田大学西早稲田キャンパスの地下実験室に設置されている。実験装置は、主にアルゴン検出器とそれを包む 200 L の真空断熱容器、配管系で構成される。真空断熱容器の底と周囲にはそれぞれ厚さ 5 cm と 10 cm の鉛が設置されており環境ガンマ線を遮断する役割を持つ。配管系のつながりは図 6.2 で詳しく描かれている。商用の液体アルゴンタンクと 200 L 真空断熱容器は充填ラインで接続されており、その間には液体アルゴン中の水や酸素を除去する液体フィルターが置かれている。気化したアルゴンは循環ラインに取り込まれ水や酸素を取り除く MICROTORR (SAES Pure Gas 社) や窒素フィルター (PURERON 社) を通る。その後、容積 75 L の真空断熱容器を持つ液化機に到達する。この液化機には冷凍機が取り付けられており、内側に溜められている液体アルゴン中のパイプを通ることで気体アルゴンを液化し 200 L 真空断熱容器に戻す。

アルゴンは化学的に安定で他の元素と結びつくことはほとんどないが、液体アルゴン

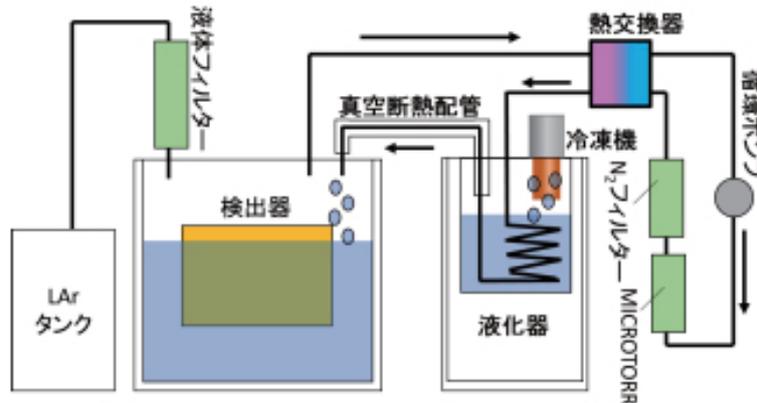


図 6.2: 液体アルゴンの維持を行う主な配管系 [45]

中には様々な不純物が入りうる。特に酸素や水といった電気陰性度の高い物質が混入すると、入射粒子と反応することによって生じた電離電子がそれらに吸収されてしまう。各散乱のエネルギー損失を正しく評価するには電離電子が液面に到達するのに必要な時間の間吸収の量が十分少なくななくてはならない。ANKOK 実験では前述のように水や酸素を除去するフィルターを循環ラインに含めている。そのため電離電子の寿命換算で $\tau_e \approx 1.7$ ms(酸素・水換算で 0 ~ 0.2 ppb) を達成している。ANKOK 実験の検出器サイズでは典型的なドリフト時間が $\sim 200 \mu\text{s}$ であるので、電離電子の減衰をほぼ無視することができる。

ANKOK 実験は低温特性、検出光量、アルゴン純度がダークマター探索に必要な水準を達成できるように徐々に検出器を拡張してきた。本研究で解析するデータは、図 6.3 に描かれている、液体アルゴンを約 5 kg 含む ANKOK5 と 6.5 節で紹介する ANKOK05 の 2 つの検出器で検出されたものである。

6.1.1 ANKOK5 検出器の構造

有感部の液体アルゴンは内径 22 cm 高さ 11 cm の円柱状のテフロン容器に入れられており、高さは約 10.5 cm まで占めている。有感部の上下にはライトガイドの石英板を挟んで、液体アルゴン温度で使用可能な PMT である浜松ホトニクス製の R11065 がそれぞれ 7 個ずつ配置してある。PMT の量子効率がピークとなる波長は 420 nm 付近であるので、検出器側面の壁と上下の石英ライトガイドに波長変換剤として tetra phenyl butadien (TPB) を塗っている。これはアルゴンの 128 nm 真空紫外光を 420 nm に変えるもので、アルゴンのシンチレーション光でも PMT が検出できるようになっている。真空断熱容器には冷却用の液体アルゴンが充填してあり、その中に検出器が置かれている。

有感部に電場をかけるため、検出器の外部には高電圧を形成するためのコッククロフト・ウォルトン回路が冷却用アルゴンに浸かっている。さらに電場を十分一様に保つため、有感部周囲のテフロン容器内部に一定の間隔で無酸素銅のリングがフィールドシェイパーとして埋め込まれている。

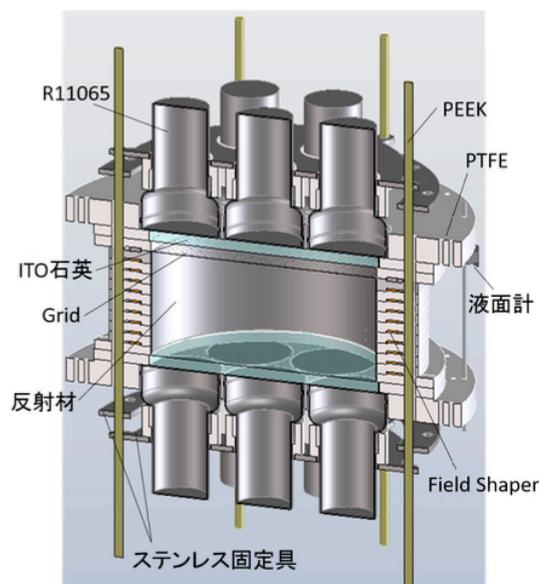


図 6.3: ANKOK5 の模式図 [45]。液体アルゴンはテフロンの中に有感部として入っているほか、ANKOK5 自体が冷却用液体アルゴンに浸かっている。

6.1.2 検出器の出力

ANKOK 実験の光電子増倍管が出力するパルスは、SIS 社製の 16 CH、14 bit、250 MS/s でサンプリングできる Flash Analog-Digital Converter (FADC) SIS3316 によって離散化される。S1 が発生してトリガーされた時刻を各イベントの時刻原点 $t = 0$ とし、 $[-10 \mu\text{s}, 130 \mu\text{s}]$ の区間が読み出し回路によって記録される。PMT は暗電流等によって信号がこない場合でも非ゼロの値を取り、これをペDESTAL という。ペDESTAL の値は十分安定しているため各イベントの $[-10 \mu\text{s}, -1 \mu\text{s}]$ の区間のデータを平均した値をペDESTAL として計算し、あらかじめデータからペDESTAL を除いてから解析を行う。図 6.4 は ^{60}Co 線源からのガンマ線を ANKOK5 に当てたときの典型的な出力波形の例である。14 本の PMT 出力全てにおいて $50 \mu\text{s}$ あたりに幅が広い S2 波形が確認できる。

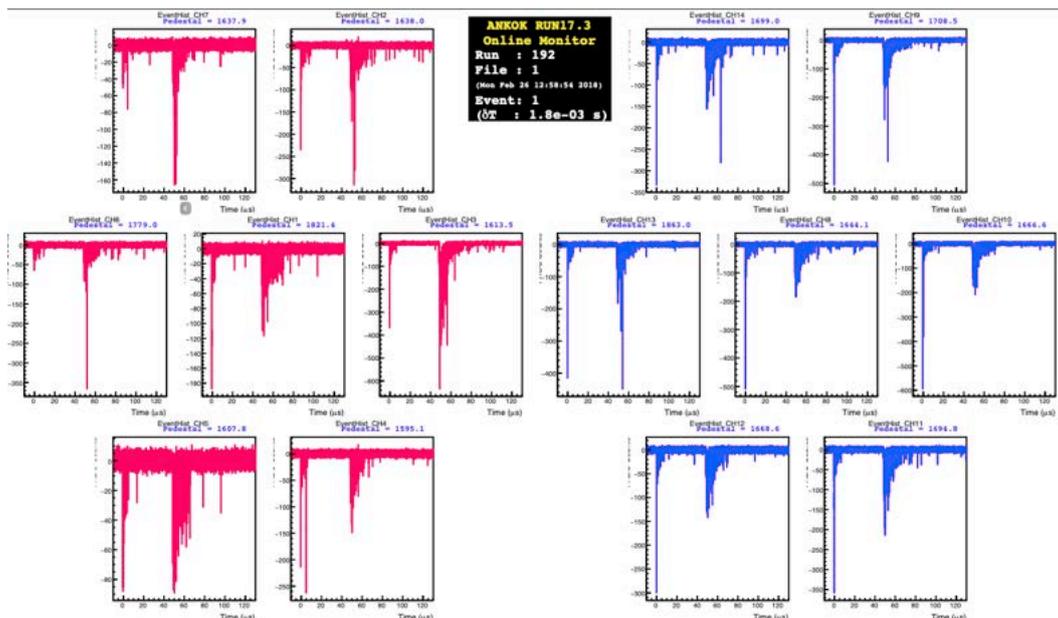


図 6.4: ^{60}Co 線源の実験における ANKOK5 の PMT 出力。赤と青の波形はそれぞれ上と下についている 7 本の PMT が検出したものである。

PMT に入射した光子によって光電陰極は光電子を生み出し、その電子が印加された電圧によって何段にも渡るダイノードにあたる。衝突のたびに増幅される電子が最終的に読み出し回路に検出されるが、最初の光電子 1 つ (1 p.e.) が生み出す FADC Count は PMT ごとに個性を持つ。FADC Count から p.e. への換算係数の測定には、微弱な光を放出する LED を ANKOK5 の内部に導入して PMT 出力のスペクトルを検出することによってなされている。各 PMT の出力のスペクトルは、ペDESTAL をピークとする山および入射した光子数にそれぞれ対応するピークが生じる。光子 1 つに対応するピークをガウシアンでフィッティングしその FADC 出力の平均を 1 p.e. に対応すると考える。以降このようにして ANKOK5 の出力は光電子数で統一する。そして 14 本の PMT 出力を足し合わせたデータを解析する。

6.2 多重コンプトン散乱のモデルと波形フィッティング

コンプトンイメージングには各散乱のエネルギー損失を測定することが必要であり、ANKOK 検出器の場合はコンプトン散乱によって起こるアルゴン原子の励起エネルギーもしくは電離エネルギーを測定することに対応する。ダークマター探索が目的の場合、図 6.5a のような 1 ヒットイベントだけに着目すれば良いためそれだけセレクションをかけて S1 の光量を評価すれば良い。しかし本質的に多重コンプトン散乱が重要なコンプトンイメージングを目的とする場合、ほぼ同時に起こり全ヒットの蛍光が足し合わされてしまう S1 ではその役割を担うことはできない。S2 は多重コンプトン散乱でも、ヒットの個数に応じて分離された波形を検出することができることが図 6.5b からわかる。つまり、LARTPC は多重コンプトン散乱が起きても個々のヒットのシンチレーション光を独立に解析することができる。S2 の光量はエネルギー損失に対応して生じる電離電子数に依存する。

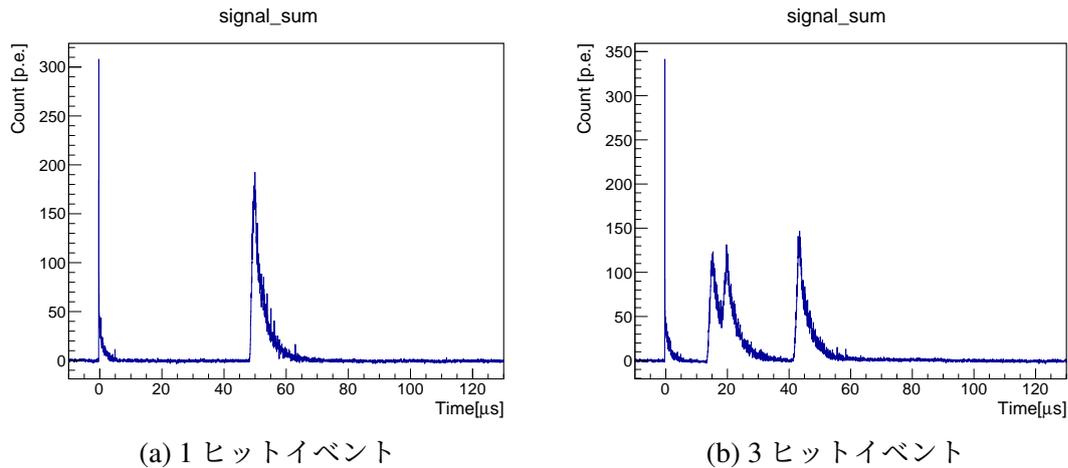


図 6.5: コンプトン散乱イベントの例。左は1回のコンプトン散乱をとらえたイベントで S1 と S2 が 1 回ずつ見える。右は 3 回のコンプトン散乱を捉えたため、S2 が 3 回見える。

各 S2 の強度を評価する素直な方法としては、S2 の場所を特定しその S2 のある時間の範囲だけ検出器出力を積分することが考えられる。ただしこの方法は PMT のノイズの影響を受けやすく、 z 座標に対応する S2 の立ち上がり時刻や波形の積分値に不定性が生まれる可能性がある。さらに散乱の起きた場所が近かったりドリフト電場が大きくて異なる S2 が重なってしまった場合、個々の S2 強度を測るための積分の範囲をうまく決められなくなる。そのため本節では最初にコンプトン散乱によって生じる電離電子が S2 を発生するまでの物理過程の順番を追い、それに基づく S2 の波形モデルを使って個々の散乱を統計的に評価することを考える。

6.2.1 エレクトロルミネセンスのモデル

MeV ガンマ線がアルゴン原子と相互作用して生じた電離電子はドリフト電場によって液面近くまで到達し、さらに取り出し電場によって加速されて気相のアルゴンと衝突する。この衝突の際に S1 と同様にアルゴン原子を電離・励起し生まれるシンチレーション光が S2 である。電離や励起に必要なエネルギーが元々の入射ガンマ線から供給される S1 と違い、外部の電場によって与えられたエネルギーがドリフト電子を介して S2 を発生させるためこの現象はエレクトロルミネセンスと呼ばれる。ここではエレクトロルミネセンスが経る過程のモデルを詳しく説明する。ここで特殊な関数である、階段関数 $\theta(x)$ や誤差関数 $\text{erf}(x)$ 、相補誤差関数 $\text{erfc}(x)$ を導入しておく。

$$\theta(t) = \begin{cases} 1 & (t \geq 0) \\ 0 & (t < 0) \end{cases} \quad (6.1)$$

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (6.2)$$

$$\text{erfc}(x) = 1 - \text{erf}(x) \quad (6.3)$$

ドリフト過程

反跳によって生じた電離電子は、液体中にかげられた電場によって液面へ向かってドリフトする。ドリフトの際にアルゴン原子と衝突することによって電子雲は3次的に拡散が起こる。拡散は電離電子ができてからガウシアン:

$$N(t|0, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) \quad (6.4)$$

によってなまされる効果を生むとする。 N は正規分布を表す。

取り出し過程

電離電子群は液面に到達してからS2蛍光を発する前に気相中をある程度ドリフトする。ドリフト時間を T とし、 T の間に一定のレートでS2を発生すると考えるとこのドリフトの効果は式(6.5)の畳み込みで表現できる。

$$g(t) = \frac{1}{T} \theta(t) \theta(T-t) \quad (6.5)$$

発光過程

電離電子が気体中のアルゴン原子を励起・電離することによって蛍光が発生する。時刻 $t=0$ に発光し始めて指数関数的に強度が下がってくるとすると時定数を τ として

$$h(t) = \frac{1}{\tau} \theta(t) e^{-t/\tau} \quad (6.6)$$

式(6.5)と式(6.6)を畳み込むと

$$\begin{aligned} y'_{\text{ideal}}(t; \tau, T) &= g(t) \otimes h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(u) h(t-u) du \\ &= \frac{1}{T\tau} \int_{-\infty}^{\infty} \theta(T-u) \theta(u) \theta(t-u) e^{-\frac{t-u}{\tau}} du \\ &= \begin{cases} 0 & (t \leq 0) \\ \frac{1}{T} (1 - e^{-t/\tau}) & (0 \leq t \leq T) \\ \frac{1}{T} (e^{-(t-T)/\tau} - e^{-t/\tau}) & (T \leq t) \end{cases} \\ &= \frac{1}{T} \theta(t) \theta(T-t) (1 - e^{-t/\tau}) + \frac{1}{T} \theta(t-T) (e^{-(t-T)/\tau} - e^{-t/\tau}) \end{aligned} \quad (6.7)$$

さらにドリフトによるなましの効果を入れるために式(6.4)と式(6.7)を畳み込むと

$$\begin{aligned} y' &:= y'_{\text{ideal}}(t; \tau, T) \otimes N(t|0, \sigma) \quad (6.8) \\ &= \frac{1}{T} \int_0^T \left\{ \theta(t) \theta(T-t) (1 - e^{-t/\tau}) \right\} N(t-x|0, \sigma) dx \\ &\quad + \frac{1}{T} \int_0^T \left\{ \theta(t-T) (e^{-(t-T)/\tau} - e^{-t/\tau}) \right\} N(t-x|0, \sigma) dx \\ &= \dots \\ &= \frac{1}{2T} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{t}{\sqrt{2\sigma^2}}\right) - \exp\left(\frac{\sigma^2}{2\tau^2} - \frac{t}{\tau}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\sigma^2 - \tau t}{\sqrt{2\sigma\tau}}\right) \right\} \\ &= \frac{1}{2T} \{y''(t; \tau, \sigma) - y''(t-T; \tau, \sigma)\} \end{aligned} \quad (6.9)$$

となる。ここで $y''(t; \tau, \sigma)$ は

$$y''(t; \tau, \sigma) := \operatorname{erf}\left(\frac{t}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau} + \frac{\sigma^2}{2\tau^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\sigma^2 - \tau t}{\sqrt{2}\sigma\tau}\right) \quad (6.10)$$

である。さらに fast と slow の 2 成分の時定数を持つシンチレーションを考慮して fast と slow を重み p で配分し、S2 の強度の重みを A とすると S2 1 つ分の強度は

$$y(t; \tau_1, \tau_2, \sigma, T', A, t_0) = A [p y'(t - t_0; \tau_1, \sigma, T') + (1 - p) y'(t - t_0; \tau_2, \sigma, T')] \quad (6.11)$$

1 つ 1 つの波形を S2 の個数 n の分だけ足し合わせ、ベースラインとして y_0 を含めた式が S2 のモデルである。ただし n は事前に決定しておく必要がある。以上をまとめると S2 の波形は一般に次のようになる。本研究では σ は共通の値をとることにする。

$$\begin{aligned} y(t; \tau_1, \tau_2, \sigma, \{T'\}, A, \{t_0\}, y_0) = & y_0 \\ & + A_1 [p_1 y'(t - t_{01}; \tau_1, \sigma, T'_1) + (1 - p_1) y'(t - t_{01}; \tau_2, \sigma, T'_1)] \\ & + \dots \\ & + A_n [p_n y'(t - t_{0n}; \tau_1, \sigma, T'_2) + (1 - p_n) y'(t - t_{0n}; \tau_2, \sigma, T'_n)] \end{aligned} \quad (6.12)$$

$$\begin{aligned} y'(t; \tau, \sigma, T') &= \frac{1}{2T'} [y''(t; \tau, \sigma) - y''(t - T'; \tau, \sigma)] \\ y''(t; \tau, \sigma) &= \operatorname{erf}\left(\frac{t}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau} + \frac{\sigma^2}{2\tau^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\sigma^2 - \tau t}{\sqrt{2}\sigma\tau}\right) \end{aligned} \quad (6.13)$$

6.2.2 S2 の個数決定

式(6.12)にはフィッティングで決めるパラメータとは別にヒットの個数 n を先に決める必要がある。PMT 出力から個数を決めため、次のアルゴリズムを採用した。

1. 2 つの整数 S2Num と flag を定義し両方とも 0 に初期化する。S2Num は S2 の個数を示し非負の整数をとる。flag は今考えている bin が S2 の一部なら 1、そうでなければ 0 とする。
2. FADC の出力は 4 ns 間隔でサンプリングされた離散変数である。400 ns ごとにその区間の離散データの和をとったデータを作り、波形が十分滑らかになるようにする。そして S2 が発生する領域 (今回は $[5 \mu\text{s}, 110 \mu\text{s}]$) に着目する。
3. (flag=0 の場合) $5 \mu\text{s}$ から時々刻々と bin をスキャンし、立ち上がりが 3bin (= $1.2 \mu\text{s}$) 続いたら S2Num を +1。さらに flag を 1 にする。
4. (flag=1 の場合) 最後に発生した S2 の立ち上がりから $3 \mu\text{s}$ 経過したら flag を 0 に戻す。
5. 2 と 3 を繰り返して最後に S2Num を波形の数とする。

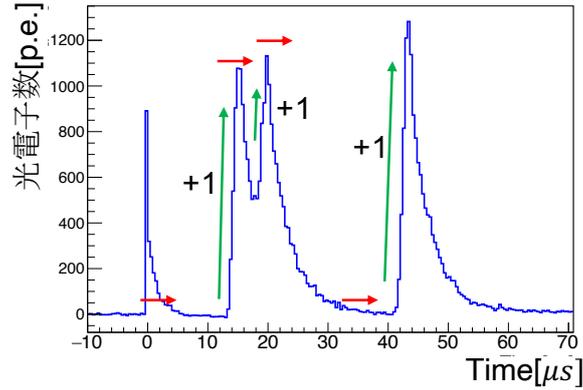


図 6.6: S2 のカウント方法

6.2.3 フィットパラメータの初期値を決定する

フィットの初期パラメータを表 6.2 に列挙した。ただし初期値の数字の右肩に*がついているパラメータは、ANKOK5 の先行研究 [46] で得られた値を使ってフィッティングの際に固定する。 σ はドリフト時間によって変化しうが、本研究では拡散度合いという物理的意味よりも S2 波形の再現が重要であるためドリフト距離 4.7 cm の σ で固定している。基本的に初期値は LArTPC に典型的な値をとるが、式 6.12 はパラメータが多くて複雑なため初期パラメータをできるだけ近くに決める必要がある。特に個々の S2 の違いが大きい立ち上がり時刻と波形強度に対応する $\{t_0\}$ 、 $\{A\}$ はあらかじめ次のようにして近い値を決めておく。

表 6.2: フィッティングパラメータの初期値

パラメータ	y_0	A [p.e.]	T	t_0 [μs]	σ [μs]	τ_1 [μs]	p	τ_2 [μs]
初期値	0	S2 区間の積分值	1.0	t_0	0.3*	0.011*	0.14	3.151*

各 S2 の立ち上がり位置 t_0 を粗く決める

1つのイベントの時系列データのヒストグラム(以降ヒストグラム)のうち、 $[5\mu\text{s}, 110\mu\text{s}]$ の区間から最大波高値を取る時刻を t_{01} とする。 $[t_{01} - 3\mu\text{s}, t_{01} + 5\mu\text{s}]$ の範囲のヒストグラムの波高値をすべて 0 にする。このヒストグラムから新しく最大波高値を取る時刻を t_{02} とし、 $[t_{02} - 3\mu\text{s}, t_{02} + 5\mu\text{s}]$ の範囲の波高値を全て 0 にする。これを最大波高値が閾値を下回るまで繰り返して S2 の個数だけ t_{0i} を求める。

重なりを判定する

$\{t_{0k}\}$ をソートして $\{t_{0k'}\}$ とする。ある自然数 i に対して $t_{0,i+1} - t_{0,i} < 7\mu\text{s}$ となる 2 つの S2 は重なっていると判定し、それぞれの S2 が前後のどちらで重なっているのかを記録して

おく。

S2それぞれの強度を粗く決める

Aの初期値として $[t_{0k'} - 5\mu\text{s}, t_{0k'} + 8\mu\text{s}]$ の区間の積分を計算する。波形の前方が重なっていると判断された波形はlower limitを $t_{0k'} - 2\mu\text{s}$ とし、後方が重なっていると判断された波形はupper limitを $t_{0k'} + 3\mu\text{s}$ として積分する。

6.2.4 損失関数を定める

式(6.12)でPMT出力のデータ点をフィッティングすることを考える。フィット関数を $f_k(t)$ とすると、データ点との χ^2 は式(6.14)のように書ける。

$$\chi^2 = \sum_{\text{ibin}} \left(\frac{y_{\text{ibin}} - f_k(t_{\text{ibin}})}{\sigma_{\text{ibin}}} \right)^2 \quad (6.14)$$

ただし χ^2 の計算に使った Σ はAの初期値の計算で使った各S2の範囲の和集合のうち、 $[5\mu\text{s}, 110\mu\text{s}]$ の区間のbinについて和をとった。 χ^2 を最小化する事によってフィッティングを行う事にし、実装はTMinuitを利用した。

6.2.5 信号の誤差

検出器出力 U は主に、PMTペDESTAL P とS2蛍光の光子 I で構成される。ペDESTALは定常的な分布をとるガウスゆらぎ ΔP で、S2蛍光はその光子数のゆらぎがポアソンゆらぎ \sqrt{I} に従う。そのため、出力が十分大きい時にS2蛍光のポアソンゆらぎが支配的で出力が小さい時はペDESTALのゆらぎが支配的だと考えられる。したがってフィッティング区間のbinそれぞれについて、信号のゆらぎ ΔU は式(6.15)のように決める。

$$\Delta U = \begin{cases} \Delta P & (U < 3\Delta P) \\ \sqrt{U} & (U > 3\Delta P) \end{cases} \quad (6.15)$$

ペDESTALのゆらぎはPMT14本それぞれについて区間 $[-10\mu\text{s}, -1\mu\text{s}]$ のペDESTALの分布を調べ、400イベントのデータを使って平均値からのゆらぎの最頻値を採用した。図6.7、図6.8から、PMTごとにペDESTALの平均値はある程度個性を持つがゆらぎはほとんど同じであることがわかる。

6.2.6 フィッティングの結果

入力として適切なS2の個数を入れると高い精度でフィッティングがうまくいく。図6.9は3つのイベントに対してフィッティングを行なった結果である。上段は全範囲を表示しており、下段はS2の部分を拡大した図である。

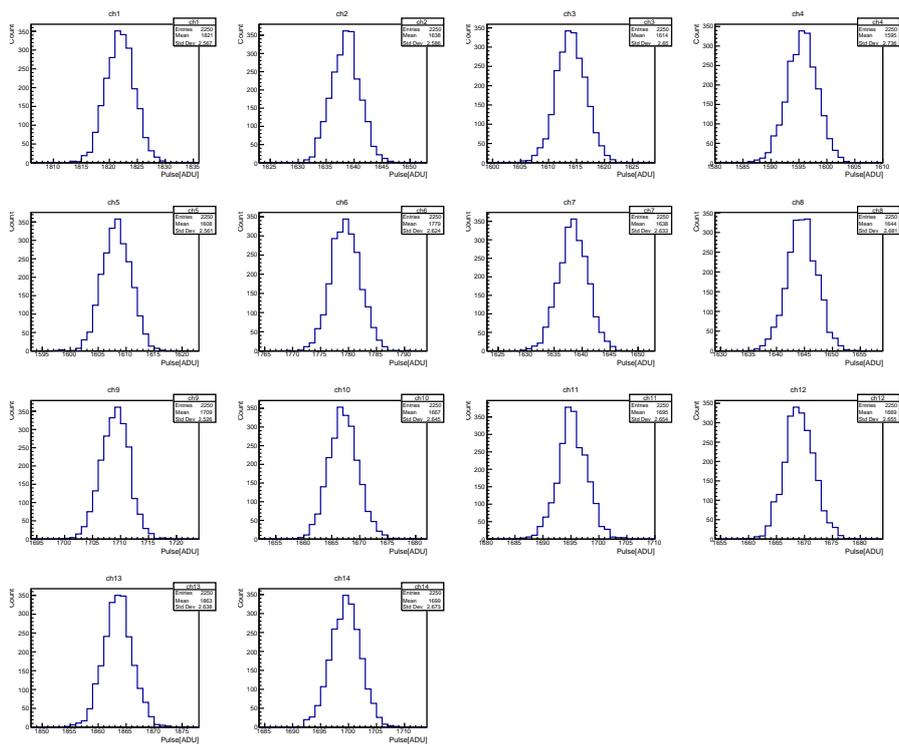


図 6.7: 1 イベント分のペDESTALの分布

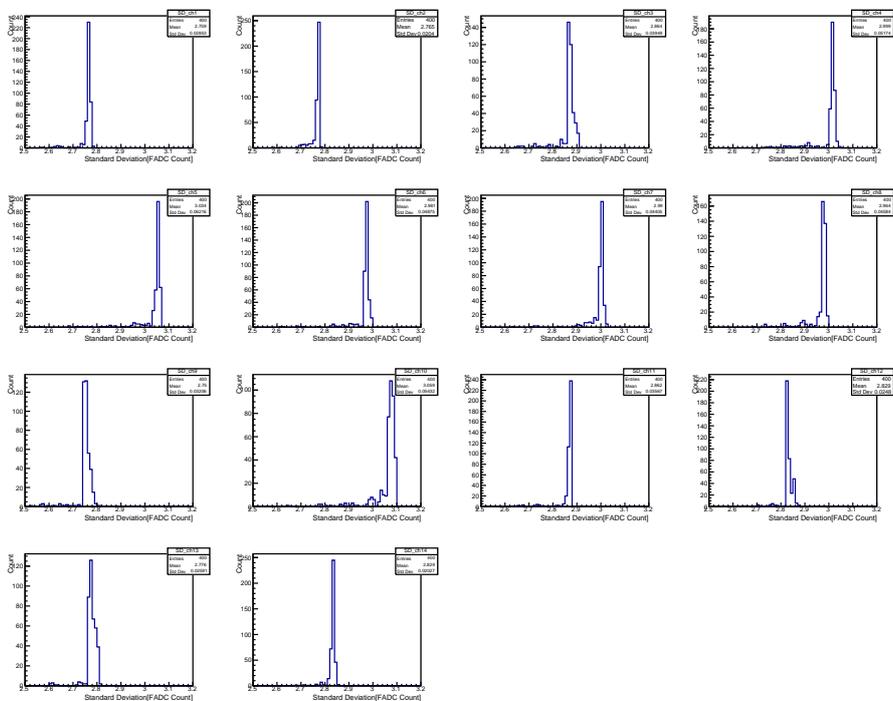


図 6.8: 400 イベント分のペDESTALの標準偏差

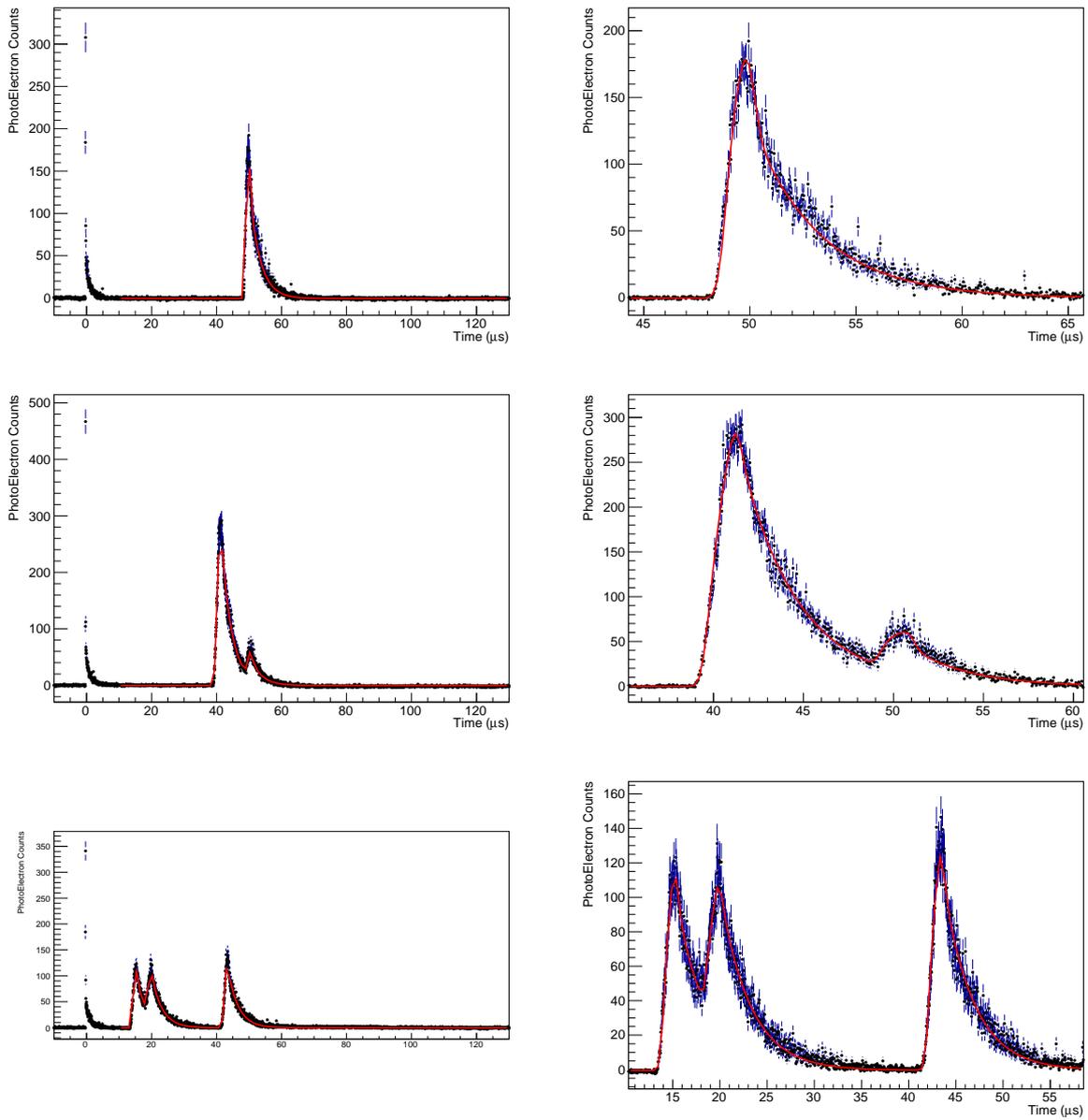


図 6.9: S2 のフィッティング結果の例。上段から順番に 1 ヒットイベント、大きさが異なる S2 を含むイベント、S2 に重なりを確認できるイベントが表示されている。左が全体 $[-10, 130 \mu s]$ を描いており右はそれを S2 の部分に拡大したものに对应する。

6.3 波形フィッティングによる大統計データの解析

6.2節では個々のイベントに対してS2の波形をフィッティングし、ドリフト時間などの物理パラメータを抜き出すことができた。次にコンプトン再構成に必要な各ヒットの位置 z やエネルギーが抽出できるかどうかを考察する。

6.3.1 波形弁別によるイベントセレクション

アルゴンのシンチレーション光は3章で述べたように、形成されるアルゴンの二量体のスピン状態に応じて2種類の時定数で減衰するFast成分とSlow成分が存在する。そして入射した粒子が電子反跳(ER)と原子核反跳(NR)のどちらを引き起こしやすいかによってFastとSlowの強度比が変わる。そのため、Fast成分とSlow成分の強度を評価する事によって入射粒子の種類を制限することができる(図6.10)。

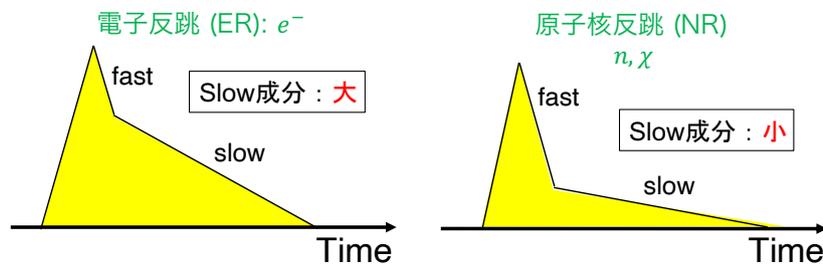


図 6.10: S1 の Fast/Slow 強度比と ER・NR イベント

⁶⁰Co 線源を使った実験データ 84000 イベントを、宇宙線が入射したものなどの解析に使えないものを除去したあと S2 フィッティングを行った。その際に S1 の Fast/Total 比を同時に計算しておりそれをプロットしたのが図 6.11 である。図では S1 の Slow 成分の強度に対する S1 全範囲の積分の比が縦軸、S1 の強度が横軸となっている。Slow/Total ~ 0.6 のイベントが ER イベントに対応する。S1 が小さい(エネルギー損失が小さい場合)場合は Slow/Total 比が広がっているのは、エネルギー損失が小さくて電離電子数の統計が低く、ゆらぎが比に影響しやすいからだと考えられる。Slow/Total ~ 0.23 で島のように集まっているのは NR イベントで、環境中性子によるものだと考えられる。陽子といった荷電粒子とは違ってプラスチックシンチレータやアルゴンと頻繁に反応するわけではないのでガンマ線によるヒットと混同する恐れがある。今回のように S1 の Slow/Total 比を評価することで中性子イベントを除去することができる。一方で Slow/Total が 0.6 より上に伸びているイベントは S1 と S2 が極端に近いイベントだ。このようなイベントは S1 に S2 が重なって波形弁別ができないだけでなく、後述する S2 の波形フィッティングも難しくなる。そのため今後の解析ではコンプトン散乱イベントとして $0.56 \leq R_{\text{slow}} \leq 0.66$ となるイベント以外を除去する。

データの中にはトリガーされたものとは別にガンマ線が混入して S1 がもう 1 つ入るイベントがある。この時 S2/S1 比が通常のイベントと比べて大きくなるので、設けた閾値以上のイベントを解析から除去する。また S2 がないイベントも解析から除去する。これは

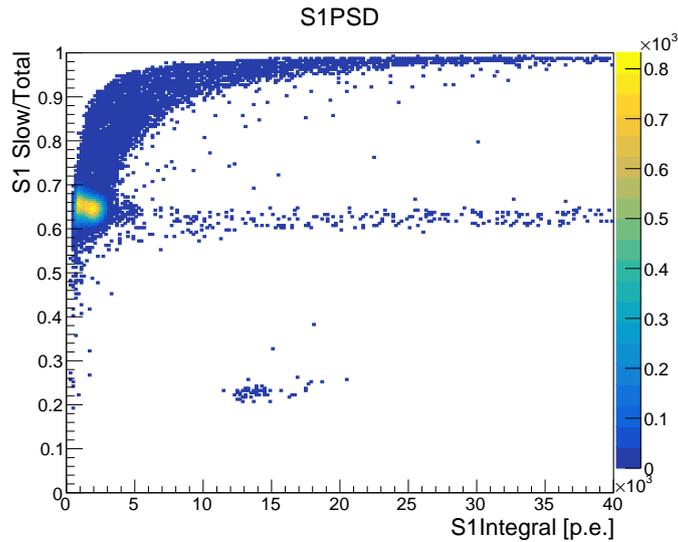


図 6.11: ^{60}Co 線源データの S1 波形パラメータのプロット。Slow/Total ~ 0.6 のイベントがガンマ線のコンプトン散乱イベントを表している。Slow/Total ~ 0.23 のクラスターは環境中性子イベントだと考えられる。Slow/Total ≥ 0.7 のイベントは多くが S1 と S2 が重なっているイベントで、以降の解析では除外した。

入射粒子が液体アルゴン以外のテフロンや石英と反応して S1 としてトリガーしたイベントだと考えられる。

6.3.2 線源のスキャンデータの解析

線源を液面から 2 cm 離れた地点から、液面から離れる向きに 1 cm ずつずらしていったデータを使ってドリフト時間の分布を調べた。ガンマ線は z 座標に対してコリメートされており、線源と同じ高さの有感部で反応するヒットが多いと考えられる。ヒット数がピークとなる時刻を測定し、 z が負の方向へ線源をスキャンしていったデータとの比較を行う。

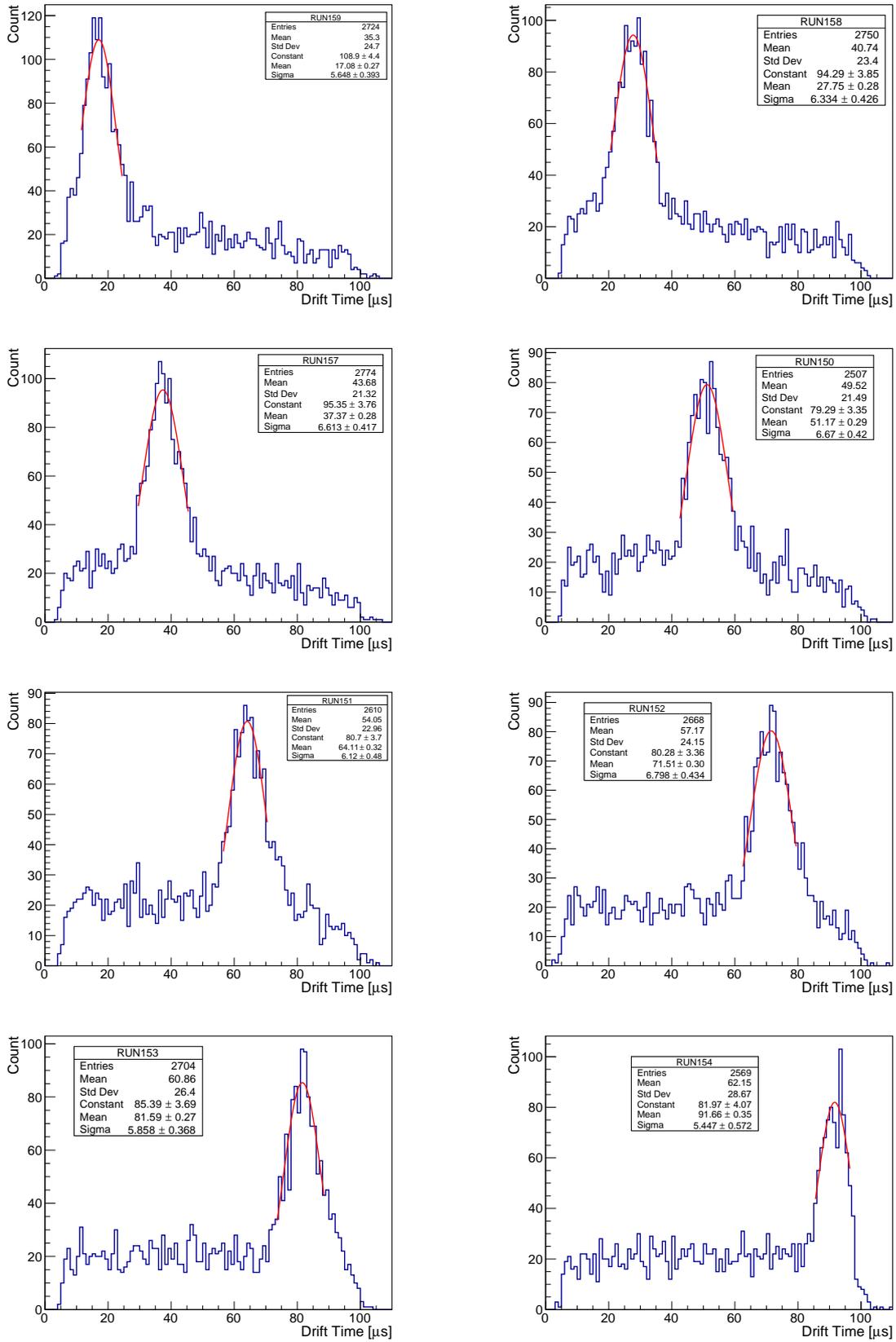
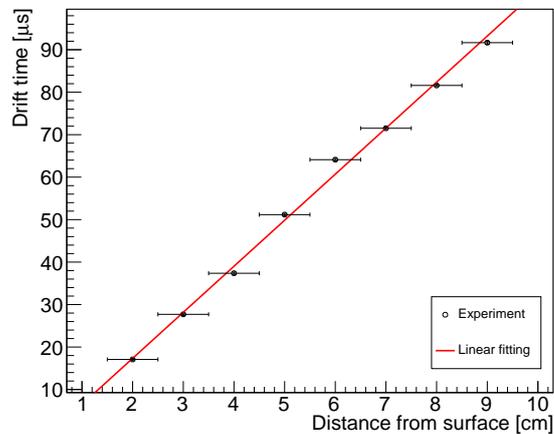


図 6.12: 線源のスキャンデータとドリフト時間の分布。液面からの距離は 2 cm から始まり左上から右上にかけて 1 cm ずつ増加している

各ピークをガウシアンでフィットすることを考える。区間 $[0\mu\text{s}, 110\mu\text{s}]$ の最大値とその $1/2$ の値を初めて超える bin-1、初めて下回る bin+1 をフィッティング範囲として実行した結果とそのパラメータも図 6.13a に載せている。



(a) 線源-液面のドリフト距離とドリフト時間のピーク

図 6.13: 線源-液面のドリフト方向の距離とドリフト時間のピークとの関係。ドリフト時間のピークについているエラーは各線源データのピークをガウシアンでフィットした時の統計誤差である。ドリフト距離のエラーは線源の場所の系統誤差として $\pm 5\text{ mm}$ をとった。

一次関数によるフィットによりドリフト速度は $0.924 \pm 0.004\text{ mm}/\mu\text{s}$ と決まる。液体アルゴン中の電離電子のドリフト速度はよくモデル化がなされている。ICARUS600 実験で得られたドリフト電場と速度の測定データはこのモデルと一致する。さらに ICARUS600 の実験データについてドリフト電場と速度の関係を 5 次関数でよくフィッティングできると報告されている [47]。5 次関数フィッティングのモデルによって計算した、本実験に印加されている $200\text{ V}/\text{cm}$ の電場下のドリフト速度は ANKOK5 のスキャンデータによって測定したドリフト速度とエラーの範囲で一致していることが確認できた。今、ドリフト速度とドリフト時間が評価できるようになったので位置分解能も推定ができる。ドリフト時間の分解能は線源の位置によって多少異なるが、水面下 5 cm の位置に線源を置いたデータを使い、カウント数の時間変化 (図 6.12) のピークをガウシアンでフィットしたピークの平均の統計誤差とした。

$$\Delta z = t\Delta v + v\Delta t \sim 0.5\text{ mm} \quad (6.16)$$

と計算ができる。この計算ではピークの統計誤差しか評価していない。ドリフト時間のピークをガウシアンフィッティングした結果から、標準偏差で約 $6.6\mu\text{s}$ の幅を持つ。

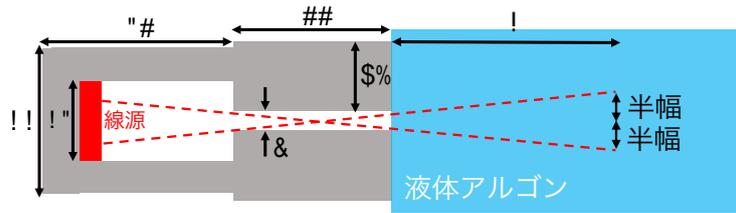


図 6.14: コリメータと ANKOK の位置関係。書き込まれている数字は、対応する矢印の長さを表す (単位は mm)。

図 6.14 はコリメータと ANKOK の位置関係の概要が描かれている。灰色のコリメータから測って相互作用した位置の水平距離を y とすると、有限のコリメータ幅によるガンマ線の広がりを半幅で評価することができる。 $y = 27.8 \text{ cm}$ が ANKOK5 の中心部にあたり、いくつかの y で半幅を計算したのが表 6.3 となる。なお半幅は、長さをドリフト速度で割ってドリフト時間に対応するように換算した。

表 6.3: 散乱位置と半幅

y [cm]	10	15	20	25	30
半幅 [μs]	5.2	7.2	9.2	11	13.2

このようにコリメータによる半幅は数 μs 程度まで達し、ドリフト時間のピークに対して支配的な影響を与えている。各線源のスキャンデータについて、ドリフト時間のピークのエラーをガウシアンフィットの標準偏差ととると

$$\Delta z = t\Delta v + v\Delta t \sim 10 \text{ mm} \quad (6.17)$$

となる。したがって今回の ANKOK 実験では検出器と線源のジオメトリから、これより高い精度で z 軸方向の位置分解能を決定できない。今後、より高い精度で z 方向の位置分解能を決定できる検出器の設計を考えていく必要がある。

6.4 S2 検出量の位置依存性の検証

各 S2 の強度のスペクトルも波形フィッティングを多数のイベントに対して実行する事によって調べられる。しかしこの S2 の強度が個々の散乱のエネルギー deposit にそのまま比例するとは限らない。7 本ある PMT は全面をカバーできているわけではなく、PMT 間の隙間にあたる xy 座標で S2 が起きた場合、PMT 直下で起きた S2 よりも検出効率が低いと考えられる。そのため液面の様々な位置で光子を等方に発射し、その位置に対する検出効率の依存性を調べた。壁面や PMT 面以外の部分の上面・下面での反射を取り入れると光子の軌跡が複雑になる。そのため本節ではシミュレーションを行った。

6.4.1 シミュレーション設定

検出器のジオメトリ ANKOK5 を模した高さ 10 cm、半径 11 cm の円柱型検出器を考える。座標系は図 6.15 のようにとり、液面 $z = 10.5$ cm で S2 蛍光が発生する。ただし光子の運動中において、PMT 窓以外の地点による吸収は考えない。

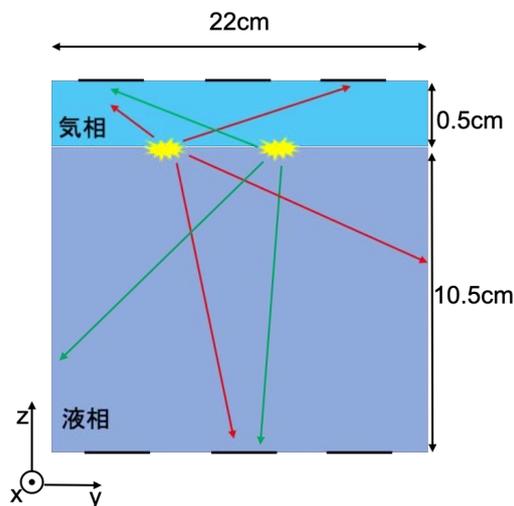


図 6.15: ANKOK5 を模した検出器モデル

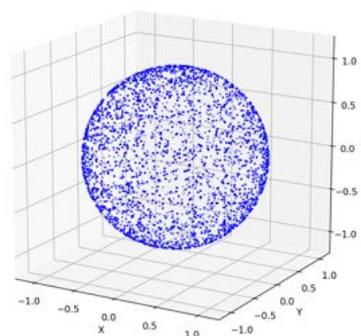


図 6.16: 等方的に放射された S2 光子の方向ベクトルの分布

6.4.2 S2 光子の放出

S2 光子は 4π sr に対して複数が等方に放射されるとする。この光子の方向ベクトルを $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ とすると天頂角 θ と方位角 ϕ を使って

$$v_x = \sin \theta \cos \phi \quad (6.18)$$

$$v_y = \sin \theta \sin \phi \quad (6.19)$$

$$v_z = \cos \theta \quad (6.20)$$

とかける。 $x \sim U(0, 1)$ 、 $y \sim U(0, 1)$ という一様分布の乱数を使って

$$\theta = \arccos(1 - 2x) \quad (6.21)$$

$$\phi = 2\pi y \quad (6.22)$$

と変換すると全天に等方な分布をする放射が再現できる (逆関数法)。

6.4.3 反射

検出器の PMT 以外の場所に当たった光子の反射を考える。反射は全反射と乱反射をそれぞれ考える。ANKOK5 は側面と上下面の石英の表面に波長変換材を塗っているため、

これによって波長が変換される時には入射角の依存性が無視でき、乱反射をすると期待できる。

全反射とは入射角と反射角が等しい反射である。乱反射は反射のうち、全反射以外の反射を指す。今回、乱反射については反射される方向が入射角に依存せず、半球状に等方に分布すると近似する (Lambert 反射)。

6.4.4 液面で生じた蛍光の検出効率

液面 $z = 10.5 \text{ cm}$ で S2 光子が放射されたときの検出効率を調べた。それぞれの位置で 5 万発の光子を球対称に放射した。検出効率の統計的揺らぎが十分小さいことは、以降の図の検出効率が 60 度ごとの周期性を持っていることから確認できる。

全反射

反射回数の上限を変えて、S2 蛍光が生まれる液面上の位置ごとに PMT による検出効率の場所依存性を調べた。検出効率は図 6.17 のカラーバーで表されている。図 6.17 の右下は各地点における検出効率のヒストグラムを作り、許される反射回数ごとに分類してごとにスタックしたものである。それぞれの色の面積は 1 で規格化されている。反射が 1 回も許されない場合 (青) ははっきりと 2 峰性の分布をして位置依存性が確認されるが、許されるヒット数が多くなるにつれて検出効率が高くなって位置依存性も減ることがわかる。

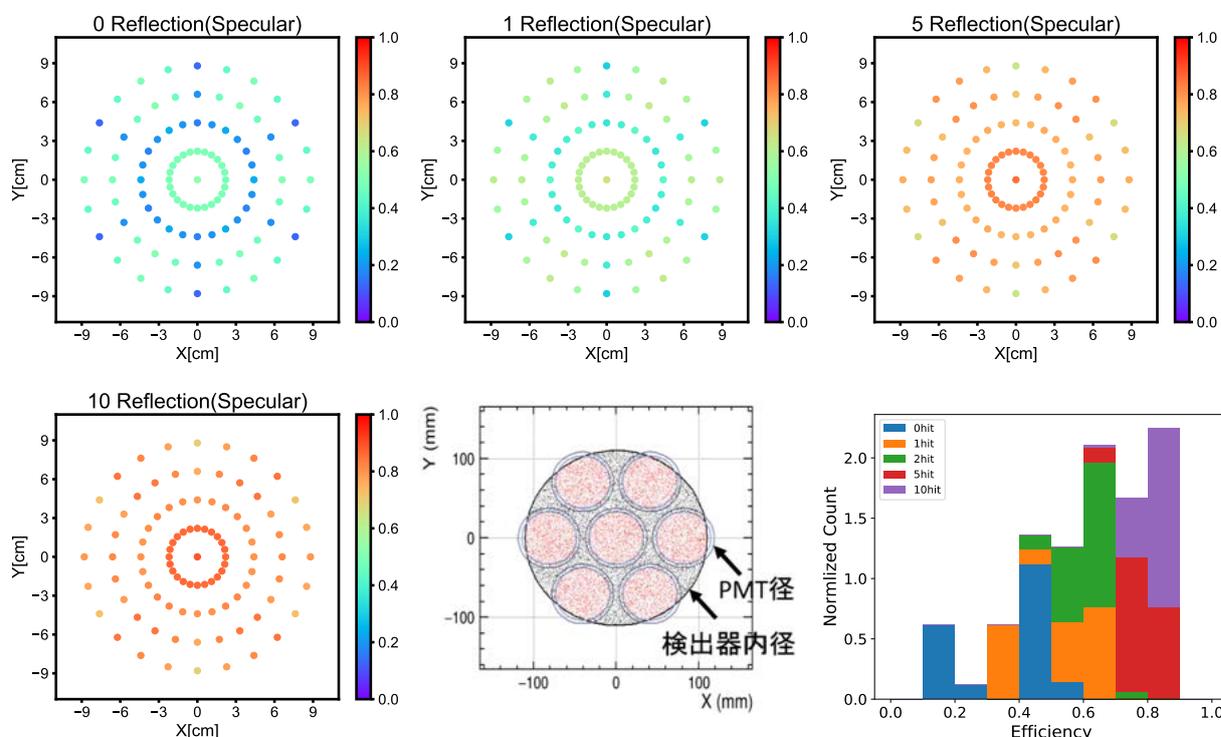


図 6.17: 複数回の全反射を許した光子の検出効率 (液面での蛍光)

乱反射

今度は反射を Lambert 反射にして同じ計算を実行した。乱反射の場合は壁で反射する際に入射方向の情報が失われるため、全反射の場合よりも検出効率が均一になりやすい。しかし反射が高々2回しかしない場合、やはり検出効率の位置依存性がはっきり確認できる。

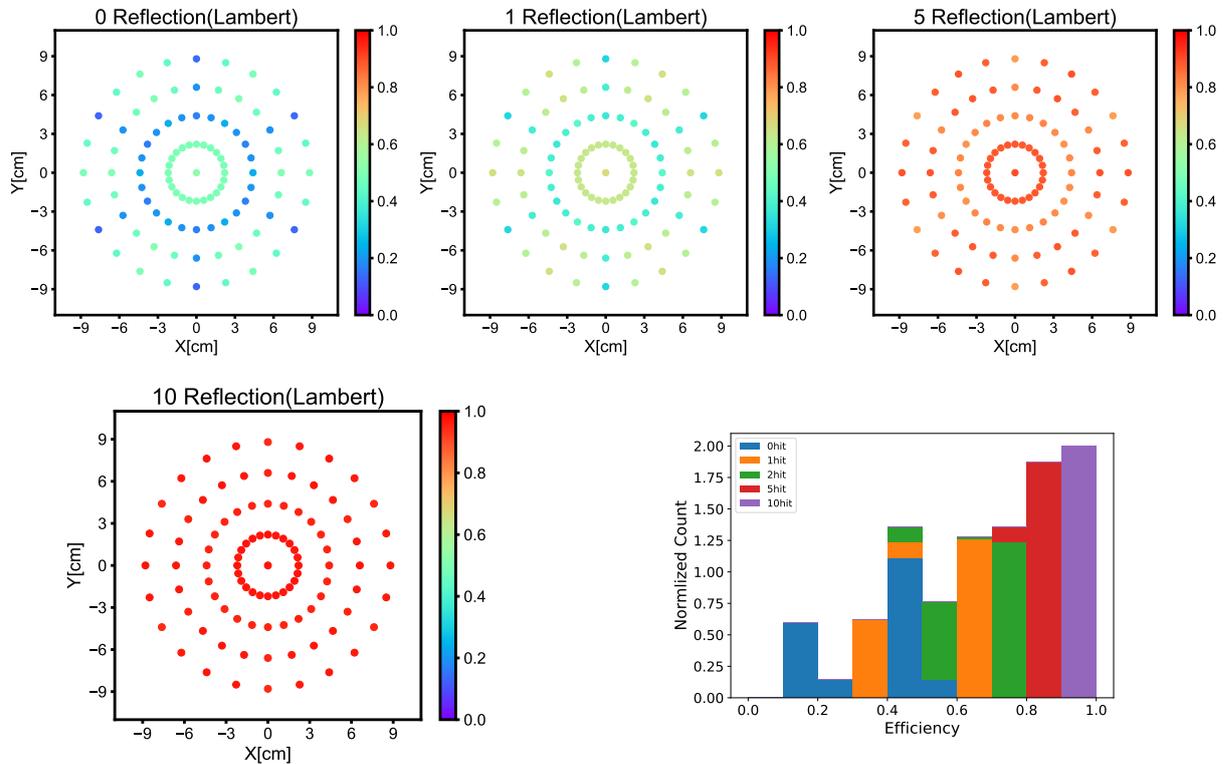


図 6.18: 複数回の乱反射を許した光子の検出効率 (液面での蛍光)

光子が検出器内で何回にも渡る反射を許さない限り、S2 の発生した位置によって検出効率が変わりうるということがわかった。紫外光の液体アルゴンによる吸収の影響は小さいと思われる一方で、S2 蛍光による多重コンプトン散乱イベントの正確なキャリブレーションには、反射材、石英などによる吸収の影響も考慮した検出効率も取り入れる必要がある可能性もある。GRAMS は電離電子数を平面に張り巡らせたワイヤーによって検出されるため、電離電子の検出効率に関して位置依存性は少ない。しかし PMT が上下 2 つしかない検出器であれば検出効率の位置依存性は大きく減少するので、S2 の光量によって電離電子数を評価できる。そこで次の節では PMT を上下それぞれ 1 つのみ持つ検出器、ANKOK05 でエネルギーのキャリブレーションに向けた解析を行う。

6.5 光電吸収ピークの解析

前述の通り散乱した場所によって S2 に対する PMT の検出効率が大きく変わりうるため ANKOK5 で検出された光量の和が直ちにエネルギー損失と対応しない可能性がある。また Co 線源の S1、S2 を見ても光電吸収ピークが確認できていないため、LArTPC によ

るエネルギー検出性能については実証ができていない。したがって本節では S1 光量のエネルギー応答とともに多重コンプトン散乱に着目した際に重要な S2 の応答も調べる。そしてガンマ線のエネルギー損失の決定に十分な役割を果たせることを示す。

6.5.1 ANKOK05

検出効率のコンプトン散乱した位置による依存性を減らすため、上下に PMT が 1 つずつ収まるような検出器 (ANKOK05) のデータを使い、光量のエネルギー依存性を詳しく調べることにする。ANKOK05 も ANKOK5 と同様に早稲田大学寄田研究室によって開発された。ANKOK5 と違い、PMT は上下に 1 本ずつしか持たない。構造は図 6.19 に描かれているように半径が 32 mm の円を底面とする 2 相型検出器で、液相と気相の高さはそれぞれ約 105 mm、5 mm である。以降では上側の PMT に関する量は Top、下側に関する量は Bottom と名付ける。石英のライトガイドは Top が 1 cm で、Bottom はそれを 2 枚重ねたため 2 cm の厚みを持つ。

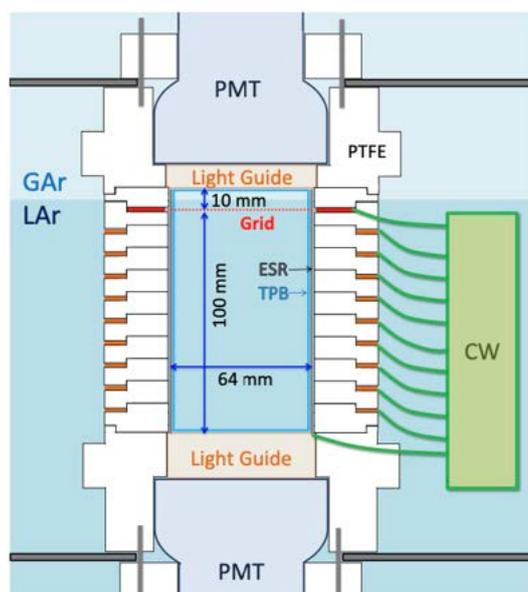


図 6.19: ANKOK05 の模式図 [48]

液中にかけられるドリフト電場はガンマ線とアルゴンの反応によって生じた電離電子を、原子核と再結合する前のある割合で液面に運ぶ。ドリフト電場が大きくなるほど、入射粒子が落としたエネルギーが等しくても S1 蛍光を発生させる電離電子の数は減少することに注意する必要がある。

6.5.2 解析データの前処理と Bad イベントの除去

PMT で検出された波形は FADC を通過して出力される。トリガー時刻は必ずしも S1 が始まる時刻と一致するわけではなく、イベントごとにわずかに前後している。Fast 成分と

Slow 成分の強度比など、範囲の取り方によっては時刻の取り方によってずれてしまうため次のような手順で時刻の原点を変えた。基本的に $[-1 \mu\text{s}, 0 \mu\text{s}]$ の区間には S1 の立ち上がりが存在するため、 $[0 \mu\text{s}, 3 \mu\text{s}]$ の範囲の最大波高値を調べる。区間 $[-1 \mu\text{s}, 0 \mu\text{s}]$ から、最大波高値の 1/2 の値を初めて超える時間 bin の中心値を立ち上がり時刻として改めて時刻の原点とする。S1 の解析に使うデータを表 A.1 にまとめた。なお RUN309 と RUN389 はドリフト電場が等しいため、S1 の解析のみまとめて解析した。

解析に使うデータには、S2 でトリガーがかけられ本来 S1 があるべき時刻に S2 があるなどの想定と異なるイベントが存在する。想定されている時間窓に、光子が一回だけ入射して S1 でトリガーがかかるイベントだけを解析に取り込みたい。そのため、それ以外のイベントを S2 は気相中のドリフトや拡散によって S1 より時間幅が広い。そのため $t = 0$ のピークの FWHM が $2.5 \mu\text{s}$ より大きい場合は S2 でトリガーされたと考えて解析するイベントから除去する。S2 は発生した場合、上側の PMT 近くで光を発するため S2 の光量は Top > Bottom となるはずである。S2 が発生する区間の波高値を積分し、これが成り立たない場合は別の場所に S1 が新たに入射したり S2 が存在しないイベント (テフロンや石英がシンチレーション光を発するためドリフト電子が生じなかったイベントなど) だと考えられるので除去する。S2 は電子ドリフトや気相における取り出し過程による拡散によって幅が広い (通常は気相での取り出し過程が支配的である)。そのため区間 $[-1 \mu\text{s}, 2 \mu\text{s}]$ で波形の幅として FWHM を計算する。

表 6.4: 解析した ANKOK05 のデータ

RUN	線源	全イベント数	ドリフト電場
399	$^{22}_{11}\text{Na}$	232500	200 V/cm
542	$^{137}_{55}\text{Cs}$	200000	500 V/cm

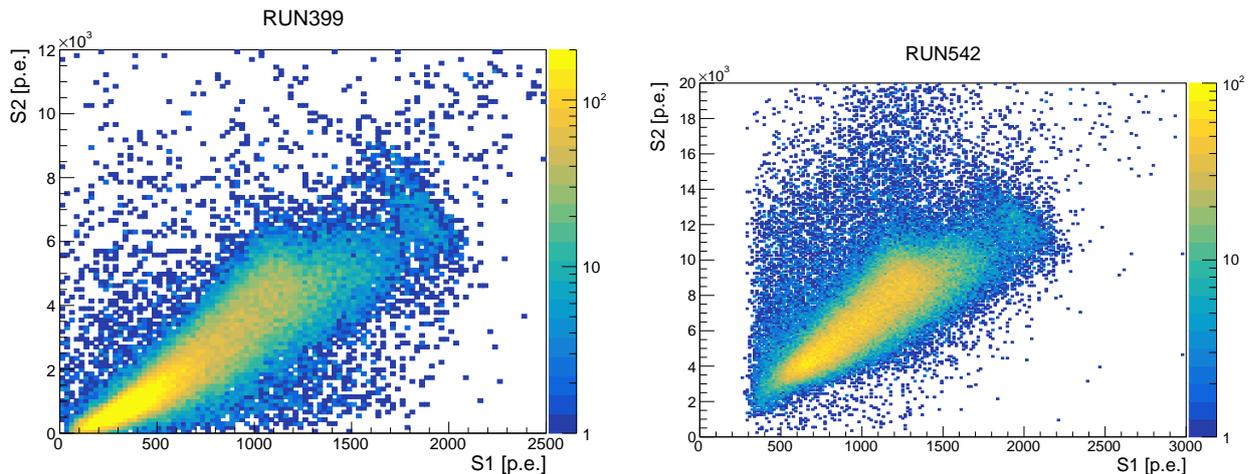
$^{22}_{11}\text{Na}$ は β^+ 崩壊を起こして式 (6.23) にしたがって $^{22}_{10}\text{Ne}$ へ変化する。この時に発生する陽電子が続けて電子と対消滅することによって反対向きに 2 本の 511 keV ガンマ線が放射される。



$^{137}_{55}\text{Cs}$ は β 崩壊を起こして $^{137}_{56}\text{Ba}$ へ変化するとき 2 通りの経路があり、94% の分岐比を持つ経路では 662 keV のガンマ線を放射する。

6.5.3 S2 の光電吸収ピーク

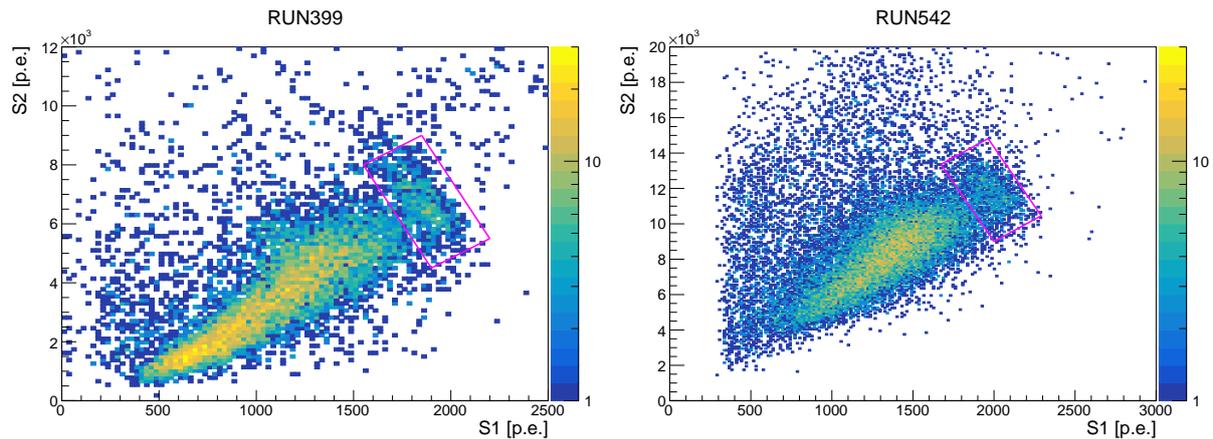
ガンマ線によって deposit されたエネルギーはアルゴンの電離と励起の 2 通りに使われる。同じエネルギー deposit でもその 2 つの反応に使われるエネルギーの割合はイベントごとに揺らぎがある。ただし deposit されたエネルギーが一定の場合、アルゴン原子から離れた電離電子が再結合せずにドリフト電場によって液面に多く運ばれるほど最終的に脱励起する (S1 を放つ) ことが少なくなる。つまり S1 と電離電子由来の S2 には反相関関係が生じると期待できる。



(a) 高い取り出し電場がかけられた ^{22}Na データ (b) 高いドリフト電場がかけられた ^{137}Cs データ

図 6.20: S1-S2 プロットのうち反相関の島が確認できるイベント。左図は高い取り出し電場がかけられたデータのため気相に取り出された電離電子がより加速される実験で、右図はドリフト電場が強いため電離電子の再結合が妨げられたものである。そのため強い S2 が発生して S1-S2 プロットではっきりと光電吸収の島が確認できる。

図 6.20 は 2 つのデータに対して S1 と S2 のプロットを描いた。図 6.20a は (2000 p.e., 7000 p.e.)、図 6.20b は (2000 p.e., 12000 p.e.) 付近を中心とした光電吸収ピークが確認できる。光電吸収ピークが楕円状に広がりをもつて分布するのは、幅を持つのはエネルギー損失に対する電離・励起分岐比のゆらぎによるものである。さらに $(S1, S2) = (0, 0)$ から光電吸収ピークに伸びるラインの他に、やや急な傾きを伴って S2 が増えていくブランチがあり、これは液体アルゴン中に存在する放射性同位体 $^{37}_{18}\text{Ar}$ によるガンマ線だという報告もある。1 ヒットイベントはエネルギーの低い $^{37}_{18}\text{Ar}$ のガンマ線によるものの割合が低いほか、線源由来のガンマ線がエネルギーを全て落とす割合も低いと考えられる。今回は光電吸収ピークに着目するため、最終的に光電吸収を起こして全エネルギーを deposit する可能性が高い、複数の S2 が発生したイベントのみを取り出し解析を行う。



(a) $^{22}_{11}\text{Na}$ 線源からのガンマ線による S1S2 プロット (b) $^{137}_{55}\text{Cs}$ 線源からのガンマ線による S1S2 プロット

図 6.21: イベントセレクションを行った S1S2 プロット。光電吸収ピークが見えやすいように RUN399 では 2 ヒット以上、RUN542 では 3 ヒット以上のイベントを抜き出し、フィッティングに使った領域をマゼンタの四角で囲んだ。RUN542 の左上に目立つ大量のイベントの多くは、1 イベントを想定した時間窓に 2 つ以上のガンマ線が入射したイベントであり、解析からは除外されるべきものである。

図 6.21 は 2 ヒット以上のイベントのみプロットした S1S2 プロットである。低エネルギー側の急に上に上がるブランチがなくなり、光電吸収ピークを含む純粋なガンマ線イベントが確認できる。マゼンタの四角で囲った領域のイベントについて解析を行う。光電吸収ピークの島の広がり表現するため式 (6.24) で表される 2 次元のガウシアンでフィッティングする。

$$f(S1, S2) = \frac{A}{2\pi\sigma_{S1}\sigma_{S2}\sqrt{1-\rho^2}} \exp\left\{-\frac{z}{2(1-\rho^2)}\right\} \quad (6.24)$$

ただし

$$z = \frac{(S1 - \mu_{S1})^2}{\sigma_{S1}^2} + \frac{(S2 - \mu_{S2})^2}{\sigma_{S2}^2} - \frac{2\rho(S1 - \mu_{S1})(S2 - \mu_{S2})}{\sigma_{S1}\sigma_{S2}}$$

$$= (S1 - \mu_{S1}, S2 - \mu_{S2})D \begin{pmatrix} S1 - \mu_{S1} \\ S2 - \mu_{S2} \end{pmatrix} \quad (6.25)$$

$$D = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sigma_1^2} & -\frac{\rho}{\sigma_1\sigma_2} \\ -\frac{\rho}{\sigma_1\sigma_2} & \frac{1}{\sigma_2^2} \end{pmatrix} \quad (6.26)$$

で、 ρ は分布の相関係数である。光電吸収ピークについてフィッティングした結果を表 6.5、表 6.6 にまとめている。

2 つの RUN は印加されている電場が異なるため一概に比較することはできないが、S1

表 6.5: 2次元の光電吸収ピークが見つかったデータ

RUN	線源	ピークのエネルギー	ドリフト電場	取り出し電圧
399	$^{22}_{11}\text{Na}$	511 keV	200 V/cm	4.5 kV
542	$^{137}_{55}\text{Cs}$	662 keV	500 V/cm	4.5 kV

表 6.6: 光電吸収ピークの2次元ガウシアンフィッティングのパラメータ

RUN	μ_{S1} [p.e.]	σ_{S1} [p.e.]	μ_{S2} [p.e.]	σ_{S2} [p.e.]	ρ
399	1850 ± 4	101^{+3}_{-2}	6730 ± 30	820 ± 20	-0.58 ± 0.02
542	1971 ± 3	103 ± 2	11770 ± 30	990 ± 20	-0.43 ± 0.02

の軸に射影して光電吸収ピークに関する分解能を評価すると

$$\frac{\Delta E_{S1}}{E} = \frac{101}{1850} \sim 5.4\% @ 511 \text{ keV} \quad (6.27)$$

$$\frac{\Delta E_{S1}}{E} = \frac{103}{1971} \sim 5.2\% @ 662 \text{ keV} \quad (6.28)$$

となる。S2の軸に射影した場合の分解能は

$$\frac{\Delta E_{S2}}{E} = \frac{820}{6730} \sim 12\% @ 511 \text{ keV} \quad (6.29)$$

$$\frac{\Delta E_{S2}}{E} = \frac{990}{11770} \sim 8.4\% @ 662 \text{ keV} \quad (6.30)$$

となり、S1と比べると分解能が悪くなっている。

これまでエネルギーの決定にはS1とS2を別個に使っていたが、S1とS2の信号を組み合わせることでより良いエネルギーの決定をできることが期待できる。光電吸収ピークが楕円の形をしているため、短軸方向は標準偏差を小さくできる。短軸方向と標準偏差を計算するため直交行列 P を使って D を対角化することを考える。

$$D = P\Lambda P^{-1} \quad (6.31)$$

Λ は対角行列で、対角成分として λ_{\pm} を定義すると次の様に見える。

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{1}{\sigma_1^2} + \frac{1}{\sigma_2^2} \right) \pm \sqrt{\left(\frac{1}{\sigma_1^2} + \frac{1}{\sigma_2^2} \right)^2 - \frac{4(1-\rho^2)}{\sigma_1^2\sigma_2^2}} \right\} \quad (6.32)$$

P の各列ベクトルを基底とするなる様に1次元変換することで、 $f(S1, S2)$ は簡単な形となる。

$$\begin{aligned} f(S1, S2) &= \frac{A}{2\pi\sigma_{S1}\sigma_{S2}\sqrt{1-\rho^2}} \exp\left\{-\frac{z}{2(1-\rho^2)}\right\} \\ &= \frac{A}{2\pi\sigma_{S1}\sigma_{S2}\sqrt{1-\rho^2}} \exp\left\{-\frac{1}{2\left(\frac{1-\rho^2}{\lambda_+}\right)}\gamma^2 - \frac{1}{2\left(\frac{1-\rho^2}{\lambda_-}\right)}\delta^2\right\} \end{aligned} \quad (6.33)$$

ただし γ と δ は

$$(S1 - \mu_{S1}, S2 - \mu_{S2}) \quad (6.34)$$

を、 P によって1次変換したベクトルの成分である。さらに一次変換した後の標準偏差を、 $\tilde{\sigma}_1$ と $\tilde{\sigma}_2$ でそれぞれ長軸・短軸のものとする

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_1 &= \frac{1 - \rho^2}{\lambda_+} \\ \tilde{\sigma}_2 &= \frac{1 - \rho^2}{\lambda_-} \end{aligned} \quad (6.35)$$

と書ける。 σ_1 、 σ_2 、 ρ の値を表6.6の値と誤差をガウシアン平均と標準偏差として、それぞれ 10^6 個をサンプリングした。そして $\tilde{\sigma}_1$ と $\tilde{\sigma}_2$ を計算した結果が表6.7のようになる。短軸に対応する半径は減少していることがわかる。1次変換したときの主軸の傾き:

$$\frac{dS2}{dS1} \quad (6.36)$$

を、長軸に対応する負の相関方向を c_1 、短軸に対応する正の相関方向を c_2 とする。同じくサンプリングした σ_1 、 σ_2 、 ρ から c_1 と c_2 を計算した。エラーは標準偏差としている。

表 6.7: 光電吸収ピークのフィット結果を1次変換したときのパラメータ

RUN	$\tilde{\sigma}_1$ [p.e.]	$\tilde{\sigma}_2$ [p.e.]	c_1	c_2
399	820 ± 20	82 ± 3	0.072 ± 0.004	-13.9 ± 0.7
542	990 ± 20	93 ± 2	0.045 ± 0.002	-22 ± 1

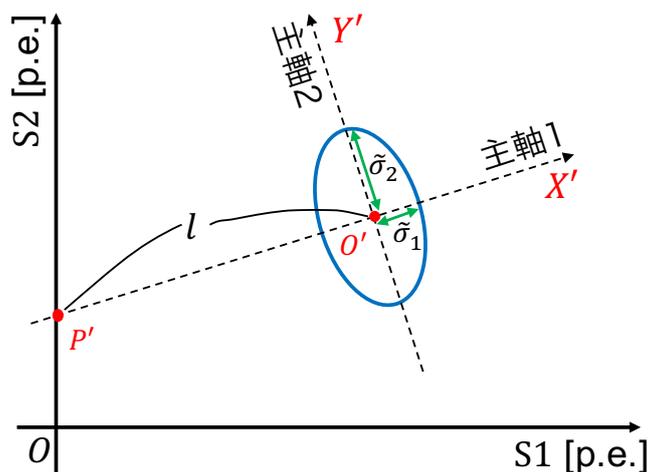


図 6.22: 1次変換による新しい分解能の概念図

ここで点 $O'(\mu_{S1}, \mu_{S2})$ を通り、傾きが c_1 である直線上を考える (図 6.22 の主軸 1)。この直線はフィットしたガウシアン短軸と一致する。光電吸収ピークが十分高いエネルギー

でこの直線上を平均として分布すると仮定する。この直線と S2 軸の交点を P' とし、 $P'O'$ 間の距離を l とすると

$$l = \mu_{S1} \sqrt{1 + c_1^2} \quad (6.37)$$

となる。この直線上における分解能 K は次のように定義できる。

$$\begin{aligned} K &= \frac{\tilde{\sigma}_{S1}}{l} \\ &= \frac{\tilde{\sigma}_1}{\mu_{S1} \sqrt{1 + c_1^2}} \end{aligned} \quad (6.38)$$

RUN399 では $K = 0.044 \pm 0.002$ 、RUN542 では $K = 0.047 \pm 0.001$ と計算できる。実際は光電吸収ピークの位置はエネルギーが大きく変わると直線から変動すると予想されるため、より広いエネルギーで光電吸収ピークによる振る舞いを調べなければならない。強いドリフト電場が印加されると、電離された電子は原子と引き離されてドリフトし検出される電子が増える (ANKOK での S2 に対応)。したがってドリフト電場をさらに強くすることで、式 (6.30) で示された分解能を向上できると期待される。より強いドリフト電場での S2 分解能を調べ、ガンマ線観測に必要な電場の条件を決定していく必要がある。

6.6 まとめ

GRAMS の実証のためには LArTPC が多重コンプトン散乱イベントを検出し、各ヒットの位置とエネルギーを測定できる必要がある。それを検証するため、気液 2 相アルゴン TPC のデータを解析した。ほぼ同時に起こる多重コンプトン散乱を、PMT を 14 本持つ ANKOK5 検出器のデータでは分離して検出ができることがわかった。さらに多重コンプトン散乱の定量的な評価を行った。検出された光波形をモデル関数でフィッティングすることによって多重コンプトン散乱イベントから位置 z を測定することが可能となった。エネルギー deposit の検出能力を測定能力を調べるため、2 本の PMT を持つ ANKOK05 検出器のデータの光電吸収ピークに着目した。S1-S2 プロットから光電吸収ピークを同定し、2次元のガウシアンフィッティングによってエネルギー分解能を評価した。511 keV のピークではそれぞれ $\Delta E_{S1}/E$ 5.4 ~%、 $\Delta E_{S2}/E$ ~ 12% と評価できた。さらに S1 と S2 を組み合わせてエネルギーを推定する方法に取り組んだ。原子と引き離されて検出される電離電子は、ドリフト電場を強めることで増やせる。今後はより広い範囲のドリフト電場で電離電子による信号を解析し、MeV ガンマ線観測に最適な電場条件を調べていく必要がある。

第7章 まとめ

本論文では GRAMS が導入した新しい概念である、LArTPC による MeV ガンマ線コンプトンカメラが機能することを、特に重要な3つの観点において定量的に検討した。

n 回ヒットイベントの $n!$ 通りの散乱候補を、各物理過程をモデル化した尤度の大きさで比較する事によって散乱順序を決定するアルゴリズム HY2020 を考えた。そしてシミュレーションのデータに適用し、ARM やエネルギー分解能を評価した。大量のパラメータを持つニューラルネットワークにより、散乱順序とエスケープか否かを予測するモデルを構築した。HY2020 とニューラルネットワークによるイベント再構成アルゴリズムは両方とも、最良で ARM で 3.6 deg を、エネルギー分解能は 2000 keV で 3% まで到達した。ARM の分解能は天体の撮像に十分な水準に達し、液体アルゴン検出器の出力から天体の分光撮像が可能であることが示された。

宇宙線スペクトル予測モデル PARMA を使って、気球高度における LArTPC に対する宇宙線由来の陽子と電子のカウントレートを評価した。GRAMS では可視光・紫外光を通さない板によって LArTPC をセグメント化して反同時計数と組み合わせることによりバックグラウンドの除去を行う。モンテカルロシミュレーションによって LArTPC に入射する荷電粒子を気球高度のカウントレートで設定し、面積×時間で割合という意味を持つ量、TAPE で観測可能な時間・面積を評価した。その結果一辺 10 cm のセグメント化では陽子と電子を考慮しても TAPE が約 93% となり、宇宙線由来の荷電粒子イベントの影響を十分に取り除けることを示した。

2相型アルゴン TPC である ANKOK 検出器の実データを使い、LArTPC はほぼ同時に起こる多重コンプトン散乱イベントを個々のヒットに分解して検出する能力があることを実証した。さらに多重コンプトン散乱イベントを定量的に扱い、波形モデルで実データをフィッティングした。個々の S2 の波形をとらえることに成功し、ドリフト方向の位置分解能を決定した。光電吸収ピークをガウシアンでフィットすることで、エネルギーの分解能を評価した。 $^{22}_{11}\text{Na}$ では $\Delta E_{S1}/E \sim 5.4\%$ 、 $\Delta E_{S2}/E \sim 12\%$ となる。さらに S1 と S2 を組み合わせてより高い分解能を持つ方法について考察した。原子と引き離されて検出される電離電子は、ドリフト電場を強めることで増やせる。今後はより広い範囲のドリフト電場で電離電子による信号を解析し、MeV ガンマ線観測に最適な電場を調べる。

本研究によって GRAMS が MeV ガンマ線観測に必要な要素をすべて満たしたプロジェクトであることが実証できた。本論文での知見をいかして、2021 年度にはエネルギーと位置分解能の最適化した 1 相 LArTPC の設計・開発を行う予定である。そして実機によるコンプトン画像再構成を実施する。

謝辞

本研究を進める上で、多くの方にお世話になりました。この場をお借りしてお礼を申し上げます。

指導教官の馬場彩准教授には、2年間を通して解析・学会発表などあらゆる点で熱心に指導していただきましたことを感謝申し上げます。いつでも楽しそうに研究するその姿勢は研究者としてあるべき姿と感じ、自分の中で模範としていきたいと思います。小高裕和助教には、研究にプログラミングから解析手法まで様々な点から相談に乗っていただきました。GRAMS という野心的なプロジェクトに参加させていただいたおかげで研究を楽しむことができました。

さらに本研究では様々な共同研究者の方にお世話になりました。理化学研究所の米田浩基さんには、コンプトン再構成の研究に必要な手法を教えていただいたり、議論に付き合ってくださいことで実のある研究をすることができました。早稲田大学寄田研究室からは、本研究に不可欠な LArTPC の実データとして ANKOK 検出器のデータをいただきました。寄田浩平教授と田中雅士准教授は、私の LArTPC の解析結果を真摯に聞いてくださり、その度に的確な意見をいただきました。木村真人さんと青山一天さんには、私が頻繁にデータのお願いや質問をしても嫌な顔一つせず快く答えていただきました。荒牧嗣夫さんをはじめとする GRAMS メンバーの方からは、Collaboration meeting などで貴重な意見をいただきました。

研究室のメンバーにも深く感謝申し上げます。谷本敦さんは研究発表の練習にいつでも付き合ってください、発表の質の向上に役立てることができました。鈴木寛大さんには、M1 の時に天体解析を 0 から教えていただいたことに始まり、申請書類の書き方などあらゆることを学びました。春日知明さんには本修士論文を進めるにあたり、取り組み方や執筆の進め方などを教えていただきました。丹波翼さんは、ソフトウェアの書き方を始め研究・セミナーのわからないことなどを聞きに行ける頼もしい存在でした。同期の畠内康輔くんは、研究が思うようにいかずしんどい時にも雑談などの相手になってくれて心の支えとなりました。渡邊泰平くんと南木宙斗くんも用事で忙しい中発表練習に付き合ってくれました。杳間はづきさんと河野久仁子さんには、様々な事務の手続きをやっていただいたため研究に専念することができました。

最後に、これまでずっと見守ってくれた家族に深く感謝申し上げます。コロナ禍で家に籠りがちの1年でしたが、普段と変わらず居心地が良かったため精神面で非常に大きな助けとなりました。研究室の外で関わる友人、アルバイト先の方と楽しむ会話も大きな支えとなりました。私と関わってくれたすべての人に心からの感謝を捧げます。

令和3年1月6日 高嶋 聡

付録A S1の光電吸収ピークの解析

ドリフト電場が十分に大きい値を取らない場合はS2に寄与する電離電子の数が少なく、光電吸収ピークをS2で確認することができない。そのため修論の本論ではS2の光電吸収ピークが確認できる実験データの解析のみ記述した。一方でドリフト電場によるS1光量の依存性は様々な電場で調べることができるため、その結果をここに載せる。

表 A.1: 解析した ANKOK05 のデータ

RUN	線源	全イベント数	ドリフト電場
234	^{137}Cs	500000	0 V/cm
303	$^{22}_{11}\text{Na}$	500000	0 V/cm
309+389	$^{22}_{11}\text{Na}$	224500	100 V/cm
542	^{137}Cs	200000	500 V/cm

補遺.1 Null 電場中の S1 解析

ドリフト電場を TPC 内にかけない状態で $^{22}_{11}\text{Na}$ と $^{137}_{55}\text{Cs}$ を線源とし、それぞれガンマ線を入射させた時の S1 スペクトルが図 A.1 に描かれている。なお null 電場の場合電離電子がドリフトされることはないため S2 は発生しない。 $^{22}_{11}\text{Na}$ のデータでは 2600 p.e. 付近に、 $^{137}_{55}\text{Cs}$ では 3300 p.e. 付近にガンマ線の光電吸収に対応するピークがはっきり見えている。このピークに対して指数関数とガウシアンとの和によるモデルでフィッティングし、その結果も重ねて描いた。フィッティングは、各 bin に入っている count がポアソン統計に従っているととして likelihood が最大となるようにした。

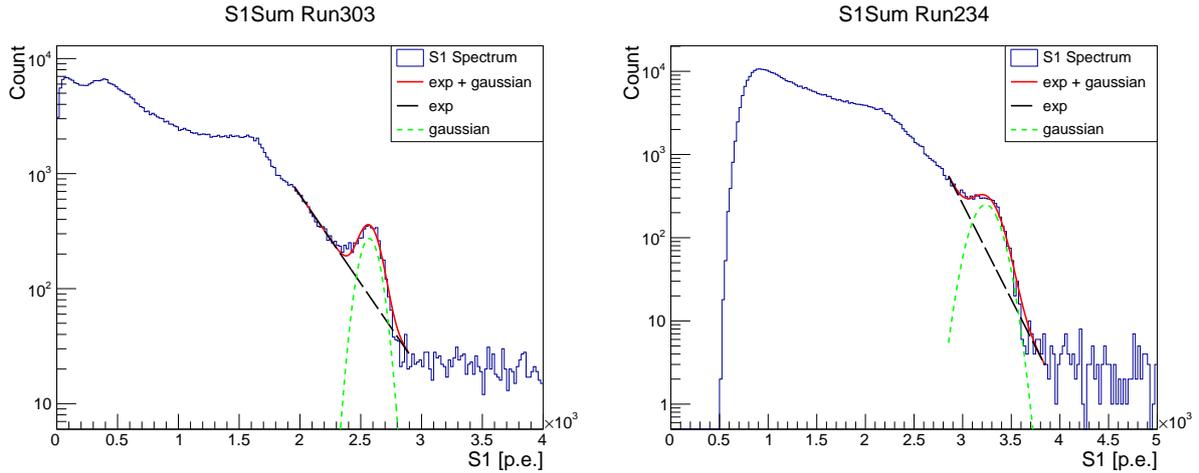


図 A.1: null 電場における $^{22}_{11}\text{Na}$ (左) と $^{137}_{55}\text{Cs}$ (右) を線源とした時の S1 スペクトル。

$^{22}_{11}\text{Na}$ と $^{137}_{55}\text{Cs}$ の null 電場データのフィット結果をまとめたのが表 A.2 である。光電子数とエネルギー keV の平面には (662 keV, 3231) と (511 keV, 2569) の 2 点があることになる。この 2 点に対して 1 次関数による χ^2 フィッティングを実行すると式 (A.1) のように光量 L [p.e.] とエネルギー E [keV] の関係が書ける。

$$L = (330 \pm 24) + (4.38 \pm 0.04)E \quad (\text{A.1})$$

表 A.2: 光電吸収ピークとガウシアンフィッティングのパラメータ (null 電場)

線源	エネルギー [keV]	ピークの平均値 [p.e.]	ピークの標準偏差 [p.e.]	エネルギー分解能 [%]
$^{137}_{55}\text{Cs}$	662	3236 ± 5	138 ± 4	4.3 ± 0.1
$^{22}_{11}\text{Na}$	511	2570 ± 3	85 ± 3	3.3 ± 0.1

補遺.2 ドリフト電場がかかっている時の S1 解析

次にドリフト電場をかけた場合の S1 のスペクトルにおけるピークを解析する。ドリフト区間に 100 V/cm、200 V/cm をそれぞれかけた場合のスペクトルが図 A.2 である。図 A.1 と比べて 511 keV に対応するピークの位置が低エネルギー側にシフトしていることがわかるが、これはドリフト電場によって電離した電子の再結合が妨げられやすくなるからである。

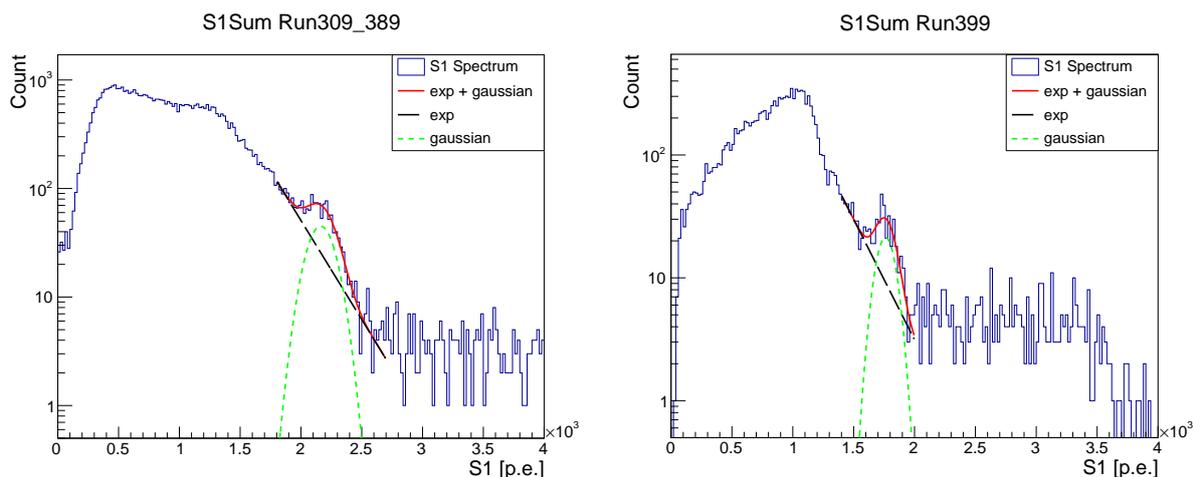


図 A.2: 電場がかかっているデータでの $^{22}_{11}\text{Na}$ 線源のスペクトル。左図は電場が 100 V/cm で、2100 p.e. 付近に光電吸収ピークが見られ、ガウシアンによってフィットした。右図のデータは 200 V/cm がかけられている以外は左と同じである。

同様にしてドリフト電場が 500 V/cm の場合の $^{137}_{55}\text{Cs}$ データに対しても 662 keV のピークが電場によって光量がどれだけ減るのかを調べるため、フィッティングを行った。

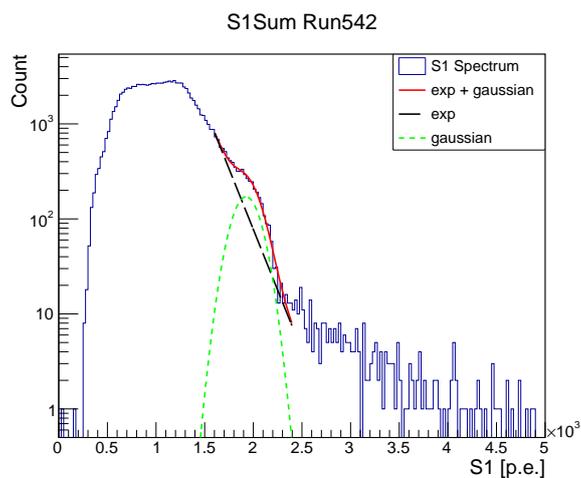


図 A.3: ドリフト電場 500 V/cm の場合の光電吸収ピークのフィット。

表 A.3 には S1 のフィッティング結果がまとめられており、ドリフト電場が高くなるほど有意に S1 蛍光が減っていることがわかる。これはドリフト電場の影響で電離電子の再結合が妨げられるからである。

表 A.3: 光電吸収ピークのパラメータ

RUN	線源	エネルギー [keV]	平均 [p.e.]	標準偏差 [p.e.]	σ/E [%]	ドリフト電場 [V/cm]
234	$^{22}_{11}\text{Na}$	511	2570 ± 3	85 ± 3	3.3 ± 0.1	0
309&389	$^{22}_{11}\text{Na}$	511	2164^{+9}_{-10}	106^{+10}_{-9}	4.9 ± 0.5	100
399	$^{22}_{11}\text{Na}$	511	1763^{+8}_{-9}	$70_{\pm 10}$	4 ± 0.6	200
303	$^{137}_{55}\text{Cs}$	662	3236 ± 5	138 ± 4	4.3 ± 0.1	0
542	$^{137}_{55}\text{Cs}$	662	1920 ± 10	136^{+10}_{-9}	7.1 ± 0.5	500

参考文献

- [1] W. David Arnett, et al. Supernova 1987A. *ARA&A*, Vol. 27, pp. 629–700, January 1989.
- [2] B. P. Abbott, et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 116, No. 6, p. 061102, February 2016.
- [3] B. Abbott, et al. GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 119, No. 16, p. 161101, October 2017.
- [4] D. Watson, et al. Identification of strontium in the merger of two neutron stars. *Nature*, Vol. 574, No. 7779, pp. 497–500, October 2019.
- [5] N. Gehrels, et al. The Compton Gamma Ray Observatory. *A&AS*, Vol. 97, pp. 5–12, January 1993.
- [6] T. Aramaki, et al. Dual MeV gamma-ray and dark matter observatory - GRAMS Project. *Astroparticle Physics*, Vol. 114, pp. 107–114, January 2020.
- [7] R. Giacconi, et al. Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 9, No. 11, pp. 439–443, December 1962.
- [8] R. Giacconi, et al. An X-Ray Scan of the Galactic Plane from UHURU. *ApJ*, Vol. 165, p. L27, April 1971.
- [9] Martin C. Weisskopf, et al. Chandra X-ray Observatory (CXO): overview. In Joachim E. Truemper and Bernd Aschenbach, editors, *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III*, Vol. 4012 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pp. 2–16, July 2000.
- [10] F. Jansen, et al. XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations. *A&A*, Vol. 365, pp. L1–L6, January 2001.
- [11] Laurence E. Peterson and Allan S. Jacobson. The Spectrum of Scorpius XR-1 to 50 KEV. *ApJ*, Vol. 145, p. 962, September 1966.
- [12] C. Winkler, et al. The INTEGRAL mission. *A&A*, Vol. 411, pp. L1–L6, November 2003.
- [13] W. Atwood, et al. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. *ApJ*, Vol. 697, No. 2, pp. 1071–1102, June 2009.

- [14] J. Aleksić, et al. The major upgrade of the MAGIC telescopes, Part II: A performance study using observations of the Crab Nebula. *Astroparticle Physics*, Vol. 72, pp. 76–94, January 2016.
- [15] F. Aharonian, et al. Observations of the Crab nebula with HESS. *A&A*, Vol. 457, No. 3, pp. 899–915, October 2006.
- [16] Cherenkov Telescope Array Consortium, et al. *Science with the Cherenkov Telescope Array*. 2019.
- [17] B. Abbott, et al. Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger. *ApJ*, Vol. 848, No. 2, p. L12, October 2017.
- [18] The extreme phenomenon of gamma-ray bursts. <https://fermi.gsfc.nasa.gov/fermi10/fridays/08102018.html>.
- [19] Matthew G. Baring and Alice K. Harding. Photon splitting in magnetar models of soft gamma repeaters. *AIP Conference Proceedings*, 1996.
- [20] Matthew G. Baring and Alice K. Harding. Photon Splitting and Pair Creation in Highly Magnetized Pulsars. *ApJ*, Vol. 547, No. 2, pp. 929–948, February 2001.
- [21] Fermi’s five-year view of the gamma-ray sky. <https://svs.gsfc.nasa.gov/11342>.
- [22] Comptel gamma-ray source catalog. <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/epo/news/catalog.html>.
- [23] Xcom: Photon cross sections database. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- [24] Summary of compton gro detecotr characteristics. <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/cgro/>.
- [25] J. W. den Herder, et al. COMPTEL: instrument description and performance. In *NASA Conference Publication*, Vol. 3137 of *NASA Conference Publication*, pp. 85–94, February 1992.
- [26] T. Takahashi, et al. The ASTRO-H X-ray astronomy satellite. In Tadayuki Takahashi, Jan-Willem A. den Herder, and Mark Bautz, editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray*, Vol. 9144 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 914425, July 2014.
- [27] S. Watanabe, et al. The Si/CdTe semiconductor Compton camera of the ASTRO-H Soft Gamma-ray Detector (SGD). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 765, pp. 192–201, November 2014.

- [28] Hitomi Collaboration, et al. Detection of polarized gamma-ray emission from the Crab nebula with the Hitomi Soft Gamma-ray Detector. *PASJ*, Vol. 70, No. 6, p. 113, December 2018.
- [29] Cosi the compton spectrometer and imager. <https://cosi.ssl.berkeley.edu/>.
- [30] A. De Angelis, et al. The e-ASTROGAM mission. Exploring the extreme Universe with gamma rays in the MeV - GeV range. *Experimental Astronomy*, Vol. 44, No. 1, pp. 25–82, October 2017.
- [31] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders. Extended rotation curves of spiral galaxies : dark haloes and modified dynamics. *MNRAS*, Vol. 249, p. 523, April 1991.
- [32] Douglas Clowe, et al. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *ApJ*, Vol. 648, No. 2, pp. L109–L113, September 2006.
- [33] Elena Aprile, Aleksey E. Bolotnikov, Alexander L. Bolozdynya, and Tadayoshi Doke. *Noble Gas Detectors*. Wiley, 2008.
- [34] C. Amsler, et al. Luminescence quenching of the triplet excimer state by air traces in gaseous argon. *Journal of Instrumentation*, Vol. 3, No. 2, p. 02001, February 2008.
- [35] Martin C. Weisskopf, et al. The Imaging X-ray Polarimetry Explorer (IXPE). In Jan-Willem A. den Herder, Tadayuki Takahashi, and Marshall Bautz, editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray*, Vol. 9905 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 990517, July 2016.
- [36] R Acciarri, et al. Design and construction of the microboone detector. *Journal of Instrumentation*, Vol. 12, No. 02, p. P02017, 2017.
- [37] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce Dubois, and M. Asai. Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 53, No. 1, pp. 270–278, Feb 2006.
- [38] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, and P. Arce. GEANT4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 506, No. 3, pp. 250–303, Jul 2003.
- [39] Hirokazu Odaka, et al. Development of an integrated response generator for Si/CdTe semiconductor Compton cameras. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 624, No. 2, pp. 303–309, December 2010.
- [40] 米田浩基. 多重コンプトン散乱の解析アルゴリズムについて.
- [41] Tatsuhiko Sato, et al. Development of PARMA: PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere. *Radiation Research*, Vol. 170, No. 2, pp. 244–259, August 2008.

- [42] Excel-based program for calculating atmospheric cosmic-ray spectrum. <https://phits.jaea.go.jp/expacs/jpn.html>.
- [43] User's manual - phits. <https://phits.jaea.go.jp/manual/manualJ-phits310.pdf>.
- [44] 鷺見貴生寄田浩平, 木村真人, 矢口徹磨. 気液 2 相型アルゴン光 TPC 検出器による 暗黒物質探索実験 (ANKOK). 高エネルギーニュース, Vol. 36, No. 4, 2019.
- [45] 矢口徹磨. Ankok 実験における tpc 多チャンネル大型化と基礎性能および位置再構成法の評価. Master's thesis, 早稲田大学先進理工学研究科物理学及应用物理学専攻, 2018.
- [46] 武田知将. 気液 2 相型 ar 検出器における 2 次蛍光の基礎研究波形解析と ar 発光の中性制動放射成分. Master's thesis, 早稲田大学先進理工学研究科物理学及应用物理学専攻, 2020.
- [47] S. Amoruso, et al. Analysis of the liquid argon purity in the ICARUS T600 TPC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 516, No. 1, pp. 68–79, January 2004.
- [48] Tatsuki WASHIMI. *Study of Electron Recoil Background Rejection in Double Phase Argon Detector for the WIMP Dark Matter Search*. PhD thesis, 早稲田大学先進理工学研究科物理学及应用物理学専攻, 2018.