

修士学位論文

SOI 半導体検出器を用いた宇宙ガンマ線用電子飛跡検出型
コンプトンカメラの読み出しシステムの開発と
飛跡検出性能の評価

2019 年度
(令和元年度)

茨城大学大学院理工学研究科
理学専攻

学籍番号 18NM152H

加藤 凌

2020 年 3 月 18 日

概要

Sub-MeV ガンマ線は、超新星爆発などの宇宙の高エネルギー現象によって引き起こされる元素合成プロセスによって生成される。そこから放出されるガンマ線のスペクトルを観測することで元素合成などの未解決な現象を解明できる可能性を秘めているため、サブ MeV 領域の分光性能の向上は非常に重要である。現在この領域の観測を行った検出器として CGRO 衛星搭載の COMPTEL や Hitomi 衛星の SGD などがある。これらの検出器はコンプトンカメラと呼ばれ、ガンマ線がコンプトン散乱プロセスした際の情報からガンマ線の到来方向を円環に特定することができる。さらに数イベントの円環を重ねることで統計的に到来方向を決定する方法である。この方法では複数線源がある場合やバックグラウンドがある場合、本来の線源位置以外で円環が重なるためその重なりがさらなるバックグラウンドとなる。このエネルギー帯域での観測は、従来のコンプトンカメラではバックグラウンドを除去するのが難しいため数十年遅れています。そこで解決策の 1 つとして考えられているのが、コンプトン散乱プロセスによって生成された反跳電子の飛跡を検出することにより、高バックグラウンド除去を可能にする電子飛跡検出型コンプトンカメラである。この検出器では反跳電子の反跳方向の情報を加えることでガンマ線の到来方向を 1 イベントで一意に特定することが可能なため高いバックグラウンド除去が達成される。我々は高エネルギー分解能の半導体検出器を使用した電子飛跡検出型コンプトンカメラを開発する。半導体検出器には、飛跡検出のための微細ピッチ (30 μm) と高エネルギー分解能を持ち、さらに SOI(Silicon On Insulator) 技術によってトリガー機能を備えた XRPIX2b ピクセルセンサーを選択した。XRPIX2b は京都大学と KEK が共同開発した X 線観測用素子である。XRPIX2b を使用して、サブ MeV ガンマ線センサーの反跳電子検出性能を検証するプロトタイプカメラを開発した。このプロトタイプは、XRPIX2b を使用した散乱体と、3.5 cm³ CsI (Tl) シンチレーション結晶に光電子増倍管を組み合わせた吸収体で構成されている。

本研究ではこのプロトタイプを動作させるための読み出しシステムを開発した。ピクセル内にトリガー回路を持っているため、イベントが来たときのみデータを出力するイベント駆動読み出しが可能である。この特徴を生かして、各層のイベントタイミングをトリガー信号として共有し、同時計数を取ることでコンプトンイベントを選別するシステムを開発した。開発した読み出しシステムでプロトタイプを動作させ、511keV 線ガンマ線源の ²²Na を用いて測定試験を行い、GEANT4 を用いたモンテカルロシミュレーションのデータと比較した。その結果、電子飛跡を検出し、反跳電子の反跳方向の分布、飛跡長がシミュレーションと一致した。これによりプロトタイプが正常に動作していることを確認し、511keV ガンマ線由来の反跳電子飛跡のイメージングに成功した。その後、さまざまなガンマ線散乱角での飛跡イメージング性能と反跳電子の反跳角によるイメージング性能を確認した。

Abstract

Sub-MeV gamma rays are produced by nucleosynthesis processes caused by high energy phenomena in the universe such as supernova explosions. As the details of unsolved such nucleosynthesis processes can be inferred from their spectral line features, improved spectral performance in the sub-MeV range is vitally important. Currently, COMPTEL equipped with the CGRO satellite and SGD equipped with the Hitomi satellite have observed this energy band. These detectors are called Compton cameras, and can determine the arrival direction of gamma rays in a circle from information obtained when the gamma rays undergo the Compton scattering process. This is a method of statistically determining the direction of arrival by overlapping rings of several events. In this method, when there is plurality of radiation sources or when there is a background, it is difficult to remove the background because the rings overlap at a position other than the original radiation source position. Therefore, observations in this energy band have lagged by some decades because of difficulties in removing considerable detector background with a conventional Compton camera. One of the solutions is an electron tracking Compton camera because it enables high background rejection by detecting recoil electron tracks produced by Compton scattering processes. With this detector, the direction of arrival of gamma rays can be uniquely specified in one event by adding information on the recoil direction of electrons. Therefore, we developed an electron tracking Compton camera using semiconductor sensors with high energy resolution. The selected sensors were XRPIX2b pixel sensors with a fine pitch (30 μm), high energy resolution, and a trigger capability enabled by silicon-on-insulator (SOI) technology. XRPIX2b is an X-ray observation element jointly developed by Kyoto University and KEK. A prototype camera has been developed to verify the recoil electron detection performance of a sub-MeV gamma sensor using XRPIX2b. This prototype consists of a scatterer using XRPIX2b and an absorber combining a 3.5 cm³ CsI (Tl) scintillation crystal and a photomultiplier tube. In this research, I developed a readout system to operate this prototype. Since XRPIX2b has a trigger circuit in the pixel, it is possible to perform event-driven readout that outputs data only when an event comes. Taking advantage of this feature, I developed a system that selects Compton events by sharing the event timing of each layer as a trigger signal and taking the coincidence. Operating the prototype with the developed readout system, I performed an operation test and a track detection test using a 511 keV gamma ray source ²²Na. Comparing the measurement results with the data of Monte Carlo simulation using GEANT4 performed in the joint research, it was confirmed that the prototype was operating normally, and the imaging of recoil electron tracks derived from 511 keV gamma rays was successful. After that, I confirmed the track imaging performance at various gamma ray scattering angles and the imaging performance by recoil angle of recoil electrons.

目次

第 1 章	MeV ガンマ線天文学	1
1.1	MeV ガンマ線の観測	1
1.2	MeV ガンマ線天体	3
1.2.1	超新星爆発	3
1.2.2	パルサー	4
1.2.3	ガンマ線バースト	5
第 2 章	ガンマ線検出器	7
2.1	ガンマ線と物質の相互作用	7
2.1.1	光電吸収	8
2.1.2	コンプトン散乱	8
2.1.3	電子陽電子対生成	9
2.2	ガンマ線イメージング	10
2.2.1	Collimator	10
2.2.2	Coded mask	11
2.2.3	Classical Compton imaging	12
2.2.4	Electron tracking Compton imaging	16
第 3 章	SOI 半導体検出器	21
3.1	半導体検出器の放射線検出原理	21
3.1.1	空乏化	22
3.1.2	キャリアのドリフトと拡散現象	23
3.2	SOI 半導体検出器	27
3.2.1	SOIPIX	27
3.3	XRPIX2b	30
3.3.1	読み出し回路	31
3.4	XRPIX2b の基礎特性 (先行研究)	33
3.4.1	完全空乏化の確認	33
3.4.2	イベント駆動読み出しのスペクトル性能の劣化	34
第 4 章	電子飛跡検出型コンプトンカメラの試作機の開発	37
4.1	試作機の構成	37
4.1.1	散乱層 SOI 半導体検出器	37
4.1.2	吸収層 CsI(Tl) シンチレーション検出器	38

4.2	同時計数読み出しシステムの開発	44
4.2.1	各層の基本的なイベント読み出し方法	44
4.2.2	同時計数読み出しシステムの開発	47
第 5 章	読み出しシステムの動作確認と飛跡検出性能の評価	59
5.1	イベント駆動全面読み出しシステムの構築	59
5.2	各層検出器のキャリブレーションと分光性能	60
5.2.1	SOI 半導体検出器	60
5.2.2	CsI(Tl) シンチレーション検出器	61
5.3	飛跡検出セットアップ	63
5.4	モンテカルロシミュレーション	65
5.5	データ解析	66
5.6	試作機の動作確認の結果	70
5.6.1	エネルギースペクトル	70
5.6.2	イベントレートによる動作確認	72
5.6.3	飛跡解析の結果	75
5.7	XRPIX2b の飛跡検出性能の評価	82
5.7.1	散乱角 θ 依存性の調査	82
5.7.2	反跳電子の回転角 ϕ 依存性	85
5.7.3	反跳電子の深度角 ψ 依存性	88
第 6 章	まとめと今後	93

図目次

1.1	COMPTEL による全天サーベイのイメージ。1~3MeV	1
1.2	COMPTEL による全天サーベイのイメージ。3~10MeV	2
1.3	COMPTEL によって観測されたガンマ線天体	2
1.4	INTEGRAL 衛星による SN2014J の観測スペクトル [1]	3
1.5	かに星雲の連続成分ガンマ線スペクトル [2]	4
1.6	Hitomi 衛星によるかにパルサーの回転角の観測 [3]	5
1.7	BATSE で観測されたガンマ線バーストの到来方向 [4]	5
1.8	BATSE と COMPTEL で観測されたガンマ線バーストの光度曲線 [5]	6
1.9	BATSE で観測された GRB 990123 の MeV ガンマ線スペクトル [5]	6
2.1	ガンマ線と物質の相互作用の優位性 [6]	7
2.2	ガンマ線と Si の相互作用断面積 [7]	7
2.3	散乱ガンマ線と反跳電子のエネルギーの散乱角依存性	9
2.4	コンプトン散乱の角度分布 [8]	9
2.5	コリメーター検出器の概略	10
2.6	コーデッドマスク法の概略図 [9]	11
2.7	INTEGRAL 衛星の符号化マスク [10]	12
2.8	INTEGRAL 衛星の構成 [9]	12
2.9	コンプトンカメラのイメージング原理	13
2.10	線源が複数あるときの再構成リングの ghost	13
2.11	COMPTEL の概念図 [11]	14
2.12	COMPTEL のバックグラウンド過程 [12]	14
2.13	TOF 分布 [12]	15
2.14	SGD の概念図 [13]	15
2.15	狭視野におけるコンプトン再構成	15
2.16	電子飛跡検出型コンプトンカメラの概念図	17
2.17	コンプトン散乱における各パラメータの定義	17
2.18	ARM と SPD の定義	17
2.19	SMILE プロジェクトで使用されている電子飛跡検出型コンプトンカメラ	18
2.20	宇宙拡散ガンマ線のフラックス	18
2.21	大気ガンマ線のフラックス	18
3.1	想定する電子密度分布	25
3.2	想定する半導体	26

3.3	SOIPIX の断面概略図	27
3.4	NMOS の動作概略。(a)NMOS がオフ状態、(b)NMOS がオン状態	28
3.5	NMOS の $I_{ds}-V_{gs}$ 曲線のバックバイアス電圧依存性。(a)BPW なし、(b)BPW を 0V に接続 [14]	29
3.6	XRPIX2b 素子 [15]	30
3.7	Mukoyama et.al[16] から計算される 511keV ガンマ線の散乱角に対する Si 中の電子の飛程	31
3.8	XRPIX2b のピクセル回路 [15]	32
3.9	^{241}Am のフォトンカウントとバックバイアス電圧の関係 [17]。	33
3.10	空乏層厚とバックバイアス電圧の依存性の理論値 [17]。使用した XRPIX2b の抵抗率 ρ は 5.2 k Ω ·cm、 V_c は 0.6 V とした。	33
3.11	XRPIX2b で得られた ^{241}Am の X 線スペクトル [15]。(a) がフレーム読み出し、(b) がイベント駆動読み出しで取得したスペクトル。	34
3.12	^{241}Am 、 ^{109}Cd 、 ^{55}Fe 、 ^{133}Ba の 5.9、13.9、17.74、20.77、24.9、26.3、31、35keV ライン X 線を用いたエネルギー曲線 [15]	35
3.13	イベント駆動読み出しにおける X 線入射時の各アナログ波形 [15]	35
4.1	SOI 半導体検出器の構成	38
4.2	シンチレーション検出器の構成	39
4.3	シンチレータのエネルギーバンド図	39
4.4	使用している 3.5cm 角 CsI(Tl) 結晶	40
4.5	一般的な光電子増倍管の構造 [18]	40
4.6	使用する光電子増倍管 H11432-100	41
4.7	シンチレーションカウンタ	42
4.8	AD8009 の写真	42
4.9	プリアンプ回路図	42
4.10	ADC SiTCP V2 ボード	43
4.11	XRPIX2b のイベント駆動読み出しのプロセス概略	45
4.12	ファームウェアの状態遷移図	45
4.13	吸収層のファームウェアのフローチャート	46
4.14	開発する読み出しシステムの構成	47
4.15	開発する各層のフローチャート	47
4.16	トリガー信号 1 を生成するステートメントの追加	48
4.17	トリガー信号 1 の出力を確認するセットアップ	49
4.18	使用する NIM モジュール	49
4.19	トリガー信号 1 の遅延の確認するセットアップ	50
4.20	ガンマ線が入射したときのトリガー信号 1 とヒットタイミング信号。シアンはヒットタイミング信号、黄はトリガー信号 1 を表す。	50
4.21	同時ヒットのイベントを生成するセットアップ	51
4.22	生成した吸収層の疑似イベント信号 (シアン)、黄は散乱層のヒットタイミング信号	51
4.23	吸収層のイベント取得を確認するセットアップ	52
4.24	ガンマ線が入射したときの各層の挙動を表す信号:シアン、黄、紫、緑の信号はそれぞれ吸収層の疑似イベント信号、散乱層のヒットタイミング信号、トリガー信号 1、吸収層のイベント確定信号	52
4.25	吸収層のイベント確定信号 (緑) を 47.2 μs 遅延させたときのトリガー信号 1(紫) との関係。	53

4.26	論理積とトリガー信号 2 を出力するステップの追加。	53
4.27	トリガー信号 2 を確認するセットアップ	54
4.28	トリガー信号 2 を出力したときの各信号波形:シアン、黄、紫、緑の信号はそれぞれ吸収層の疑似 イベント信号、散乱層のヒットタイミング信号、トリガー信号 1、トリガー信号 2 である	54
4.29	トリガー信号 2 を待機するステップの追加	54
4.30	各層の取得イベント数を比較するセットアップ	55
4.31	線源を用いた同時計数試験	55
4.32	使用したパルスジェネレータ [KEITHREY 3390]	56
4.33	データ転送状況判定後にトリガー信号 2 を出力した結果	57
4.34	全体のシステムとしてのフローチャート	58
5.1	XRPIX2b のイベント駆動全面読み出しでの ^{241}Am のスペクトル	60
5.2	13.9keV、17.6keV、20.95keV、26.3keV、59.5keV を用いたエネルギー較正直線	60
5.3	CsI(Tl) シンチレーション検出器のベDESTAL測定	61
5.4	CsI(Tl) シンチレーション検出器で測定した ^{22}Na のスペクトル	62
5.5	^{22}Na の壊変図	63
5.6	飛跡検出セットアップの模式図	63
5.7	飛跡検出セットアップ写真	63
5.8	θ 、 ϕ 、 ψ の定義	64
5.9	散乱層と吸収層のヒットタイミングの時間差	66
5.10	選別したピクセルの飛跡クラスター	67
5.11	トリガーピクセルからクラスター重心までの距離 (ピクセル)	67
5.12	吸収層のエネルギースペクトル	68
5.13	散乱層と吸収層を合計したエネルギースペクトル	68
5.14	解析によって得た初期反跳方向。	69
5.15	$\phi = 0^\circ$ の同時計数イベントの散乱層で得たエネルギーと吸収層で得たエネルギーの二次元プロッ ト。左が実測で右がシミュレーション結果。	70
5.16	$\phi = 90^\circ$ の同時計数イベントの散乱層で得たエネルギーと吸収層で得たエネルギーの二次元プロッ ト。左が実測で右がシミュレーション結果。	71
5.17	飛跡クラスターのピクセルごとの波高値。左が修正前で右が修正後の飛跡クラスター。	72
5.18	$\phi = 90^\circ$ の同時計数イベントの散乱層で得たエネルギーと吸収層で得たエネルギーの二次元プロッ ト。左が $\phi = 0^\circ$ 、右が $\phi = 90^\circ$	72
5.19	長方形のしく立体角の定義	74
5.20	$\phi = 0^\circ$ のデータを解析して取得した電子飛跡のイメージ	76
5.21	$\phi = 0^\circ$ のセットアップで取得した ϕ 分布	77
5.22	実測とシミュレーションで測定した散乱角 90° における飛跡長分布	77
5.23	$\phi = 90^\circ$ のデータを解析して取得した電子飛跡のイメージ	79
5.24	$\phi = 90^\circ$ のセットアップで取得した ϕ 分布	80
5.25	実測とシミュレーションで測定した散乱角 90° における飛跡長分布。	80
5.26	散乱角を変更した測定セットアップ模式図。左上が $\theta = 90^\circ$ 、右上が $\theta = 60^\circ$ 、左下が $\theta = 45^\circ$ 、 右下が $\theta = 30^\circ$ 。	83
5.27	各散乱角における測定した飛跡長	84

5.28	各散乱角における ϕ 分布。左上が $\theta = 90^\circ$ 、右上が $\theta = 60^\circ$ 、左下が $\theta = 45^\circ$ 、右下が $\theta = 30^\circ$ 。 赤線は実測で青線がシミュレーションのデータである。	85
5.29	散乱角を変更した測定セットアップ模式図 (左) と設定した飛跡の反跳方向 (右)。	86
5.30	各反跳回転角における飛跡長。	87
5.31	各反跳回転角における ϕ 分布。左上が $\phi = 0^\circ$ 、右上が $\phi = 30^\circ$ 、左下が $\phi = 45^\circ$ 、右下が $\phi = 60^\circ$ 。 赤線は実測で青線がシミュレーションのデータである。	87
5.32	反跳深度角を変更する測定セットアップ模式図。左上が $\theta = 90^\circ$ 、右上が $\theta = 60^\circ$ 、左下が $\theta = 45^\circ$ 、右下が $\theta = 30^\circ$ 。	88
5.33	各反跳深度角における飛跡長	90
5.34	各反跳深度角における ϕ 分布。左上が $\psi = 90^\circ$ 、右上が $\psi = 60^\circ$ 、左下が $\psi = 45^\circ$ 、右下が $\psi = 30^\circ$ 。赤線は実測で青線がシミュレーションのデータである。	91

表目次

1.1	超新星爆発によって生成される放射性核種	3
3.1	XRPIX2b の仕様	30
4.1	主な無機シンチレータの特性 [8][20]	40
4.2	H11432-100 の仕様	41
4.3	AD8009 の仕様	42
4.4	イベント取得数とトリガー信号 1 の計数の関係	49
4.5	アナログ信号の遅延時間の $PH - V_{th}$ の依存性。[15] により値を得た。	51
4.6	各層のイベント取得数の関係	55
4.7	線源を用いた同時計数試験の各層の取得イベント数	56
4.8	吸収層のイベント取得数とトリガー信号 2 の計数の比較	56
4.9	修正後の吸収層のイベント取得数とトリガー信号 2 の計数の比較	57
4.10	修正後の吸収層のイベント取得数とトリガー信号 2 の計数の比較	58
5.1	XRPIX2b の各輝線でのエネルギー分解能 (FWHM)	61
5.2	測定における諸パラメータ	70
5.3	イベントレートの比較 (単位:[cnts/s])	73
5.4	実測の露光時間の計測結果	74
5.5	実際の露光時間からイベントレートを再計算した結果	75
5.6	実測の露光時間の計測結果	75
5.7	散乱角を変更して測定したときの各パラメータ	83
5.8	各散乱角における測定時間の比較	84
5.9	各散乱角におけるイベントレート	84
5.10	反跳回転角を変更して測定したときの各パラメータ	86
5.11	各反跳回転角における測定時間と露光時間	86
5.12	反跳回転角を変更して測定したときの各パラメータ	89
5.13	各反跳深度角における測定時間と露光時間	89
5.14	各反跳深度角におけるイベントレート	89

第 1 章

MeV ガンマ線天文学

1.1 MeV ガンマ線の観測

ガンマ線とは一般的に波長が 10pm 程度以下、エネルギーで数 100keV 以上の電磁波のことである。ガンマ線を放出する天体現象は多岐にわたるが、放出するエネルギー帯によって天体現象も変わってくる。我々が注目している MeV ガンマ線領域では、超新星爆発や銀河中心による元素合成やパルサーや活動銀河核からのシンクロトロン放射や逆コンプトン散乱などがあげられる。これらの現象を理解するためには放出されるガンマ線の観測を行うことが重要であるが、この領域の観測は X 線や GeV/TeV 領域のガンマ線と比べると数十年遅れている。この領域のガンマ線は物質との相互作用としてコンプトン散乱が卓越するが、この反応ではガンマ線のエネルギーを測定することができないため観測することが難しいからである。

また、この領域のガンマ線は大気を透過することができないため観測には気球や衛星を用いる必要がある。さらに、宇宙を飛び交う宇宙線が物質と相互作用を起こすとガンマ線を放出するため、天体以外からの放射であるバックグラウンドが存在するという側面を持つ。

これまでの MeV 領域のガンマ線観測は、INTEGRAL 衛星、CGRO 衛星による COMPTEL、Hitomi 衛星の SGD によってなされている。そのなかでも COMPTEL は全天観測を行い、定常 MeV ガンマ線天体を 32 個、突発天体を 31 個観測した (図 1.3[21])。全天観測によって得られた全天イメージは図 1.1、図 1.2 となり、銀河面全体でガンマ線が観測されているのが分かる。

しかし、GeV 領域を観測した Fermi 衛星に搭載された LAT では全天観測で 3000 個近い天体を観測するなど他の領域には及ばない。

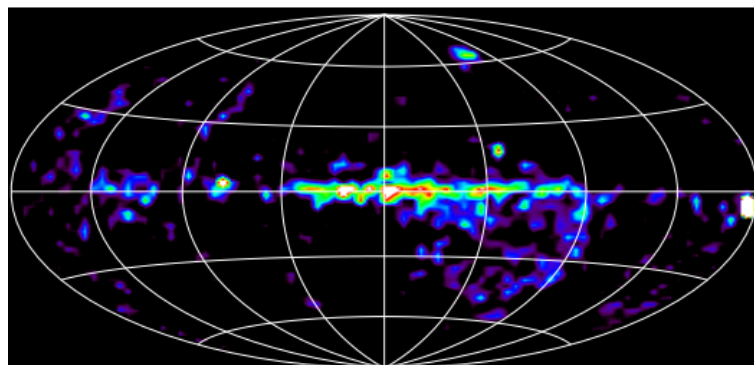


図 1.1 COMPTEL による全天サーベイのイメージ。1~3MeV

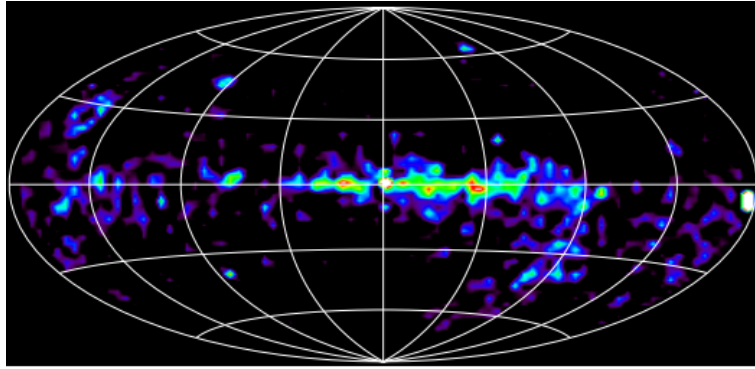


図 1.2 COMPTEL による全天サーベイのイメージ。3~10MeV

Type of Source	Number of Sources	Comments
Spin-Down Pulsars:	3	Crab, Vela, PSR B1509–58.
Stellar Black Hole Candidates:	2	Cyg X–1, Nova Persei 1992 (GRO J0422+32).
Supernova Remnants: (Continuum Emission)	1	Crab nebula.
Active Galactic Nuclei:	10	CTA 102, 3C 454.3, PKS 0528+134, GRO J 0516–609, PKS 0208–512, 3C 273, PKS 1222+216, 3C 279, Cen A, PKS 1622–297.
Unidentified Sources: • $ b < 10^\circ$ • $ b > 10^\circ$	4 5	GRO J1823–12, GRO J2228+61 (2CG 106+1.5), GRO J0241+6119 (2CG 135+01), Carina/Vela region (extended). GRO J1753+57 (extended), GRO J1040+48, GRO J1214+06, HVC complexes M and A area (extended), HVC complex C (extended).
Gamma-Ray Line Sources: • 1.809 MeV (^{26}Al) • 1.157 MeV (^{44}Ti) • 0847 and 1.238 MeV (^{56}Co) • 2.223 MeV (n -capture)	3 2 1 1	Cygnus region (extended), Vela region (extended, may include RX J0852–4621), Carina region. Cas A, RX J0852–4621 (GRO J0852–4642). SN 1991T. GRO J0317–853.
Gamma-Ray Burst Sources: (within COMPTEL field-of-view up to Phase IV/Cycle-5)	31	Location error radii vary from 0.34° to 2.79° (mean error radius: view 1.13°).

図 1.3 COMPTEL によって観測されたガンマ線天体

1.2 MeV ガンマ線天体

1.2.1 超新星爆発

超新星爆発は大質量星の恒星が寿命を迎えたときに起こす大爆発である。超新星爆発を起こす恒星の質量は太陽の8倍以上で、爆発時に重い元素を作り出すと考えられているため重元素の起源であるとされている。

超新星爆発が起こる前の超新星の内部では、自身の重力により核融合反応が起こっている。この反応は質量によって異なるため質量によって爆発時に作り出す元素も変わってくる。この際には安定な元素だけでなくガンマ線を放射する不安定元素も作り出すため、このラインガンマ線を観測することによって元素合成過程を観測することができる。爆発時にはその周りのガスを吹き飛ばした後、星間物質を集めて超新星残骸が形成され、ここでも元素合成により不安定元素は生成される。超新星爆発によって生成される不安定元素とそれが崩壊する際に放出される主なガンマ線のエネルギーを表 1.1 に示す。

MeV 領域で最高感度を誇っている INTEGRAL 衛星では、SN2014J という超新星爆発の観測においてラインガンマ線のスペクトル取得に成功しており、 ^{56}Co からのエネルギーピークが見えている (図 1.4)[1]。

表 1.1 超新星爆発によって生成される放射性核種

放射性核種	ガンマ線エネルギー [keV]
^{56}Co	847, 1238, 2598
^{57}Co	122, 136,
^{56}Ni	158, 270, 480, 759, 812
^{56}Ti	1157
^{56}Al	1809

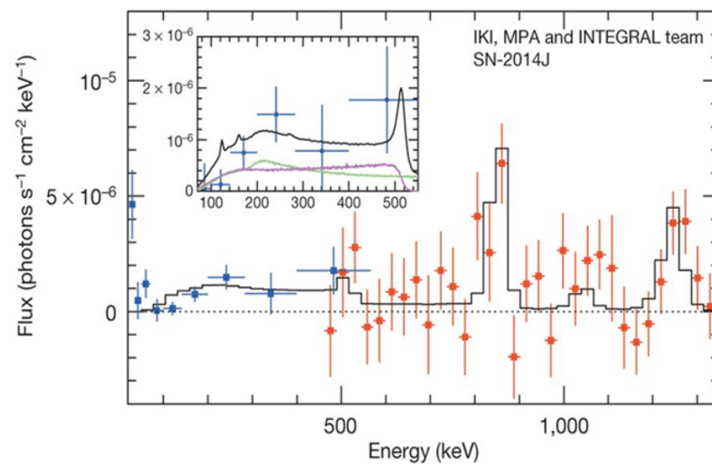


図 1.4 INTEGRAL 衛星による SN2014J の観測スペクトル [1]

1.2.2 パルサー

パルサーとは、電磁波を規則正しく繰り返し放射している天体である。パルサーは中性子星が高速回転しながらビーム状の放射をすることでパルス状の電磁波を放射しているように観測される。これまでに 1600 個程度が観測され、そのパルス周期は 1.6ms~8s にわたっている。パルス周期から自転速度を見積もることができるが通常为天体より高速で回転しており、回転で発生する遠心力を打ち消すほどの重力によって保っている。これらのパルサーのうちガンマ線を放射するものも見つかっており、Fermi 衛星の GeV ガンマ線かんそくにおいて 88 個のパルサーが観測された [22]。

パルサーの中でも良く観測されるものとして Crab パルサーがある。Crab は SN1054 の超新星爆発によって誕生した超新星残骸である。Crab には自身を取り囲む広い領域から X 線からガンマ線を放射しており、これら全体をかに星雲と呼ぶ。かに星雲から放射されるガンマ線スペクトルを図 1.5 に示す。黒線と破線はそれぞれ、高エネルギー電子のシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱のスペクトルの理論曲線を表しており、観測値が曲線とおおむね一致した。これにより星雲の放射過程が強い磁場によるシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱によるものと理解されている。また、最近では Hitomi 衛星の SGD[3] や PoGo+ の気球観測 [23] において軟ガンマ線領域の偏光観測が行われており、かにパルサーの回転角の観測に成功している (図 1.6)。

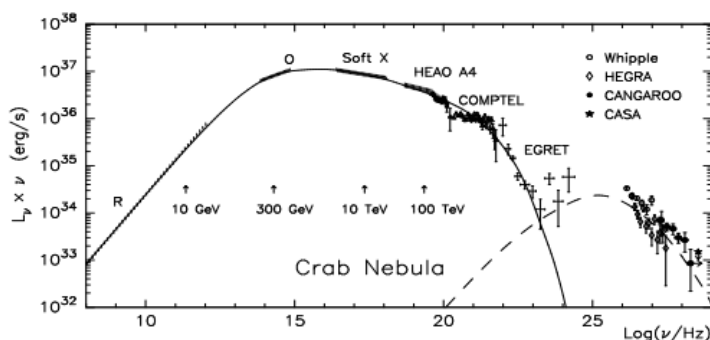


図 1.5 かに星雲の連続成分ガンマ線スペクトル [2]

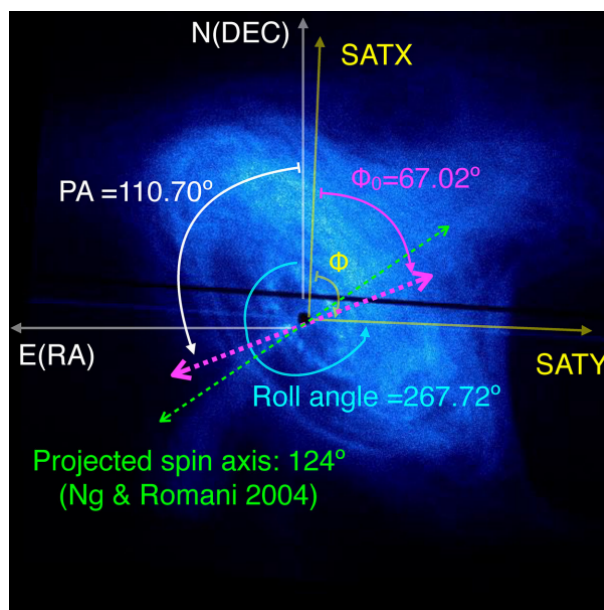


図 1.6 Hitomi 衛星によるかにパルサーの回転角の観測 [3]

1.2.3 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (GRB) は、ガンマ線が数秒から数十秒の間に突発的に観測される現象である。GRB が初めて報告されたのは、1973 年の核実験探査地衛星 VERA によって観測された 16 例のバーストである。突発であるがゆえに観測することが困難であるが、ガンマ線バーストの後に残光として X 線や可視光が放射されることを利用し全領域での観測が進められた。ガンマ線領域の観測では CGRO 衛星の BATSE や COMPTEL で多数の GRB 観測がなされた (図 1.7)。この 2 つの検出器で検出された GRB 990123 の光度曲線とスペクトルを図 1.8 と図 1.9 に示す。GRB のガンマ線放射機構は長年謎であったが、可視光からガンマ線領域の観測から研究が行われ、観測されたスペクトルが示すようにシンクロトロン放射が有力な候補である。さらに、GRB の起源は可視光分光観測によって赤方偏移の値が決定し、数十億光年以上の遠方で発生する爆発であることが明らかとなった。

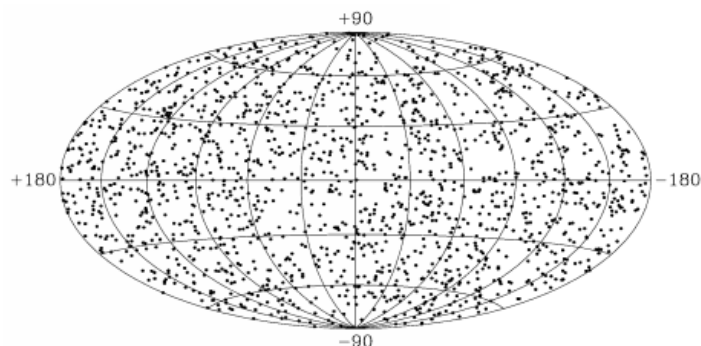


図 1.7 BATSE で観測されたガンマ線バーストの到来方向 [4]

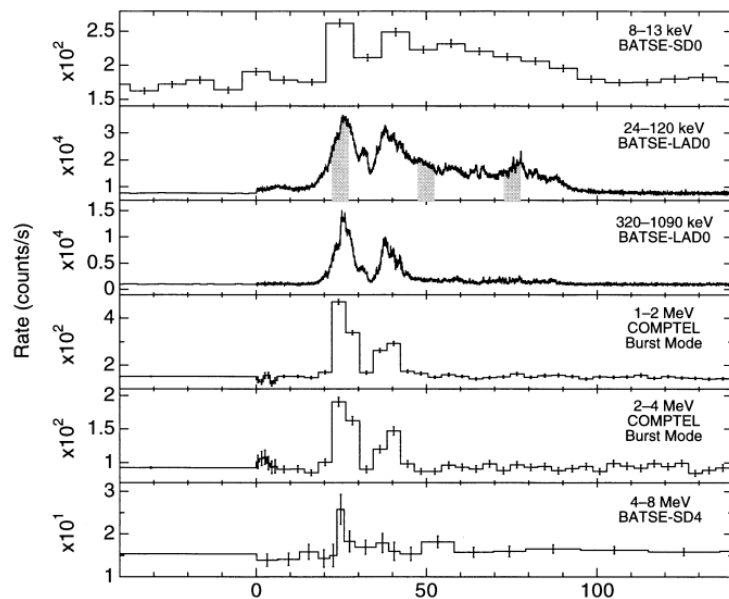


図 1.8 BATSE と COMPTEL で観測されたガンマ線バーストの光度曲線 [5]

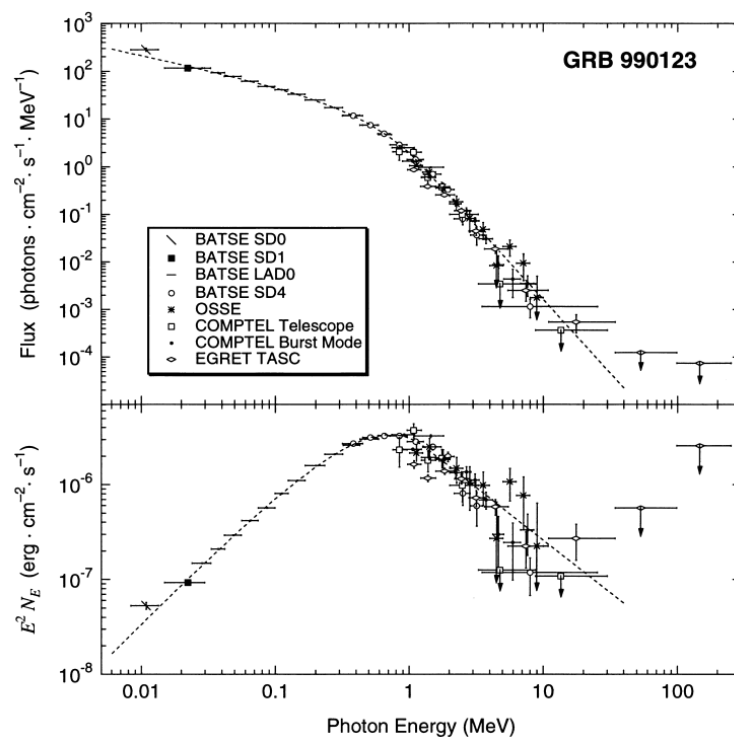


図 1.9 BATSE で観測された GRB 990123 の MeV ガンマ線スペクトル [5]

第 2 章

ガンマ線検出器

2.1 ガンマ線と物質の相互作用

ガンマ線は光子で構成された放射線であり、電離など電氣的相互作用によって直接信号に変換して検出することは難しい。その代わりにガンマ線と物質の相互作用では電子や陽電子を放出する。この荷電粒子と物質の相互作用を利用することで間接的にガンマ線を検出する。

ガンマ線と物質の相互作用はガンマ線のエネルギーと物質の種類によって変わり、主に光電吸収、コンプトン散乱、電子陽電子対生成の 3 つがある。相互作用のガンマ線エネルギーと物質の原子番号依存関係を図 2.1 に示す。図中の σ 、 τ 、 κ はそれぞれ光電吸収、コンプトン散乱、電子陽電子対生成の反応断面積である。図 2.2 は数 keV～数 GeV のガンマ線における Si の相互作用断面積を表す。

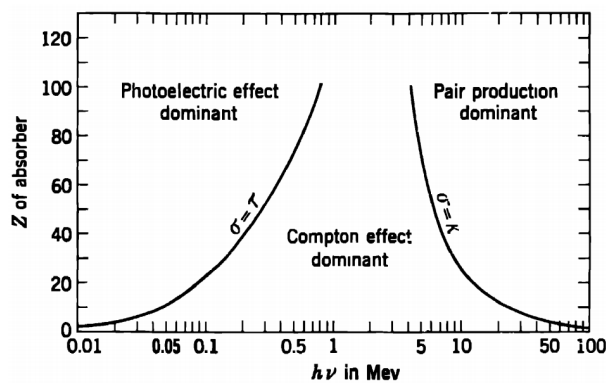


図 2.1 ガンマ線と物質の相互作用の優位性 [6]

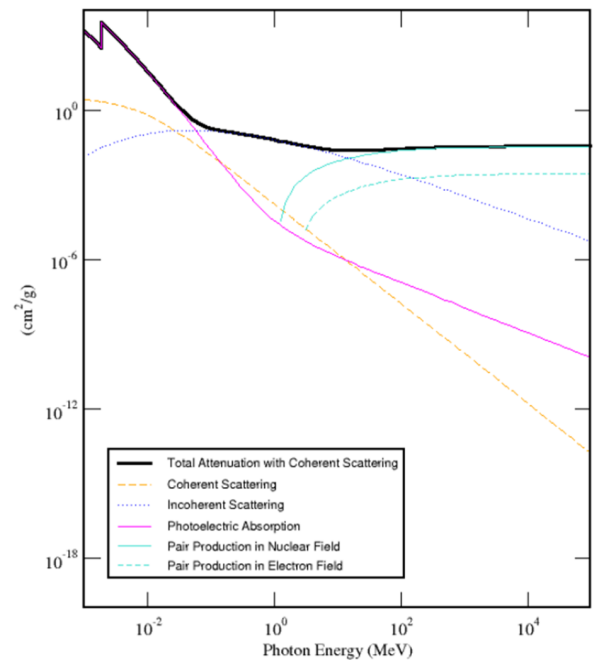


図 2.2 ガンマ線と Si の相互作用断面積 [7]

2.1.1 光電吸収

ガンマ線のエネルギーが数 100keV 以下のとき物質との相互作用は光電吸収が卓越する。光電吸収はガンマ線と原子の束縛電子との相互作用であり、入射ガンマ線はエネルギーを電子の束縛エネルギーと運動エネルギーに変換し消滅する。このとき電離された電子が持つ運動エネルギー K_e は、

$$K_e = E_\gamma - E_{bind}, \quad (2.1)$$

である。ここで、 E_γ は入射光子のエネルギー、 E_{bind} は電子の束縛エネルギーを表す。対象となる束縛電子は $E_\gamma > E_{bind}$ を満たす最も強く結合している電子となるため、 $E_\gamma \simeq 100\text{keV}$ の場合 K 殻電子が放出される確率が最も大きくなる。 E_γ が K 殻の束縛エネルギー以下となると L 殻電子が放出される確率が大きくなる。図 2.2 の黒線にギャップがあるのはそのためである。一般的に K 殻での光電吸収の反応断面積 σ は式 (2.2) の比例関係がある。

$$\sigma \propto Z^n E_\gamma^{-7/2}, \quad (2.2)$$

Z は物質の原子番号を表し、 n はガンマ線のエネルギー範囲によって 4~5 の間の値を取る [6]。この式によると σ は原子番号の n 乗に比例しており、光電吸収の割合を優位的に起こしたい場合、大きな原子番号の物質を用いればよいことが分かる。

また、光電吸収により電離された原子は電子軌道に電子が 1 つ欠損したホール有する正イオンとなる。より内殻でホールを有することは非常に不安定であるため、より外殻の電子がこのホールを埋める。この際に電子の余剰なエネルギーは特性 X 線として光子を放出、または Auger 電子として放出する。放出の優位性は原子番号に依存する。

2.1.2 コンプトン散乱

ガンマ線のエネルギーが数百 keV~数 MeV 領域では、コンプトン散乱が支配的となる。コンプトン散乱は、入射ガンマ線と電子が弾性衝突を起こし、エネルギーを電子に与えて弾き飛ばすと同時にガンマ線が散乱される現象である。 E_γ を持ったガンマ線が静止している電子とコンプトン散乱した場合、散乱後のガンマ線のエネルギー E'_γ は、運動量保存則とエネルギー保存則から式 (2.3) で表される。

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (2.3)$$

ここで、散乱角 θ は入射ガンマ線に対する散乱ガンマ線の角度、 $m_e c^2$ は電子の静止質量エネルギーである。一方、反跳された電子の運動エネルギー K_e は、

$$K_e = E_\gamma - E'_\gamma = \frac{\frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} E_\gamma, \quad (2.4)$$

となる。 $E_\gamma = 511\text{keV}$ のときの E'_γ と K_e の散乱角 θ 依存性を図 2.3 に示す。

式 (2.3) と式 (2.4) では物質中の電子が静止していると仮定した。しかし実際は、電子は原子核などに束縛されて運動をしているため運動量を持っている。したがって測定値では、ある特定の散乱角で散乱された散乱ガンマ線のエネルギー分布は電子が持つエネルギーの幅を持つ。これをドップラー拡がりと呼ぶ。

散乱ガンマ線の角度分布は散乱断面積 σ 、立体角 Ω としたときに微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ で表される [24]。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right]^2 \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right], \quad (2.5)$$

この式はクライン・仁科の式 (Klein-Nishina formula) と呼ばれ、 r_0 は古典電子半径 $\left(= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}\right)$ 、 $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ である。この式から、散乱角度分布は図 2.4 のようになり、ガンマ線のエネルギーが大きいと前方散乱が支配的になる。

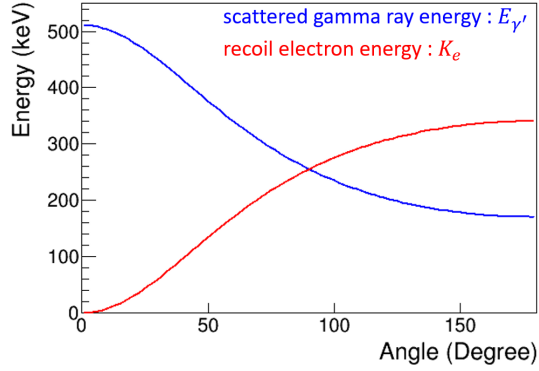


図 2.3 散乱ガンマ線と反跳電子のエネルギーの散乱角依存性

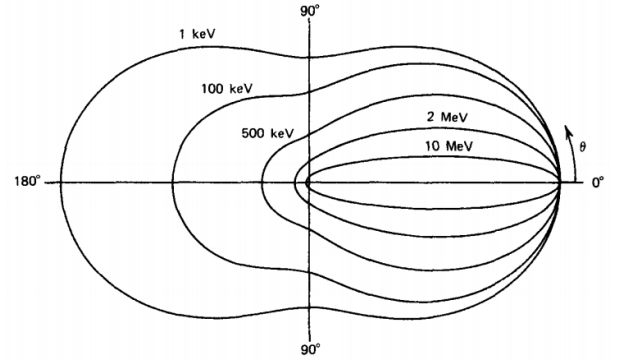


図 2.4 コンプトン散乱の角度分布 [8]

2.1.3 電子陽電子対生成

ガンマ線のエネルギー E_γ が電子の静止質量 $m_e c^2$ の 2 倍 (約 1MeV) 以上を持つ場合、ガンマ線光子と原子核とのクーロン相互作用により電子と陽電子を生成しガンマ線は消滅する。これを電子陽電子対生成という。 E_γ と生成された電子の運動エネルギー E_- と陽電子の運動エネルギー E_+ の関係は以下で表される。

$$E_\gamma = E_- + E_+ + 2m_e c^2, \quad (2.6)$$

E_γ が 1MeV を超える電子-陽電子対生成が増加し 10MeV 以上で支配的な相互作用となる。また、反応断面積 σ と原子番号 Z の関係を近似的に表すと、

$$\sigma \propto Z^2, \quad (2.7)$$

となり、原子番号の 2 乗に比例する。

2.2 ガンマ線イメージング

放射線の検出には荷電粒子と物質との電磁氣的相互作用を利用して信号を取得するのが一般的である。放射線が荷電粒子であるとき、例えば α 線などは物質と直接電離を起こし、発生した電荷を信号として取得することができる。しかし、ガンマ線は電荷を持たないため、2.1 章であげた相互作用により放出される荷電粒子を信号に変換して検出する。この章ではガンマ線の代表的な検出方法である Collimator、Coded mask、Compton imaging について紹介する。

2.2.1 Collimator

コリメーターを使用したガンマ線検出では、ガンマ線を遮蔽するコリメーターを半導体やシンチレーターなどのセンサーの手前に置くことで (図 2.5)、ある特定の方向から入射したガンマ線のみを検出することができる。これによりガンマ線の到来方向を特定する方法である。コリメーターには視野の外からのガンマ線を光電吸収により遮蔽するため式 (2.2) にあるように原子番号の大きいタングステン ($Z=74$) などを用いる。

ガンマ線のエネルギーが数百 keV 以上になると、式 2.2 で示したように光電吸収の断面積が小さくなり透過するようになる。したがって、コリメーターの厚さを大きくすることが要求される。しかし、このエネルギー領域になるとコンプトン散乱が卓越するようになり、コリメーターで散乱されたガンマ線がセンサーに入りバックグラウンドとなる。また、宇宙線とコリメーターの相互作用によりガンマ線が放出される現象が起こるなど、コリメーターの体積を大きくしても感度が悪くなってしまう。このように高エネルギー領域のガンマ線が飛び交うなかで感度を上げる工夫としてアクティブコリメーターを用いる方法がある。このコリメーターは放射線を検出できるシンチレーション結晶などのセンサーからなり、視野外からの放射線を検出して本来のセンサーと同時係数を取ることでバックグラウンドを減らすことができる。

コリメーターを使用した検出器は単純な作りであることから使用されているが、視野が狭いことや質量が大きくなるなどの欠点がある。

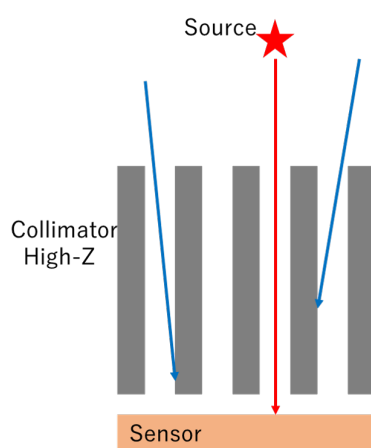


図 2.5 コリメーター検出器の概略

2.2.2 Coded mask

コーデッドマスク法は、ガンマ線を透過する領域と遮蔽する領域を同じ割合で符号化したマスクを検出器の前に置き、各素子のカウントの分布、つまり投影されるマスクの影とマスクパターンの相関関係を取ることでガンマ線の到来方向を決定する方式である (図 2.6)。現在の宇宙ガンマ線観測で最も感度を出している衛星 INTEGRAL に搭載されているのがこの方式である。図 2.7 は、INTEGRAL 衛星に搭載された符号化マスクである。コーデッドマスク法の視野はマスクの面積と検出器のピクセル数によるため、単純に大型化することで視野を大きくとることができる。また、角度分解能の精度は、マスクの符号ピッチサイズ d とマスクと検出器の間の距離 L とすると、

$$\theta \sim \tan^{-1} \left(\frac{2d}{L} \right), \quad (2.8)$$

と表せる。したがって、符号のピッチサイズを小さくするか、マスクと検出器の距離を大きくすることで分解能を上げることができる。

このように、コーデッドマスク法で感度や分解能を上げるためには検出器の大きさや配置などを変更すればよく、比較的単純である。INTEGRAL 衛星には、観測対象のエネルギーの違いにより SPI と IBIS、JEM-X と呼ばれる検出器が搭載されている (図 2.8)。それぞれの対象エネルギー帯は SPI では 18keV～8MeV、IBIS で 15keV～10MeV、JEM-X で 4keV～35keV である。SPI では Ge 検出器を装備し検出面積は 500cm² で達成される視野角は 14° × 14°、角度分解能が 2.5° である [9]。IBIS では 16364 個のピクセルを持つ CdTe 検出器を装備して検出面積は 2600cm² で達成される視野角は 8.3° × 8°、角度分解能が 0.2° である [?]。

符号化マスクはガンマ線を遮蔽する必要がある、コリメーターと同様に原子番号の大きい物質を用いる必要がある。また、光電吸収の確率は式 2.2 より入射ガンマ線のエネルギー E_γ の 7/2 乗に反比例するため、高エネルギーのガンマ線源の観測には向いておらず、観測するためにはマスクの厚さを大きくしなければならない。実際に SPI と IBIS のマスクはタングステンを用いており、その厚さはそれぞれ 3cm と 1.6cm である。これにより検出器の質量はそれぞれ 1309kg と 677kg となり、コーデッドマスク法では検出器の大質量化が避けられない。さらに、マスクを厚くすることで高エネルギーのガンマ線のコンプトン散乱の割合が大きくなりバックグラウンドが増加してしまうという問題点がある。

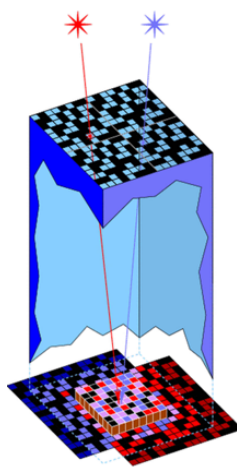


図 2.6 コーデッドマスク法の概略図 [9]



図 2.7 INTEGRAL 衛星の符号化マスク [10]

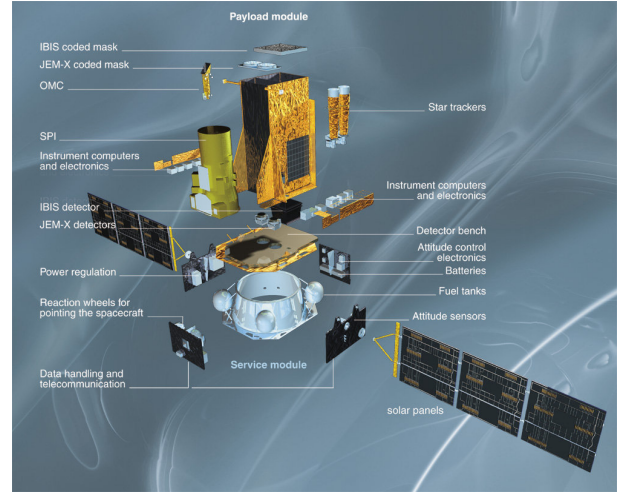


図 2.8 INTEGRAL 衛星の構成 [9]

2.2.3 Classical Compton imaging

ここまで考えてきたガンマ線イメージングは光電吸収を利用した方法である。光電吸収では入射ガンマ線のエネルギー E_γ を検出器で測定できるのに対し、コンプトン散乱では E_γ の一部を散乱ガンマ線がエネルギー $E_{\gamma'}$ として持ち去ってしまうために E_γ を測定できないからである。しかし、sub-MeV 領域のガンマ線と物質との相互作用はコンプトン散乱が卓越するため、コンプトン散乱を利用したイメージングをすることで感度を向上させることができる。コンプトン散乱を利用したイメージングとしてコンプトンイメージング法がある。この方法では2つの異なる検出器で入射ガンマ線がコンプトン散乱する現象と散乱ガンマ線が光電吸収する現象をそれぞれ検出することで入射ガンマ線を再構成する。この方法を利用した検出器をしばしばコンプトンカメラと呼ぶ。コンプトンイメージング法を利用した宇宙ガンマ線領域を観測したものとして、Hitomi 衛星に搭載された SGD(Soft Gamma-ray Detector) や CGRO 衛星に搭載された COMPTEL がある。

- イメージング原理

コンプトンカメラの構成は、入射ガンマ線をコンプトン散乱させる散乱層と散乱層で散乱されたガンマ線を光電吸収させる吸収層からなる。このシーケンスを起こす確率を高めるためにそれぞれの検出器は、散乱層の原子番号 Z_s と吸収層の原子番号 Z_a が $Z_s \leq Z_a$ の関係になるのが望ましい。散乱層では反跳した電子の持つエネルギー K_e を測定し、吸収層では散乱ガンマ線のエネルギー $E_{\gamma'}$ を測定する。2つの測定値とコンプトン運動学から求められる式 (2.9) を用いると入射ガンマ線の散乱角 θ を求めることができる。

$$\cos \theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_{\gamma'}} - \frac{1}{K_e + E_{\gamma'}} \right), \quad (2.9)$$

求めた散乱角 θ と散乱層と吸収層でそれぞれ得た散乱位置と吸収位置を用いて図 2.9 のように入射ガンマ線の到来方向を円環に制限できる。さらに、同一のガンマ線源からのイベントにおいて同様の再構成を行うと、円環の交点が線源の位置として特定できる。

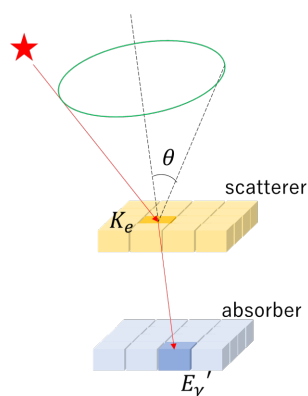


図 2.9 コンプトンカメラのイメージング原理

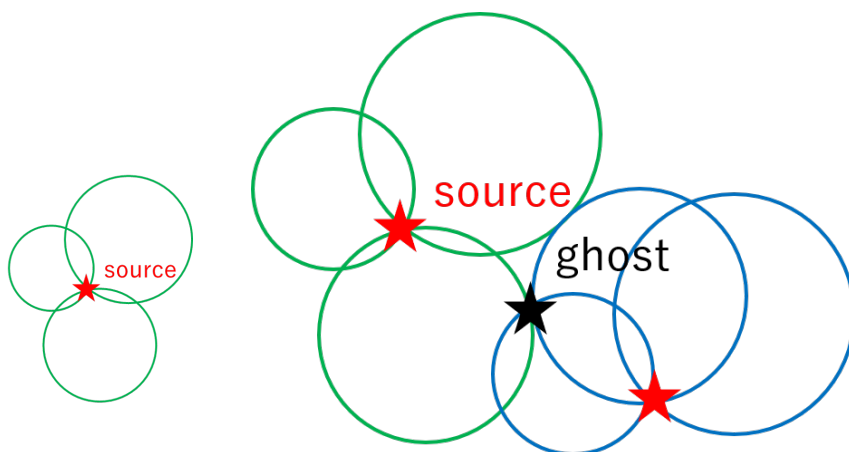


図 2.10 線源が複数あるときの再構成リングの ghost

コンプトンカメラでは散乱層のどの方角から入射したとしてもコンプトン散乱し、吸収層で光電吸収を起こせば検出することができる。つまり、理論上の視野は全球 ($= 4\pi$) である。また、コーデッドマスク法ではマスクの影を作成するために同一天体からたくさんのイベントが必要であるが、コンプトンカメラでは最低 3 イベントで再構成が可能である。これにより、これまでの方法より感度が期待できる。

ただし、図 2.9 から分かるとおり再構成した円環の重なりは真の線源位置以外でも起こる。このように真の線源のない場所での円環の重なりを **ghost** と呼び、**ghost** はバックグラウンドとなり検出器の S/N 比を低下させる。**ghost** は複数のガンマ線源があるとき特に増えてしまう (図 2.10)。先にも述べたようにガンマ線の検出において課題としては、検出器筐体と宇宙線等の相互作用で放射化が起こりバックグラウンドが増加することであるが、このバックグラウンドは再構成のときに **ghost** を生むため、コンプトンイメージングであってもバックグラウンドの問題は大きく残ってしまう。

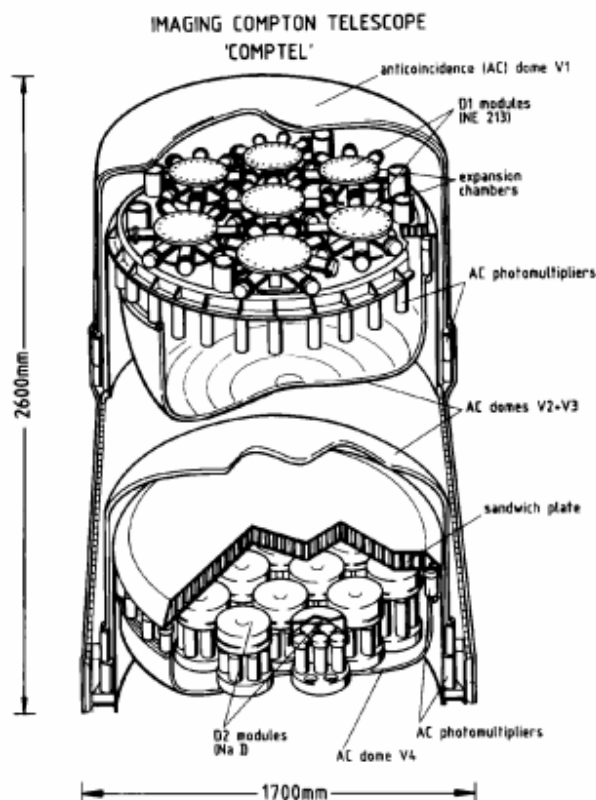


図 2.11 COMPTEL の概念図 [11]

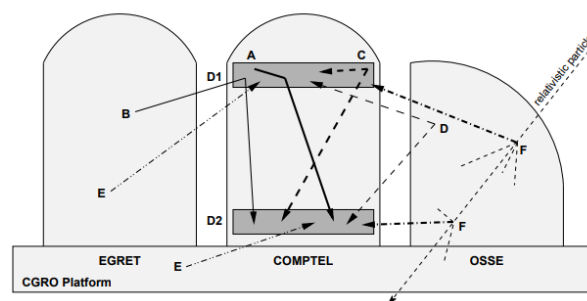


図 2.12 COMPTEL のバックグラウンド過程 [12]

CGRO 衛星に搭載された COMPTEL(図 2.11) は、散乱層に原子番号の低い液体シンチレータ NE-213A、吸収層では原子番号の大きいヨウ化ナトリウム結晶シンチレータ NaI(Tl) で構成され、コンプトンイメージングを用いることにより視野 $1sr$ を達成した。しかし、上記に述べたように様々な過程でバックグラウンドが発生したために期待していた感度には至らなかった。COMPTEL のバックグラウンドの影響は評価されており [12]、図 2.12 に示してあるように、(A) 検出器筐体または (B) 衛星筐体で放射化・散乱が起こり放出されたガンマ線が散乱体でコンプトン散乱し吸収体で光電吸収する場合や (C) 検出器筐体または (D) 衛星筐体で放射化が起こり、放出された複数のガンマ線が散乱体と吸収体でそれぞれ検出された場合、(E) 独立な放射によりそれぞれの検出器に偶然同時に検出された場合、(F) 高エネルギーの宇宙線が様々な筐体で相互作用を起こし放出した大量のガンマ線がそれぞれの検出器で検出された場合などがある。このようにバックグラウンドの発生は多様な過程で発生する。COMPTEL では、散乱層と吸収層のそれぞれで検出された時間の差 TOF(Time Of Flight) を用いてバックグラウンドの制限を図っている。図 2.13 は TOF の分布であり、横軸の正方向が散乱体の方が早いタイミングで検出されたイベントを示す。TOF の制限により、先に散乱層で反応しその後吸収層で反応したイベントを抽出することができる。しかし (A)、(C) のようなイベントは、天体からの真のイベントと区別することができず、TOF 制限のみでは S/N 比が悪くなってしまう。

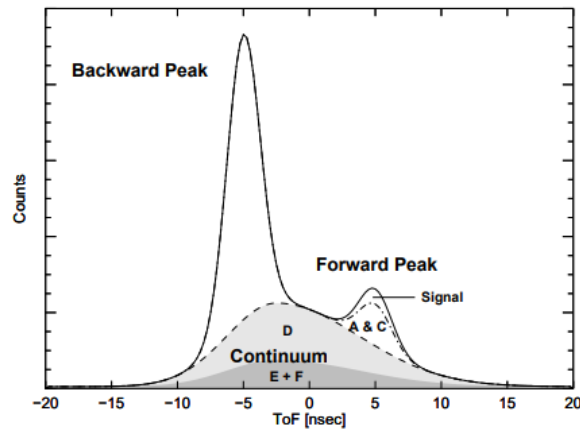


図 2.13 TOF 分布 [12]

Hitomi 衛星に搭載された SGD(図 2.14[13]) は、散乱層に Si 半導体、吸収体に CdTe 半導体を用いた狭視野コンプトンカメラである。厚さ 0.6mm の Si-Pad 検出器 32 層を散乱層とし、0.75mm の CdTe-Pad 検出器 8 層に加え側面囲むように各面 2 層ずつ CdTe-Pad 検出器で配置した吸収層で構成されている。これにより大散乱角のイベントも効率よく検出することができる。半導体検出器を用いることによりエネルギー分解能は 6.6keV(FWHM @511keV[25]) を達成している。SGD の最大の特徴としては、検出器の手前に BGO アクティブシールドとリン青銅のファインコリメータを配置して視野を $0.6^\circ \times 0.6^\circ$ に絞っていることである [25]。これにより、宇宙背景ガンマ線や目標天体以外からのガンマ線バックグラウンドを低減することができる。また、BGO アクティブシールドによって反同時係数を取ることで視野外からの荷電粒子によるイベントを取り除くことができる。さらに視野を絞ることによって、再構成するときの円環が視野と矛盾する部分は除去できイベントを円弧で推定することが可能になる。これにより ghost を減らすだけでなく、衛星や検出器の筐体で放射・散乱されて検出器に入射するバックグラウンドを除去することができる。SGD ではアクティブシールドとコリメータによるものと再構成による 2 つの過程を用いることで強力なバックグラウンド除去を行っている。

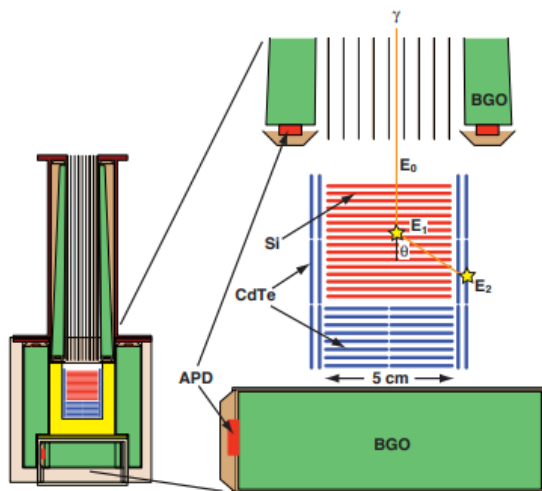


図 2.14 SGD の概念図 [13]

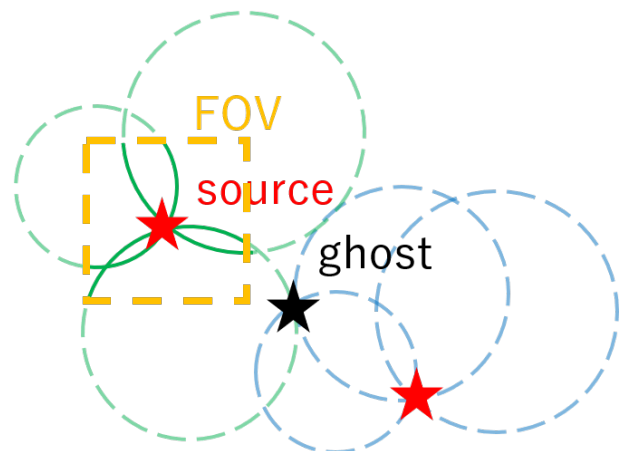


図 2.15 狭視野におけるコンプトン再構成

2.2.4 Electron tracking Compton imaging

Electron tracking Compton imaging では、classical Compton imaging の構成と同様であるが、散乱層においてコンプトン散乱で弾かれた反跳電子の反跳方向を検出することで入射ガンマ線の到来方向の決定精度を上げる方法である。classical Compton imaging は、1 イベントで到来方向を円環でしか制限できず、複数イベントを重ねることで到来方向を決定した。Electron tracking Compton imaging は、反跳電子の反跳方向を情報として付加することによって到来方向を 1 イベントで一意的に特定することができる。これまでの技術では反跳電子の飛跡を捕えるための微細な検出器が完成していなかったが、半導体やガス検出器の位置分解能が向上してきた現在では、この方法を使用した電子飛跡検出型コンプトンカメラの開発が行われている。

- イメージング原理

Electron tracking Compton imaging では、散乱層においてコンプトン散乱点と反跳電子が得たエネルギー K_e 、反跳電子の反跳方向 \vec{e} を測定する。吸収層は光電吸収点と散乱ガンマ線のエネルギー E'_γ を測定する。そして、散乱点と吸収点を結ぶと散乱ガンマ線の方向ベクトル \vec{g} を得る。やはり、classical Compton imaging との違いは散乱層で電子飛跡を検出することだけである。図 2.16 は電子飛跡検出型コンプトンカメラの概念図である。これらを用いてコンプトン散乱に関するエネルギー保存則と運動量保存則を解くことで式 2.10 が得られる。

$$\vec{s} = \frac{E'_\gamma}{K_e + E'_\gamma} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{K_e + E'_\gamma} \vec{e}, \quad (2.10)$$

\vec{s} が入射ガンマ線の方向ベクトル、つまり到来方向を表し 1 イベントで一意的に決定できることが分かる。ちなみに入射ガンマ線のエネルギー E_γ はエネルギー保存則式から求めることができる (2.11)。

$$E_\gamma = K_e + E'_\gamma, \quad (2.11)$$

散乱角 θ と反跳角 ϕ も同様に計算すると、

$$\cos \theta = 1 - \frac{m_e c^2}{K_e + E'_\gamma} \cdot \frac{K_e}{E'_\gamma}, \quad (2.12)$$

$$\cos \phi = \left(1 + \frac{m_e c^2}{K_e + E'_\gamma}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}}, \quad (2.13)$$

と表せる。

\vec{g} と \vec{e} の間の角を α とすると、コンプトン運動学的に

$$\cos \alpha_{kin} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E'_\gamma}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}}, \quad (2.14)$$

と求まる。一方、 α を幾何学的にも求めることができ、

$$\cos \alpha_{geo} = \vec{g} \cdot \vec{e}, \quad (2.15)$$

と表される。式 2.14 と式 2.15 は互いに独立な値であるため、 $\alpha_{kin} = \alpha_{geo}$ を調査することで各層でコンプトン散乱と光電吸収をした一連のイベントであるか確認することができる。これを利用して筐体からのバックグラウンドや偶発的なイベントを除去することができる。

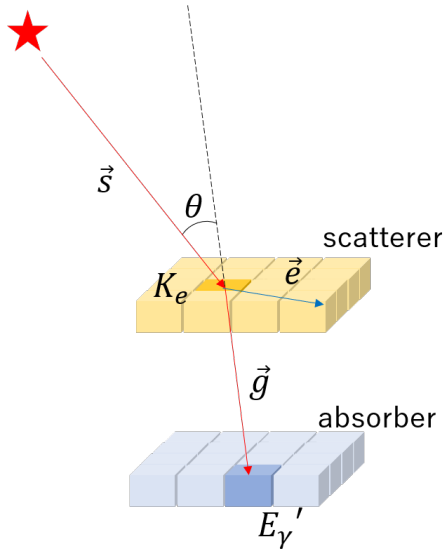


図 2.16 電子飛跡検出型コンプトンカメラの概念図

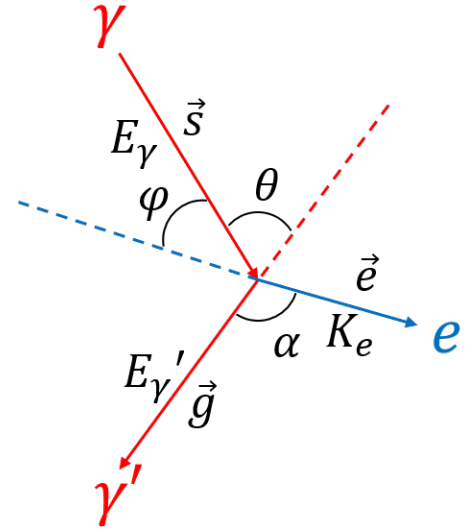


図 2.17 コンプトン散乱における各パラメータの定義

- 角度分解能

電子飛跡検出型コンプトンカメラの角度分解能は ARM(Angular Resolution Measure) と SPD(Scatter Plane Deviation) の 2 つのパラメータで表される。ARM の定義は、

$$ARM = \theta_{geo} - \theta_{kin} = \arccos(\vec{s} \cdot \vec{g}) - \arccos\left(1 - \frac{m_e c^2}{K_e + E'_\gamma} \cdot \frac{K_e}{E'_\gamma}\right), \quad (2.16)$$

である。そして SPD は、

$$SPD = \sin\left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \times \frac{\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}|}\right)\right) \arccos\left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \cdot \frac{\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{rcs} \times \vec{g}|}\right), \quad (2.17)$$

と定義される。 \vec{s} は真のイベントの入射方向、 \vec{s}_{rcs} は再構成により得られた入射方向を表す。結局のところ、ARM は散乱角の分解能、SPD は散乱平面の分解能を表すため、全体の測定誤差は図 2.18 で与えられる扇形になる。

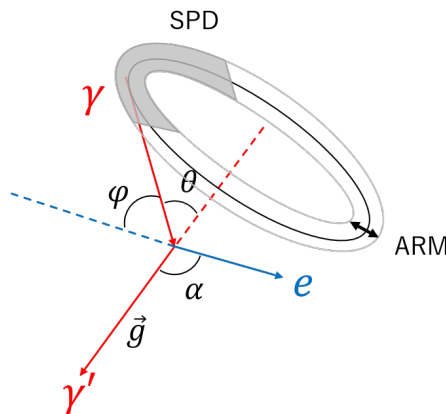


図 2.18 ARM と SPD の定義

これまでに宇宙ガンマ線を観測した電子飛跡検出型コンプトンカメラとして、SMILE プロジェクトによるガス検出器が挙げられる。SMILE では、散乱層として Xe ガス (SMILE-I) や Ar ガス (SMILE-II) を使い、吸収層はシンチレーション検出器を採用している。この検出器では、ガス内で生成された電子飛跡を μ -PIC(micro Pixel Chamber) と呼ばれる微細な比例計数管を輪切りにして並べた構造を持ちそれぞれがピクセルとなる検出器である(図 2.19)。各ピクセルは $400\mu\text{m}$ 間隔で並んでおり、高い位置分解能で 2 次元読み出しが可能である。検出器に対して垂直な方向は、電子飛跡が検出器に到達する時間の違いから得られ、最終的に電子飛跡の 3 次元情報を得る。現在までに、SMILE-I、SMILE-II+ の 2 回にわたり気球実験が行われた。

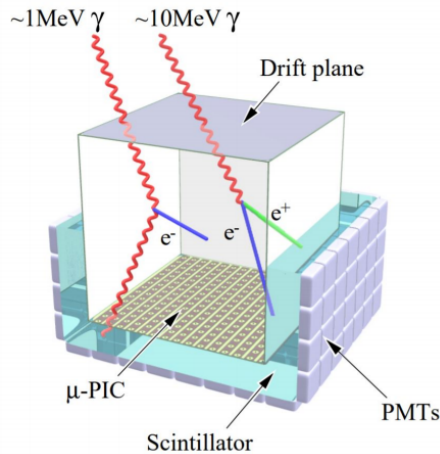


図 2.19 SMILE プロジェクトで使用されている電子飛跡検出型コンプトンカメラ

SMILE-I では、高バックグラウンドな環境で宇宙ガンマ線の検出を実証することを目的に開発され、2006 年に気球実験が行われた。7 時間のフライトで全天観測を行い 10^5 のイベントを測定した。この検出器の検出効率は 10^{-4} 程度で 3sr の視野が得られた。測定されたイベントから宇宙拡散ガンマ線(図 2.20)と大気ガンマ線(図 2.21)のフラックスが得られている [26]。

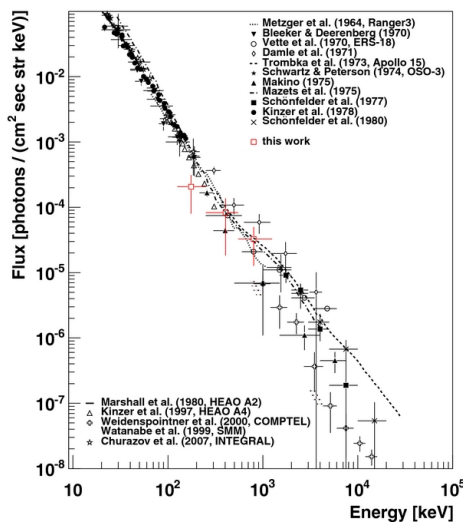


図 2.20 宇宙拡散ガンマ線のフラックス

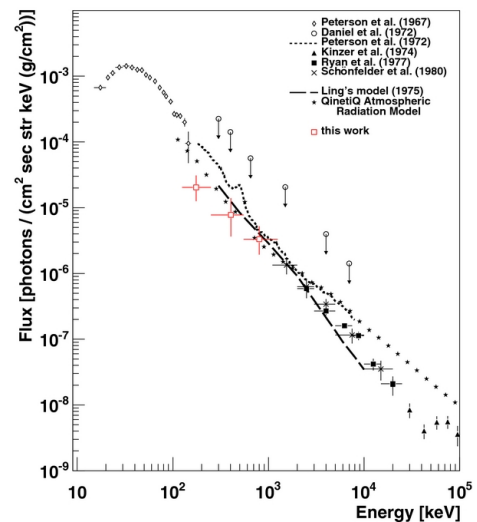


図 2.21 大気ガンマ線のフラックス

SMILE-II+ は Ar 気体が 2 気圧で $30 \times 30 \times 30 \times \text{cm}^3$ の散乱層とそれを囲むように GSO シンチレータを配置し

た構成となっている。この検出器は Crab や Cyg X-1 などの明るい天体の観測を行い、ETCC の MeV ガンマ線観測の有効性を実証することを目指して開発が行われた。そして、2018 年に気球実験において 26 時間のフライトを行っている。現在までに観測結果の報告は行われていないが、その前身である SMILE プロジェクトでは、地上実験で同機での検証が行われた。その結果、300keV で約 1cm^2 の有効面積を得られ、この感度により Crab からのガンマ線を数時間観測することで 5σ で検出できると予想されている [27]。

第 3 章

SOI 半導体検出器

次世代の電子飛跡検出型コンプトンカメラの開発にあたっての課題としては、分光性能の向上と電子飛跡を検出する位置分解能を有することである。分光性能の向上という観点で考えると、散乱層と吸収層ともにエネルギー分解能の優れた半導体検出器で構成することが解決策の 1 つである。電子飛跡を検出する位置分解能を持つ半導体検出器としては CCD 検出器があったが、時間分解能が低く突発天体の観測などに課題がある。そこで我々は、SOI 技術を使用した半導体ピクセルセンサーを散乱層としたプロトタイプの電子飛跡検出型コンプトンカメラを開発した。このプロトタイプの目的は電子飛跡検出型コンプトンカメラの試作と SOI 半導体での電子飛跡検出の原理実証にある。したがって、吸収層は本研究室で開発を行っていたシンチレーション検出器を採用した。その後 CdTe 半導体に変更する予定である。本章ではこのプロトタイプについて詳述する。

3.1 半導体検出器の放射線検出原理

ガンマ線と物質の相互作用は節 2.1 で述べたように、光電吸収、コンプトン散乱、電子-陽電子対生成の 3 種類である。放射線の検出はこのいずれかの相互作用を用いてガンマ線の損失したエネルギーを電気信号に変換することで行われる。3 つ相互作用ではいづれも、ガンマ線自身のエネルギーを渡して束縛から外れた電子を生成する。この電子は電離作用により電子正孔対を生成し、得たエネルギーを使い果たすと消滅する。半導体検出器はこのとき生成された電子正孔対を電荷キャリアとして収集することで入射ガンマ線のエネルギー E_γ を測定する。1 対の電子正孔対を生成するために必要な平均エネルギーを一般に電離エネルギー ϵ と表し、 ϵ は入射放射線の種類やエネルギーにはほとんど依存しない物質固有のものであることが分かっている。したがって、物質中で生成される電子正孔対の数を N とすると、

$$N = \frac{E_\gamma}{\epsilon} \quad (3.1)$$

と表される。実際の電離エネルギーは平均 ϵ にゆらぎを持った値になるため N もゆらぎを持つ、つまり常に E_γ の放射線が電子正孔対に変換されたとしても各 N の値は一定にはならない。これは、いかなる検出器であっても最低限もつエネルギー分解能を有することを意味する。電子正孔対の生成過程がポアソン過程であるとするとその分解能 R_{limit} は、

$$R_{limit} = 2\sqrt{2\ln 2} \frac{E_\gamma}{\sqrt{N}} \quad (3.2)$$

と表せる。このことから分かるように N が大きいほど統計揺らぎの影響が小さくなる。式 3.1 と式 3.2 を合わせると、

$$R_{limit} = 2\sqrt{2\ln 2} \sqrt{\frac{\epsilon}{E_\gamma}} \quad (3.3)$$

が得られる。Si の ϵ は 3.65eV であり、ガス検出器によく使われる Ar や Xe では約 25eV、またシンチレーション検出器によく使われる NaI(Tl) は約 20eV であり、半導体はガスやシンチレータに比べて 10 分の 1 程度である。したがって、半導体はキャリアの生成数が大きく統計揺らぎが小さくなり、他の検出器よりもエネルギー分解能に優れている。さらに、実測で得られるエネルギー分解能は一般的にこの R_{limit} よりも小さくなることが知られており、特に半導体検出器で顕著に現れる。これは半導体では電子正孔対生成過程が独立でなくポアソン過程に従わないためであり、このズレを補正するファノ因子 F を以下の定義で表す。

$$F = \frac{\langle (N_{real} - N)^2 \rangle}{N}, \quad (3.4)$$

ここで N_{real} は放射線入射ごとの生成される対の数であり、分子は観測される分散である。 F を用いてエネルギー分解能を表すと、

$$R_{limit} = 2\sqrt{2\ln 2} \sqrt{F \frac{\epsilon}{E_\gamma}}, \quad (3.5)$$

となる。Si のファノ因子は 0.1 程度である。

正しいエネルギーを測定するためには生成されたキャリアをすべて収集することが必要であるが、電子と正孔は再結合を起こしてすぐに消滅してしまう。半導体検出器では、半導体結晶に電場をかけることで再結合をする前に電極にドリフトさせて信号を得ている。純粋な Si 半導体の場合、バンドギャップが 1.15eV のため熱励起したキャリアはほとんど存在しないが、実際の半導体は純粋ではなく不純物が混在しておりキャリアが熱励起された状態で存在している。この熱励起されたキャリアとの対消滅も考えなければならず、半導体検出器のセンサーはキャリアが存在しない領域 (空乏層) を結晶内に作り出すことが必須である。

3.1.1 空乏化

半導体には価電子を 1 つ余分に持つ原子を不純物としてドーピングした n 型半導体と、価電子が 1 つ少ない (正孔を 1 つ余分に持つ) 原子を不純物としてドーピングした p 型半導体がある。純粋な半導体に存在するキャリアは熱励起によってしか存在しないので、電気伝導性を高くするためにあえて不純物をドーピングして使用する。この 2 つの半導体を接合すると pn 接合半導体ができる。接合した半導体は、n 型の空間には正孔の密度が小さく、p 型の空間には電子の密度が小さくなる。密度勾配が生じることで接合部はキャリアの拡散現象が起きるため電子と正孔が対消滅し、不純物原子はイオンとなりドリフト電場が生成される。生成されたドリフト電場は、それぞれの半導体のキャリアが接合部から遠ざかる方向に力を働かせるため pn 接合の接合部付近はキャリアのない領域となり、一般的に空乏層と呼ぶ。さらに、接合の p 側に対して負の電圧 (バックバイアス電圧) を印加すると接合の間の電位差は大きくなる。この状態では、n 側の電子と p 側の正孔はそれぞれ電極に引かれるため空乏層は拡大していく。

バックバイアス電圧を V_b 、ドナー濃度を N_D 、アクセプター濃度を N_A とすると、n 型と p 型の空乏層厚 x_n と x_p は、

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon(V_b + V_c)}{\epsilon N_D(1 + N_D/N_A)}}, x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon(V_b + V_c)}{\epsilon N_A(1 + N_A/N_D)}}, \quad (3.6)$$

したがって、半導体全体の空乏層厚 W_{dep} は、

$$W_{dep} = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon(V_b + V_c)}{\epsilon} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}, \quad (3.7)$$

アクセプタ濃度がドナー濃度よりずっと大きい度假定 ($N_A \gg N_D$) すると式 3.7 は、

$$W_{dep} \simeq \sqrt{\frac{2\epsilon(V_b + V_c)}{\epsilon} \cdot \frac{1}{N_D}}, \quad (3.8)$$

と近似でき、 $x_n \simeq W_{dep}$ であることから空乏層は n 型へ広がる。

ドーピングした半導体の比抵抗 ρ は μ を多数キャリアの移動度とすると、

$$\rho = \frac{1}{\epsilon\mu N_D}, \quad (3.9)$$

で与えられる。したがって式 3.7 は、

$$W_{dep} = \sqrt{2\epsilon\mu\rho(V_b + V_c)}, \quad (3.10)$$

となる。半導体検出器は、このキャリアのない空乏層を利用することで電子正孔対を効率よく収集する。検出器の実効的厚さは空乏層厚となるため、式 3.10 の関係から高い比抵抗を持つ物質を使用するのが良いことが分かる。

3.1.2 キャリアのドリフトと拡散現象

半導体中で生成されたキャリアはドリフト、拡散、再結合などの効果を受ける。そのうち半導体検出器で重要な過程であるドリフトと拡散について述べる。

ドリフト

半導体中に電場 ϵ を印加すると電子は $-q\epsilon$ の力を受けて一定の速度でドリフトする。その間にも電子は物質中の原子と衝突を繰り返しており、その衝突平均時間と τ_c とすると電子の運動方程式は、

$$m_n \frac{dv_n}{dt} = q\epsilon - \frac{P}{\tau_c}, \quad (3.11)$$

となる。ここで m_n と P は電子の質量と運動量である。定常状態を考えると $\frac{dv_n}{dt} \rightarrow 0$ より電子のドリフト速度 v_n は、

$$v_n = -\frac{q\tau_c}{m_n}\epsilon = -\mu_n\epsilon, \quad (3.12)$$

と表される。 $\mu_n \equiv \frac{q\tau_c}{m_n}$ は電子移動度と呼ばれ、 $[cm^2/V \cdot s]$ の単位で表される物質による定数である。正孔の場合も同様に以下で表される。

$$v_p = \frac{q\tau_c}{m_p}\epsilon = \mu_p\epsilon, \quad (3.13)$$

このドリフトを利用して生成された電子正孔対である電子飛跡をセンサーまで輸送してエネルギーの取得及び飛跡イメージングを行う。

電場によるキャリアの移動はドリフト電流となる。断面積 A で電子密度が n/sm^3 の半導体を考える。電子電流を I_n として電子電流密度を J_n を表すと、

$$J_n = \frac{I_n}{A} = \sum_i^n (-qv_i) = -qn v_n = qn \mu_n \varepsilon, \quad (3.14)$$

となる。正孔も同様に以下を得る。

$$J_p = \frac{I_p}{A} = \sum_i^p (qv_i) = qn v_n = -qp \mu_p \varepsilon, \quad (3.15)$$

半導体全体に流れる電流密度 J は以下で表される。

$$J = J_n + J_p = (qn \mu_n + qp \mu_p) \varepsilon, \quad (3.16)$$

式 3.16 はオームの法則である。よって、抵抗率を σ として、

$$\sigma = q(n \mu_n + p \mu_p), \quad (3.17)$$

となる。また、半導体の比抵抗 ρ は以下となる。

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(n \mu_n + p \mu_p)}, \quad (3.18)$$

拡散

キャリアの拡散とは半導体中のキャリア密度に勾配がある場合に勾配減らす方向に電子が移動する現象である。子の拡散現象により流れる電流について考える。図 3.1 のような電子密度分布 $n(x)$ を考える。温度は一樣で熱平衡状態にあり、電子は熱速度 v_{th} と平均自由行程 l で熱運動している。平均自由行程、熱速度と衝突平均時間 τ_c とは以下の関係がある。

$$l = v_{th} \tau_c, \quad (3.19)$$

$x = 0$ の面を左から横切る電子の単位時間、単位面積当たりの数 F_{left} は、

$$F_{left} = \frac{\frac{1}{2} n_{(-l)} \cdot l}{t_c} = \frac{1}{2} n_{(-l)} \cdot v_{th}, \quad (3.20)$$

となり、右から横切る数は、

$$F_{right} = \frac{\frac{1}{2} n_{(l)} \cdot l}{t_c} = \frac{1}{2} n_{(l)} \cdot v_{th}, \quad (3.21)$$

となる。したがって $x = 0$ を左から右に流れる実効的なキャリア F は以下で表される。

$$F_{left} = F_{left} - F_{right} = \frac{1}{2} v_{th} [n_{(-l)} - n_{(l)}], \quad (3.22)$$

F をテイラー展開して第二項までを取ると、

$$F = \frac{1}{2} v_{th} \left[\left(n_{(0)} - l \frac{dn}{dx} \right) - \left(n_{(0)} + l \frac{dn}{dx} \right) \right] = -v_{th} l \frac{dn}{dx} = -D_n \frac{dn}{dx}, \quad (3.23)$$

となる。ここで $D_n \equiv v_{th} l$ と定義され、拡散係数と呼ばれる。最終的に拡散による電子電流密度は、

$$J_n = -qF = qD_n \frac{dn}{dx}, \quad (3.24)$$

となる。正孔も同様に、

$$J_p = qF = -qD_p \frac{dp}{dx}, \quad (3.25)$$

である。このようにしてキャリアは拡散を受けるため、実際の電子飛跡は拡がる。

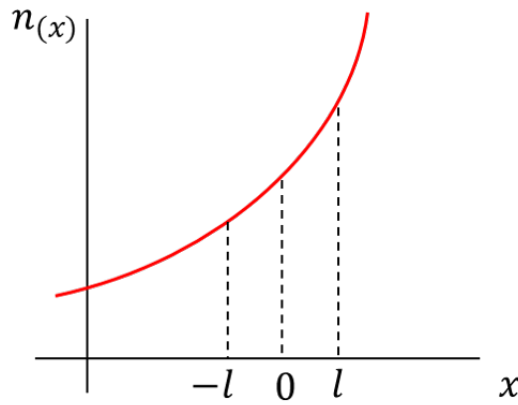


図 3.1 想定する電子密度分布

ドリフトと拡散が起きる場合の電子飛跡の拡散

ドリフトと拡散を記述する方程式として連続の式がある。図 3.2 のように断面積が A の半導体中の 1 次元におけるキャリアの輸送について考える。 x において微小部分に流れ込む電子数、 $x + dx$ において微小部分から流出する電子数を考えると、

$$\frac{\partial n}{\partial t} A dx = \left[\frac{J_n(x)A}{-q} - \frac{J_n(x+dx)A}{-q} \right], \quad (3.26)$$

となる。 $x + dx$ における電流密度の式をテイラー展開して、連続の式に代入すると近似的に、

$$\frac{\partial n}{\partial t} A dx = \left[\frac{J_n(x)A}{-q} - \frac{J_n(x)A}{-q} - \frac{A}{-q} \frac{\partial J_n}{\partial x} dx \right], \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x}, \quad (3.28)$$

と連続の式が求まる。正孔も同様に、

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x}, \quad (3.29)$$

となる。電流密度の式 3.14、3.24 を用いて変形すると、

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} \left(q\mu_n n \varepsilon + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \right) = n\mu_n \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \mu_n \varepsilon \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \quad (3.30)$$

となる。正孔も同様に式 3.15、3.25 を用いると、

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} \left(q\mu_p p \varepsilon + qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \right) = p\mu_p \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \mu_p \varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \quad (3.31)$$

と導出される。

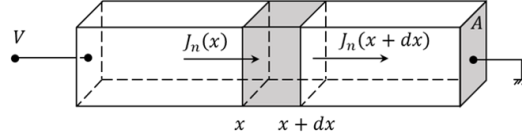


図 3.2 想定する半導体

式 3.31 を用いて正孔における電子飛跡の拡散を確かめる。式 3.31 を定常電場 $\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0$ 、初期条件 $p(x, 0) = \delta(x)$ のもと解くと解は正規分布となる。

$$p(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D_p t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_p t}\right), \quad (3.32)$$

これは、 $t = 0$ のときに原点に局在していた正孔の時刻 t 、位置 x における密度分布を表す。これより、1 次元拡散の標準偏差は $\sigma_{diff} = \sqrt{2D_p t}$ となる。

さらに、温度 T で熱平衡状態での拡散係数は、

$$D_{n,p} = \left(\frac{kT}{q}\right) \mu_{n,p}, \quad (3.33)$$

と表される。この式はアインシュタインの関係式と呼ばれ、半導体中のキャリアのドリフトと拡散を特徴づける重要な定数である移動度と拡散係数の関係を示す。

この式と式 3.13 を用いてセンサーから距離 l の位置に生成された正孔の拡散は、

$$\sigma_{diff} = \sqrt{\frac{2D_p l}{\mu_p \varepsilon}} = \sqrt{\frac{2kTl}{q\varepsilon}}, \quad (3.34)$$

導出される。

3.2 SOI 半導体検出器

SOI 半導体とは、絶縁層の上にシリコン結晶薄膜を形成し、そのシリコン結晶上に MOS トランジスタを作成する SOI(Silicon On Insulator) 技術を使用した半導体である。この技術を用いた SOI 半導体検出器は、絶縁層の上に低比抵抗の層を形成しトランジスタを搭載した信号処理回路層とする。絶縁層の下は高比抵抗の層にバックバイアス電圧をかけて空乏化して放射線センサーとする。SOI 半導体検出器は、センサー層と回路層が 1 つのチップで実装することができるため、接合部をバンプボンディングする必要がない。これにより接合部由来の機械的なノイズを低減することができる。また、絶縁層を挟むことによって回路とセンサーとのクロストークを抑制することができる。クロストークとは、信号線を通る電荷によってセンサーとの間にコンデンサのような構造を作り出しオフセットやノイズとなる現象である。クロストークを気にする必要がないため高密度にセンサーを配置できることや回路動作の速度向上が達成される。

本研究では、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) が中心に開発した SOIPIX と呼ばれる SOI 半導体検出器を用いた。3.2.1 節で SOIPIX の構成と特徴について述べる。

3.2.1 SOIPIX

SOIPIX の断面概略を図 3.3 に示す。SOIPIX では、絶縁層 (SiO_2) の上部に CMOS 回路を搭載した回路層、下部に n 型半導体を空乏化したセンサー層、それからセンスノードに隣接するように p 型にドーパされた Buried P-Well(BPW) で構成されている。以下では、SOIPIX の性能に関わる CMOS 回路と BPW について紹介する。

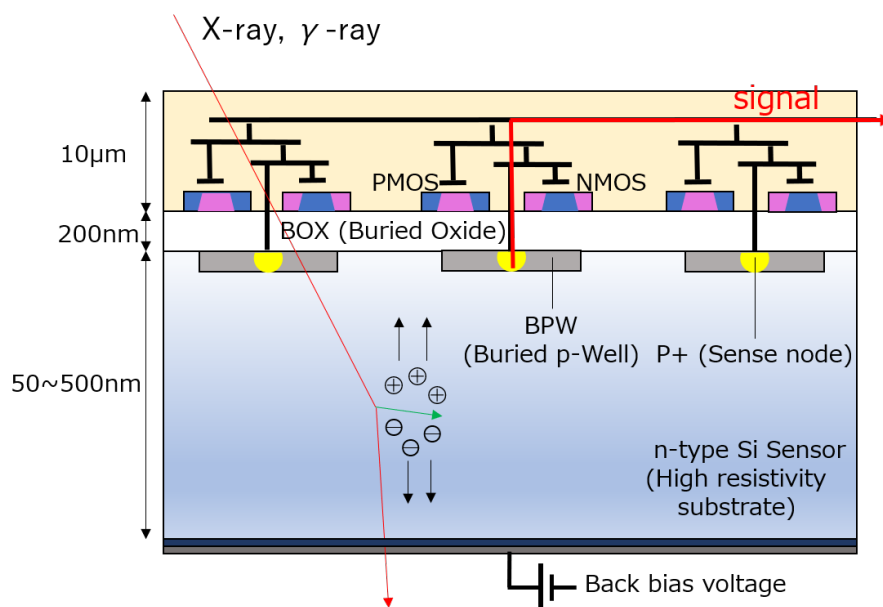


図 3.3 SOIPIX の断面概略図

CMOS

CMOS 回路とは、MOSFET(Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect-Transistor) と呼ばれる電界効果トランジスタの一種である NMOS と PMOS を組み合わせたものである。ここで NMOS の動作について述べる。NMOS

は図 3.4 のように p 型の Si 基板に n 型の層を距離 L の間隔を置いて配置する。この間の上に絶縁体の薄い Si 酸化膜を作りさらに導体を積層することでゲート電極を形成します。n 型の層にはそれぞれソース電極とドレイン電極を接続した構造になっている。ゲートに電圧を印加していない状態 (a) では、ドレインとソースは p 型半導体によって遮られているため電流は流れない。ゲートとソースの間に + の電圧 V_{gs} を印加すると (b)、ゲートの下にある p 型半導体の正孔はゲートから離れる方向に進み、電子はゲートに引き付けられる。 V_{gs} をさらに上げていくと引き付けられる電子が蓄積されていきソースとドレインが接続されるようになる。これによりソースからドレインへ電子の移動が可能になり電流が流れだす。このときに生成された電子の層をチャンネルといい、電流の流れ始める V_{gs} を閾値電圧 V_{th} と呼ぶ。このように NMOS ではゲートに印加する電圧を制御することで素子全体の電流制御を行うことができる素子である。PMOS も極性が変わるだけで動作原理は変わらない。CMOS は 2 つを相補的に組み合わせることによって高速動作かつ低消費電力な回路設計が可能となる。

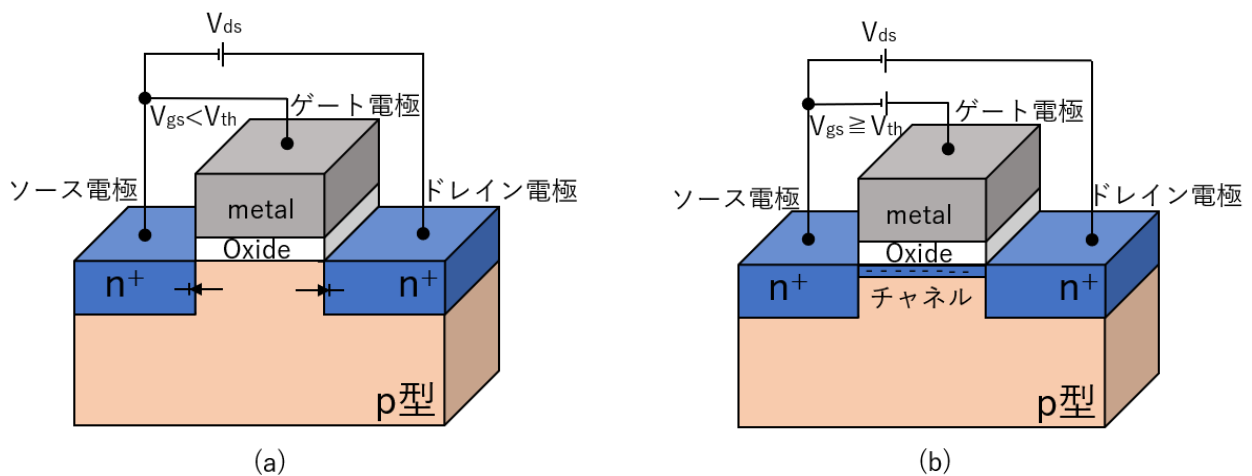


図 3.4 NMOS の動作概略。(a)NMOS がオフ状態、(b)NMOS がオン状態

BPW

MOSFET には基板に印加される電圧により V_{th} が変化するバックゲート効果と呼ばれる現象が起こる。これは基板に印加されるバックバイアス電圧により、生成された n チャンネルと p 型基板の間の空乏層領域が大きくなる。これをゲートの電場によって終端するためにはより大きなゲート電圧が必要になるため、閾値電圧が大きくなる。この効果は SOIPIX でも無視できない。SOIPIX は、先述のとおりセンサー層をより大きく空乏化するために高いバックバイアス電圧を印加する必要がある。実際に印加された電圧は回路層の MOSFET に影響を及ぼして出力信号が減少するという報告がある [14]。この効果を抑制するために導入されたのが BPW(Bulied P-Well) である。BPW を回路層内 CMOS 回路の直下、つまりセンサー層の表層に形成することで BPW の電位を安定させる効果がある。これにより CMOS 回路にバックバイアス電圧の影響を与えずバックゲート効果を抑制している。NMOS に対するバックバイアス電圧依存性の BPW の有無による影響を図 3.5 に示す。BPW がいないときは、バックバイアスに対してドレイン-ソース間に流れる電流が変化している。一方 BPW を形成した場合はバックバイアス電圧に依存していない。BPW を形成することで高いバックバイアス電圧をかけても動作するようになる [14]。

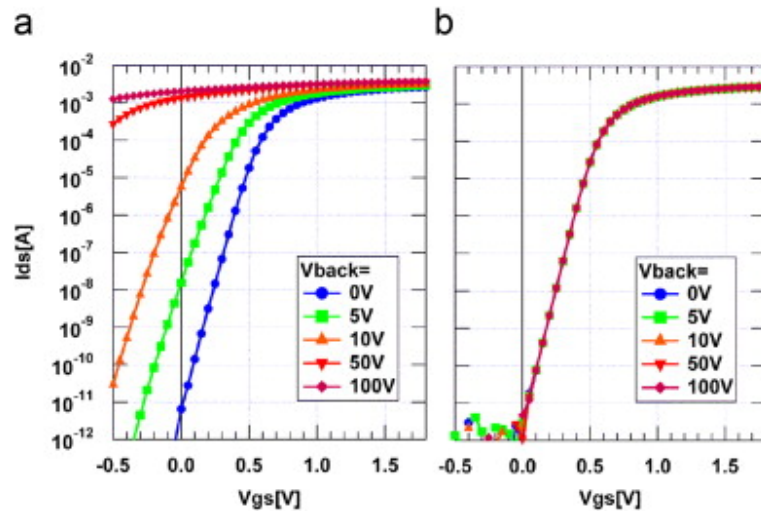


図 3.5 NMOS の I_{ds} - V_{gs} 曲線のバックバイアス電圧依存性。(a)BPW なし、(b)BPW を 0V に接続 [14]

3.3 XRPIX2b

XRPIX2b(図 3.6) は、京都大学 CR-X と KEK が共同で設計開発した XRPIX シリーズ 4 番目の素子である。XRPIX シリーズとは宇宙 X 線観測用の SOIPIX であり、イベント検出のタイミングと位置情報を出力するトリガー情報出力機能を搭載していることが特長である。本素子でも引き継いでおり、読み出し方法が CCD 検出器のように一定時間露光して読み出すフレームモードとイベントタイミングをトリガー出力しイベントの到来ごとに読み出すイベント駆動モードの 2 種類がある。XRPIX2b は前作の XRPIX1b から撮像面積の拡大を図っており、イベント駆動読み出しを利用した検出器を試作するうえで有効な素子である。XRPIX2b の主な仕様を表 3.1 に示す。素子全体のサイズは 6mm 角に対しピクセルサイズは $30\mu\text{m}$ 角であり、全ピクセル数は 152×152 個である。周辺回路側の 2 辺の 8 ピクセルはダミーピクセルとして使用しないため実際の有効ピクセルは $144 \times 144 (= 20736)$ で有効面積は 4.3mm 角である。

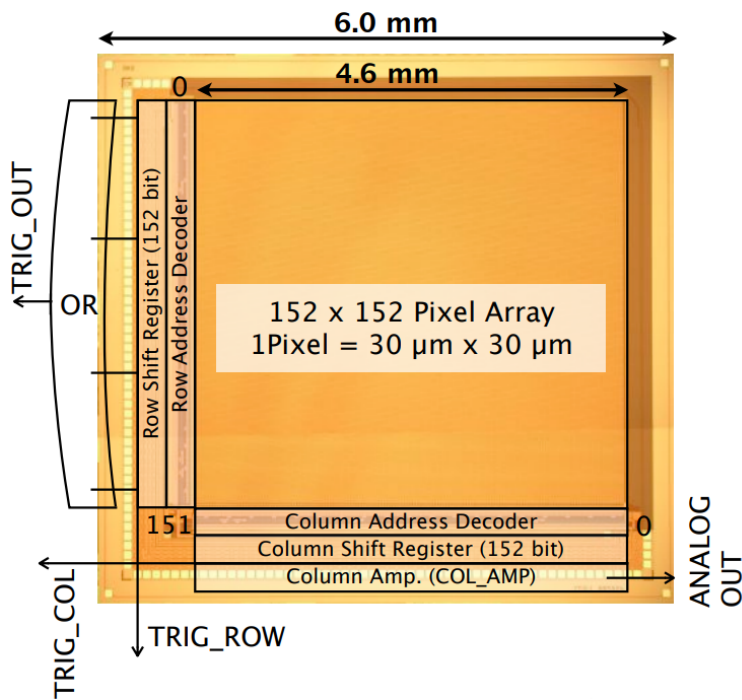


表 3.1 XRPIX2b の仕様

チップサイズ	6.0 mm 角
ピクセルサイズ	$30\mu\text{m}$ 角
BPW サイズ	$12\mu\text{m}$
ピクセル数	152×152
有効ピクセル数	144×144
有効面積	4.3 mm 角
センサー層厚	$300\mu\text{m}$

図 3.6 XRPIX2b 素子 [15]

物質中を進む電子の飛程を Mukoyama et.al[16] によって推定することで、511keV ガンマ線が散乱角 θ で散乱したときの飛跡長を図 3.7 に示す。大角度散乱である 90° 散乱のときの飛跡長は約 $300\mu\text{m}$ と推定される。ピクセルサイズが $30\mu\text{m}$ であれば、飛跡長は 10 ピクセルとなるため飛跡をイメージングできると想定した。半導体 ETCC としての検出効率を考えた場合、小角度散乱の確率が高いためピクセルサイズはできるだけ小さくしなければならない。これらを踏まえたうえで $30\mu\text{m}$ サイズのピクセルを持つ XRPIX2b での飛跡検出性能を確かめ、今後の素子開発に要求されるピクセルサイズを評価する。

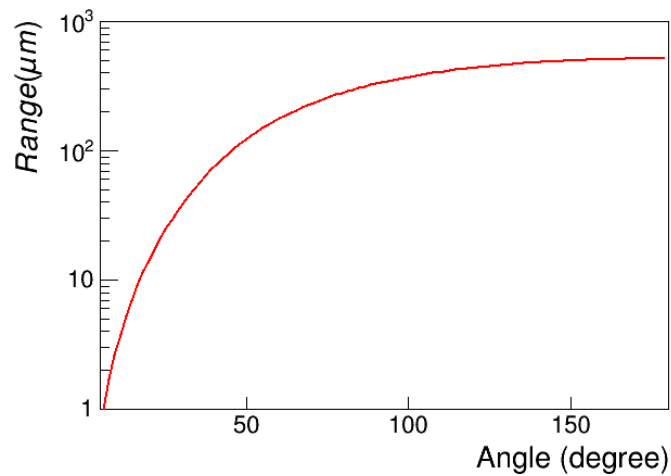


図 3.7 Mukoyama et.al[16] から計算される 511keV ガンマ線の散乱角に対する Si 中の電子の飛程

3.3.1 読み出し回路

XRPIX2b のピクセル内読み出し回路は、Correlated Double Sampling (CDS) 回路を含む信号処理部分とトリガー出力部分の 2 つに分かれている。XRPIX2b の各ピクセルに搭載されているピクセル回路を図 3.8 に示す。

• CDS 回路

XRPIX2b はある時間露光した際にピクセルに蓄積された電荷を読み出すことで信号を得る。その後、蓄積した電荷をリセットして再度露光するという工程を繰り返すことで測定を行うが、リセットするときに kT/C ノイズというノイズが発生する。 kT/C ノイズは、CMOS 回路を抵抗とみなしたときそこに印加される電圧がオン・オフに切り替わる時に電子のランダムな熱運動に起因する熱雑音である。 kT/C ノイズのパワーはキャパシタの容量に反比例するという性質がある。したがって、読み出し回路の容量を大きくすることでノイズは減少する。しかし、容量を大きくすると回路全体のゲインが下がるため、S/N 比が悪くなり後段の回路からのノイズ等に弱くなってしまう。これを避けるために考えられたのが CDS 回路である。図 3.8 の中央部にあるキャパシタ (CDS cap.) を設置することで読み出し回路で発生したノイズをこのキャパシタで変換したノイズへと変わる。読み出し回路の容量よりもキャパシタの容量を大きくすることで kT/C ノイズを低減するという仕組みである。

• トリガー回路

XRPIX2b のトリガー回路はヒットパターンの出力とヒットタイミングの出力する役割がある。XRPIX のトリガー回路は図 3.8 の赤線で囲った部分にある 2 つの反転増幅器で構成される。各ピクセルはこの回路によって、ユーザーが任意に指定することができる基準電圧を信号が超えた場合にトリガー信号を出力する。ヒットパターン信号は出力されたトリガー信号をピクセルの行 (Column) と列 (Row) でそれぞれ認識して出力される。ヒットタイミング信号は出力されたトリガー信号の全 OR を取ったものである。

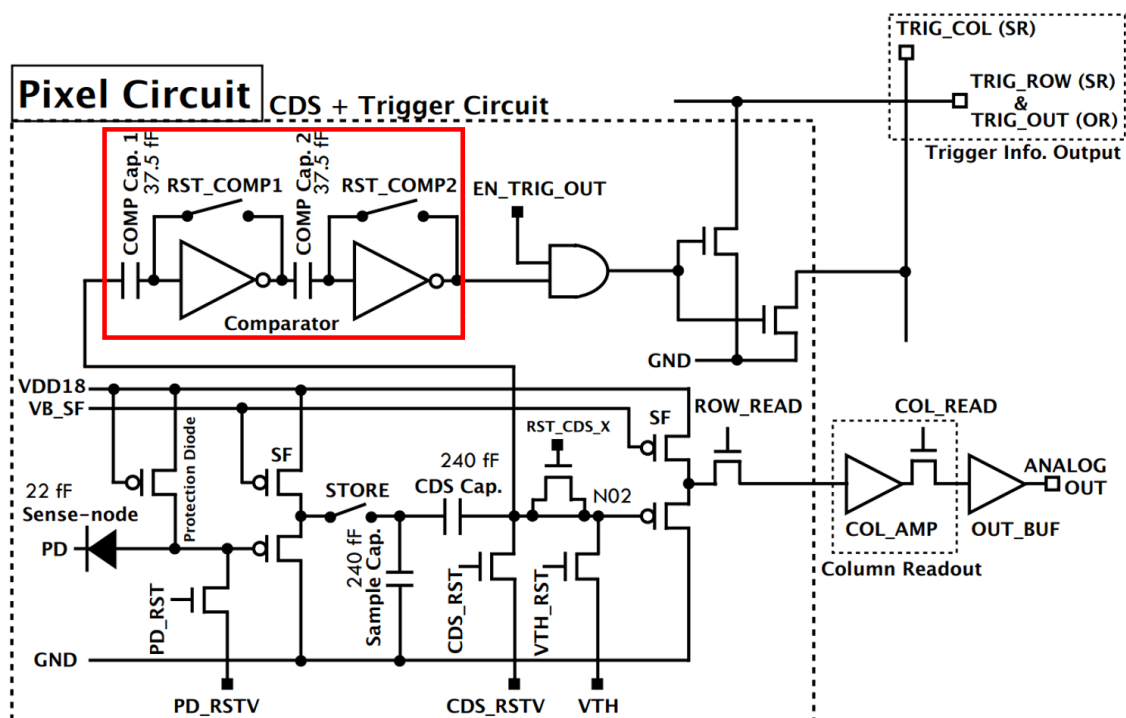


図 3.8 XRPIX2b のピクセル回路 [15]

3.4 XRPIX2b の基礎特性 (先行研究)

使用する XRPIX2b の基礎特性が先行研究 [15]、[17] によって確かめられている。この章ではこれまでに判明している XRPIX2b の基礎特性について紹介する。

3.4.1 完全空乏化の確認

検出感度を最大限に出すためにはセンサーとしてはたらく空乏層を最大にする必要がある。この素子のセンサー層は $300\mu\text{m}$ のため空乏層厚が最大となるのはこのセンサー層一面が空乏化することである。このようにセンサー層すべてが空乏化することを完全空乏化といい、そのときの V_{back} を実験から求めた。図 3.9 はバックバイアス電圧 V_{back} を $10\sim 120\text{V}$ まで変更したときの X 線源 ^{241}Am からの 13.6keV のエネルギー (減衰長約 $367\mu\text{m}$) のフォトンカウントをプロットしたものである。測定は -20° に冷却し、露光時間 1m sec で 10 万フレームのデータを解析したものである。X 線の減衰長が空乏層厚よりも長い場合、センサー層で検出されるフォトンカウント数は空乏層厚 W_{dep} に依存する。したがって、 W_{dep} が完全空乏化に達したときフォトンカウントは一定となるはずである。図 3.9 をみると、 $V_{back} \simeq 50\text{V}$ 付近で一定となっていることが分かり、完全空乏化するバックバイアス電圧は約 50V とわかった。

一方、空乏層厚 W_{dep} と、バックバイアス電圧 V_{back} は式 3.10 から理論的には図 3.10 の関係がある。 $300\mu\text{m}$ の空乏層厚に達するには約 50V 必要であり、実験値が一致していることから使用する XRPIX2b の空乏化が正常に動作していることが確かめられた。

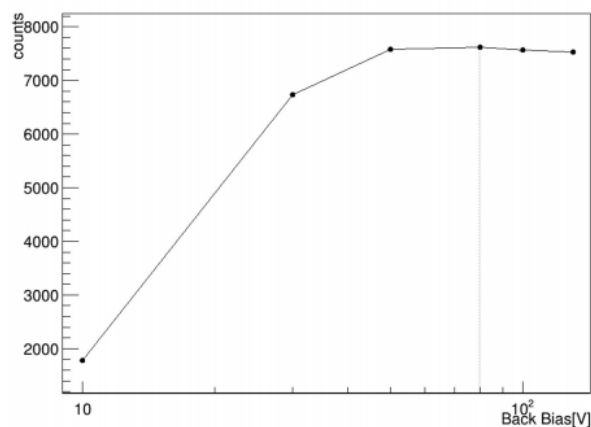


図 3.9 ^{241}Am のフォトンカウントとバックバイアス電圧の関係 [17]。

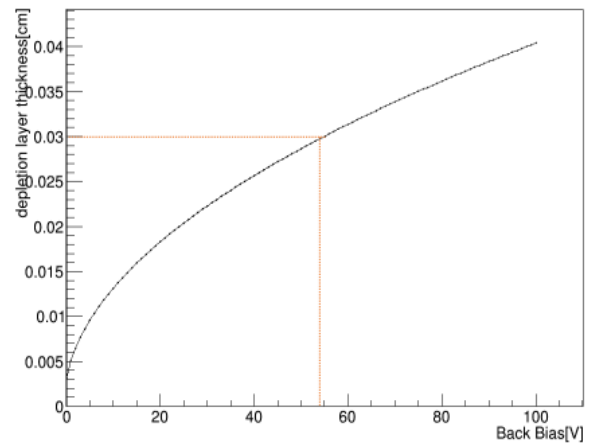


図 3.10 空乏層厚とバックバイアス電圧の依存性の理論値 [17]。使用した XRPIX2b の抵抗率 ρ は $5.2\text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ 、 V_c は 0.6 V とした。

3.4.2 イベント駆動読み出しのスペクトル性能の劣化

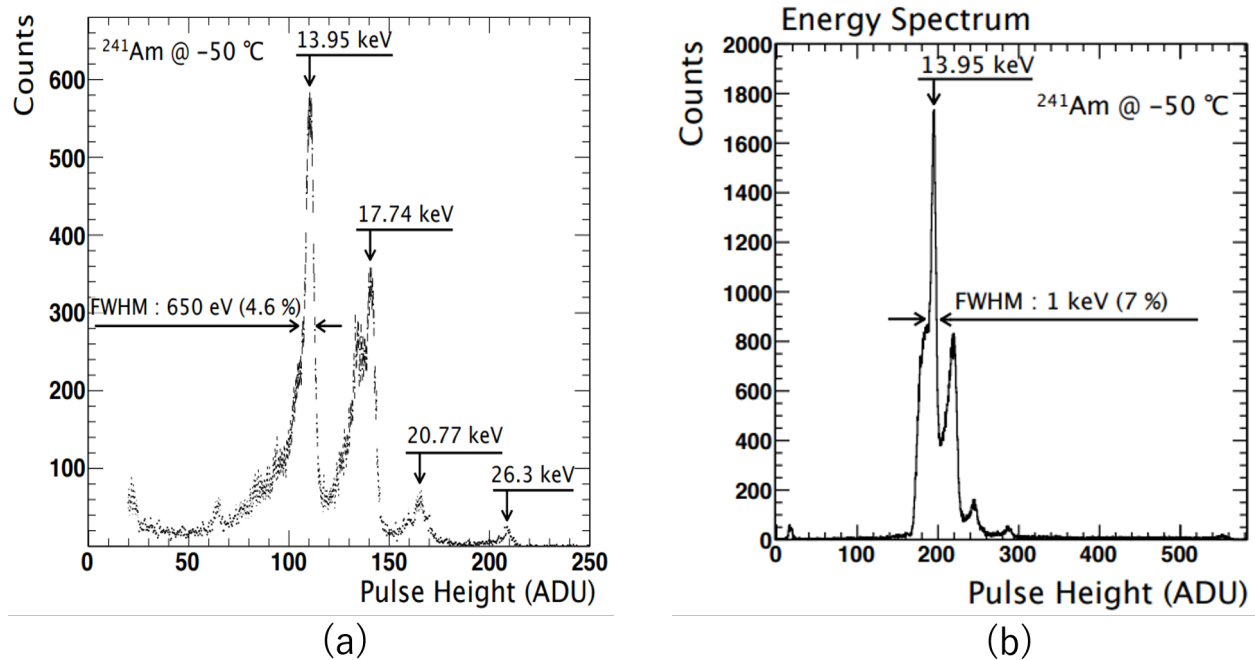


図 3.11 XRPIX2b で得られた ^{241}Am の X 線スペクトル [15]。(a) がフレーム読み出し、(b) がイベント駆動読み出しで取得したスペクトル。

XRPIX2b 素子のイベント駆動読み出しではフレームモードと比較してエネルギー分解能の劣化が起こることが報告されている [15]。XRPIX2b を -60° に冷却したときの ^{241}Am の線源からの X 線スペクトルを図 3.11 に示す。(a) はフレーム読み出し、(b) はイベント駆動読み出しで測定したときのスペクトルである。スペクトルを見ると 13.9keV のライン X 線に対するエネルギー分解能はフレーム読み出しで 650eV(FWHM) なのに対してイベント駆動読み出しでは 1keV(FWHM) と確かに低い。

そのほかにも読み出し方法の違いによる性能の変化が報告されている [15]。図 3.12 は線源 ^{241}Am 、 ^{109}Cd 、 ^{55}Fe 、 ^{133}Ba を使用して得られた較正曲線である。イベント駆動読み出しでは 0keV のところに 80ADU ほどのオフセットが乗っている。さらに低エネルギー側 (5.9keV) が線形性から外れている。

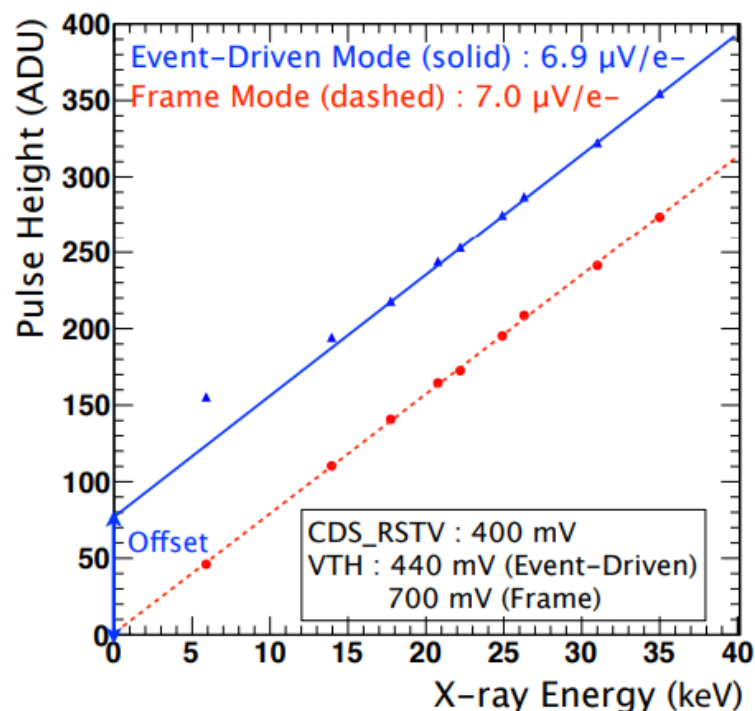


図 3.12 ^{241}Am , ^{109}Cd , ^{55}Fe , ^{133}Ba の 5.9、13.9、17.74、20.77、24.9、26.3、31、35keV ライン X 線を用いたエネルギー曲線 [15]

これらの原因は X 線が入射したときのアナログ波形を観察することによって明らかにされた。図 3.13 はイベント駆動読み出しにおける X 線入射時の各アナログ波形をオシロスコープで見たものである。この波形から 4 つの問題点が指摘されている。

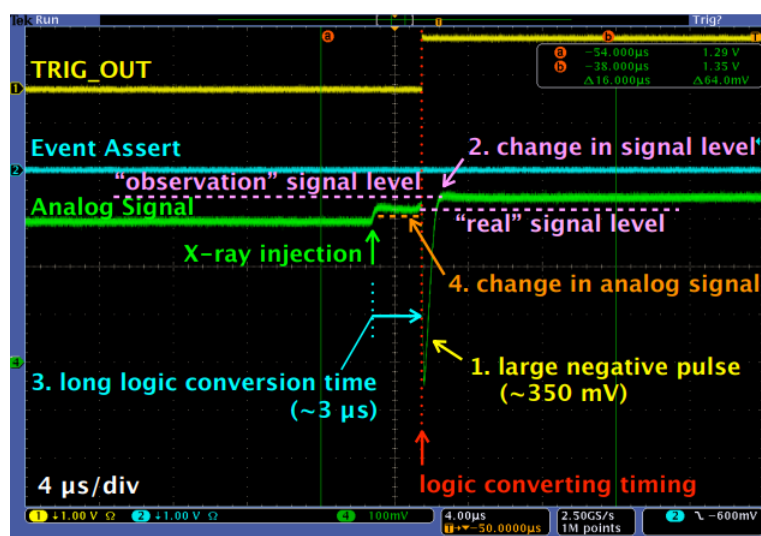


図 3.13 イベント駆動読み出しにおける X 線入射時の各アナログ波形 [15]

1. X 線入射後のアナログ信号の立ち下がり

各ピクセルからのトリガー信号の OR である TRIG_OUT が立ち上がると同時にアナログ信号に立下りが生

じている。これは、読み出すピクセルを固定する設定をしたときに現れるものであるとわかった。したがって、本研究での読み出しでは固定を行わないためにこの影響は無視できる。

2. アナログ信号のレベルの変化

X 線から変換された真のアナログ信号 (“real” signal level) と実際に観測される信号 (“observation” signal level) との間に信号レベルの差が生じている。これは、3.3.1 小節で述べたトリガー回路内のトリガー信号線と検出ノードの容量結合によるクロストークが影響である。SOIPIX はセンスノードとトランジスタが近接している (約 $200\mu\text{m}$) ため。この影響が大きくなってしまう。この信号レベルの差は、校正曲線に現れるオフセットと一致しており、オフセットの原因であることが分かっている。

3. 長い論理反転時間

X 線が入射したときから実際に TRIG_OUT が出力されるまでに大きな時間が生じている。この現象は、設定したスレシールドと実際の信号レベルの差が小さいほど大きくなると報告されている。この問題は本研究で行うハードウェア上での同時係数読み出しに影響がある可能性がある。同時係数では各層で反応したタイミングが同時であればイベントを取得する。イベントのエネルギーによって TRIG_OUT のタイミングが変化するということは同時であるかを判定するのが困難になる可能性があるからである。したがって、本研究の場合の信号レベルと閾値電圧からこの時間差を求めて影響を見る必要がある。詳しくは節で考察する。

4. アナログ信号の変化

X 線のアナログ信号に変化が生じている。これは、トリガー回路内のコンパレータの動作とレイアウトが原因であることが分かっている。トリガー回路に使用している CMOS は PMOS と NMOS の組み合わせであることは先述した。この 2 つはある特定の電圧で OFF になるが、それを組み合わせた CMOS では中間電位では両方が ON 状態になり、電源からグランドに貫通電流と呼ばれる電流が流れてしまう。XRPIX2b ではトリガー回路内のコンパレータは信号レベルとスレシールドの差に応じて出力の種類を High と low に変更している。このとき、その差が小さいほど大きな貫通電流が流れ、アナログとデジタルの電源ラインを分離させていなかったことによりアナログ信号に影響を与えていた。これが図 3.12 で低エネルギー側の線形性が保たれていなかった理由である。

本研究で使用する XRPIX2b 素子でも性能劣化は改善されていないため影響を留意して研究を行う必要がある。

第 4 章

電子飛跡検出型コンプトンカメラの試作機の開発

sub-MeV 宇宙ガンマ線の高感度低バックグラウンド観測に向けて電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC) を開発する。本研究では sub-MeV ガンマ線によって放出されるコンプトン反跳電子の飛跡を SOI 半導体検出器で検出できるか実証・評価するために試作機を開発した。この章ではこの検出器の構成と動作させるためのシステムの開発について述べる。

4.1 試作機の構成

2.2.4 節で述べたように ETCC は散乱層と吸収層の 2 種類の検出器を用いるため、まずは 2 つの検出器の選定を行った。散乱層は 3.3 章で述べた SOI 半導体検出器の XRPIX2b を用いる。吸収層には CsI(Tl) 結晶を用いたシンチレーション検出器を選定した。宇宙ガンマ線の観測を目的とする場合、分光性能は高くなければならないため 2 層ともに半導体検出器を使用することが必須である。しかし本研究は、SOI 半導体検出器である XRPIX2b の反跳飛跡検出性能を評価することが目的であり、吸収層はヒットタイミングとエネルギーを取得できればよく、性能はまだ考えない。したがって初の試作機では、本研究室で以前から開発してきた CsI(Tl) シンチレーション検出器を使用してシステムの開発と飛跡検出性能の評価を行った。

4.1.1 散乱層 SOI 半導体検出器

散乱層は XRPIX2b 素子と動作制御・データ読み出し用の SEABAS ボード、それら 2 つを繋ぐための Sub ボードの 3 つで構成された半導体検出器を用いる。SOI 半導体検出器の構成を図 4.1 に示す。

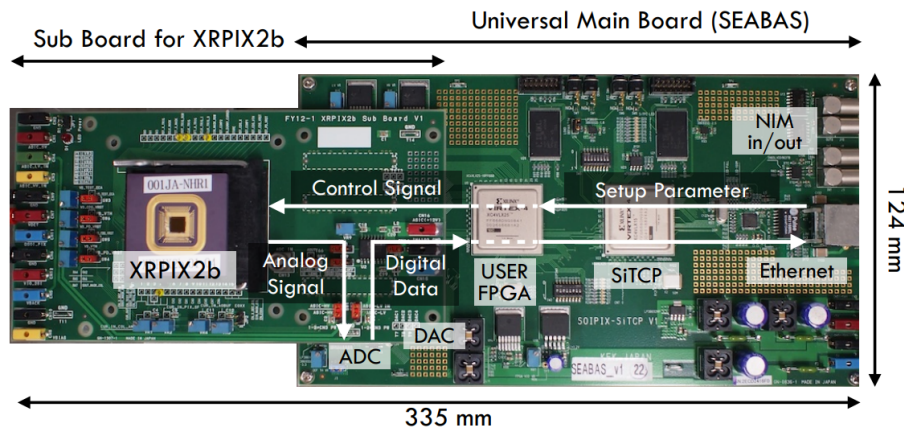


図 4.1 SOI 半導体検出器の構成

• SEABAS ボード

素子の動作制御データ出力用ボードは SOIPIX グループが開発した Soipix EvAluation BoArD with Sitcp (SEABAS) と呼ばれるもので、素子制御と測定動作を行う User FPGA チップとデータ転送用の SiTCP FPGA チップを搭載している。両チップに搭載されている FPGA とは Field Programable Gate Array の略で、このチップの中にはあらゆる回路が組み込まれており、それらの回路を組み合わせることでユーザーが求める処理を実現することができる IC である。回路の変更は PC 上のファームウェア言語を使用してプログラムを書き換え、チップに読み込ませることで指示した処理をハードウェア上で行うことが可能である。本研究で使用するファームウェア言語は Verilog HDL を使用している。User FPGA では XRPIX シリーズの素子によって制御動作を変更でき、SiTCP FPGA では任意のデータ転送処理を行うことができるという汎用性を実現したボードである。データ転送用の SiTCP FPGA は、KEK(Open-IT プロジェクト)で開発された SiTCP という高エネルギー物理実験で要求される多チャンネルかつ高速データ収集を行うことを目的として開発された FPGA とイーサネットを接続する技術を搭載しており、素子からのデータをイーサネット経由で高速 PC に転送することができる。これは通常の TCP ではデータをソフトウェア上でシリアルに処理されるため高速なデータ処理が困難に限界があったが、ハードウェア上で並列処理を行うことで安定した動作を実現している。SEABAS ボードには NIM 規格のコネクタが入出力それぞれ 2 つずつ付いており、User FPGA で操作することにより NIM 信号の入出力が可能である。

• Sub ボード

Sub ボードは素子動作のための電圧印加、素子を制御する信号を伝達、そして素子からの信号を転送する役割がある。したがって、素子によって固有の sub ボードが存在する。Sub ボードには ADC と DAC を搭載しており、ADC では素子のピクセルから送られてくるアナログ信号をデジタル信号に変換し、DAC では素子制御用のデジタル信号をアナログ信号に変換している。XRPIX2b 用ボードの ADC は 1V/12bit の分解能を持ち、1ADU (Analog-to-Digital Unit) は $244\mu\text{V}/\text{ch}$ となる。

4.1.2 吸収層 CsI(Tl) シンチレーション検出器

吸収層に用いる検出器は散乱ガンマ線のイベントタイミングとエネルギーを測定する役割を持つ。そのために採用したのがシンチレーション検出器である。シンチレーション検出器は図 4.2 に示しめしたとおり CsI(Tl) シンチレーション結晶、光電子増倍管 (PMT)、プリアンプ、そして汎用読み出しボードで構成される。この 4 つの役割に

ついて以下で紹介する。

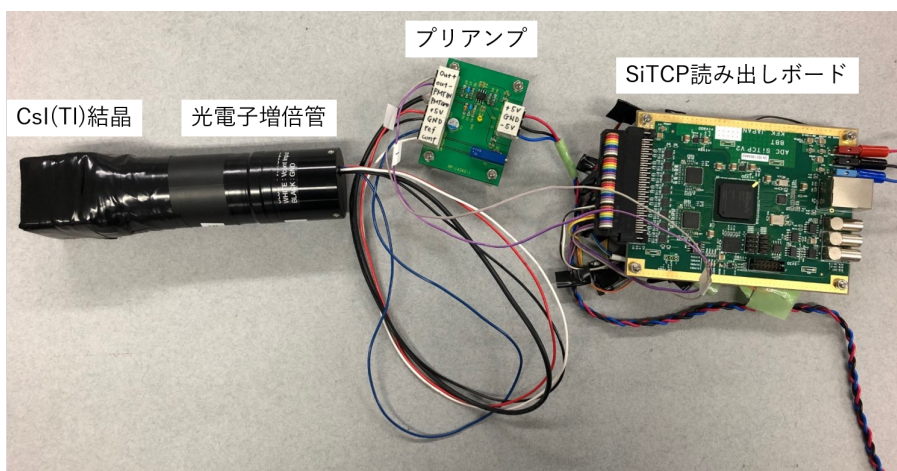


図 4.2 シンチレーション検出器の構成

CsI(Tl) シンチレーション結晶

シンチレーション結晶とは放射線と相互作用を起こしたときにシンチレーション光を発する物質である。ガンマ線はシンチレーション結晶中に存在する束縛電子とコンプトン散乱や光电吸収を起こすことで電子にエネルギーを与え束縛状態から解放させる。この電子は結晶中で他の電子を励起させ、励起した電子が価電子帯に戻るときに光子を放出する。放出された光子の数はガンマ線が最初に励起した電子の運動エネルギーに比例するため、コンプトン散乱の場合はガンマ線が散乱によって落としたエネルギーを、光电吸収の場合はガンマ線のエネルギーを測定することができる。純粋な結晶の場合、伝導帯と価電子帯の間の禁止ギャップを越える形で励起と脱励起が行われるが、この過程は効率が悪い。さらに、禁止ギャップは可視光の光子を放出するには大きく可視光を発することができない。

可視光の放出確率を上げるために、シンチレーション結晶には通常少量の不純物 (活性化物質) を添加する。この不純物により純粋な結晶のエネルギー帯の構造を変形させ、通常の禁止ギャップより小さいギャップで遷移が起きるようになる (図 4.3)。

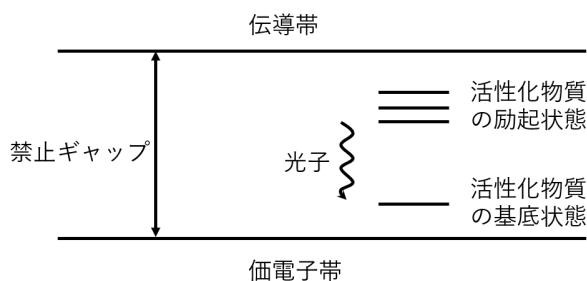


図 4.3 シンチレータのエネルギーバンド図

主な無機シンチレータの特性を表 4.1 に示す。今回用いる CsI(Tl) シンチレーション結晶 (図 4.4) はヨウ化セシウムにタリウムを不純物としてドーピングしている。CsI(Tl) は実効原子番号が 50 程度と大きい散乱ガンマ線の光电吸収の断面積が大きい。また、潮解性が低く取り扱い容易かつ比較的安価である。

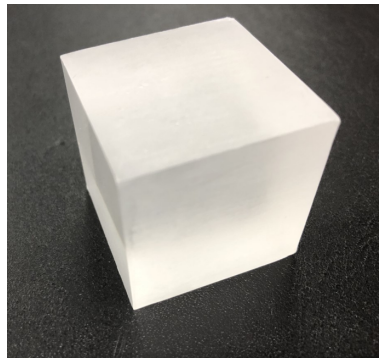


図 4.4 使用している 3.5cm 角 CsI(Tl) 結晶

物質	原子番号	密度	屈折率	ピーク発光波長 [nm]	発光減衰時間 [ns]	潮解性
NaI(Tl)	11,53	3.67	1.85	410	230	有
CsI(Tl)	55,53	4.53	1.80	550	1050	僅か
LaBr ₃	57,35	5.29	~1.9	380	16	有
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂	83,32,8	7.13	2.15	480	300	無

表 4.1 主な無機シンチレータの特性 [8][20]

光電子増倍管

光電子増倍管は、微弱なシンチレーション光を電子に変換し、さらにその電子を増倍することで電気信号として取り出す役割を持つ。一般的な光電子増倍管の構造を図 4.5 に示す。真空にしたガラス管の前面に光を入射させる入射窓があり、管内に光電面 (陰極)、集束電極、ダイノード、陽極が組み込まれている。

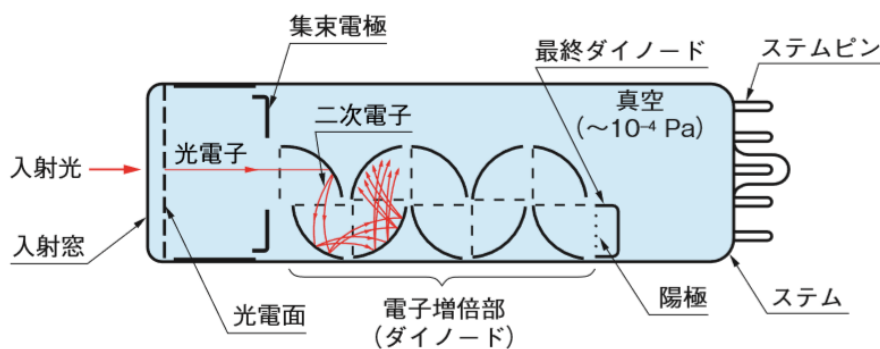


図 4.5 一般的な光電子増倍管の構造 [18]

入射窓に入射した光子は以下のような過程を経ることで電気信号に変換・増倍される。

1. 光電子への変換

入射窓を通過した光子は光電面において外部光電効果によって真空中へ光電出を放出させる。

2. 光電子の増倍

放出した光電子は、集束電極によって加速されてダイノードに衝突する。このしょうとつによって二次電子が放出される。ダイノードを複数設置し各ダイノード間に高電位を印加することで二次電子を加速させ二次電子の放出を繰り返す。

3. 二次電子の収集と信号取り出し

複数のダイノードで増倍された二次電子を陽極で収集し、外部に電流として信号出力を行う

光電子増倍管の増倍率(ゲイン)を G とすると、 $G = \delta^n$ と表される。ここで δ は1枚のダイノードにおける二次電子放出比であり、 n はダイノードの枚数である。したがって、ダイノードの数が多いほど増倍率は大きくなる。二次電子放出比はダイノード間の電位 E と $\delta = aE^k$ の関係がある。 a は比例定数、 k は電極の材質によって変わる値で通常 0.7~0.8 である [18]。PMT 全体への印加電圧 (HV) を V とすると最終的なゲイン G は、

$$G = (a \cdot E^k)^n = a^n \left(\frac{V}{n+1} \right)^{kn} = A \cdot V^{kn}, \quad (4.1)$$

と表せる。 $A = \frac{a^n}{(n+1)^{kn}}$ とした。式 4.1 から PMT のゲインはダイノードの数と印加電圧が大きいほど高くなる。

今回使用する PMT は浜松ホトニクス社製の H11432-100 である (図 4.6)。この PMT は円筒型でヘッドオン径が 38mm と 3.5cm 角 CsI(Tl) 結晶を覆うことができ、光電子への変換効率である量子効率が優れているためエネルギー分解能を保つことができる。



図 4.6 使用する光電子増倍管 H11432-100

項目	数値
外形	$\phi 39 \times 128\text{mm}$
受光面サイズ	$\phi 34\text{mm}$
質量	135g
入力電圧	+4.5~+5.5V
入射窓	硼珪酸ガラス
光電面	スーパーバイアルカリ
感度波長	300~650 nm
ダイノード数	6

表 4.2 H11432-100 の仕様

シンチレータからの光を取りこぼしなく PMT に収集させ、さらにシンチレーション光以外の光が混入させないようにするには結晶と PMT のカップリングに工夫が必要である。まず、結晶中で放出された光を PMT に移動させるために結晶をバルカーテープと呼ばれる高反射材で覆っている。その上に農業用のブラックシート複数枚で覆い外からの光を遮蔽する。また、結晶内から放出された光が空気に入射すると屈折率の違いから反射が起こる。結晶と PMT の入射窓を直接接触させても空気の層ができてしまい、反射によって集光の効率が下がる。したがって結晶と PMT の入射窓の間にオプティカルグリス (EJ-550) を塗ることで反射を防いでいる。最終的にカップリング後のシンチレーションカウンターは図 4.7 のようになる。



図 4.7 シンチレーションカウンター

プリアンプ

光電子増倍管からの信号は微弱かつ電荷の形で出力されるため増幅して電圧信号に変換する必要がある。そのため我々は Analog Device 社製の超低ノイズで高速なオペアンプ AD8009(図 4.8) を使用している。特性は表 4.3 である。信号の整形はプリアンプ内にある積分回路 (図 4.9 中の赤枠) と微分回路 (図 4.9 中の青枠) で行われ、キャパシタと抵抗を選定することで積分時間 $\tau (= C \times R)$ が変更され波形整形する。また、波形増幅は増幅回路 (図 4.9 中の緑枠) で行われる。増幅率は $R4/R5$ で表されるため任意の抵抗を選ぶことで変更することができる。

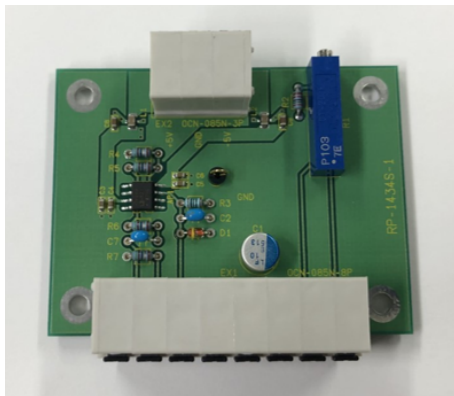


図 4.8 AD8009 の写真

項目	数値
入力電圧	+5~±5 V
供給電流	14 mA (typ)
質量	135g
スルーレート	5,500V/μs
立ち上がり時間	545 ps
ノイズレベル	1.9nV/√Hz

表 4.3 AD8009 の仕様

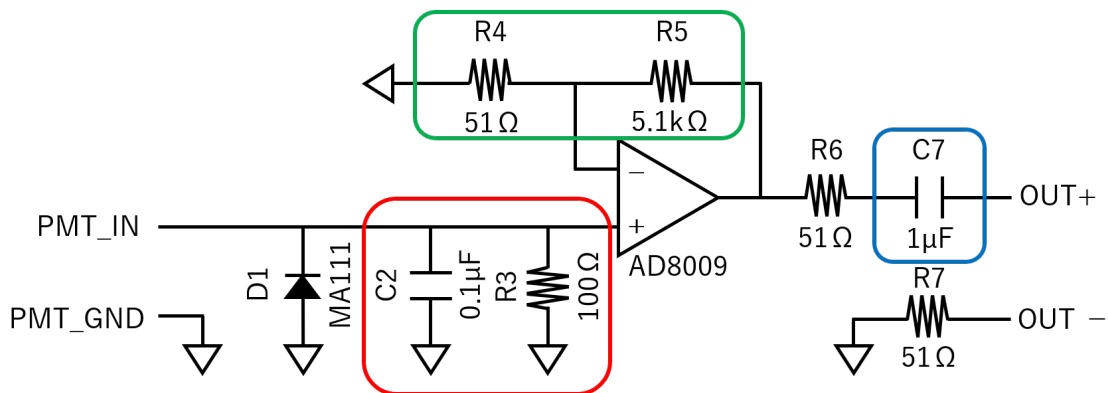


図 4.9 プリアンプ回路図

汎用読み出しボード

整形・増幅された信号は AD(Analog to Digital) 変換し PC に取り込む。その処理を行うために Bee Beans Technologies 社製の ADC SiTCP V2 ボード (図 4.10) を使用している。このボードは多チャンネル高速データ収集を可能にするために KEK で開発されたものであり、搭載された ADC チップ Analog Devices 社製の AD9637BCPZ-4 によって AD 変換する。さらに FPGA を搭載しており、SEABAS ボードと同様に信号の選別処理をハードウェア上で行うことができる。ADC SiTCP V2 ボードの特徴をまとめると以下のようになる。

- 最大 16ch の読み出しが可能。
- 12bit、サンプリングレート 40MHz の ADC を搭載。
- Xilinx 社製の FPGA “Spartan6” を搭載。
- SiTCP により Ethernet 経由で PC に高速データ転送が可能
- 100Mbps の EthernetPHY チップを搭載。
- 駆動電圧 ± 3.3 V。
- 外寸 10cm \times 10cm、質量 100g。
- NIM 規格のコネクタ (入力 2 口、出力 1 口) を搭載。

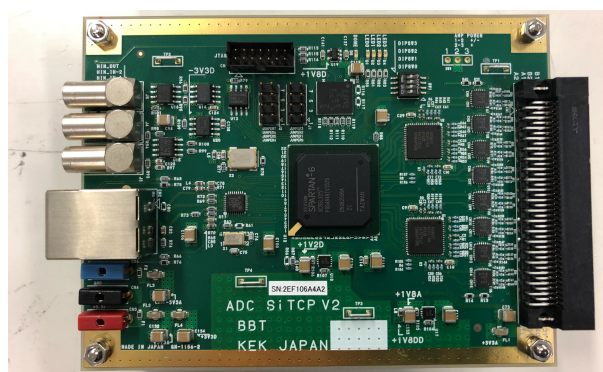


図 4.10 ADC SiTCP V2 ボード

4.2 同時計数読み出しシステムの開発

電子飛跡検出型コンプトンカメラの再構成に必要なデータは散乱層で入射ガンマ線がコンプトン散乱し、かつ吸収層で散乱ガンマ線が光電吸収したイベントである。しかし、各層の検出器で取得されるイベントはすべてがこの一連のイベントではない。したがって、再構成をする前にこの一連のイベントを選別する必要がある。一連のイベントを特定する手段はいくつか提唱されている。

1 つは各層の検出器で測定したエネルギーと位置の情報を使う方法である。各層の検出器で測定したエネルギーを用いて式 2.14 から角度 α_{kin} を求める。また、各層の検出器で測定した反応位置情報を用いて式 2.15 から角度 α_{geo} が求まる。これら 2 つの値は互いに独立した過程で求めているので、一連のイベントである場合 $\alpha_{kin} = \alpha_{geo}$ が成り立つはずである。これを利用して各層の検出器で得られるイベントに対してこの等式にあてはめて一連のイベントを特定する。CCD 検出器など時間分解能が優れていない場合は有用な方法であるが、この α の不定性によりバックグラウンドが増えるという性質がある。

もう 1 つは各検出器で反応したタイミング情報を使う方法である。電子飛跡検出型コンプトンカメラの構造を考えると、光子が散乱層から吸収層に走る時間はその間の距離によるが、30cm と仮定すると 1ns である。したがって一連のイベントの場合は各検出器でほぼ同時にコンプトン散乱と光電吸収が起きる。これを利用して各層で同時係数を取り一連のイベントを特定する。この方法では各層に偶然同時に入射したイベント (アクシデンタルイベント) を取り除くことはできないが、時間情報を用いた強力なバックグラウンド除去が期待できる。アクシデンタルイベントの排除は、エネルギーと位置情報を用いた解析を行う。

これらの方法は一般的にソフトウェア上で測定終了後のオフライン解析によって行われる。いずれの方法も必要のないデータを転送・保存していることになり、検出器のデータ転送速度や容量の制限に依存してしまう。したがって本研究では、XRPIX2b のイベント駆動読み出しを利用してハードウェア上で強力なバックグラウンド除去を行う読み出しシステムを開発する。

4.2.1 各層の基本的なイベント読み出し方法

各層の SEABAS ボードと ADC SiTCP V2 ボードに組み込まれた Xilinx 社製の FPGA はバージョンが違っても本質的な構造は変わらない。この FPGA の仕組みは、ファームウェアと呼ばれるプログラムを書き換えることで FPGA 内に実装されている様々な電子回路の組み合わせを変更して任意の回路を実現する。

各層の検出器は独立して測定を行う読み出しシステムは共同研究者によって構築されている。散乱層のファームウェアは元 KEK の内田智久氏と宮崎大学の武田彩希助教、吸収層は内田智久氏によって作成された。本研究では、これらの独立測定用のファームウェアを改良することで同時計数読み出しシステムを開発する。この節ではまず各層の基本的な読み出し方法について説明する。

SEABAS ボードの読み出し方法

イベント駆動読み出しのときの XRPIX2b の動作の概略を図 4.11 に示す。

- i 素子にガンマ線 (X 線) がヒットする。
- ii 信号レベルが閾値を超えるとコンパレータのロジックが反転し、ヒットしたピクセルの列アドレスと行アドレスがシフトレジスタに射影される。
- iii 全列アドレスの論理和がイベントのヒットタイミング情報を持ったトリガー信号として出力される。
- iv FPGA がトリガー信号を検出したら行・列方向のヒットパターンを逐次的に読み出す。
- v iv で特定したヒットパターンから行列どちらもヒットしていることを確認していた場合、ヒットしたアドレ

始する。露光中に、設定した閾値を超える信号が検出され、トリガー回路からのトリガーが入力された場合に3. 誤ヒット判定に移行する。一定時間以上ヒットしなかったらスタンバイに戻る。

3. 誤ヒット判定

- ヒットパターンを全面から読み出す。トリガー回路等の誤作動や暗電流による誤ヒットが存在するため、行と列に1つ以上のヒットがあった場合は放射線由来とし、片方のみのヒットであった場合は誤ヒットとして棄却して1. スタンバイに戻る。

4. 信号データの転送

- USER FPGA のバッファに保持されているイベント番号、ヒット時間、露光した時間、ヒットアドレス、ヒットピクセルに蓄積していた電荷の波高値 (PH) を PC のメモリに転送する。

5. ペDESTALの測定

- トリガー回路中のキャパシタの電荷をリセットしペDESTALを測定する。2. リセット&露光で露光した時間と等しい時間露光し、蓄積した電荷を信号に変換して転送する。

6. 待機

- 全データの転送が終わるまでの時間待機する。

測定の処理を決めるためのパラメータとしてキャパシタや CDS 回路のリセット時間、閾値電圧値、最大露光時間を測定開始前にソフトウェアで指定することができる。指定した値は測定開始とともに FPGA のレジスタに書き込まれ、DAC を通してハードウェアに適用される。信号の電荷とペDESTALは50回サンプリングして平均をとったものを採用している。ペDESTALとは素子に放射線が入射していなくても蓄積される電荷でありノイズなどの成分を含む。ペDESTALは各ピクセルによって違った値を持ち露光時間によっても変化する。したがって、4. 信号電荷の転送で得られる信号波高値は実際に放射線によって生成される波高値にはならない。真の信号波高値 PH_{real} は、4. で得られる波高値 PH_{data} とペDESTAL測定で得られる波高値 PH_{ped} で表すと、

$$PH_{real} = PH_{data} - PH_{ped}, \quad (4.2)$$

である。

ADC SiTCP V2 ボードの読み出しシステム

吸収層の1ch読み出しは散乱層の直列動作とは違い並列で動作している。吸収層であるシンチレーション検出器では電荷のリセットなどの動作が必要なく、シンチレーションカウンタから送られてきたアナログ信号はボード内ADCによってデジタル値に変換される。このとき、 $\pm 1V$ の範囲を12bitの変換を行うため分解能は $488\mu V/ADC$ である。このデジタル値がデータとして取得されるまでのフローチャートを図4.13に示す。



図 4.13 吸収層のファームウェアのフローチャート

1. イベントのヒット

- 設定した閾値を超えたかを判定することでイベントのヒットを認識が行われる。信号波高値が2クロック以上連続で閾値を超えた場合はイベントと判定され、それ以外では棄却される。吸収層の動作クロック

クも 25MHz クロックである。閾値の設定にはペDESTAL測定を用いる。ペDESTAL測定とは閾値を最低に設定することでノイズ成分のスペクトル分布を得る測定である。ノイズのスペクトルは一般的にガウス分布になりその標準偏差 σ を求めることができる。本研究の吸収層の閾値は 20σ で設定している。

2. イベントの判定

- 並列動作の場合フローチャートの各段階は独立に行われる。そのためイベント選別やデータ転送中にイベントのヒットが起こりその後の処理が追いつかなくなることがある。このような状況を防ぐために、ある時間以内に連続してイベントが来た場合は 1 つ目のイベント以外は棄却する処理を行っている。この時間を **veto time** といい、この検出器の場合は $36\mu\text{s}$ に設定しているため、イベントレートが $1/36\mu\text{s}=27.8\text{kHz}$ 以上は取得されない。

3. イベントデータの転送

- 閾値を超えたイベントをトリガーをかけてイーサネット経由で転送する。並列動作の場合、1. イベントのヒット, 2. イベントの判定 の処理の時間だけイベントが進んでいるため処理でかかった時間をさかのぼったデータを転送している。

4.2.2 同時計数読み出しシステムの開発

時間分解能が優れている検出器は時間情報をデータに付与することができる。そこで得られる検出タイミング情報を照らし合わせることで同時イベントを選別することが可能である。この方法ではソフトウェアでタイミング情報から同時イベントを選別する。

本研究ではハードウェア上で同時計数の選別し、読み出しシステムを開発した。この方法ではデータ転送量を抑えることができ、ハードウェア上でタイミングカットにおけるバックグラウンド除去が行える利点がある。そのために構想した読み出しシステムの構成とフローチャートを図 4.14、図 4.15 に示す。

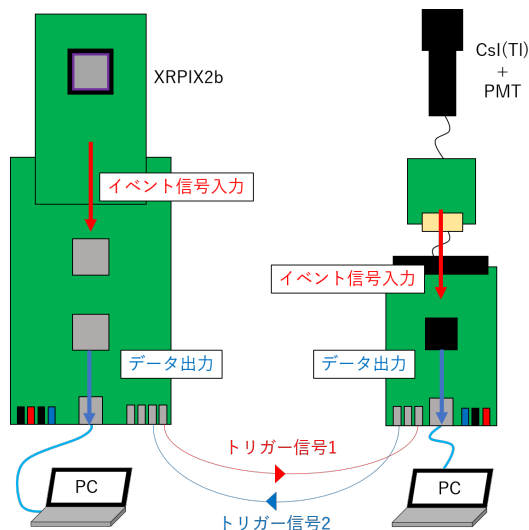


図 4.14 開発する読み出しシステムの構成

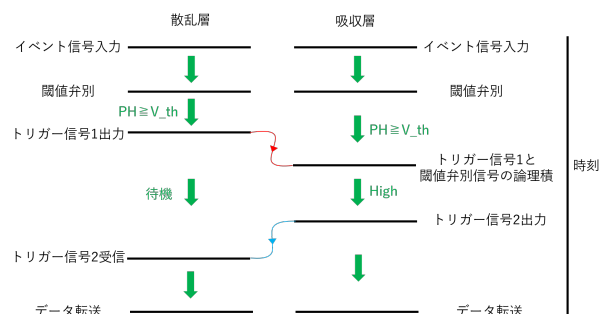


図 4.15 開発する各層のフローチャート

この方法は NIM 規格の信号線によってトリガー情報を 2 ボード間で共有することによってハードウェア上で選別する。具体的な流れを追っていくと、まず、散乱層で閾値電圧 V_{th} と信号の波高値 PH を比較する。 $PH \geq V_{th}$

を満たす場合にトリガー信号 1 を吸収層に出力する。このトリガー信号 1 がヒットタイミング情報を保持していると考えることができ吸収層に出力することで共有している。一方吸収層でも同様に閾値電圧と信号波高値を比較しておき $PH \geq V_{th}$ を満たしている間は比較ロジックを High にする。トリガー信号 1 の信号線とその比較ロジックの論理積 (AND) を取り、比較ロジックとトリガー信号 1 が High の状態であれば同時ヒットとする。その場合はトリガー信号 2 を散乱層に出力し、吸収層はデータを PC に転送する。このトリガー信号 2 は 1 と違い吸収層で判定した同時計数の結果を共有するための信号である。散乱層はトリガー信号 1 を出力したら待機状態にしており、トリガー信号 2 が入力されたら PC にデータを転送する。

この方法では PC に送られるデータは同時ヒットのみとなる。したがって、データに実際にタイミング情報が付加されているわけではなく転送された順番がその情報を持つ。これによりハードウェア上で同時計数の選別が行われる。しかし、この方法はシステムのどこかでデータの抜けなどがあるとすべてがずれてしまう。また、トリガー信号 1 が保持しているタイミング情報は実際のイベントのヒットタイミングではなく、散乱層でイベントを判定したタイミングである。この時間差を補正する必要がある。以下では、タイミングの補正による同時計数トリガーの生成とイベントの数え落としがないかの検証を行った。

トリガー信号 1 の出力

XRPIX2b の閾値弁別はファームウェア内ではなく各ピクセルに搭載されている比較器回路によって行われている。ここでは XRPIX2b のヒットタイミングを吸収層に知らせるためのトリガー信号 1 の出力と XRPIX2b で検出したイベントのヒットタイミングからトリガーが出力されるまでの時間差を確認した。

トリガー信号 1 の生成を行うためにファームウェアに新たなステートメントを追加した (図 4.16)。トリガー信号 1 は散乱層でヒットしたこととそのタイミングを知らせるための信号である。そのためにピクセルから送られてくるヒット信号をそのまま使うことを考えた。しかし、ファームウェア上の処理ステートメントの 3. 誤ヒット判定においてヒットが棄却される可能性がある。散乱層でヒットした情報を持つトリガー信号 1 はイベントが確定したのちに出力する必要があるため、ヒットが確定する 3. 誤ヒット判定の後にトリガー信号 1 を生成した。

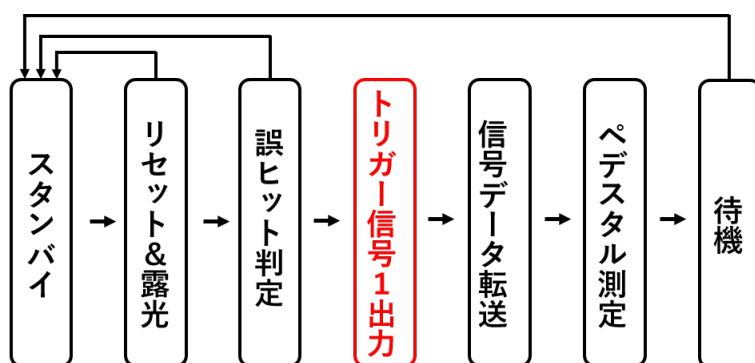


図 4.16 トリガー信号 1 を生成するステートメントの追加

まず、トリガー信号 1 の生成数がデータ取得数と一致しているかを確認した。実験セットアップを図 4.17 に示す。XRPIX2b に ^{137}Cs 線源を照射してイベントを取得させる。トリガー信号 1 を SEABAS ボードに装備している NIM コネクタから出力して LEMO ケーブルを経由して NIM モジュールに送信するようにした。トリガー信号 1 の計数に NIM モジュール (図 4.18) の 8CH VISUAL SCALER (写真の緑) を用いた。8CH VISUAL SCALER は TTL 規格の信号にしか対応していないため、NIM モジュールの NIM-TTL LEVEL CONVERTER (写真の水色) によって TTL 信号に変換している。

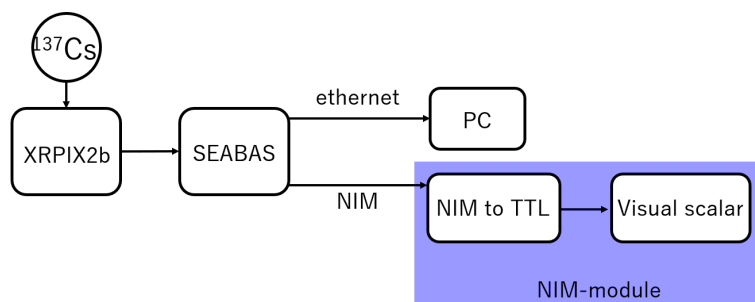


図 4.17 トリガー信号 1 の出力を確認するセットアップ

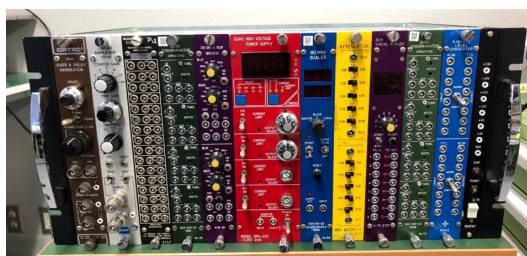


図 4.18 使用する NIM モジュール

XRPIX2b が PC で取得したイベント数と NIM モジュールで計数したトリガー信号 1 の数を表 4.4 に示す。1 万イベント取得を 3 回行った結果、取得イベント数とトリガー信号 1 が 1 対 1 の関係にあることが確認できた。

表 4.4 イベント取得数とトリガー信号 1 の計数の関係

PC で取得したイベント数	トリガー信号 1 の計数
10000	10000
10000	10000
10000	10000

1 イベント取得するごとにトリガー信号 1 を出力する動作は実現できたが、問題なのがヒットタイミング情報の損失である。このトリガー信号 1 が出力されるタイミングはピクセルでヒットしたタイミングではなく SEABAS ボード上でガンマ線判定したタイミングである。しかし前述のとおりイベント取得が確定する前にトリガーを出力することはできない。したがって実際にヒットしたタイミングとトリガー信号 1 の出力したタイミングを調べた。実験のセットアップを図 4.19 に示す。ピクセルから送られてくる TRIG_OUT(図 4.11) を SEABAS ボードで受信したらヒットタイミング信号を NIM コネクタから出力する。そしてトリガー信号 1 とヒットタイミング信号をオシロスコープで観察することで遅延を確認した。

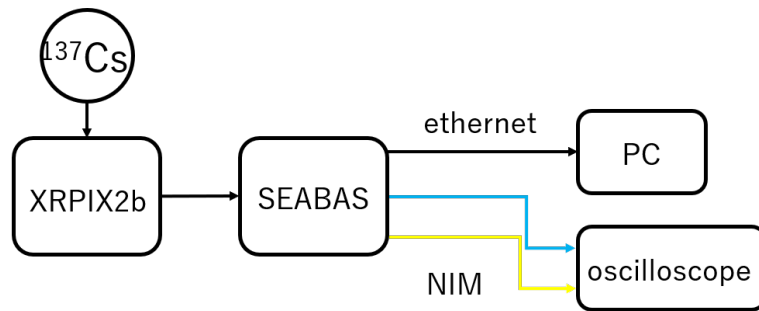


図 4.19 トリガー信号 1 の遅延の確認するセットアップ

あるイベントにおけるヒットタイミング信号とトリガー信号 1 の波形を図 4.20 に示す。ヒットタイミング信号からの遅延は $48\mu\text{s}$ であり、イベントに依らないことが分かった。この遅延はファームウェア処理の 3. ガンマ線イベントにかかる時間である。この処理では素子全面の行・列のヒットアドレスを読み出しており、ファームウェア上での概算で $50\mu\text{s}$ とわかっていたため予想通りの結果となった。重要なのは遅延がイベントに依らないことである。一定の遅延であればトリガー信号 1 の $48\mu\text{s}$ 前にヒットしたことが分かるためである。

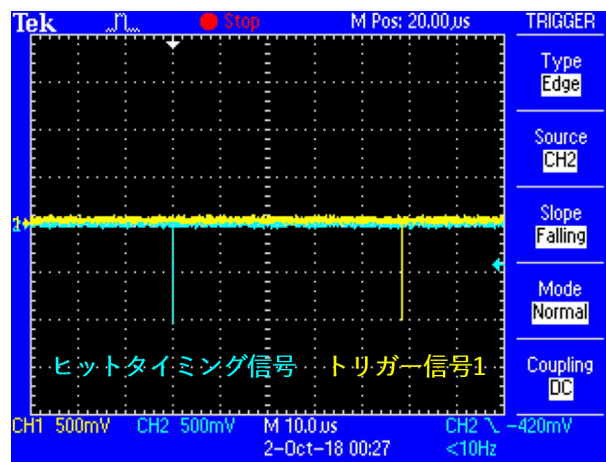


図 4.20 ガンマ線が入射したときのトリガー信号 1 とヒットタイミング信号。シアンはヒットタイミング信号、黄はトリガー信号 1 を表す。

ヒットタイミングについてはハードウェア上での遅延も考慮する必要がある。小節 3.4.2 で述べたように XRPIX2b は放射線が入射したタイミングから TRIG_OUT が出力されるまでに遅延が生じる。この遅延は信号レベルの大きさと設定した閾値との差 $PH - V_{th}$ で変わるため測定する放射線のエネルギーによる。本研究ではコンプトン散乱で反跳電子に渡すエネルギーがこれに該当する。つまり散乱角によっても変わるため同じ線源であっても変化してしまう。先行研究 [15] によると、 $PH - V_{th}$ の値におけるアナログ信号の遅延は表 4.5 の関係がある。本研究では閾値電圧を $V_{th} = 440\text{mV}$ に設定している。 ^{137}Cs からの 662keV ガンマ線が 30° 散乱したとすると、XRPIX2b で観測されるエネルギーは式 2.4 から 98keV である。これが XRPIX2b で電圧に変換されると $\sim 610\text{mV}$ となるため $PH - V_{th} \sim 170\text{mV}$ である。 $PH - V_{th}$ が大きいほど遅延が小さくなることを考えると 170mV の場合、遅延時間は $\ll 1\mu\text{s}$ と予想できる。したがってファームウェアによる遅延が大きい場合ハードウェアの遅延の影響はない。

表 4.5 アナログ信号の遅延時間の $PH - V_{th}$ の依存性。[15] により値を得た。

PH - V _{th} [mV]	遅延時間 [μ s]
5	5
15	2
25	1
35	0.5

吸収層のデータ取得タイミングの調整

トリガー信号 1 の出力を確認したため、次はこの信号を使って吸収層のデータ取得を制御する。この実験では電子飛跡検出型コンプトンカメラの再構成で必要である各層に同時に入射するイベントを用いなければならない。しかし線源では散乱層と吸収層の同時ヒットする確率は低く、アクシデンタルな同時計数イベントも入る。したがってこの実験の準備として疑似的に同時計数イベントを生成する機構を作成した。セットアップと出力を図 4.21、図 4.22 に示す。線源を使用して同時イベントを生成するために SEABAS ボードのヒットタイミング信号を吸収層のイベント信号とすることを考えた。ヒットタイミング信号は XRPIX2b から送られてくるトリガーを受け取った際に 1 クロック立ち上げる信号で波高値-800mV、立ち上がり幅 40ns である。このままでは CsI(Tl) 結晶の信号とは違うため、NIM モジュールの ATTENUATOR と LINEAR AMPLIFIRE を使用して波形整形を行った。減衰器を使用して信号の波高値を抑え、整形機能を持った増幅器を用いて整形した結果図 4.22 の出力を得た。シアン波形は CsI(Tl) 結晶からの信号をプリアンプで波形整形して SiTCP ボードに入力される信号に近づけたヒットタイミング信号である。黄の波形は散乱層のヒットタイミング信号でシアンの信号が同時に出力されていることが分かる。シアンの波形を吸収層のイベント信号として読み出しボードに入れることで疑似的に同時ヒットイベントをすることが可能となった。

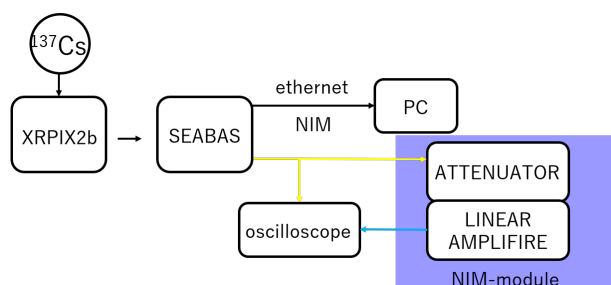


図 4.21 同時ヒットのイベントを生成するセットアップ

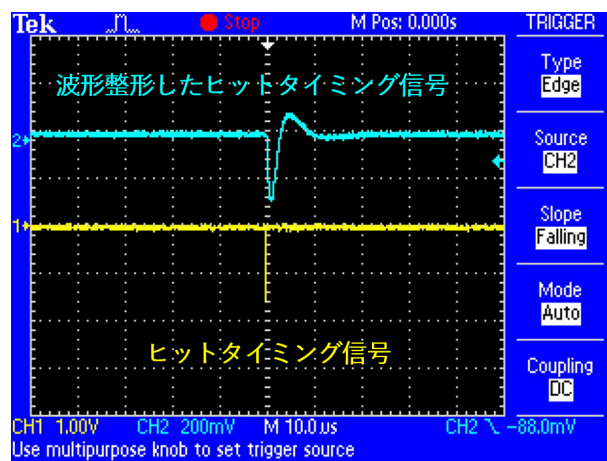


図 4.22 生成した吸収層の疑似イベント信号 (シアン)、
黄は散乱層のヒットタイミング信号

生成した疑似信号を吸収層の読み出しボード ADC SiTCP V2 のイベント信号入力線に繋いだ。これにより XRPIX2b で放射線がヒットしたと同時に吸収層に疑似イベント信号が入るため、同時ヒットイベントの挙動を確認することができる。まず、吸収層の読み出しボードに作成した疑似信号が入射し、閾値を超えてファームウェア上で認識されるまでの時間を調べた。

吸収層の場合、信号の閾値判定とイベント選別をファームウェア上でやっている。したがって、散乱層と同様に実際のイベントのヒットタイミングとファームウェア上でイベントが確定するまでに遅延が生じるはずである。図 4.13 に示したフローチャートの 3. データの転送の前に吸収層でイベントを確定したタイミングを NIM 信号として出力させた。この信号を確認するセットアップと結果を図 4.23 と図 4.24 に示す。

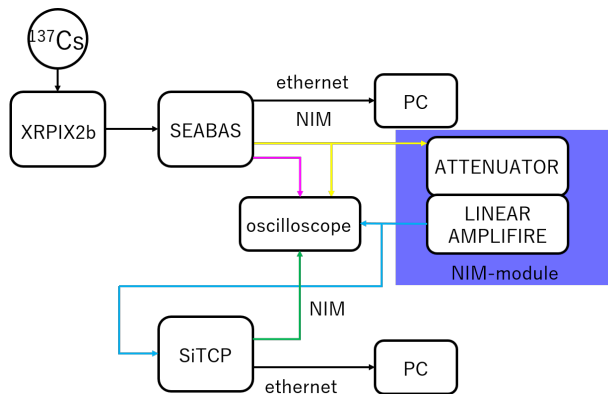


図 4.23 吸収層のイベント取得を確認するセットアップ

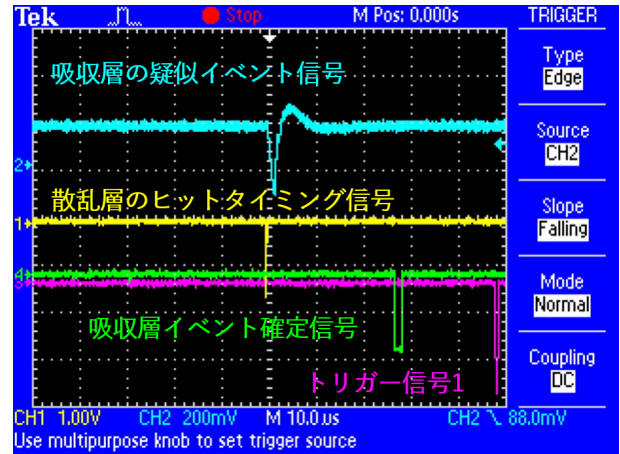


図 4.24 ガンマ線が入射したときの各層の挙動を表す信号:シアン、黄、紫、緑の信号はそれぞれ吸収層の疑似イベント信号、散乱層のヒットタイミング信号、トリガー信号 1、吸収層のイベント確定信号

吸収層は入力された疑似イベント信号 (シアン) を受けて閾値判定とイベント選別を行い、データ転送のタイミングでイベント確定信号 (緑) を出力している。その間の時間は $\sim 25\mu\text{s}$ であると分かった。緑の信号の幅はイベント信号が閾値を超えている間だけ立ち上がるようになっておりイベントや閾値によって異なる。吸収層の独立した測定ではイベント信号のデータがある程度保持しておき、イベント確定信号が出た場合にそれまでにかかった時間 ($25\mu\text{s}$) を遡ってイベント信号のデータを読み込みに行く。この動作を利用して、トリガー信号 1 が入力されたときにトリガー信号 1 の遅延分 ($48\mu\text{s}$) を遡ってデータを読み込めば同時期のデータを読み込むことが可能である。あとは読み込みに行ったデータがヒットイベントであればよい。そのためには図 4.24 のイベント確定信号 (緑) がトリガー信号 1 (紫) と重なるように遅延を調整したのち論理積を取ればよい。この論理積が High を示したときのみ調整した分の遅延時間を遡ってデータを読み込んで PC に転送する。遅延時間を調整したときの波形を図 4.25 に示す。イベント入射から $47.2\mu\text{s}$ 遅延させることで重なることを確認した。しかし、イベント確定信号のタイミングは入射するイベントによって多少の差が生じるため、確実に重なるようにトリガー信号 1 (紫) の立ち上がり幅を 40ns から $4.4\mu\text{s}$ に変更した。この幅はハードウェア上での同時計数の精度であり、大きいほど同時ヒットの判定も幅を持つ。

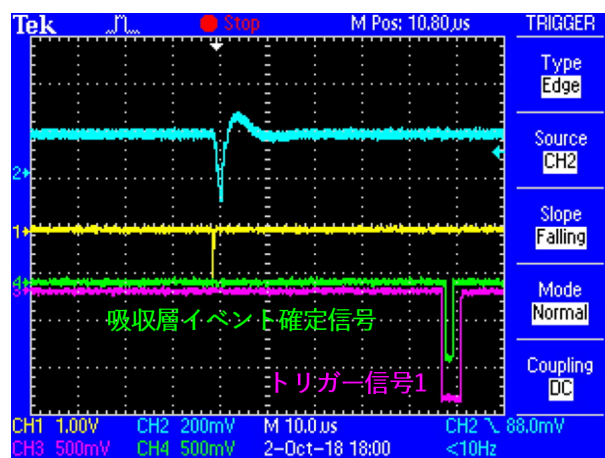


図 4.25 吸収層のイベント確定信号 (緑) を $47.2\mu\text{s}$ 遅延させたときのトリガー信号 1(紫) との関係。

吸収層でのトリガー信号 2 の送信と散乱層の受信

散乱層でイベントがヒットしたときに吸収層で同時刻のデータを取得する動作は再現できた。ここでは同時係数を取るための論理積を取るシステムとトリガー信号 2 の入出力を行うシステムを構築する。

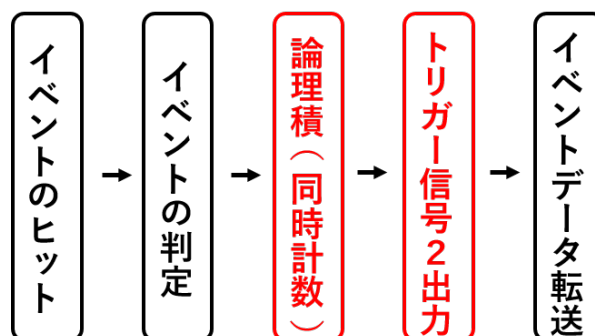


図 4.26 論理積とトリガー信号 2 を出力するステップの追加。

吸収層のイベント確定信号と散乱層のトリガー信号 1 の論理積を取り、トリガー信号 2 を出力するシステムを追加した (4.29)。追加した場所はデータ転送の前である。論理積が High、つまりイベント確定信号とトリガー信号 1 が同時に立ち上がったときに 40ns 立ち上がりのトリガー信号 2 を出力する。吸収層自身はトリガー信号 2 を出力した場合のみイベントデータ転送のステップに移行する。この動作を確認するために図 4.27 のセットアップのもと信号の出力を確認した (図 4.28)。緑の信号がトリガー信号 2 であり、出力されていることが確認できた。また、トリガー信号 2 の数を NIM モジュールで計数した結果、散乱層および吸収層のデータ転送数と一致することを確認した。

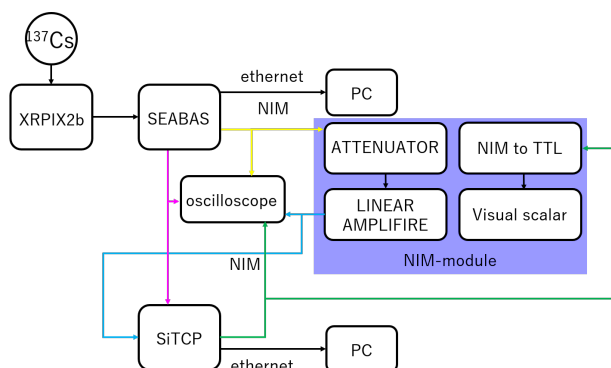


図 4.27 トリガー信号 2 を確認するセットアップ

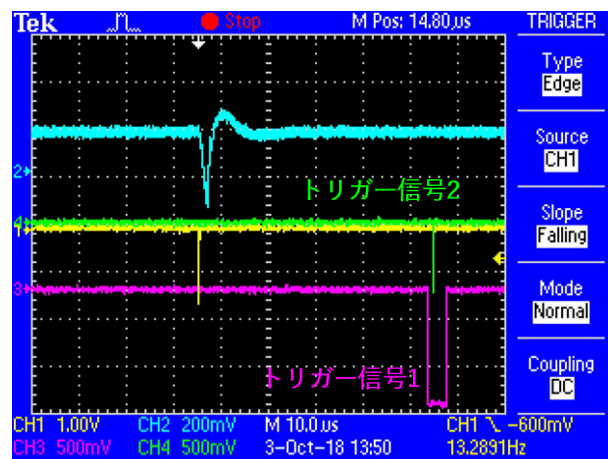


図 4.28 トリガー信号 2 を出力したときの各信号波形: シアン、黄、紫、緑の信号はそれぞれ吸収層の疑似イベント信号、散乱層のヒットタイミング信号、トリガー信号 1、トリガー信号 2 である

次に散乱層においてトリガー信号 1 を出力したらトリガー信号 2 が入力されるのを待機するステップを追加した (図 4.29)。待機時間はトリガー信号 2 の出力されるタイミングの振れ幅がトリガー信号 1 の幅程度になるため余裕を持たせて $4\mu\text{s}$ とした。また、トリガー信号 2 が入力されるのは自身がトリガー信号 1 を出力するステップの最中であるため、受け取ったトリガー信号 2 は $4\mu\text{s}$ 遅延させている。 $4\mu\text{s}$ が経つ前にトリガー信号 2 が入力したら次のステップに移行し、入力が無ければスタンバイに戻る。これにより散乱層のみでヒットしたイベントは棄却される。

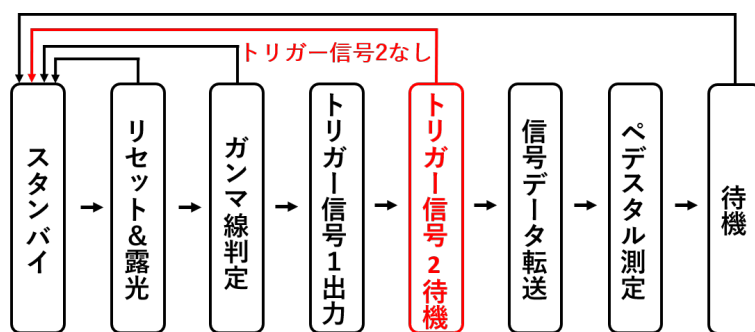


図 4.29 トリガー信号 2 を待機するステップの追加

このステップが正常に動作しているかを確認するために各層が取得したデータ数を比較した。セットアップは図 4.27 とである。様々なイベント取得数で行った結果、各層のイベント数は一致した (表 4.6)。この結果から同時計数読み出しを行っている判断した。電子飛跡検出型コンプトンカメラ全体としてのシステムのフローチャートは図 4.34 に示す。

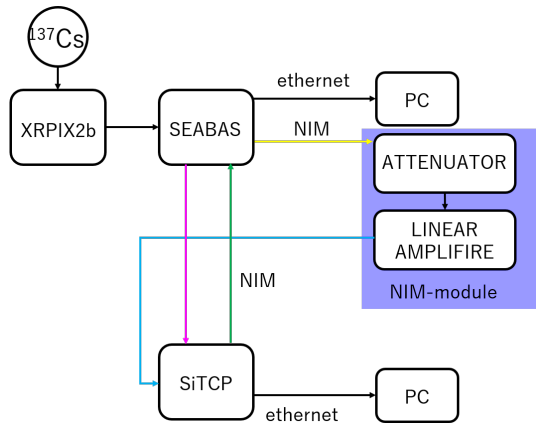


図 4.30 各層の取得イベント数を比較するセットアップ

表 4.6 各層のイベント取得数の関係

散乱層	吸収層
100	100
500	500
1000	1000
1000	1000

線源を用いて同時計数の試験

これまでの試験では同時イベントを生成して吸収層は疑似イベントとして入射させていた。それにより、必ず同時イベントとなり各層に入射されるイベントのタイミングも固定されている。そのためフローチャートにあるイベントの棄却やイベントタイミングが少し違う場合の挙動の動作確認はできていない。したがって、吸収層を CaI(Tl) 結晶と PMT に戻して、実際に線源からのイベントどうしの同時計数を取ることができるか試験する必要がある。

実際の線源を用いた動作試験のセットアップを図 4.31 に示す。使用した線源は $1.07 \times 10^6 \text{Bq}$ の ^{137}Cs である。この試験では実際のコンプトンイベントであるかアクシデンタルなものは区別せず、取得されたイベント数の評価を行った。

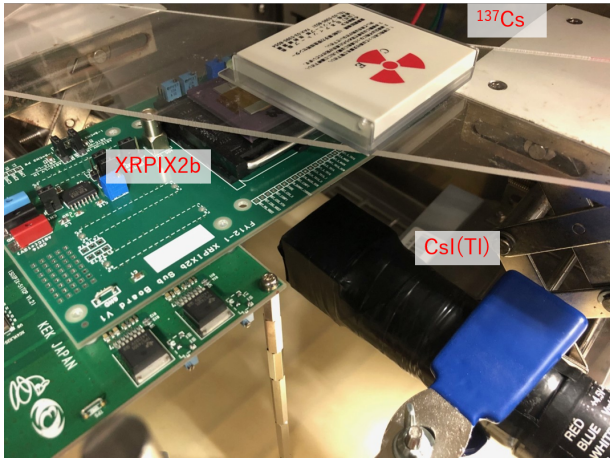


図 4.31 線源を用いた同時計数試験

各層で取得したイベント数を表 4.7 に示す。1 万イベント取得の試験を 3 回行い、すべてで吸収層の方が計数が小さくなった。計数の誤差は 1% 以下であるが、先述の通りこのシステムでの 1 イベント計数のズレでさえ致命的である。この誤差を無くするために原因の調査を行った。

表 4.7 線源を用いた同時計数試験の各層の取得イベント数

散乱層で取得したイベント数	吸収層で取得したイベント数
10000	9999
10000	9996
10000	9999

表 4.7 の結果から吸収層の取得数が少なくなる原因を 2 つ考えた。1 つ目は、散乱層が吸収層からのトリガー信号 2 が入力されていないにもかかわらずイベント取得する場合である。これは簡単に試験でき、吸収層を繋がずに散乱層でイベント取得が行われるかを確認した。その結果、8 時間の測定を行ってもイベント取得はされなかった。もう 1 つは、吸収層がトリガー信号 2 を出力するが自身がイベント取得しない場合である。これを確かめるためにトリガー信号 2 の数と吸収層の取得イベント数を比較する試験を行った。線源を用いる試験の場合、散乱層である XRPIX2b の検出レートが低い時間がかかる (10000 イベント取得に約 1 時間)。測定時間短縮のために、散乱層を XRPIX2b の代わりにパルスジェネレータを用いてトリガー信号 1 を生成し、吸収層のボードに入力した。使用したパルスジェネレータは KEITHREY 社製の 3390 である (図 4.32)。入力したトリガー信号 1 のレートは 1kHz で実際に線源を使用した場合は数 Hz であるから時間の短縮が見込める。トリガー信号 2 の計数には NIM モジュールを用いた。



図 4.32 使用したパルスジェネレータ [KEITHREY 3390]

10 万イベント取得を 5 回行ったときの結果を表 4.8 に示す。トリガー信号 2 より吸収層で取得されるイベント数が少なくなることが分かった。これにより吸収層が散乱層より取得数が少なくなっていたと考えられる。

表 4.8 吸収層のイベント取得数とトリガー信号 2 の計数の比較

トリガー信号 2 の計数	吸収層で取得したイベント数
100000	99997
100000	99997
100000	99989
100000	99996
100000	99998

この結果から、トリガー信号 2 を出力した後からデータ転送の間のどこかでイベントを損失しているということが分かった。各層の同時計数を行うためにはこのデータ損失を考慮に入れてトリガー信号 2 を出力する必要があることが分かった。

データ損失を考慮に入れた同時計数

データ損失が起きたことは認識することが難しいため、そのときトリガー信号 2 が出力されないようにすることはできない。したがって、データ損失が起これないようにデータ転送の状況をソフトウェアと通信し、データ転送中には新たなデータは破棄する動作を組み込む必要がある。現在使用している内田氏が開発したファームウェアではその機能が備わっており、この機能により吸収層のイベント取得数が少なくなっていることが分かった。この機能を利用して、新たなデータを破棄しないときにトリガー信号 2 を出力するように変更した。変更した後の信号波形を図 4.33 に示す。データ転送の状況を確認する処理の関係からトリガー信号 2 の出力は、トリガー信号 1 が入力されてから 25 μ s 後となった。

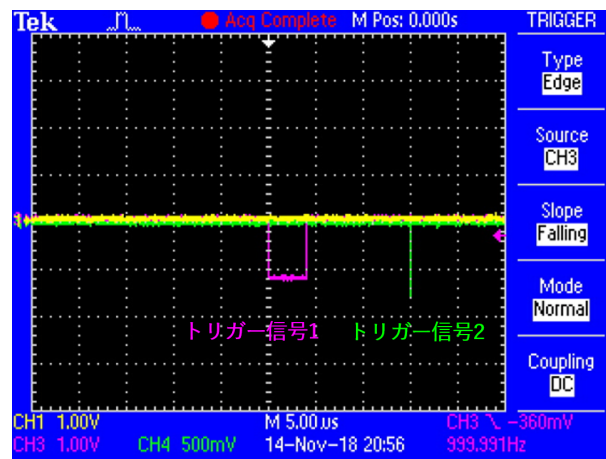


図 4.33 データ転送状況判定後にトリガー信号 2 を出力した結果

このファームウェアを用いて上記と同様の試験を行った結果を表 4.9 に示す。この結果より開発した読み出しシステムは同時計数として動作していることが確かめられた。

表 4.9 修正後の吸収層のイベント取得数とトリガー信号 2 の計数の比較

トリガー信号 2 の計数	吸収層で取得したイベント数
100000	100000
100000	100000
100000	100000
100000	100000
100000	100000

最後に散乱層を XRPIX2b に戻して ETCC としての同時計数を確認した。表 4.10 のとおり各層で取得されたイベント数が一致することを確認した。この結果から同時計数読み出しを行っていると判断した。電子飛跡検出型コンプトンカメラ全体としてのシステムのフローチャートは図 4.34 に示す。

表 4.10 修正後の吸収層のイベント取得数とトリガー信号 2 の計数の比較

散乱層で取得したイベント数	吸収層で取得したイベント数
10000	10000
10000	10000
10000	10000

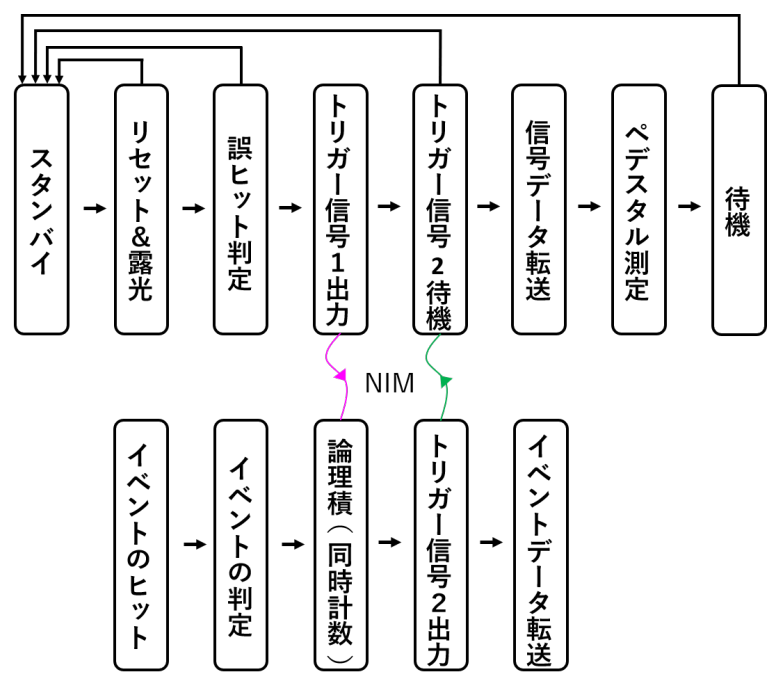


図 4.34 全体のシステムとしてのフローチャート

第 5 章

読み出しシステムの動作確認と飛跡検出性能の評価

散乱層に XRPIX2b 素子を用いた SOI 半導体検出器、吸収層に CsI(Tl) 結晶を用いたシンチレーション検出器を組み合わせた読み出しシステムを開発した。本章では開発した読み出しシステムを実際に動作させて電子飛跡検出型コンプトンカメラとして測定し動作確認を行う。さらに、XRPIX2b の反跳電子の飛跡検出性能を評価する。

5.1 イベント駆動全面読み出しシステムの構築

XRPIX2b の読み出しは章 4.2 で述べたがヒットしたピクセルのみの波高値を転送していた。これは XRPIX2b が X 線検出用に開発された素子で電子雲は 1 ピクセルサイズとなるためヒットピクセルを読み出せばよかった。本研究では X 線よりエネルギーの大きいガンマ線を観測するため、コンプトン散乱で放出される反跳電子は複数ピクセルにまたがる。この電子の持つ運動エネルギー K_e は複数ピクセルにまたがった電荷の合計となる。飛跡が電荷を落としたピクセルすべてがヒットピクセルと判定されるわけではないため、ヒットしていないピクセルも同時に読む必要がある。そこで取り掛かったのが全面読み出しシステムの構築である。このシステムの動作は、あるピクセルがヒットしたときにすべてのピクセルの波高値を PC に転送するというものである。

システム構築には同時計数システムの開発と同様に、ファームウェアを用いて FPGA の回路を書き換えることで行った。イベント取得のトリガーとなるのはヒットピクセルの出す TRIG_OUT とし、読み出しは $(CA, RA) = (0, 0) \rightarrow (1, 0) \rightarrow (2, 0) \rightarrow \dots \rightarrow (143, 143)$ の順に行われる。従来の 1 ピクセル読み出しではハードウェア上でヒットピクセルの波高値を 50 回サンプリングを取り、ソフトウェア上で平均化してヒットピクセルのデータとしていた。さらに、ヒットピクセルを読み出す前にスキャンタイムと呼ばれる待機時間を設けており、FPGA 動作クロック (25MHz) で 12 クロック分待機している。サンプリングに 1 クロックかかるため、1 ピクセル読み出すには $12 + 50 = 62$ クロック ($2.48\mu\text{s}$) かかる。ペDESTAL 測定も同様である。これを全面読み出しシステムに採用した場合、 $144 \times 144 = 20736$ ピクセルを読み出すのに約 13ms かかる。ペDESTAL をも同様である。この時間がデッドタイムになりかねないため 1 サンプリング方式を取った。この変更によるエネルギー分解能への影響は [17] で述べられており、15% 程度の劣化が予想されるが、データ転送の量と時間を考え 1 サンプリング方式を採用した。スキャンタイムは変更せず各ピクセルを読み出すごとに 12 クロック待機させた。

5.2 各層検出器のキャリブレーションと分光性能

各層の検出器において基本性能の確認とエネルギーキャリブレーションを行う。

5.2.1 SOI 半導体検出器

XRPIX2b のイベント駆動全面読み出しでの分光性能を確かめた。図 5.1、図 5.2 は -20°C の恒温槽内でバックバイアス電圧を 120V で測定した ^{241}Am のエネルギースペクトルのガウシアンフィッティングの結果と各輝線の 13.9keV、17.6keV、20.95keV、26.3keV、59.5keV を一次関数フィッティングした較正直線である。

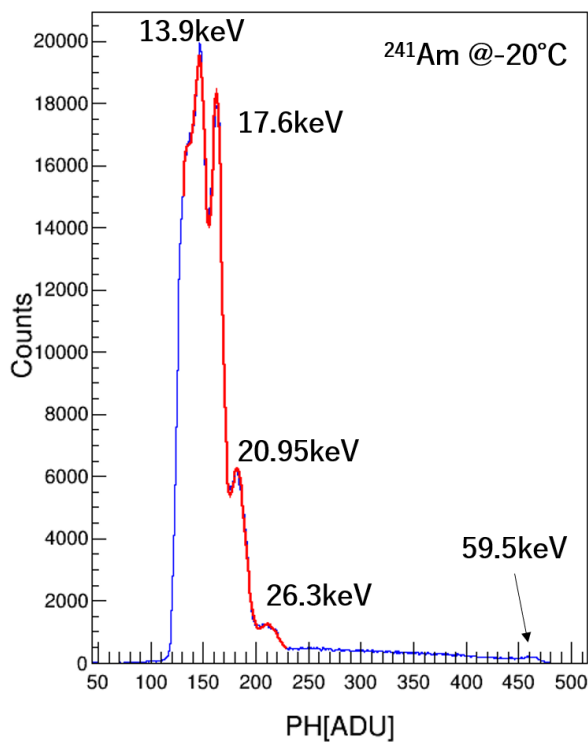


図 5.1 XRPIX2b のイベント駆動全面読み出しでの ^{241}Am のスペクトル:赤線はガウシアンフィッティングしたものである。

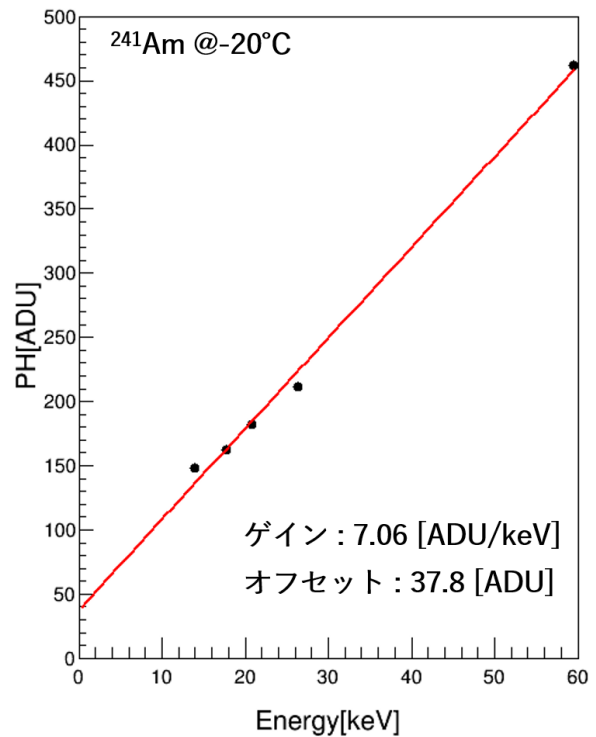


図 5.2 13.9keV、17.6keV、20.95keV、26.3keV、59.5keV を用いたエネルギー較正直線

本研究で使用している XRPIX2b 素子でもスペクトルにオフセット成分が乗っていることが分かる。較正直線の傾きからエネルギー換算係数(ゲイン)は 7.06 [ADU/keV] となった。これを用いて各輝線における分解能を求めると表 5.1 となる。先行研究 [17] によるイベント駆動 1 ピクセル読み出しと比較すると、イベント駆動全面読み出しによるエネルギー分解能の低下は起こらなかった。

表 5.1 XRPIX2b の各輝線でのエネルギー分解能 (FWHM)

輝線のエネルギー [keV]	エネルギー分解能 (FWHM) [keV]
13.9	1.97
17.6	1.78
20.95	2.69
26.3	3.48
59.5	2.40

5.2.2 CsI(Tl) シンチレーション検出器

ペDESTAL測定

CsI(Tl) シンチレーション検出器では測定前にペDESTAL測定を行う必要がある。ペDESTAL測定はカウンターや前置増幅器、電源から発せられるノイズ成分の大きさやオフセットを測定するためのものであり、実際の測定のセットアップを再現して行うため測定ごとに行われる。図 5.3 に -20°C の恒温槽内で ^{22}Na 線源を置いて取得したペDESTAL測定の結果を示す。赤線は得られたヒストグラムのガウシアンフィッティングを取ったものである。フィッティングによって得たピークの ADC 値を 0keV としている。さらに、このペDESTAL測定を用いて閾値を決めており、本研究ではノイズレベルの標準偏差 σ の 20 倍の値としている。この測定では $\sigma=1.9607$ [ADC] であるから閾値は 39.214 [ADC] である。

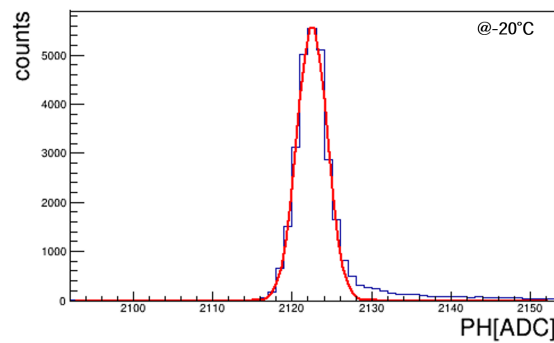


図 5.3 CsI(Tl) シンチレーション検出器のペDESTAL測定。赤線はガウシアンフィッティングの結果である。

キャリブレーション測定

エネルギー換算係数を求めるために ^{22}Na 線源を用いてキャリブレーションを行った。この章で行われる測定はすべて sub-MeV 領域である 511keV のラインガンマ線を放出する ^{22}Na を使用しているため、キャリブレーションも ^{22}Na で行った。図 5.4 は CsI(Tl) シンチレーション検出器で得た ^{22}Na のスペクトルをガウシアンフィッティングしたものである。ここからエネルギー換算係数は 0.683 [ADC/keV] となり、511keV に対するエネルギー分解能 (FWHM) は 54.5keV であった。

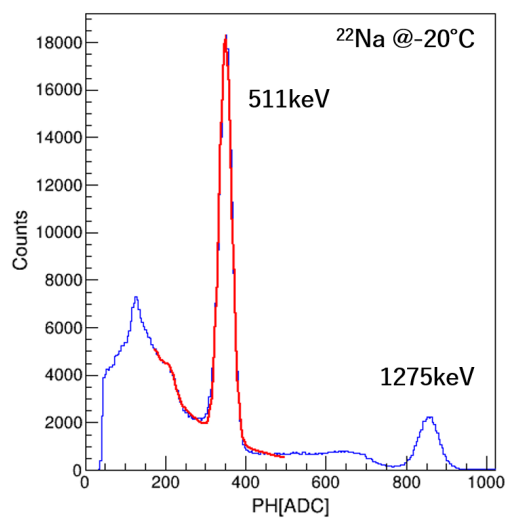
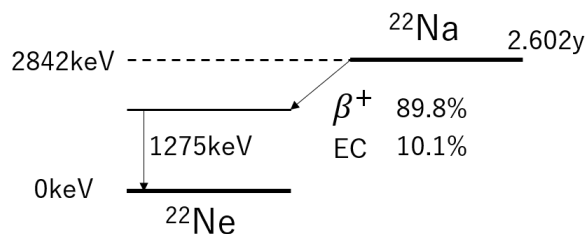


図 5.4 CsI(Tl) シンチレーション検出器で測定した ^{22}Na のスペクトル。赤線はガウシアンフィッティングの結果である。

5.3 飛跡検出セットアップ

図 5.5 ^{22}Na の壊変図

Sub-MeV ガンマ線用の検出器の開発にあたって検出性能を評価するために使用した線源は ^{22}Na である。 ^{22}Na の壊変は図 5.5 に示すように、半減期 2.602y で β^+ 崩壊を起こし、陽電子を放出する。この陽電子が電子と対消滅を起こすことで 511keV のガンマ線を 2 つ互いに反対方向に放出する。今回使用した線源の強度は 2014 年 7 月 1 日を基準日として $8.31 \times 10^5 \text{Bq}$ である。ここから半減期と壊変確率、光子放射効率を考慮に入れると、測定時 (2019 年 11 月 26 日) の光子放射効率は $3.54 \times 10^5 \text{cps}$ となる。この 511keV ガンマ線がコンプトン散乱したときに反跳する電子飛跡を検出する。実験セットアップの模式図を図 5.6、写真を図 5.7 に示す。散乱角 $\theta = 90^\circ$ となるようにし、反跳電子が XRPIX の平面と並行 (反跳深度角 $\psi = 90^\circ$) に反跳するように入射角を調整した。また、素子面に対する反跳回転角 ϕ は 0° と 90° の 2 種類で測定した。角度のそれぞれの定義は図 5.8 の通りである。実測で得られる電子の反跳方向分布とセットアップから推定される反跳方向を評価することで動作確認を行った。

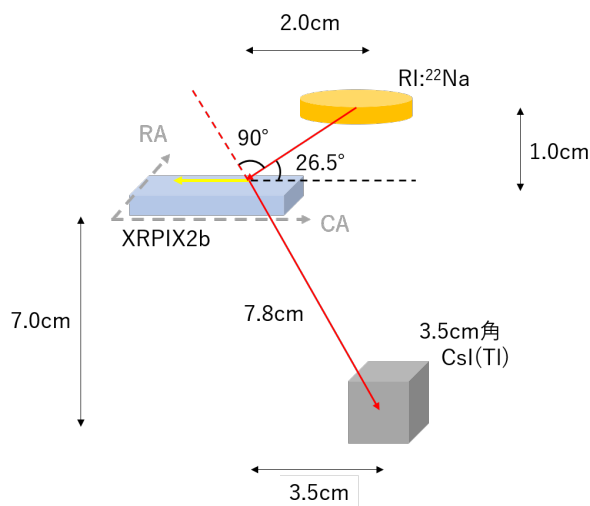


図 5.6 飛跡検出セットアップの模式図

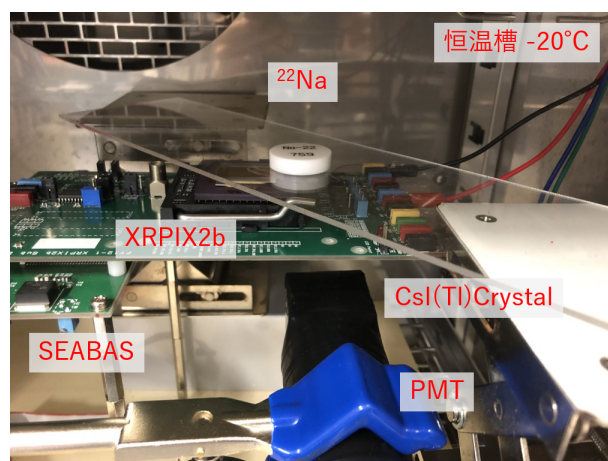
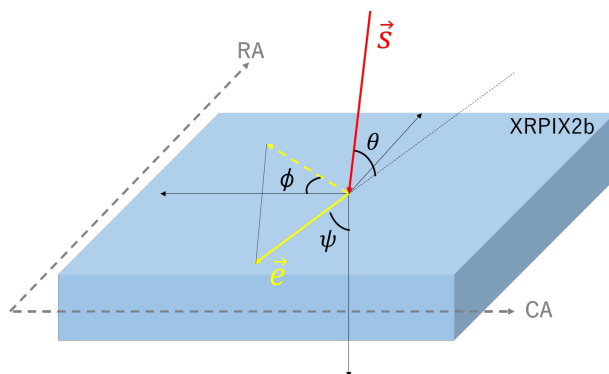


図 5.7 飛跡検出セットアップ写真

図 5.8 θ 、 ϕ 、 ψ の定義

5.4 モンテカルロシミュレーション

動作確認としてモンテカルロ法を用いたシミュレーションを行った。そのために CERN で開発された Geant4 と呼ばれるプラットフォームを用いた。Geant4 は陽子や電子、中性子、ガンマ線、 μ 粒子などの素粒子が物質中で起こす相互作用をシミュレートすることができ、高エネルギー物理や核物理学、医学や宇宙科学の分野で使用されている。Geant4 では C++ を用いてユーザーが空間や物質の材質や位置を自由に定義することができる。作成した空間に粒子を生成、発射させることでシミュレーションが始まる。その粒子が物質に入射して相互作用により二次粒子が生成するといった計算を繰り返す。すべての粒子の運動量が 0 になるか粒子が指定した空間から離脱したときにシミュレーションが終了する。

本研究のシミュレーションでは、散乱層に Si の直方体 $30\mu\text{m} \times 30\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ を 144×144 並べ、 $4.3\text{mm} \times 4.3\text{mm} \times 300\mu\text{m}$ のピクセルセンサーとした。吸収層は $3.5\text{cm} \times 3.5\text{cm}$ 角の CsI(Tl) 結晶とし、線源は直径 1cm の領域からランダムで 511keV の光子を発射させることで作成している。これらを実測のセットアップを再現するように 10cm 立方の空気で満たされた空間に配置している。放たれた光子が散乱層に入射し、コンプトン散乱により散乱されたガンマ線が CsI(Tl) 結晶で反応した場合のイベントを取得している。このときの閾値は各層 0keV であり、このシミュレーションについては共同研究者である加賀谷助教授 (仙台高等専門学校) によって行われたものを測定データと結合して評価を行っている。

5.5 データ解析

検出器から転送されてくる同時計数のデータをソフトウェアで結合して反跳電子の初期飛跡を取得する解析を行っている。以下ではその解析の流れと内容について説明する。

1. タイミングカット

ハードウェア上で行われる同時計数では、トリガー信号の伝送時間や検出器の信号処理による遅延を考慮して同時計数に幅を持たせている。この幅はトリガー信号 1 の幅と一致し、本測定では $4\mu s$ である。転送された同時計数イベントに対してヒットタイミングの時間差をヒストグラムに詰めると図 5.9 となる。横軸は吸収層の FPGA 内にトリガー信号 1 が入力されてから吸収層のイベントが読み込まれるまでのクロック数である。吸収層の動作クロックは $2.5MHz$ であるため 1 クロックで $400ns$ である。また、吸収層では波形を読み込むために 7 クロック分遅延させているため同時ヒットの場合 7 クロックにピークを持つ。これは同時イベントを入射する試験 (小節 4.2) でも確かめられており、同時ヒットの場合は 7 クロックに分布する。したがって、それ以上であれば散乱層の方が早くヒットしたイベント、7 以下であれば吸収層が早くヒットしたイベントとなる。トリガー信号 1 が $4\mu s$ であることから最大の時間差は 10 クロックであり、測定データも 17 クロックまで分布していることが分かる。タイミング分布は当初左右対称に分布すると予想していたが実際はそうはなっておらず、5~7 クロックになだらかな分布が存在している。これは、表 4.5 で示した XRPIX2b のアナログ信号の遅延時間が波高値に依るからであることが考えられる。解析では 6~8 クロック内に入るイベントは同時イベントとし、それ以外はアクシデンタルイベントと考えカットした。つまり同時イベントの範囲は $800ns$ 以内のイベントとなる。

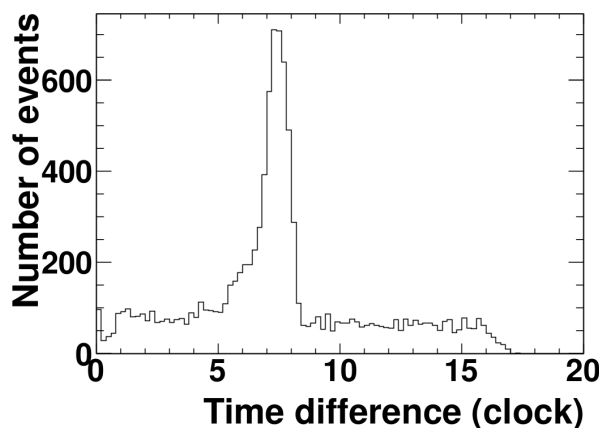


図 5.9 散乱層と吸収層のヒットタイミングの時間差

2. 飛跡クラスターの特定

測定によって得られる全ピクセルイメージから飛跡イメージを抽出する。まず、全ピクセルがもつ波高値に対してエネルギー較正を行う。較正には次の式を用いた。

$$E_{\text{dep}} [\text{keV}] = (\text{PH} [\text{ADU}] - \text{offset} [\text{ADU}]) \div k [\text{ADU/keV}] \quad (5.1)$$

k は換算係数で 5.2.1 節のキャリブレーションで得た $7.06[\text{ADU/keV}]$ を用いる。offset は先述した XRPIX2b 特有のピクセル回路とセンサーの寄生容量によるものである。全ピクセルの換算したエネルギー値に対して閾値を設定して飛跡を構成するピクセルを選別する。閾値の値は、各イメージの全ピクセルの波高値

の分布に対しガウシアンフィッティングを行い、その標準偏差の 10 倍と定義しており、その値は約 5keV である。これにより選別したピクセルのうち他の選別されたピクセルが 1 つでも隣接していた場合に飛跡クラスターとする。最後に、1 イメージにつき最も長い飛跡クラスターを採用した。最も長い飛跡クラスターが 1 ピクセルの場合はそのイベントは棄却する。これによって得られる飛跡クラスターは図 5.10 のようになる。

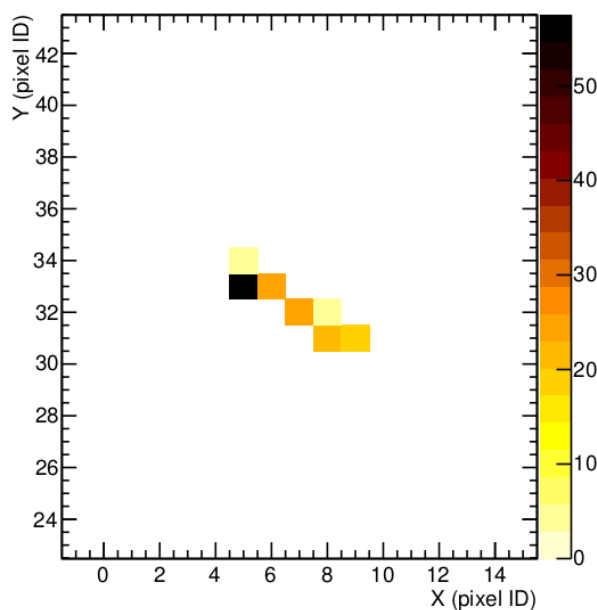


図 5.10 選別したピクセルの飛跡クラスター

3. 飛跡クラスターによるカット

XRPIX2b 素子では放射線由来のほかに、恒常的にピクセルに電荷が蓄積されるバッドピクセルやノイズにより電荷が蓄積され、それらが閾値を超えてクラスターを作る場合がある。このような放射線由来でないクラスターは、ハードウェア上で認識したトリガーピクセルと距離が離れているはずである。クラスターの重心を求め、トリガーピクセルと重心までの距離の分布を求めた (図 5.11)。この分布より 10 ピクセル ($300\mu m$) 以内に集中しているが分かったため、トリガーピクセルと重心までの距離が 10 ピクセル以内のイベントを放射線由来であるとした。

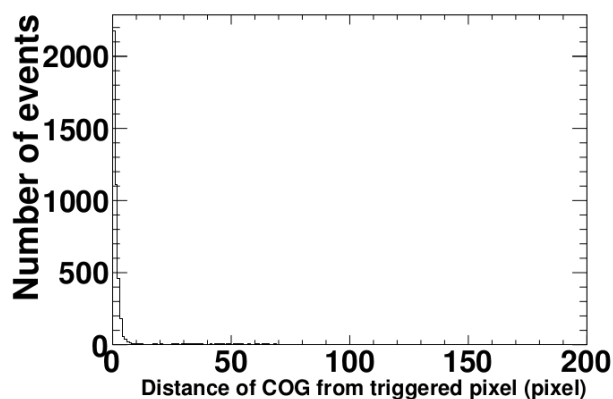


図 5.11 トリガーピクセルからクラスター重心までの距離 (ピクセル)

4. エネルギーカット

この測定ではセットアップから、散乱層で検出されるエネルギー K_e と吸収層で検出されるエネルギー $E_{\gamma'}$ は式 2.4、2.3 により、 $K_e = 255.5\text{keV}$ 、 $E_{\gamma'} = 255.5\text{keV}$ と推定される。また、各層を合計したエネルギーは入射ガンマ線のエネルギーとなるはずであり、その値は 511keV である。図 5.12 と図 5.13 はそれぞれ吸収層で測定されたスペクトル、散乱層と吸収層で測定されたエネルギーを合計したスペクトルを表す。セットアップに準拠したイベントを選択するために吸収層で取得されるエネルギーの $255\text{keV} \pm 40\text{keV}$ 、各層で取得されるエネルギーの合計の $511\text{keV} \pm 40\text{keV}$ でカットをかけた (図 5.12、図 5.13 の赤矢印の幅)。40keV という値は節 5.2.2 で測定した CsI(Tl) シンチレーション検出器のエネルギー分解能 σ の 2 倍を設定した。

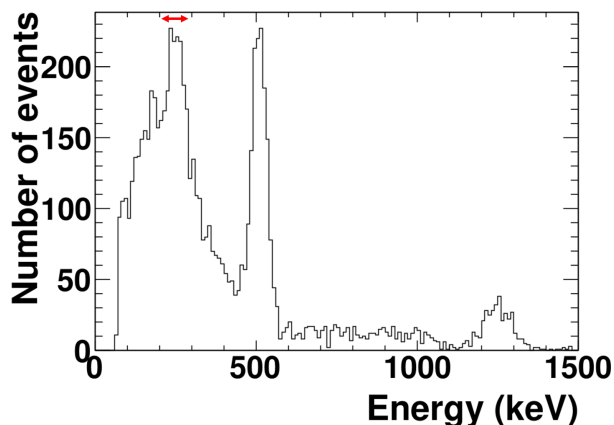


図 5.12 吸収層のエネルギースペクトル

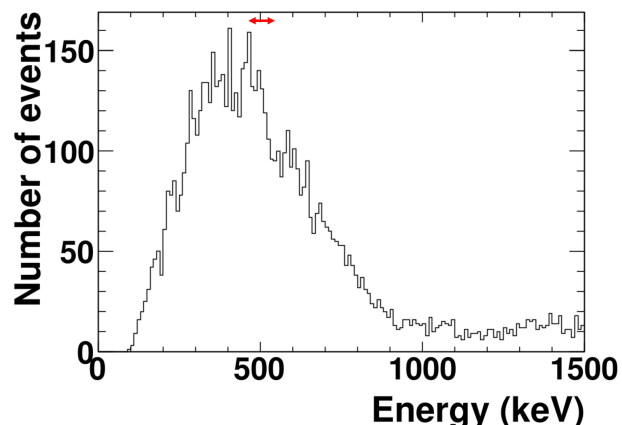


図 5.13 散乱層と吸収層を合計したエネルギースペクトル

5. コンプトン散乱反応点の特定

反跳電子の初期方向を決定するにはコンプトン散乱点であるピクセルを特定する必要がある。しかし、ハードウェア上で認識されたトリガーピクセルは閾値を超えたピクセルでしかないため散乱点である保証はない。したがって、選別した飛跡クラスターから両端のどちらが始端・終端であるかを特定する。そこで用いたのがブラッグピークによる判定である。

荷電粒子が物質中で進行方向の物質を電離しながら運動するときに、荷電粒子が物質内の経路を単位距離進むにつれてエネルギー損失が増大することが分かっている。これを定式化したものとして Bethe-Bloch の式があり、エネルギー損失と荷電粒子の速度には以下の関係がある。

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{v^2} \quad (5.2)$$

荷電粒子の速度の二乗に反比例してエネルギー損失が大きくなる。したがって、電離により速度が小さくなるほどエネルギー損失が増大し、エネルギー損失が最も大きくなる点をブラッグピークと呼ぶ。

半導体中の電子の運動でも同様のことが起こり、散乱点より終端において電子正孔対を多く生成するため、飛跡クラスターのうち最大の deposit を持つピクセルが終端であるといえる。したがって、散乱反応点を特定するために以下の流れで解析を行った。

- (a) 飛跡クラスターのうち最大の deposit を持つピクセルをブラッグピーク (終端) とする。
- (b) ブラッグピークから飛跡クラスターを構成するすべてのピクセルを通る最短経路を計算する。
- (c) 求めた最短経路においてブラッグピークから最も遠いピクセルを散乱反応点とする。

6. 電子飛跡の初期反跳方向の特定

電子飛跡検出型コンプトンカメラで必要な情報は反跳電子の反跳方向であるが、実際の電子飛跡は半導体中の原子と多重散乱を起こすため歪んでしまう。これにより反跳方向の情報は失われてしまうため多重散乱を起こすまでの飛跡を解析する必要がある。そこで本研究では散乱反応点の周囲 8 ピクセルを調査した。この 8 ピクセルの **deposit** を調べ、散乱反応点から 8 ピクセルの **deposit** 重心に向くベクトルを初期反跳方向と定義した。この解析による結果を図 5.14 に示す。黒矢印方向が解析によって得られた初期反跳方向である。

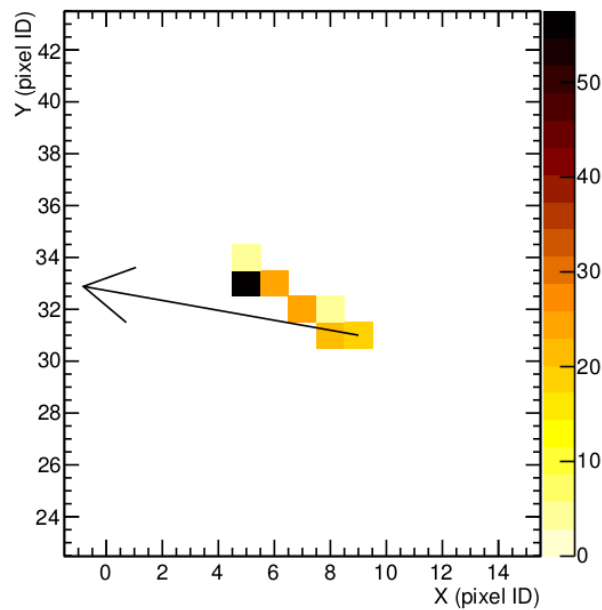


図 5.14 解析によって得た初期反跳方向。

5.6 試作機の動作確認の結果

5.3 節で示したセットアップを用いて飛跡検出の測定を行った。測定に使用したパラメータを表 5.2 にまとめた。測定は同時係数のイベント数で制御しており 2 万イベント取得した。バックバイアス電圧は完全空乏化に必要な 80V を上回る 120V に設定した。

表 5.2 測定における諸パラメータ

ϕ	同時計数イベント数	解析後イベント数	測定時間	バックバイアス電圧	閾値電圧
0°	20000	130	71648	120V	470mV
90°	20000	113	76993	120V	470mV

5.6.1 エネルギースペクトル

図 5.15 は $\phi = 0^\circ$ の同時計数データに関して、散乱層と吸収層で取得されたエネルギーを縦軸と横軸にプロットしたものである。左図は実測で右図は実測と同様のセットアップでのシミュレーションの結果である。図 5.16 も同様に $\phi = 90^\circ$ におけるプロットである。青く囲った部分は前節のエネルギーカットで選別されるイベントである。シミュレーションの場合、カットで選別される部分にイベントの密度が濃い部分が乗っていることが分かる。一方実測では、2 つの ϕ においてイベントの密度が濃い部分が青い枠より下にずれていることが分かる。密度が濃い部分がセットアップに準拠したイベントであるとする、縦軸である散乱層のエネルギーを低く見積もっていると考えられる。

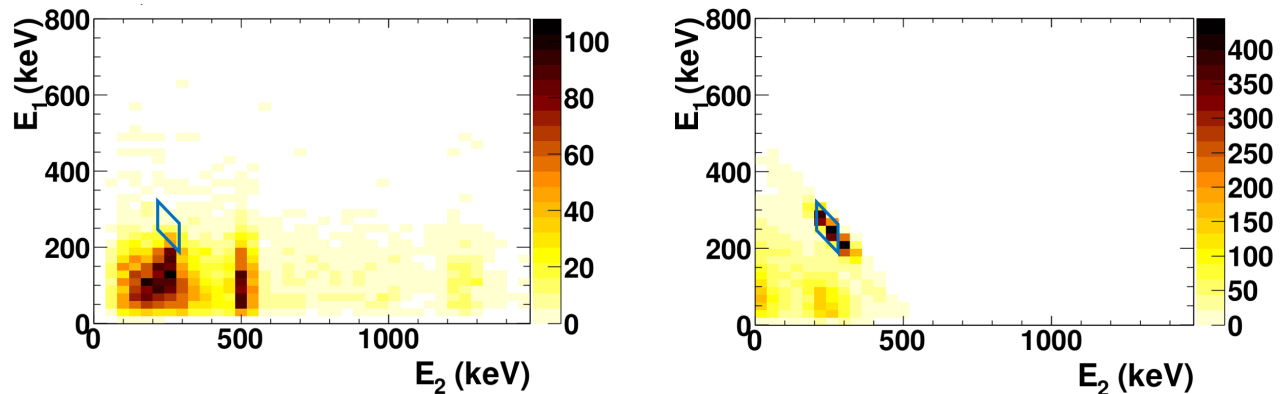


図 5.15 $\phi = 0^\circ$ の同時計数イベントの散乱層で得たエネルギーと吸収層で得たエネルギーの二次元プロット。
左が実測で右がシミュレーション結果。

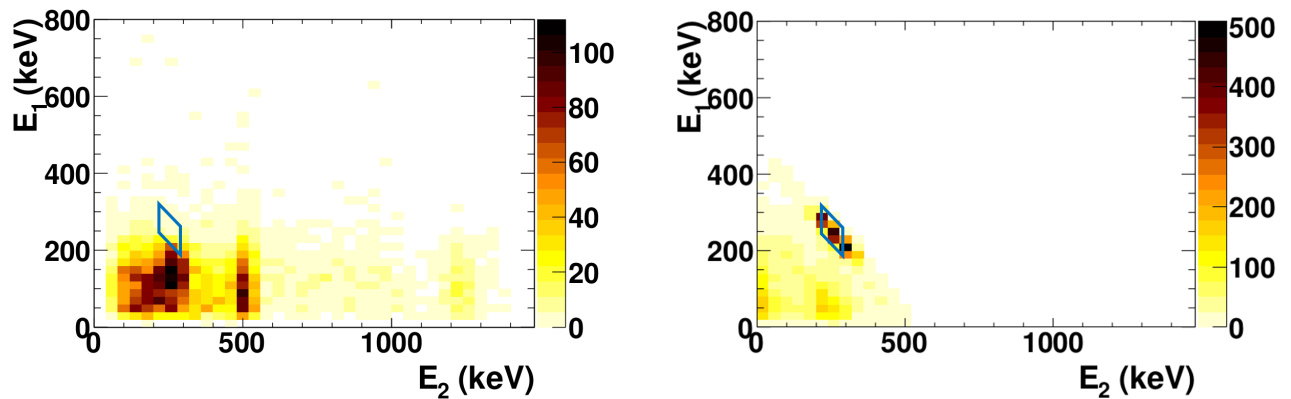


図 5.16 $\phi = 90^\circ$ の同時計数イベントの散乱層で得たエネルギーと吸収層で得たエネルギーの二次元プロット。
左が実測で右がシミュレーション結果。

- 低エネルギー見積りの原因

散乱層のエネルギーを真のエネルギーより低く見積もっている原因として考えられるのは、キャリブレーション測定と飛跡検出測定でエネルギー取得に差が生じていることである。キャリブレーション測定と飛跡検出測定の最大の違いはエネルギー取得に用いるピクセル数である。前者では、X 線を使用しているためほとんどのイベントで電荷が 1 ピクセルに収まるため、ハードウェアでトリガーされたピクセルのみの波高値をイベントのエネルギーとしている。それに対し後者では、得られた飛跡クラスターの波高値合計をそのイベントのエネルギーとしているため、電荷損失などにより低エネルギー見積りを行っている可能性がある。しかし、5.2.1 節のキャリブレーション測定で得た換算係数はシミュレーションデータの較正にも使用している。シミュレーションのエネルギー 2D ヒストグラムではイベント密度の濃い部分とエネルギーカットされる青い枠は一致している。このことからイベントのエネルギーに使用するピクセル数の違いによって換算係数に変化があるとは考えにくい。

次にシミュレーションと実測との違いを考えると、実測では XRPIX2b 特有のオフセットが生じる。3.4.2 節で述べたように、XRPIX2b では真の波高値より大きい波高値が出力されている。したがって、実測では式 5.4 でオフセット成分を減算して換算を行っている。XRPIX2b で生じるオフセットの原因はトリガー信号線と検出ノードとのクロストークである。したがって、トリガーされたピクセルはオフセットが生じるがそれ以外のピクセルは生じない。しかし、式 5.4 は全ピクセルに適用していたため、飛跡クラスター内のオフセットが生じていないピクセルからもオフセットを減算していた。このためイベントのエネルギーを低く見積もっていたのである。

この修正を行うためにエネルギー換算の仕方を変更した。トリガーされたピクセルの場合は式 5.3 を使用し、それ以外のピクセルでは式 5.4 を用いることにした。

$$E_{\text{dep}} [\text{keV}] = (\text{PH} [\text{ADU}] - \text{offset} [\text{ADU}]) \div k [\text{ADU/keV}] \quad (5.3)$$

$$E_{\text{dep}} [\text{keV}] = \text{PH} [\text{ADU}] \div k [\text{ADU/keV}] \quad (5.4)$$

修正による変化を飛跡クラスターを構成するピクセルの波高値で確認すると図 5.17 が得られた。左が修正前の飛跡で右が修正後である。ピクセルの中央にある数字はエネルギー換算したピクセル波高値である。図の飛跡の場合、トリガーピクセルは黒いピクセルである。修正後ではトリガーピクセル以外はオフセットが引かれていないことが分かる。

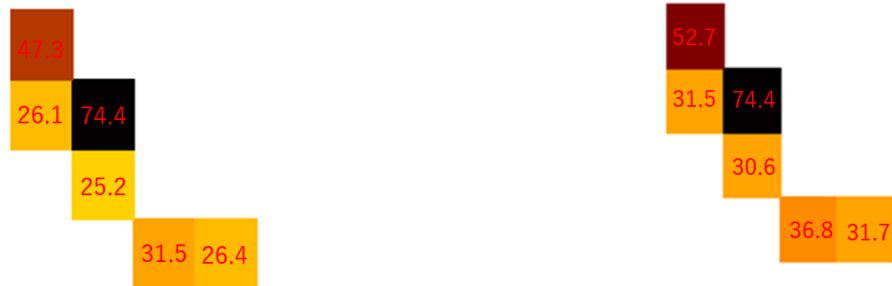


図 5.17 飛跡クラスターの 픽セルごとの波高値。左が修正前で右が修正後の飛跡クラスター。

修正後のエネルギー 2D ヒストグラムを図 5.18 に示す。エネルギーカットの青い枠の中に多くのイベントが含まれていることが分かる。また、カット後の取得イベント数も各 ϕ で $130 \rightarrow 431$ 、 $113 \rightarrow 509$ に増加した。

シミュレーションのヒストグラムを比較すると相違点が 2 点ある。1 つ目は吸収層の 511keV に一定のイベントが取得されていることである。これは、線源から直接 CsI(Tl) 結晶に入射し光電吸収を起こしたイベントが散乱層のヒットタイミングとアクシデンタルを起こしたと考えられる。もう 1 つは各層の合計が 511keV を満たさないイベントが多く取得されていることである。これは、各層でコンプトン散乱するイベントやアクシデンタルヒットによるものであると考えられる。

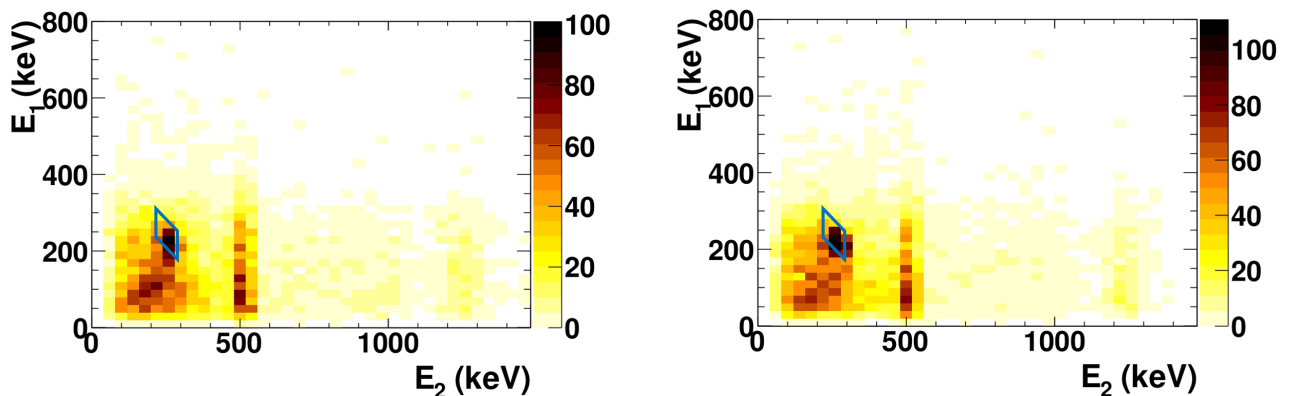


図 5.18 $\phi = 90^\circ$ の同時計数イベントの散乱層で得たエネルギーと吸収層で得たエネルギーの二次元プロット。
左が $\phi = 0^\circ$ 、右が $\phi = 90^\circ$

5.6.2 イベントレートによる動作確認

検出器の動作確認としてシミュレーションと概算により算出したイベントレートと実測を比較した (表 5.3)。実測では、イベントセレクション後のイベント数を測定時間で割ったものである。シミュレーションでは、降らせた粒子数が 5×10^9 個と実測で用いた線源の光子放射効率 $3.54 \times 10^5 \text{cps}$ から、

$$5 \times 10^9 \div 3.54 \times 10^5 = 14124.3[\text{s}] \quad (5.5)$$

と実測に置き換えたときの測定時間を求めた。シミュレーションのデータに対しても実測と同様の解析を行いイベントセレクション後のイベント数を計算した測定時間で割ったものをイベントレートとした。概算では、まず素子を長方形の板であると仮定して線源から見た素子の立体角 Ω を以下の式により求めた。

$$\Omega = 4 \times \frac{\pi}{180} \arcsin(\sin \alpha \times \sin \beta), \quad (5.6)$$

ここで α 、 β は図 5.19 のように素子の中心から辺までをみる角度である。全立体角 4π を用いて XRPIX2b に入射する単位時間当たりのガンマ線の数 I_{SOI} は、

$$I_{\text{SOI}} = \frac{\Omega}{4\pi} \times I_0, \quad (5.7)$$

となる。 I_0 は線源の光子放出効率で $3.54 \times 10^5 \text{cps}$ である。次に、ガンマ線が単位時間あたりに物質とコンプトン散乱する数 I_{compton} は、

$$I_{\text{compton}} = I_{\text{SOI}}(1 - e^{-Z \frac{N_a}{w} \sigma \rho d}), \quad (5.8)$$

と表される。 Z は物質の原子番号、 N_a はアボガドロ定数、 w は原子量、 σ はコンプトン散乱断面積、 ρ は物質の密度、 d は物質の厚みである。

コンプトン散乱微分断面積 σ は、単位立体角当たりの散乱微分断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ に散乱立体角 $\delta\Omega$ をかけて、

$$\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega} \delta\Omega, \quad (5.9)$$

となる。 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は、クライン仁科の公式 2.5 により求めることができる。また、 $\delta\Omega$ は、XRPIX2b から見た CsI(Tl) 結晶の立体角であるが、長方形であると近似して式 5.6 により求めた。

最後に、CsI(Tl) 結晶でガンマ線が単位時間あたりに光電吸収する粒子数 I_{abso} は、

$$I_{\text{abso}} = I_{\text{compton}}(1 - e^{-\mu \rho d}), \quad (5.10)$$

となる。 μ は質量吸収係数であり、511keV ガンマ線が散乱層で 90° 散乱したときに吸収層に入る散乱ガンマ線は 255keV なので、そのときに CsI(Tl) 結晶で光電吸収した場合 $\mu = 1.273 \times 10^{-1} [\text{cm}^2/\text{g}]$ [7] である。これにより求めた I_{abso} を概算によるイベントレートとした。

表 5.3 イベントレートの比較 (単位:[cnts/s])

実測 ($\phi = 0^\circ$)	実測 ($\phi = 90^\circ$)	シミュレーション	概算
6.0×10^{-3}	6.6×10^{-3}	1.5×10^{-1}	5.6×10^{-2}

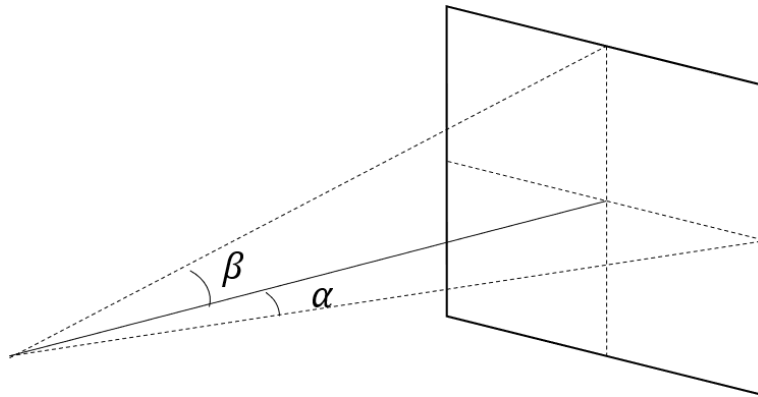


図 5.19 長方形のしく立体角の定義

実測におけるイベントレートがシミュレーションと概算で求めたものより一桁以上小さいことが分かった。これは取得できるはずのイベントの 10% 以下しか取得できていないことを意味する。この動作の整合性を確かめるために、この試作機におけるデッドタイムを計測した。

- デッドタイムの計測

電子飛跡検出型コンプトンカメラのデッドタイムは、散乱層の検出器と吸収層の検出器のデッドタイムが影響するはずである。吸収層は並列処理で動作しているためデッドタイムとなりうる要素としてはイベント判定の処理とデータ転送の処理が考えられる。イベント判定に関しては、先述したが約 32kHz 以上のイベントを取得するときに取りこぼしが生じる。本研究のセットアップでは多いときで 2kHz であるからこの影響はほとんどないと考えた。データ転送の処理における取りこぼしは 4.2 節で実験したときに 0.0001% 程度であった。これらのことから、吸収層ではイベントの取りこぼしはほとんどなく、このセットアップでのデッドタイムは限りなく小さいと考えた。

一方で散乱層の XRPIX2b は直列処理であるため露光している時間以外はデッドタイムとなる。したがって、測定中に実際に露光した時間を計測した。この計測は FPGA のクロックを利用して行った。まず、ファームウェア上で 100Hz 周期で立ち上がるクロックを生成した。次に図 4.34 の読み出しシステムにある露光のステートメント中に立ち上がっていたクロックを NIM コネクタに接続し LEMO ケーブルを経由して NIM モジュールでその数 N を計数した。測定時間を t とすると測定中に実際に露光した時間 T は、

$$T = \frac{N}{t \times 100} \times t = \frac{N}{100}, \quad (5.11)$$

と求めることができる。これにより求めた実測での露光時間と測定時間における割合を表 5.4 にまとめた。

表 5.4 実測の露光時間の計測結果

ϕ	測定時間 [s]	計数 N	露光時間 [s]	露光時間の割合 [%]
0°	71648	1779673	17797	24.84
90°	76993	1913352	19134	24.85

いずれの ϕ においても露光時間は実際に測定した時間の 24.8% であることが分かった。この割合は読み出しシステムの構造から説明することができる。4.34 にあるように、ファームウェアではスタンバイを起点としてその次にコンパレータやキャパシタのリセットを行う。リセットが完了すると露光してガンマ線の入射

を待つが、ある程度の時間待って入射が無ければスタンバイに戻る。本実測ではこの時間を $40\mu s$ に設定している。また、リセットにかかる時間も設定しており、こちらは $120\mu s$ である。したがって、イベントが入射されなかったサイクルの場合は露光時間の割合が $40\mu s / (120\mu s + 40\mu s) \times 100 = 25\%$ となる。本研究で行われる測定セットアップでは XRPIX2b で反応するレートは数 Hz であるから、多くはイベントが入射されないサイクルが回っている。したがって散乱層のデッドタイムは電荷のリセットを行う工程によるものが大きい。

計測した実際の露光時間からイベントレートを計算すると表 5.5 になった。

表 5.5 実際の露光時間からイベントレートを再計算した結果

実測 ($\phi = 0^\circ$)	実測 ($\phi = 90^\circ$)	シミュレーション	概算
2.4×10^{-2}	2.7×10^{-2}	1.5×10^{-1}	5.6×10^{-2}

シミュレーションと 20%、概算とは 50% 程度のレートとなることが分かった。本論文で行った測定のあと、この原因を調査した。ここでは原因である場所を特定した測定について紹介する。

セットアップとしては同時イベントを必ず入力する 4.21 を使用した。到来した同時イベントに対して実際に取得したイベント数を表 5.6 に示す。この結果から分かるように、同時イベントにもかかわらずイベントを落としていることが分かった。さらに、その割合は 80% であり、実測で落としている割合と一致している。したがって、吸収層の同時計数を取るプログラムにおいて約 80% 落としていることが判明した。この現象を改善するための詳しい原因が分かっておらず、今後の課題である。

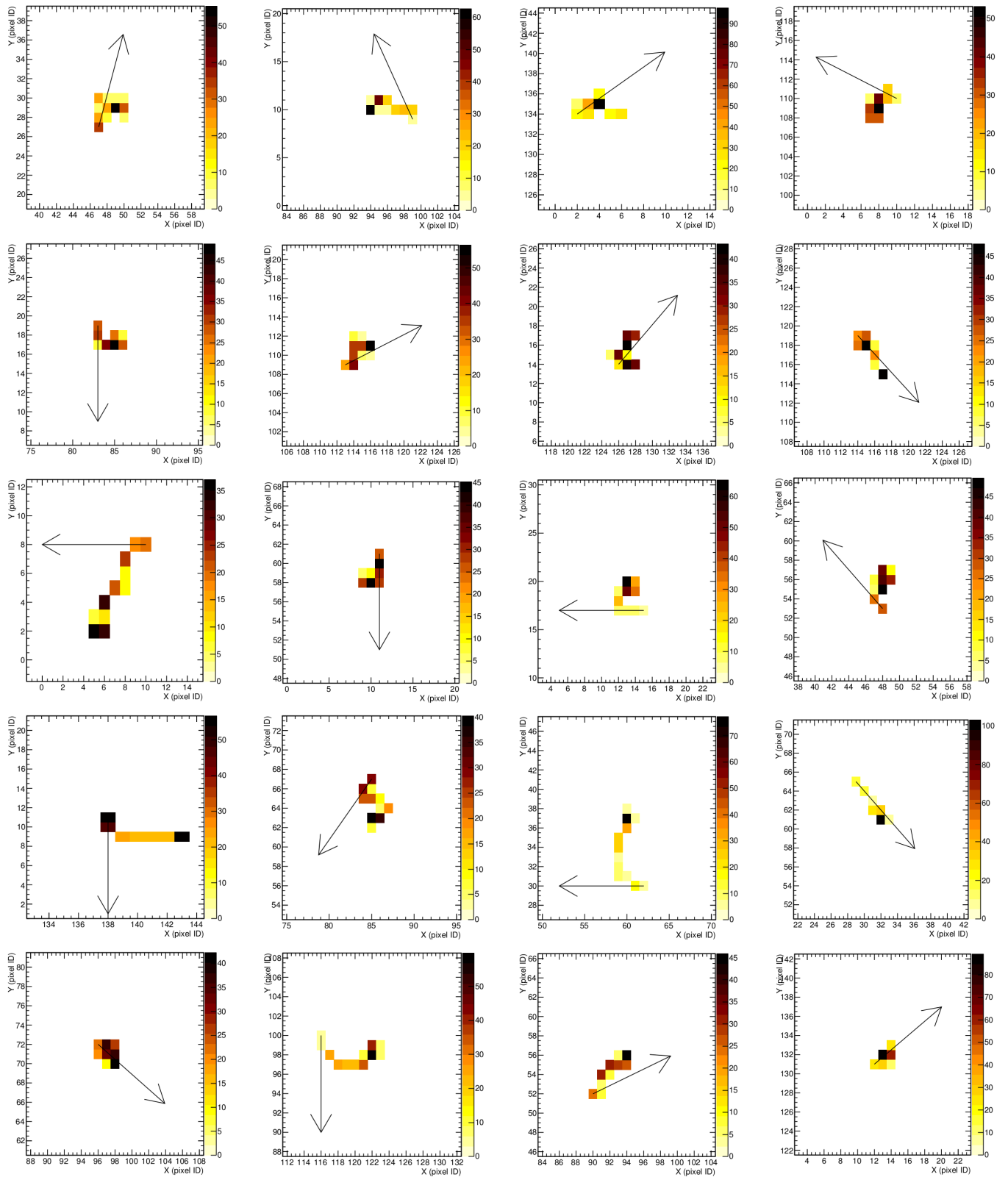
表 5.6 実測の露光時間の計測結果

同時イベントの到来数	実際に取得したイベント数
10000	2181

5.6.3 飛跡解析の結果

$\phi = 0^\circ$

解析によって得られた $\phi = 0^\circ$ のセットアップにおける飛跡は 431 個である。そのうちの 20 個を図 5.20 に示す。横軸と縦軸の数字はそれぞれ CA と RA のアドレスを表す。カラーバーはそのピクセルのもつエネルギー値を表しており単位は keV である。 $\phi = 0^\circ$ は、イメージ上で X 軸に対して負の方向である。

図 5.20 $\phi = 0^\circ$ のデータを解析して取得した電子飛跡のイメージ

すべての飛跡の初期反跳方向をヒストグラムにプロットすると図 5.21 になる。赤線が実測で青線がシミュレー

シミュレーションで得られた分布を実測に合わせてスケールリングしたものである。bin サイズは 40° 、実測のエラーバーは各 bin に詰められる値の平方根で表されている。実測とシミュレーションともにセットアップで設定した $\phi = 0^\circ$ に強いピークを持っていることが分かる。

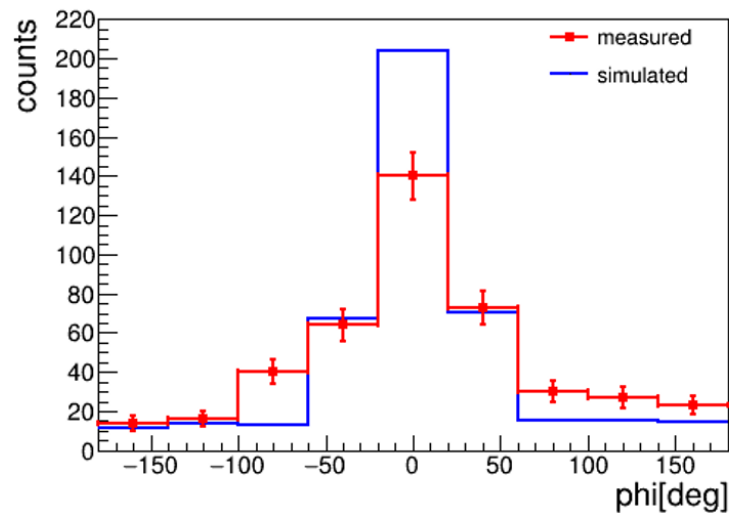


図 5.21 $\phi = 0^\circ$ のセットアップで取得した ϕ 分布

次に、すべての飛跡の飛跡長を評価した (図 5.6.3)。飛跡長は飛跡を構成するピクセル数で定義し、横軸がピクセル単位の飛跡長で縦軸がカウント数である。赤線が実測、青線がシミュレーションのヒストグラムでそれぞれの平均は 9.002 と 9.816 であった。実測の分布からシミュレーション比べ若干小さく見積もっていることが見て取れるが、シミュレーションの結果と一致しているといえる。また、図 3.7 から 90° 散乱での飛程は $\sim 300\mu\text{m}$ となり、ピクセルに換算すると ~ 10 ピクセルである。これと比較すると実測、シミュレーションの平均はともに若干小さいことが分かる。これは飛跡がピクセルに対して斜めに進む場合であっても 1 ピクセル $30\mu\text{m}$ で換算するため、見積りが小さくなっていることが考えられる。

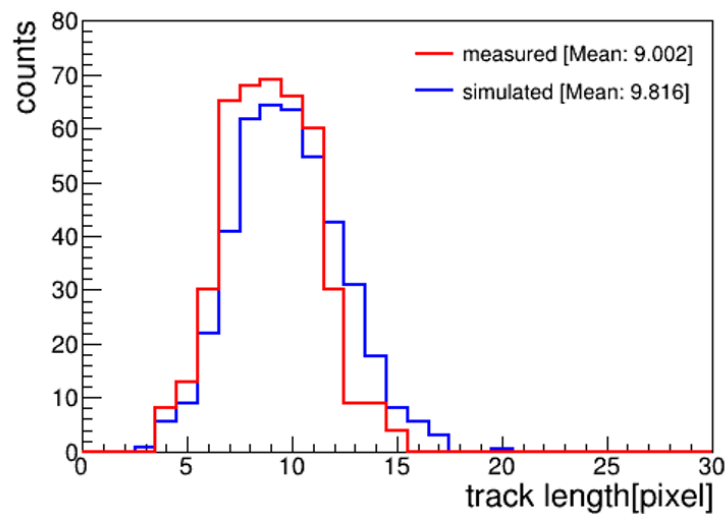
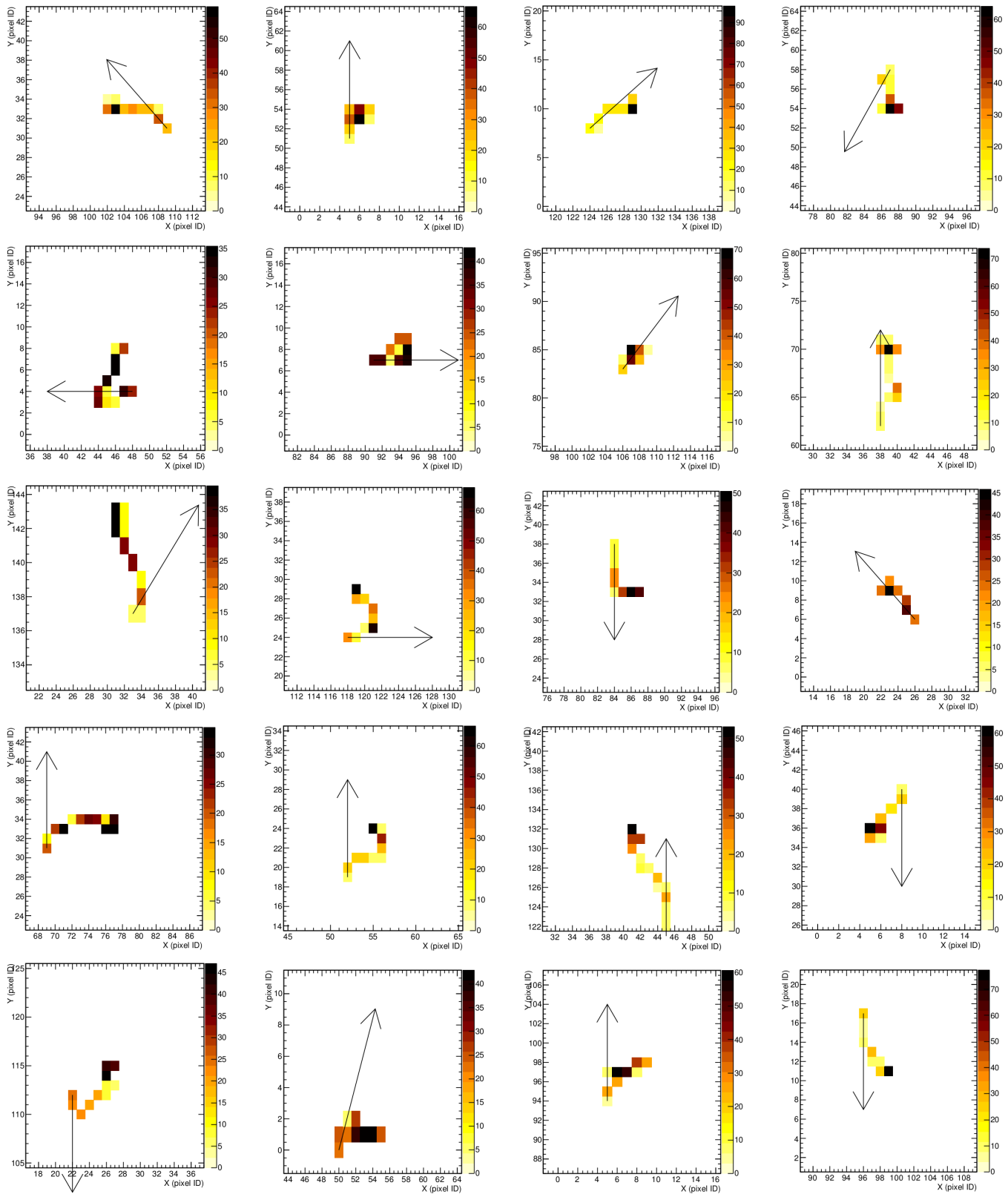


図 5.22 実測とシミュレーションで測定した散乱角 90° における飛跡長分布

$\phi = 90^\circ$

解析によって得られた $\phi = 90^\circ$ のセットアップにおける飛跡は 509 個である。そのうちの 20 個を図 5.23 に示す。 $\phi = 90^\circ$ は、イメージ上で Y 軸に対して正の方向である。

図 5.23 $\phi = 90^\circ$ のデータを解析して取得した電子飛跡のイメージ

すべての飛跡の初期飛跡方向の分布は図 5.24 となった。 $\phi = 0^\circ$ のときとの違いが明らかであり、ピークが

$\phi = 90^\circ$ に立つことが確認できる。シミュレーションデータと比較すると実測のピークが低い値となっており、アキシデンタルイベントや電子雲の拡散の影響が考えられる原因である。

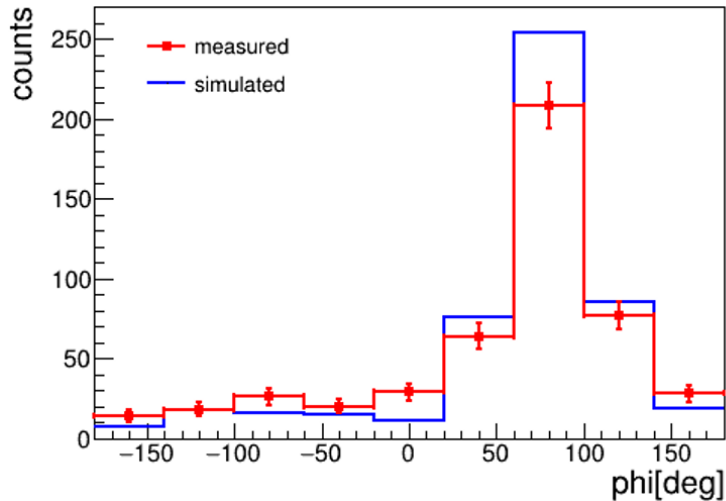


図 5.24 $\phi = 90^\circ$ のセットアップで取得した ϕ 分布

$\phi = 0^\circ$ の時と同様に飛跡長分布を見ると、

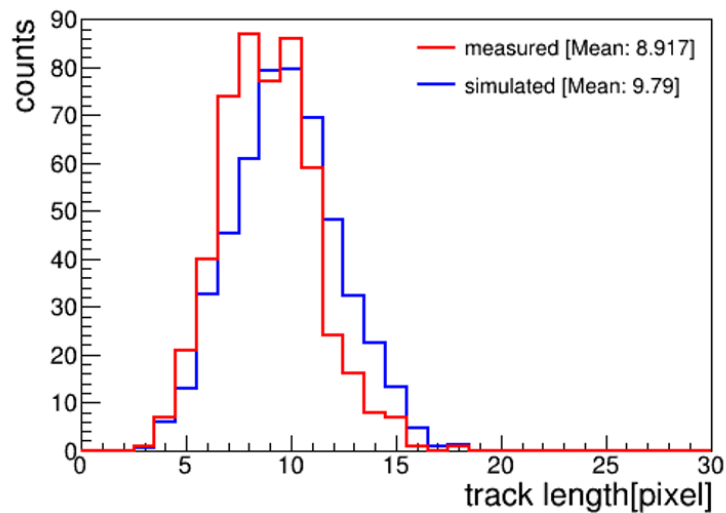


図 5.25 実測とシミュレーションで測定した散乱角 90° における飛跡長分布。

まとめ

エネルギーの 2D マップではセットアップによって推定されるエネルギー範囲にイベントが密集していることが分かった。これらの解析により取得された検出効率はシミュレーションや概算とオーダーで一致しており動作に矛盾は見られない。飛跡解析から得た初期反跳方向の ϕ 分布は、 $\phi = 0^\circ, 90^\circ$ の両方の測定においてピークが推定される位置に立っていることを確かめることができた。また、飛跡長の平均値はウィルソンモデルを [16] で修正した結果得られる値と整合性が取れており、いずれの結果もシミュレーションデータとの矛盾がなかった。これらのこ

とから、開発した読み出しシステムで懸念していたイベント取得のズレは見られず、正常な同時計数を行っているという結果を得た。

5.7 XRPIX2b の飛跡検出性能の評価

前章で開発した読み出しシステムの動作を確認し電子飛跡を取得することに成功した。この章では放出される電子飛跡の条件を変更したときに飛跡検出への影響を確かめる。評価した項目は以下の 3 つである。

散乱角 θ の依存性

散乱角 θ と飛跡長の関係は図 3.7 にある通り θ が小さいほど飛跡長も小さくなる。したがって、 $\theta = 90^\circ$ より小さくし、飛跡長が短くなった場合の飛跡検出性能を確かめた。その結果、 45° より小さいと反跳方向を正しく特定することは不可能であることが分かった。

反跳回転角 ϕ の依存性

電子がピクセルに対して斜めに反跳される場合の飛跡検出性能を確かめた。その結果、反跳回転角に対して飛跡検出性能に影響が見られなかった。

反跳深度角 ψ の依存性

電子が素子に対して深さ方向を持って反跳された場合の飛跡検出性能を確かめた。その結果、飛跡長には影響がないが、深度を持つ方が反跳方向を正確に特定できないことが分かった。

5.7.1 散乱角 θ 依存性の調査

コンプトン散乱角と電子飛跡の関係は図 2.3 が示すとおり散乱角が小さいほど飛跡長も小さくなる。初期反跳方向を特定するためには最低 2 ピクセルの飛跡が必要であるが、その飛跡が短いほど方向を特定する能力が下がることが予想される。したがって、 $\theta = 90^\circ$ と比べて散乱角を小さくしたときに初期反跳方向の特定にどの程度影響があるかを調べた。

実験セットアップ

散乱角 θ を 90° に加えて 60° 、 45° 、 30° に変更して測定を行った。実験セットアップの模式図を図 5.26 に示す。セットアップの選定には線源と XRPIX2b の距離と XRPIX2b と CsI(Tl) 結晶の距離を固定するようにした。また、電子の反跳方向がいずれも $\phi = 0^\circ$ かつ $\psi = 90^\circ$ を満たすように配置している。つまり、ピクセルの辺に対して平行かつ XRPIX2b 平面と平行に跳ぶ飛跡を設定している。その他は $\theta = 90^\circ$ の測定と変更はしていない。また、測定に使用した各パラメータは表 5.7 のとおりである。

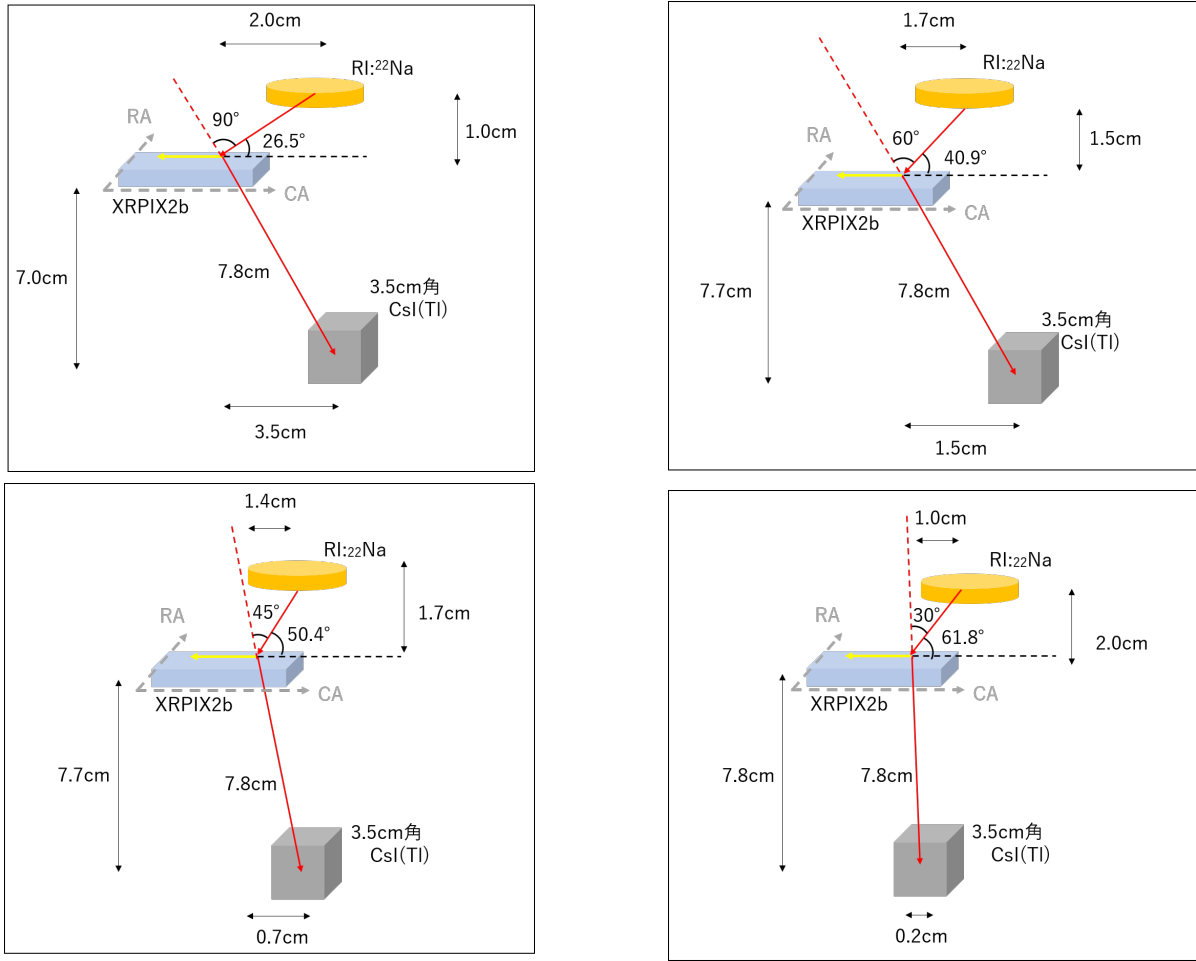


図 5.26 散乱角を変更した測定セットアップ模式図。左上が $\theta = 90^\circ$ 、右上が $\theta = 60^\circ$ 、左下が $\theta = 45^\circ$ 、右下が $\theta = 30^\circ$ 。

表 5.7 散乱角を変更して測定したときの各パラメータ

θ	同時係数イベント数	バックバイアス電圧	閾値電圧
60°	10000	120V	470mV
45°	10000	120V	470mV
30°	10000	120V	470mV

実験の結果

各散乱角における測定時間、露光時間、露光時間の割合、イベントセレクション後のイベント数、イベントレートを表 5.8 に示す。なお、 $\theta = 90^\circ$ のデータは 5.6 節を使用した。今回も同様の方法で露光時間を測定している。露光割合はどの測定であっても 25% 弱で固定されている。このことから、XRPIX2b の反応レートが低いときは読み出しによるデッドタイムが 0.15% の割合にしかならないことが分かった。イベントレートは大散乱角ほど大きい傾向にあるが 45° と 30° では逆転している。

表 5.8 各散乱角における測定時間の比較

θ	測定時間 [s]	露光時間 [s]	露光割合 [%]	イベント数	イベントレート [cnts/sec]
90°	71648	17797	24.84	431	2.4×10^{-2}
60°	51092	12695	24.85	417	3.3×10^{-2}
45°	42533	10579	24.87	556	5.3×10^{-2}
30°	43131	10718	24.85	488	4.6×10^{-2}

シミュレーションと概算により算出して比較すると、表 5.9 に示したようにシミュレーションでは同様の傾向が見られた。これは、イベントセレクションにおいて飛跡クラスターの大きさが 2 ピクセル以上という条件に 30° の飛跡がカットされるからだと考えられる。30° の飛跡は図 3.7 より 30 μm となるから 1 ピクセル程度しか反跳していないことが分かる。

表 5.9 各散乱角におけるイベントレート

θ	実測	シミュレーション	概算
90°	2.4×10^{-2}	1.5×10^{-1}	5.6×10^{-2}
60°	3.3×10^{-2}	1.9×10^{-1}	6.2×10^{-2}
45°	5.3×10^{-2}	2.6×10^{-1}	7.7×10^{-2}
30°	4.6×10^{-2}	2.2×10^{-1}	8.3×10^{-2}

実際に測定された飛跡長の平均を取りシミュレーションと比較した。赤線が実測、青線がシミュレーション、黒線は Mukoyama et al.[16] によって得た解析値である。

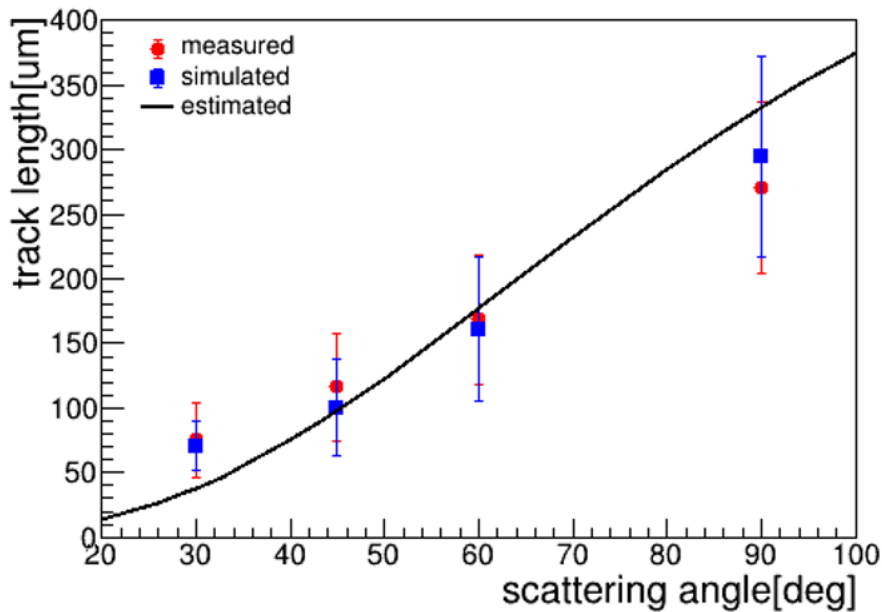


図 5.27 各散乱角における測定した飛跡長

図 5.27 は各散乱角における測定した初期反跳方向の分布である。まず、いずれの散乱角においてもシミュレー

シヨンのデータと良く一致している。このことから同時計数読み出しが正常に動作していることが分かる。 $\theta = 90^\circ$ と $\theta = 60^\circ$ ではセットアップで設定した反跳方向 $\phi = 0^\circ$ にピークがあるが、 $\theta = 45^\circ$ では分布が山なりになっており、 $\theta = 30^\circ$ では 4 つのピークを持っている。 $\theta = 30^\circ$ は飛跡長の平均が 2 ピクセル程度である。したがって、多くの飛跡が反応点と上下左右のいずれかのピクセルで構成されるためこのような分布になる。取得した分布は電子飛跡検出型コンプトンカメラの性能指標の SPD と同等である。この 4 つの分布を比較すると、 $30\mu\text{m}$ ピッチのピクセルを持つ XRPIX2b では、 45° 以下の散乱においては飛跡の反跳方向を正確に取得することが難しいという結果が得られた。

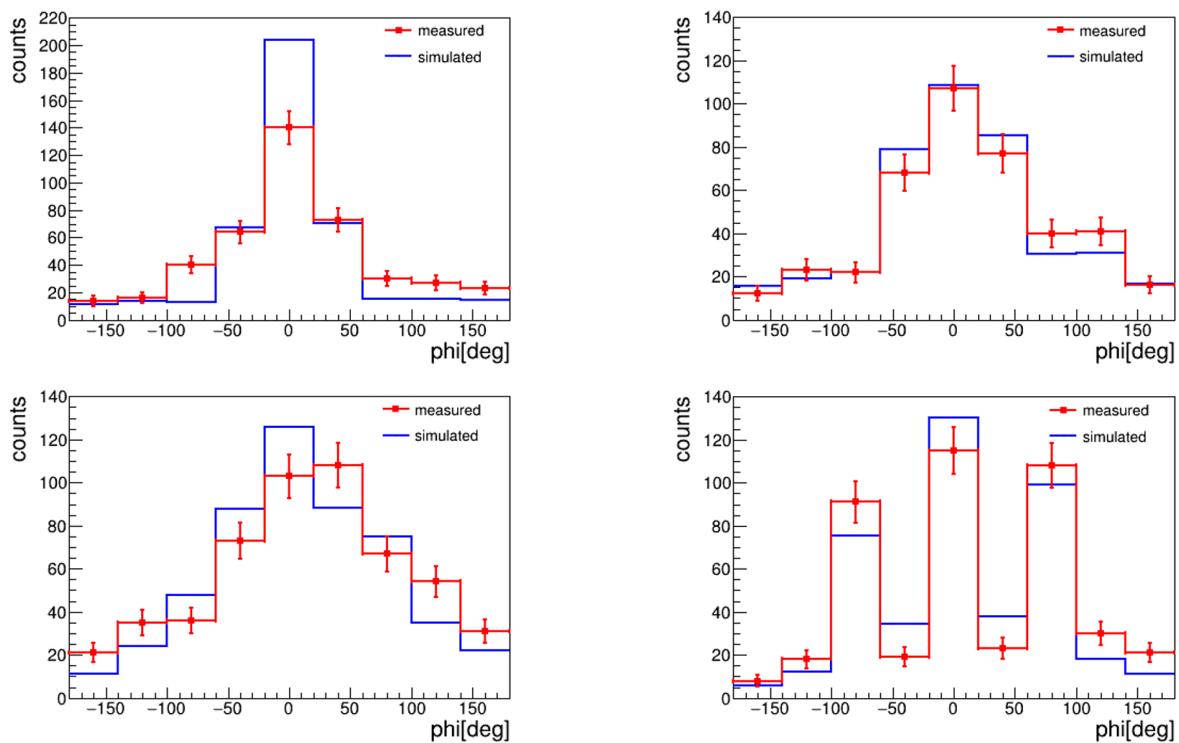


図 5.28 各散乱角における ϕ 分布。左上が $\theta = 90^\circ$ 、右上が $\theta = 60^\circ$ 、左下が $\theta = 45^\circ$ 、右下が $\theta = 30^\circ$ 。赤線は実測で青線がシミュレーションのデータである。

5.7.2 反跳電子の回転角 ϕ 依存性

次に、反跳電子がピクセルの辺に対して平行ではなく角度を持つ場合に飛跡検出に影響があるのかを調査した。

実験セットアップ

反跳回転角 ϕ を 0° に加えて 30° 、 45° 、 60° に変更して測定を行った (図 5.29)。散乱角 $\theta = 90^\circ$ 、反跳深度角 $\psi = 90^\circ$ を固定し、ガンマ線の入射回転角と散乱ガンマ線の散乱回転角を変更することで反跳電子の回転角を変更した。つまり、5.7.1 節で行った 60 散乱の配置に関して各々の距離を変えずに、線源の位置と CsI(Tl) 結晶の位置を 30° 、 45° 、 60° 回転させて測定を行った。測定を行うときの各種パラメータは表 5.10 のとおりである。

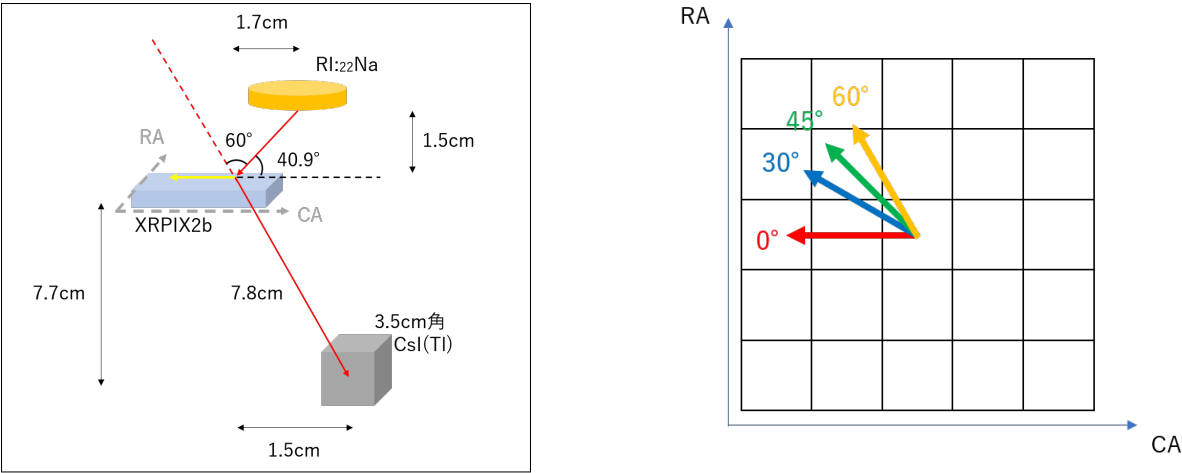


図 5.29 散乱角を変更した測定セットアップ模式図 (左) と設定した飛跡の反跳方向 (右)。

表 5.10 反跳回転角を変更して測定したときの各パラメータ

ϕ	同時係数イベント数	バックバイアス電圧	閾値電圧
30°	10000	120V	470mV
45°	10000	120V	470mV
60°	10000	120V	470mV

実験の結果

この実験ではコンプトンプロセスは変わらないためイベントレート等に大きな違いは見られない。細かな差異はセットアップの再現性による影響が大きい。

表 5.11 各反跳回転角における測定時間と露光時間

ϕ	測定時間 [s]	露光時間 [s]	露光割合 [%]	イベント数	イベントレート [cnts/sec]
0°	51092	12695	24.85	417	3.3×10^{-2}
30°	54139	13474	24.89	361	2.7×10^{-2}
45°	49897	12417	24.89	402	3.2×10^{-2}
60°	43808	10901	24.88	442	4.1×10^{-2}

飛跡長の反跳回転角依存性を図 5.30 に表す。反跳回転角が変わっても飛跡長は変化しなかった。電子はセンサー中で多重散乱を起こすため、電子が初めに持つエネルギーがあまり大きくない場合は飛跡全体としての向きは指向性を失う。したがって、反跳回転角のみを変更しても飛跡長に変化は見られない。

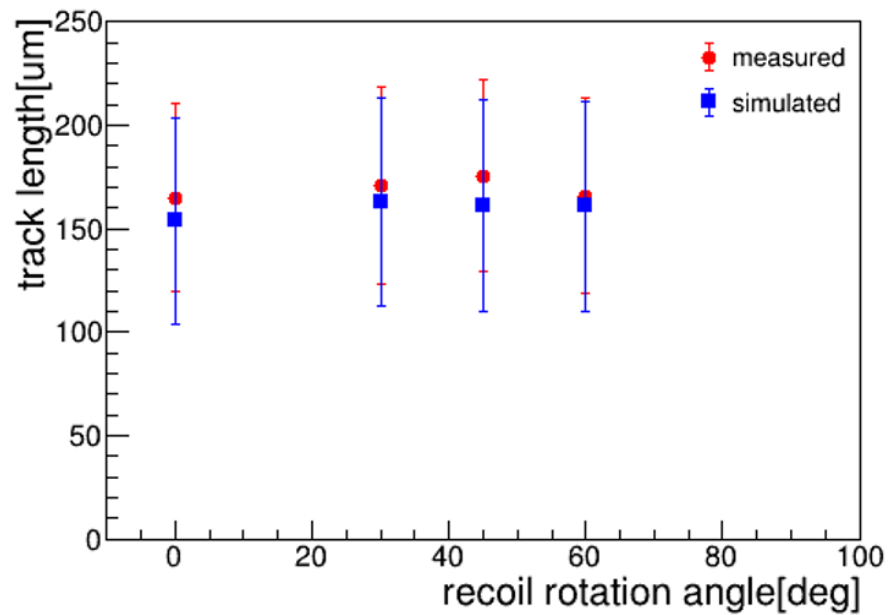


図 5.30 各反跳回転角における飛跡長。

各反跳回転角における初期反跳方向の分布を図 5.31 に示した。初期反跳方向の解析は、多重散乱の影響を受ける前に決定することができており、設定した各 ϕ の位置にピークを持つ分布を得た。いずれの分布でもシミュレーションと形状はおおむね一致している。

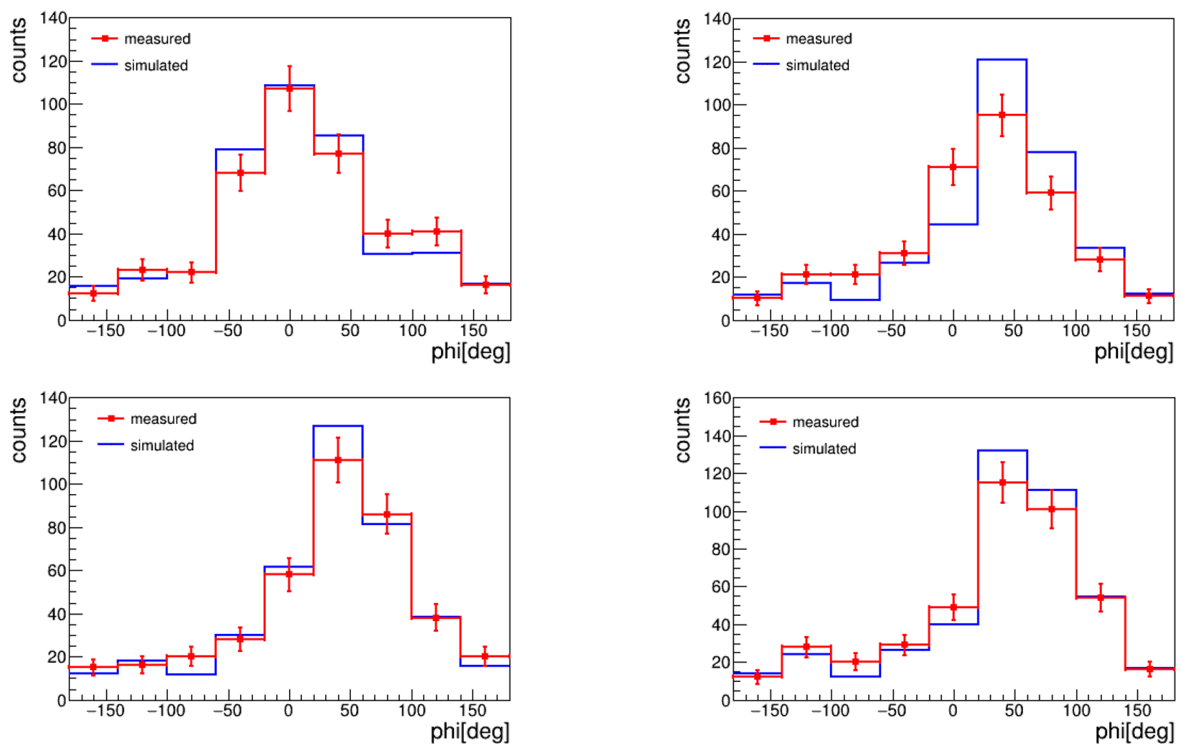


図 5.31 各反跳回転角における ϕ 分布。左上が $\phi = 0^\circ$ 、右上が $\phi = 30^\circ$ 、左下が $\phi = 45^\circ$ 、右下が $\phi = 60^\circ$ 。赤線は実測で青線がシミュレーションのデータである。

5.7.3 反跳電子の深度角 ψ 依存性

最後に、飛跡がピクセル平面と角度を持つ方向に反跳した場合、つまり深度方向に角度を持った場合の飛跡の 2 次元情報の検出への影響を調べた。

実験セットアップ

反跳深度角 ψ を 90° 、 60° 、 45° 、 30° の 4 種類で測定を行った。実験セットアップを図 5.32 に示す。散乱角は 60° 、反跳回転角は 0° に固定し、線源と XRPIX2b、XRPIX2b と CsI(Tl) 結晶の距離を 5.7.1 のときと同じ距離に固定した。しかし、 $\psi = 30^\circ$ のみは CsI(Tl) 結晶と XRPIX2b の sub ボードが干渉してしまったため、XRPIX2b と CsI(Tl) 結晶の間の距離を 7.8cm から 9.0cm に変更した。また、測定に使用した各パラメータは表 5.12 のとおりである。

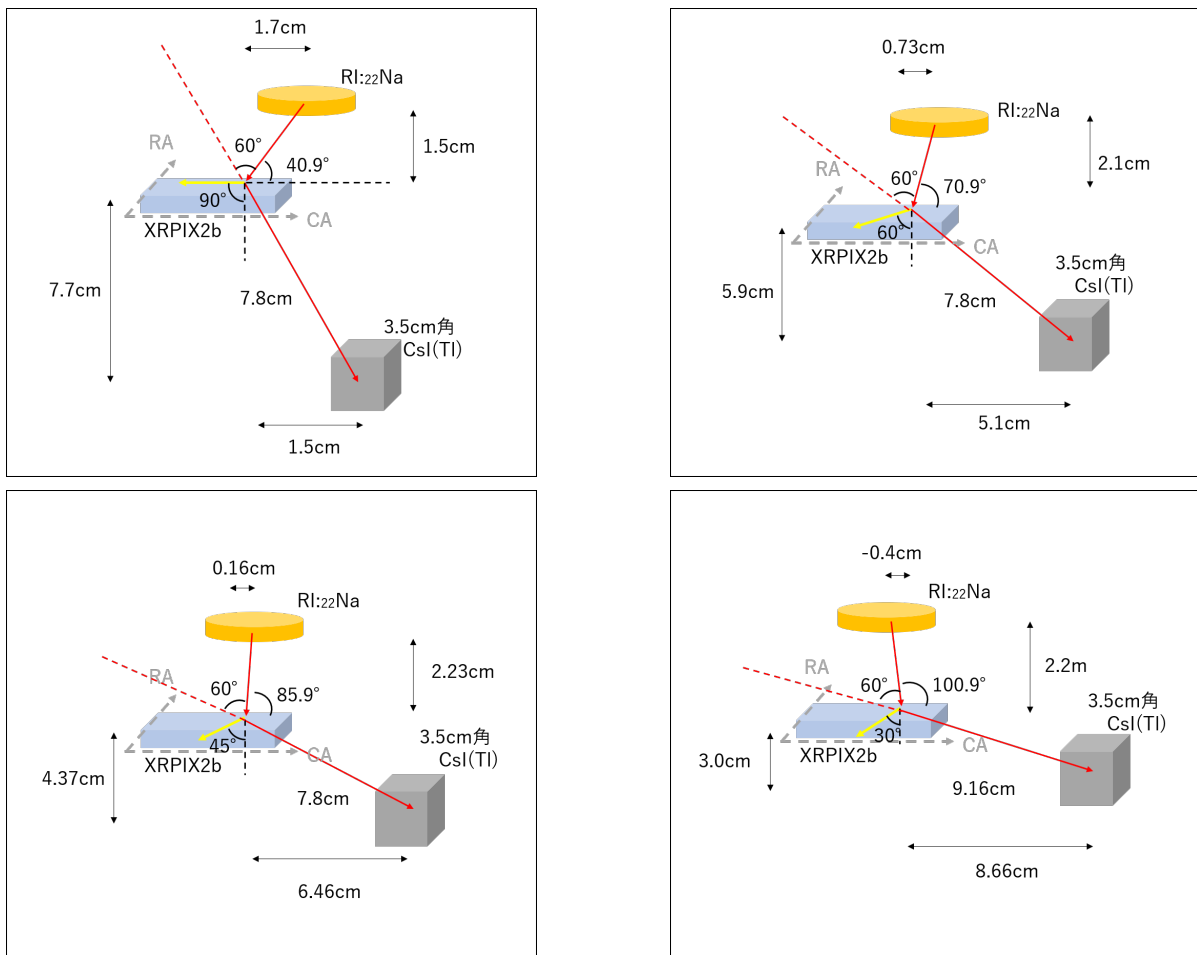


図 5.32 反跳深度角を変更する測定セットアップ模式図。左上が $\theta = 90^\circ$ 、右上が $\theta = 60^\circ$ 、左下が $\theta = 45^\circ$ 、右下が $\theta = 30^\circ$ 。

表 5.12 反跳回転角を変更して測定したときの各パラメータ

ψ	同時係数イベント数	バックバイアス電圧	閾値電圧
90°	10000	120V	470mV
60°	10000	120V	470mV
45°	10000	120V	470mV
30°	10000	120V	470mV

実験の結果

この実験では、線源が XRPIX2b に入射する角度が変わり、立体角や素子の実行的な厚みも変わる。同様にアクシデンタルイベントのレートも変化するため測定時間やイベントレートはセットアップによる。 $\psi = 30^\circ$ は距離が遠くなっているためレートは低かった。

表 5.13 各反跳深度角における測定時間と露光時間

ψ	測定時間 [s]	露光時間 [s]	露光割合 [%]	イベント数	イベントレート [cnts/sec]
90°	51092	12695	24.85	417	3.3×10^{-2}
60°	39142	9725	24.85	346	3.6×10^{-2}
45°	41746	10380	24.86	339	3.3×10^{-2}
30°	52164	12945	24.82	313	2.4×10^{-2}

イベントレートをシミュレーションと概算で算出して比較すると、表 5.14 となる。これらはセットアップの再現性に左右されるため大まかな比較しかできないが期待するコンプトンプロセスを見ていると考えてよい。

表 5.14 各反跳深度角におけるイベントレート

ψ	実測	シミュレーション	概算
90°	3.3×10^{-2}	1.1×10^{-1}	6.3×10^{-2}
60°	4.5×10^{-2}	1.2×10^{-1}	6.5×10^{-2}
45°	3.9×10^{-2}	9.0×10^{-2}	6.0×10^{-2}
30°	2.7×10^{-2}	6.2×10^{-2}	4.7×10^{-2}

飛跡長の反跳回転角依存性を図 5.33 に表す。飛跡は XRPIX2b 平面の射影であるから深度角 ψ に対して飛跡長は $\cos \psi$ で変化していく。それを表したのが黒線である。この関係を利用することで飛跡の 3 次元情報を得ることができる。しかし、実際は ψ によって飛跡長が変化していないことが分かる。これは飛跡が多重散乱を起こしているからと考えられる。反跳方向の 3 次元情報を得るためには、多重散乱する前の飛跡長の変化を見る必要があることが分かった。しかし、多重散乱する前までに電子が進む距離は 1~2 ピクセルであり、そこから 3 次元情報を得るのは難しいため工夫が必要である。

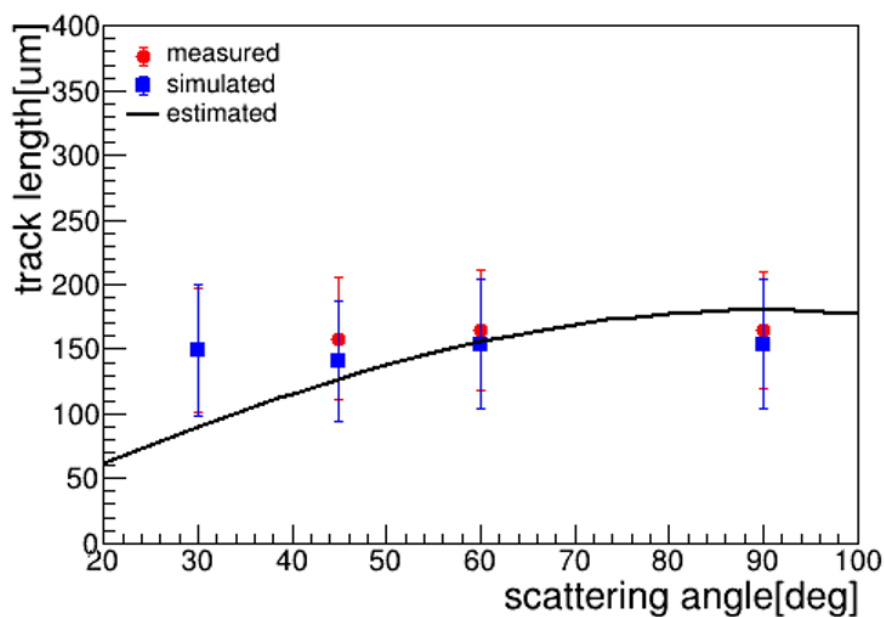


図 5.33 各反跳深度角における飛跡長

各反跳深度角における初期反跳方向の分布を図 5.34 に示した。飛跡長に変化がなかったのに対し飛跡が深さを持つもほどピークが小さくなっている。飛跡が深度を持った場合、予想される通り XRPIX2b の初飛跡の 2 次元情報の検出性能は悪くなった。つまり、飛跡の初期反跳方向を決定している反応ピクセルとその周りのピクセルには深度方向の影響が出ている。逆に言えば、初期反跳方向の 3 次元情報を計算できる可能性があるという結果になった。

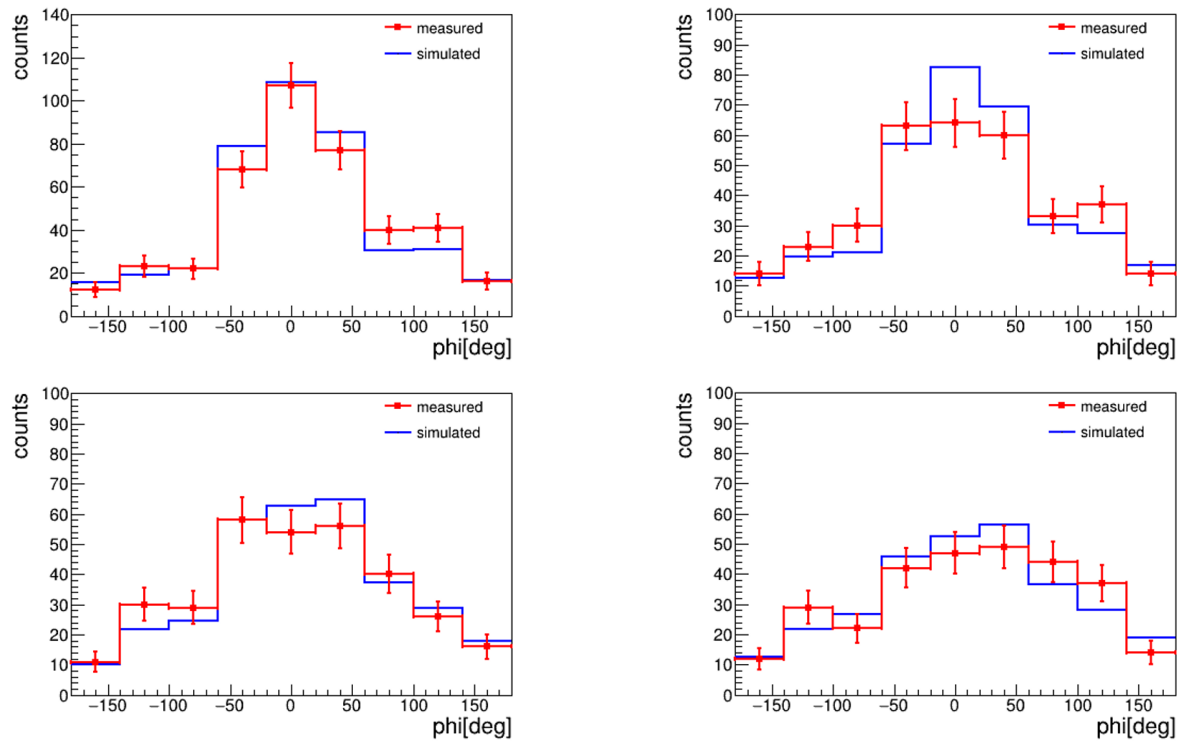


図 5.34 各反跳深度角における ϕ 分布。左上が $\psi = 90^\circ$ 、右上が $\psi = 60^\circ$ 、左下が $\psi = 45^\circ$ 、右下が $\psi = 30^\circ$ 。赤線は実測で青線がシミュレーションのデータである。

第 6 章

まとめと今後

我々は sub-MeV 領域の宇宙ガンマ線を観測するための電子飛跡検出型コンプトンカメラの開発を行っている。試作機として散乱層に XRPIX2b 素子を使用した SOI 半導体検出器、吸収層に CsI(Tl) 結晶を用いたシンチレーション検出器を選定した。本研究では、異なった検出器を組み合わせた試作機を動作させるための読み出しシステムの開発を行った。電子飛跡検出型コンプトンカメラとして動作させるためには各層に同時に入ってきたイベントを選別することが必須である。同時イベントを選別するために XRPIX2b 素子の特徴の 1 つであるイベント駆動読み出しを利用してハードウェア上で同時計数を行う読み出しシステムを開発した。

まず、各層の読み出しボードに搭載されている FPGA を書き換えることによって各層でトリガー信号を用いた同時計数読み出しシステムを構築した。構築したシステムに対して疑似信号を入れて各層で取得するデータ数を比較した結果、各層で取得したイベント数が一致した。

次に ^{22}Na によって放出される 511keV ガンマ線を使用して動作試験を行った。その結果、セットアップで指定したイベントを取得していることを確認し、電子飛跡をイメージングすることに成功した。さらに、モンテカルロシミュレーションとの比較をし、シミュレーションと同様の結果を得ていることを確認した。また、様々な条件で測定を行い、ガンマ線のコンプトン散乱角、電子の反跳回転角、反跳深度角に対しての電子飛跡の検出性能を評価した。その結果、511keV ガンマ線に対しては散乱角が 60° 以上であれば精度良く飛跡の初期方向を特定することが可能であることが分かった。また、飛跡の検出には反跳回転角にあまり影響されなかった。深度角に対しては 60° 散乱の場合、深度角が小さい場合でも初期反跳方向の検出精度が優れなかった。

今後は、本来の目的を達成するために吸収層を半導体検出器に変更し分光性能の向上を図る。現在は飛跡検出を実証した段階であるが、電子飛跡検出型コンプトンカメラとして線源位置を特定するためには再構成をしてイメージングを行う。そのためにまず、電子飛跡を 3 次元的に読み出す方法を模索中である。また、今回使用した $30\mu\text{m}$ ピッチのピクセルを持つ XRPIX2b の飛跡検出性能を考慮してより微細なピクセルを持つ半導体素子を開発する必要がある。

謝辞

本修士論文を作成するにあたり、指導教員である片桐秀明准教授には日ごろから実験の進め方から物理の基礎から発展に至るまでの確かつ熱心なご指導を頂き、感謝しております。また、高エネルギー宇宙物理グループの吉田龍生教授には宇宙物理の理論や研究に対する助言等幅広くご指導を頂きました。柳田昭平名誉教授には、ゼミや学会資料において熱心なご指導をしていただき感謝しております。仙台高専の加賀谷助教は研究室の先輩として実験を始めとして多岐にわたるご指導を頂き、さらに共同研究者としてもデータの解析やシミュレーションなど援助していただき感謝しております。

また、Open-It の内田様、KEK の新井教授には、本研究の立ち上げにお力添え、さらに研究に対する助言など感謝申し上げます。宮崎大学の武田助教、京都大学の鶴教授には素子の提供と素子に関する重要な示唆を受け賜りました。感謝いたします。

そして高エネルギー宇宙物理グループおよび天体形成グループの先輩、同期、後輩とは、多忙な研究生生活の中で楽しい時間を過ごさしていただき、研究の活力となりました。本当にありがとうございました。

最後に、改めてお世話になりましたすべての皆様に感謝申し上げます。

引用文献

- [1] Sunyaev R. Isern J. Churazov, E., et al. Cobalt-56 γ -ray emission lines from the type ia supernova 2014j. *Nature*, Vol. 512, pp. 406–408, 2014.
- [2] F. Aharonian and A. Atoyan. Nonthermal radiation of the crab nebula. 04 1998.
- [3] Hitomi Collaboration, Aharonian, et al. Detection of polarized gamma-ray emission from the Crab nebula with the Hitomi Soft Gamma-ray Detector†. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, Vol. 70, No. 6, 11 2018.
- [4] William S., et al. The fourth BATSE gamma-ray burst catalog (revised). *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 122, No. 2, pp. 465–495, jun 1999.
- [5] M. S. Briggs, et al. Observations of GRB 990123 by the Compton gamma ray observatory. *The Astrophysical Journal*, Vol. 524, No. 1, pp. 82–91, oct 1999.
- [6] R.D.Evans. *The Atomic Nucleus*.
- [7] XCOM: Photon cross sections database. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>.
- [8] Glenn.F.Knoll. *Radiation Detection and Measurement 4th Edition*. Wiley., 2010.
- [9] Esa; homepage. <https://www.cosmos.esa.int/web/integral>.
- [10] Ibis coded mask. <http://ipl.uv.es/?q=es/content/page/ibis-coded-mask>.
- [11] V.Schonfelder, et al. *ApJS* 122 465, 1993.
- [12] G. Weidenspointner, et al. The comptel instrumental line background. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 368, , 12 2000.
- [13] Hiroyasu Tajima, et al. Soft gamma-ray detector for the ASTRO-H Mission. In Monique Arnaud, Stephen S. Murray, and Tadayuki Takahashi, editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2010: Ultraviolet to Gamma Ray*, Vol. 7732, pp. 333 – 349. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2010.
- [14] Y.Arai, et al. Development of soi pixel process technology. *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. Vol. 636, Issue1, Supplement 1, 21, pp. S31–S36, April 2011.
- [15] A.Takeda. *Development of Advanced Pixel Detectors for X-ray Astronomy with SOI Technology*. PhD thesis, 総合研究大学大学院, 2014.
- [16] T.Mukoyama. Range og electrons and positrons. *Nucl. Instr. and Meth*, Vol. 134, pp. 125–127, 1976.
- [17] N.Tojo. Soi 半導体を用いたガンマ線天文用電子飛跡検出型コンプトンカメラの開発, 2018.
- [18] 浜松ホトニクス株式会社編集委員会. 光電子増倍管 その基礎と応用 第4版.
- [19] K.Nakayama. ガンマ線カメラ γ i(ガンマアイ)のプロトタイプの開発及び高角度分解能化の研究, 2014.
- [20] 加藤貞行. 新物理シリーズ 26 放射線計測.
- [21] Schönfelder, V., et al. The first comptel source catalogue. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, Vol. 143, No. 2, pp. 145–179, 2000.

- [22] A. A. Abdo, et al. FERMILARGE AREA TELESCOPE OBSERVATIONS OF TWO GAMMA-RAY EMISSION COMPONENTS FROM THE QUIESCENT SUN. *The Astrophysical Journal*, Vol. 734, No. 2, p. 116, jun 2011.
- [23] M. Chauvin, et al. Shedding new light on the crab with polarized x-rays. *Sci. Rep.*, Vol. 7, p. 7816, 2017.
- [24] O.Klein and Y.Nishina. Über die streuung von strahlung durch freie elektronen. *Zeitschrift fur Physik*, Vol. 52, pp. 853–868, 1929.
- [25] Hiroyasu Tajima, et al. Design and performance of Soft Gamma-ray Detector onboard the Hitomi (ASTRO-H) satellite. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, Vol. 4, No. 2, pp. 1 – 14, 2018.
- [26] Takada Atsushi., et al. Observation of diffuse cosmic and atmospheric gamma rays at balloon altitudes with an electron-tracking compton camera. *The Astrophysical Journal*, Vol. 733, p. 1, 2011.
- [27] Toru Tanimori, et al. Establishment of imaging spectroscopy of nuclear gamma-rays based on geometrical optics. *Scientific Reports*, Vol. 7, p. 41511, 2017.