

Doctoral Dissertation

博士論文

多様な物理実験におけるガンマ線計測のための
次世代半導体コンプトンカメラの研究

(A Study of the next generation semiconductor Compton camera
for gamma-ray measurements in physics experiments)

A Dissertation Submitted for the Degree of Doctor of Philosophy

December 2021

令和3年12月博士（理学）申請

Department of Physics, Graduate School of Science,
The University of Tokyo

東京大学大学院理学系研究科
物理学専攻

Goro Yabu
藪 悟郎

要旨

ガンマ線の測定は放射性同位元素の探索や粒子加速の物理過程やその環境を理解するために不可欠な技術である。特にエネルギーが百数十 keV を超え、数 MeV にいたるコンプトン散乱が主たる反応となる領域ではガンマ線の検出が難しく、ガンマ線源の分布やその動的な変化を知る上で極めて重要なガンマ線イメージング技術は、可視光やX線でのイメージングに比べて発展途上である。コンプトンカメラは宇宙からの MeV ガンマ線観測を目的に考案されたガンマ線計測技術であり、その高い感度を生かして、宇宙観測から医学イメージング、さらには放射線事故におけるホットスポット探査にいたるまで多様な分野での応用が期待される。その中でも地上実験において必要となるのは、カメラから近傍にある対象物からのガンマ線を計測、イメージングすることである。こうした近距離イメージングをコンプトンカメラによって実現するにはいくつかの課題がある。本研究ではそうした課題解決のために、高感度宇宙観測を目的に開発されてきた Si/CdTe 半導体コンプトンカメラ (Si/CdTe CC) を使った性能検証実験や新しい画像再構成手法によるイメージング実験を行った。宇宙からのガンマ線を計測することを目的に研究が進められてきたコンプトンカメラにおいて、近傍のガンマ線源を測定する際のイメージング性能はこれまで検証されてこなかった。Si/CdTe CC を使った近距離イメージングにおける性能検証実験を行い、511 keV 以下のコンプトンカメラにとって低エネルギーな領域での角度分解能や空間分解能を調べた。また近距離イメージングでは対象物の三次元情報を取得し、ガンマ線分布の三次元構造を再現することが要求される。そこで4つの点線源で構成された三次元ファントム (校正用線源) を作成し、Si/CdTe CC を使ってファントムを複数の角度から測定、三次元画像再構成によってファントム構造の再現を試みた。電子追跡型コンプトンカメラ (ETCC) はコンプトン散乱による散乱電子の反跳方向を検出することでガンマ線の到来方向を一意に決定できる手法である。近年開発された Si-CMOS ハイブリッド検出器を散乱検出器として搭載したコンプトンカメラによるイメージング実験を行い、Si-CMOS 検出器の微細なピクセルサイズとストリップ検出器による高精度なエネルギー情報や時間分解能が ETCC イメージングに重要であることがわかった。また電子軌跡画像から電子の散乱方向を $62.7^\circ @ 662 \text{ keV (FWHM)}$ の精度で推定することができた。この結果、再構成画像の低バックグラウンド化と少数イベントによる光源位置の決定を実証することができた。本研究によりコンプトンカメラを使った近距離イメージングにおける課題を明確化し、各課題に対して Si/CdTe 半導体コンプトンカメラを使った実験データに基づく結果を示すことができた。

Abstract

The measurement of gamma-rays is an essential technology to search for radioactive isotopes and understand the physical processes and the environment of particle accelerations. For energy range over 100 and several tens keV up to several MeV, where the photon reaction is mainly Compton scattering, the gamma-ray imaging technique is very important to understand the source distribution and their dynamical changes, but it is still under development compared to optical and X-ray imaging. The Compton camera is a gamma-ray measurement technique designed for observing MeV gamma-rays from space, and its high sensitivity is expected to be applied to various fields from space observation to medical imaging and hot spot detection in radiation accidents. Among such applications, the ground-based experiments require the measurement and imaging of gamma rays from objects in the vicinity of the camera. There are several issues to be solved in order to realize the short-range imaging with a Compton camera. In this study, to solve the issues, we have conducted performance verification experiments using the Si/CdTe semiconductor Compton camera (Si/CdTe CC), which has been developed for high-sensitivity space observation, and imaging experiments with it using a new image reconstruction method. The imaging performance of the Compton camera, which has been studied for the purpose of measuring gamma-rays from space, has not been verified so far for measuring nearby gamma-ray sources. We performed a short-range imaging experiment using the Si/CdTe CC to investigate the angular and spatial resolutions at energies below 511 keV, which is a low energy region for the Compton camera. In addition, short-range imaging is required to obtain three-dimensional information of the target object and to reproduce the three-dimensional structure of gamma-ray distribution. In this study, a three-dimensional phantom (a calibration source) consisting of four point sources was constructed, and the phantom was measured from several angles using the Si/CdTe CC, and the phantom structure was reproduced by three-dimensional image reconstruction. The Electron Tracking Compton Camera (ETCC) is a technique that can uniquely determine the direction of the gamma ray arrival by detecting the recoil direction of scattered electron due to Compton scattering. We have conducted imaging experiments using a Compton camera equipped with a Si-CMOS hybrid detector developed recently as a scattering detector, and found that the fine pixel size of the Si-CMOS detector and the high-precision energy information and time resolution of the strip detector are important for ETCC imaging. From the electron trajectory images, the scattering direction of electrons could be estimated with an accuracy of $62.7^\circ@662$ keV (FWHM). As a result, we successfully demonstrated the low background of the reconstructed image and the determination of the source position by a small number of events. In this study, we have clarified the challenges in short-range imaging using Compton cameras and have shown results based on experimental data using Si/CdTe semiconductor Compton cameras for each challenge.

目次

第 1 章	はじめに	1
第 2 章	コンプトンカメラの基礎	3
2.1	光子と物質の反応	3
2.2	コンプトンカメラの原理	6
2.3	コンプトンカメラの構成	7
2.4	コンプトンカメラの角度分解能	8
2.5	コンプトンカメラの画像再構成	11
2.6	検出器の感度とコンプトンカメラ	13
2.7	半導体コンプトンカメラ	13
第 3 章	コンプトンカメラの応用と次世代型コンプトンカメラ	15
3.1	コンプトンカメラを利用した種々の研究	15
3.2	電子の飛跡情報を用いる次世代型コンプトンカメラ	20
第 4 章	Si/CdTe コンプトンカメラの近距離ガンマ線イメージングにおける性能検証	25
4.1	コンプトンカメラによる近距離イメージング	25
4.2	Si/CdTe 半導体コンプトンカメラ	26
4.3	近距離イメージングにおける角度分解能の性能検証	29
4.4	近距離イメージングにおける空間分解能の性能検証	32
4.5	Si/CdTe コンプトンカメラによる二光子イメージング実験	34
4.6	結論	42
第 5 章	Si/CdTe コンプトンカメラを使ったトモグラフィイメージング実験	45
5.1	三次元ファントムを使ったイメージング実験	45
5.2	三次元画像を使った Si/CdTe CC の空間分解能の評価	46
5.3	結果と考察	48
5.4	結論	51
第 6 章	電子追跡型コンプトンカメラの研究	55
6.1	電子トラッキング検出器の開発	55
6.2	Si-CMOS/CdTe 半導体電子追跡型コンプトンカメラ	56
6.3	実験内容	63
6.4	コンプトンイベントの選択	63
6.5	電子散乱方向の推定	67
6.6	方向推定後のイベント選択	69
6.7	電子追跡型手法による画像再構成	72

6.8	結論	74
第 7 章	結論	77
Appendix A	Appendix	79
A.1	モンテカルロシミュレーターの構築	79
参考文献		83

第 1 章

はじめに

ガンマ線は加速された粒子や放射線同位元素などの核崩壊によって放出される。ガンマ線の測定は粒子加速の現場の環境や放射性同位元素の探索や生成の物理過程を理解するために不可欠な技術である。そのため、シンチレータや半導体などを用いた多種多様な検出器が開発されてきた。その中でガンマ線イメージング技術は、ガンマ線源がどのような空間分布を持ち、そしてその分布がどのように変化していくかを知る上で極めて重要であるにもかかわらず、可視光やX線でのイメージングに比べて発展途上である。中でもガンマ線のエネルギーが百数十 keV を超え、数 MeV にいたるコンプトン散乱が主たる反応となる領域は、宇宙観測から医学イメージング、さらには放射線事故におけるホットスポット探査にいたるまで多様な展開が期待されるにも関わらず、感度の高いイメージング技術を獲得するに至っていない。

1980 年代、宇宙からの MeV ガンマ線観測を目的に考案されたコンプトン望遠鏡 (コンプトンカメラ) はコンプトン散乱を利用したガンマ線計測技術である。コンプトン散乱では、入射光子は消失せず、エネルギーの減少した散乱光子となる。散乱光子はさらにコンプトン散乱を受けてエネルギーを減じ、最終的に光電吸収される。その過程で検出器の外に抜けてしまう場合もある。このような反応過程では入射ガンマ線のエネルギーや到来方向を知ることは難しい。コンプトンカメラはコンプトン散乱の運動学を利用してガンマ線の到来方向を求める手法であり、1991 年に打ち上げられたコンプトンガンマ線観測衛星の COMPTEL 検出器の成功以来、様々な応用分野で積極的に研究が進められている。

数 100 keV のエネルギー領域で高い感度の宇宙観測を行うことを目的に 15 年ほど前から日本で開発が進められてきたコンプトンカメラが、多層型の Si/CdTe 半導体コンプトンカメラである。このカメラは高いエネルギー分解能と位置分解能を有するシリコン (Si) と テルル化カドミウム (CdTe) 半導体の薄いイメージング素子を多層に組み合わせることで検出効率の向上を図ったものである。X線天文衛星ひとみ (ASTRO-H) への搭載を目指して開発が進められた。その過程で作られた複数のプロトタイプ機が医学イメージングや東日本大震災後の原発事故における放射性物質の可視化などへ利用されたことで、Si/CdTe コンプトンカメラの新たな応用可能性が示された。

宇宙観測でははるか遠方にある天体からのガンマ線を測定するのに対し、加速器実験や医学イメージングなどでは、カメラから数 cm あるいは数 10cm の位置に置かれたターゲットの撮像が要求される。特に PET(陽電子放射断層撮影) や SPECT(単一光子放射断層撮影) に代表されるイメージング技術と同様に、ガンマ線源の三次元情報を取得することでターゲットの三次元構造を明らかにする能力が求められる。また同時に体内の腫瘍などを撮像できる数 mm から数百ミクロンの空間分解能が必要となる。コンプトンカメラはイメージングを行うのにコリメータを必要としない撮像原理であるため、こうした既存の技術と比べると感度に優れたガンマ線イメージングが実現可能であると考えられる。

しかし要求される性能を満たすコンプトンカメラを使ったイメージングの実現には、いくつかの課題がある。まず二次元画像に比べて複雑となる三次元画像の再構成には高い角度分解能が必要となる。さらにコンプトンカメラのイメージングにおいて近傍のガンマ線源を測定する際の性能検証は研究が進んでいない。またコンプトンカメラを使ったガンマ線分布の三次元情報を取得する測定実験も必要である。最後にコンプトンカメラの再構成

画像上の光源が存在しない位置にあるバックグラウンド構造である。これは画像再構成の過程で生じるもので、コンプトンカメラによるガンマ線分布の定量的な推定や複雑な構造を持つガンマ線源のイメージングを難しくしている。

本研究では上記の課題を解決するため、3つの新しいイメージング手法の研究を行い、次世代型半導体コンプトンカメライメージングの基礎となる研究を行なった。第一、第二の研究が医学応用や非破壊元素分析を念頭においた近距離イメージングについての研究である。はじめに宇宙観測を目的に開発された Si/CdTe コンプトンカメラを近距離に置かれた対象物のイメージングへ適用するために点線源を使った実験を通じてその近距離イメージング性能を検証した。この上で第一にバックグラウンドを軽減する試みとして、同時に2つのガンマ線光子が放出される放射成同位元素を用いたイメージング実験の結果を示す。また第二に、高いエネルギー分解能と位置分解能を持つ Si/CdTe コンプトンカメラによる多角度からの測定データを使って、ガンマ線の三次元情報を取得し、三次元構造のイメージングが実現可能であることを示す。第三が従来のコンプトンカメラにおいて大きな課題となってきた「コンプトンコーン」の重ね合わせによるバックグラウンドの軽減である。ここでは新しく開発した電子飛跡の情報を記録可能な Si-CMOS ハイブリッド検出器を用いた電子追跡型コンプトンカメラ (ETCC) の研究について述べる。Si-CMOS ハイブリッド検出器とやはり新開発の 2 mm 厚の CdTe 両面ストリップ検出器に組みあわせることで、散乱電子の情報を用いた次世代 Si/CdTe コンプトンカメラとして動作させ、コンプトンカメラが本来持つ高い感度を得るためのコンセプトを実証する。

本論文の構成は以下の通りである。第2章ではコンプトンカメラの基本的原理とこれまでのコンプトンカメラの研究についてまとめる。第3章では次世代型コンプトンカメラとして有力な、電子追跡型半導体コンプトンカメラの開発の基盤となる技術や先行研究についてまとめる。第4章で Si/CdTe 半導体コンプトンカメラを使い、カメラから近距離に置かれたガンマ線源を測定したときのイメージング性能を調べるとともに、2つのガンマ線同時検出によるイメージング実験を行なった。この章では論文 [1, 2] で発表済の研究内容を取り扱っている。そうした知見をもとに第5章では同カメラを使ったトモグラフィイメージング実験を通じて三次元画像の再構成や性能検証を行なった。この章でも同様に論文 [2] で発表した研究内容を扱っている。第6章では CMOS センサーと Si ストリップを両立した新しいタイプの検出器と CdTe 検出器を組み合わせた電子追跡型コンプトンカメラのデータからより高精度なガンマ線イメージを取得するための研究を行なった。

第 2 章

コンプトンカメラの基礎

2.1 光子と物質の反応

数十 keV の X 線から GeV ガンマ線までの光子と物質の主な相互作用は 3 つ、光電吸収、コンプトン散乱、そして対生成反応である。図 2.1 は光子のエネルギーと物質の原子番号に応じて、三つの反応のうち、どの相互作用が主要となるかを示している。光電吸収は光電効果によって光子のエネルギーが原子に束縛された電子に吸収され、光子が消滅する反応であり、X 線やエネルギーの低いガンマ線では重要な相互作用である。光子のエネルギーが数十 keV ～ 数 MeV となると、光子にとって原子に束縛された電子は自由電子とみなすことができる。このとき光子が電子にエネルギーを与えて弾き飛ばすと同時に、エネルギーが小さくなった光子は向きを変えて散乱される。この過程をコンプトン散乱と呼ぶ。対生成はさらに高いエネルギーによって起こされる相互作用で、光子が原子核近傍で消滅し、電子と陽電子の対が生成される反応である。以下では本研究のコンプトンカメラに深く関係する光電吸収とコンプトン散乱について詳しく述べる。

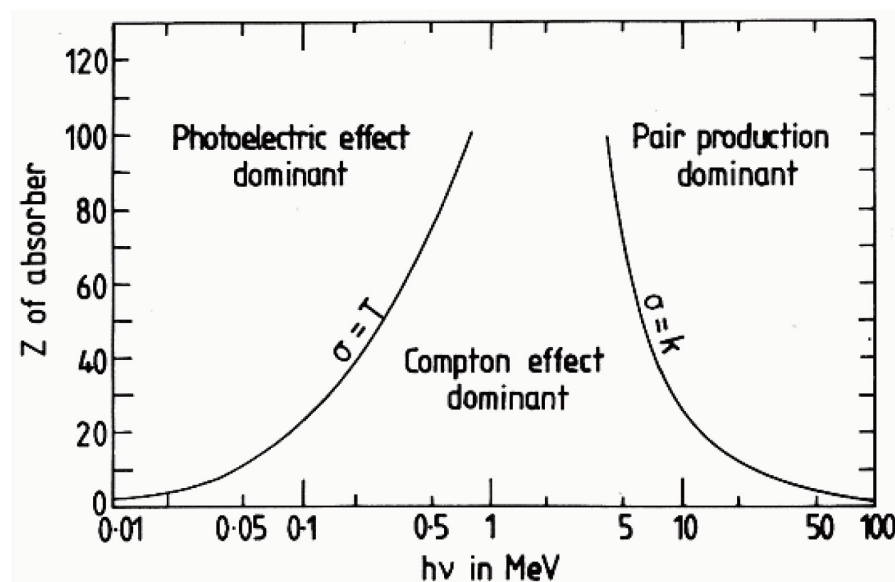


図 2.1 主要なガンマ線と物質の相互作用過程。100 keV 付近から数 MeV のエネルギー領域では物質の原子番号 Z に関わらずコンプトン効果が支配的である [3]。

2.1.1 光電吸収

光電吸収は光子のエネルギーが原子に束縛されている電子に与えられ、光電子として放出される現象である。光電子のエネルギー E は電子の束縛エネルギー E_b と入射光子のエネルギー $h\nu$ によって、

$$E = h\nu - E_b \quad (2.1)$$

と表される。光電子が原子からはじき出されたことで励起状態になるが、すぐに他の電子の再配置によって基底状態になる。この過程で特性X線もしくはオージェ電子が放出される。光電吸収の反応確率は原子番号の4-5乗に比例するため、光電吸収を利用する検出器の材質としては原子番号の大きい物質の方がより効率がよい。

2.1.2 コンプトン散乱

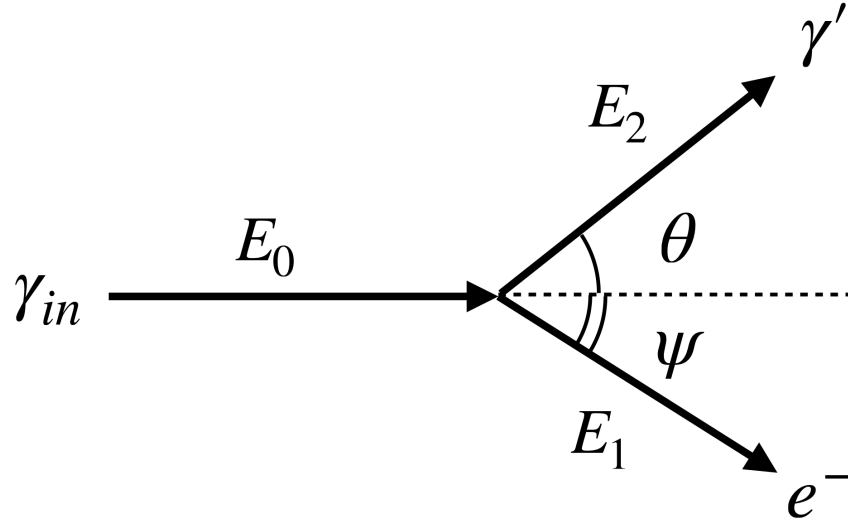


図 2.2 コンプトン散乱の模式図。左から入射した E_0 のエネルギーを持つ光子 γ_{in} が電子と衝突して角度 θ の方向に散乱される。散乱後の光子 γ' のエネルギーは E_2 である。電子は E_1 のエネルギーを得て、角度 ψ の方向に散乱される。

コンプトン散乱は百 keV から数 MeV のエネルギー領域において、いずれの原子番号の物質に対しても主要な相互作用である (図 2.1)。物質中に入射した光子が電子と弾性散乱を起こすと、光子は入射方向に対して角度 θ の方向に散乱され、電子は入射光子のエネルギーの一部を受け取り、角度 ψ の方向に弾かれる (図 2.2)。このとき入射光子 γ_{in} と散乱光子 γ' 、散乱電子 e^- のそれぞれのエネルギー E_0 、 E_1 、 E_2 と散乱角の関係式はエネルギー保存則と運動量保存則から以下のように求めることができる。

$$E_0 = E_1 + E_2 \quad (2.2)$$

$$E_2 = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0(1 - \cos \theta)}{mc^2}} \quad (2.3)$$

$$\cos \theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1} \right) \quad (2.4)$$

$$\cos \psi = \frac{1 + \frac{m_e c^2}{E_{in}}}{\sqrt{1 + \frac{2m_e c^2}{E_{in} - E_2}}} \quad (2.5)$$

クライン・仁科の式 [4] より、散乱角 θ と微小立体角 $d\Omega$ にコンプトン散乱する微分断面積は、

$$\frac{d\sigma^{KN}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{E_2^2}{E_0} \left(\frac{E_2}{E_0} + \frac{E_0}{E_2} - \sin^2 \theta \right) \quad (2.6)$$

と表される。ここで r_e は古典電子半径である。図 2.3 は入射光子のエネルギーに応じて変化する散乱方向の分布を図示したものである。入射光子のエネルギーが大きいほど $\theta < 90^\circ$ の小さい前方散乱の割合が高くなっている。また電子に最も大きなエネルギーが与えられるのは $\theta = 180^\circ$ の後方散乱の場合で、散乱後の電子と光子の

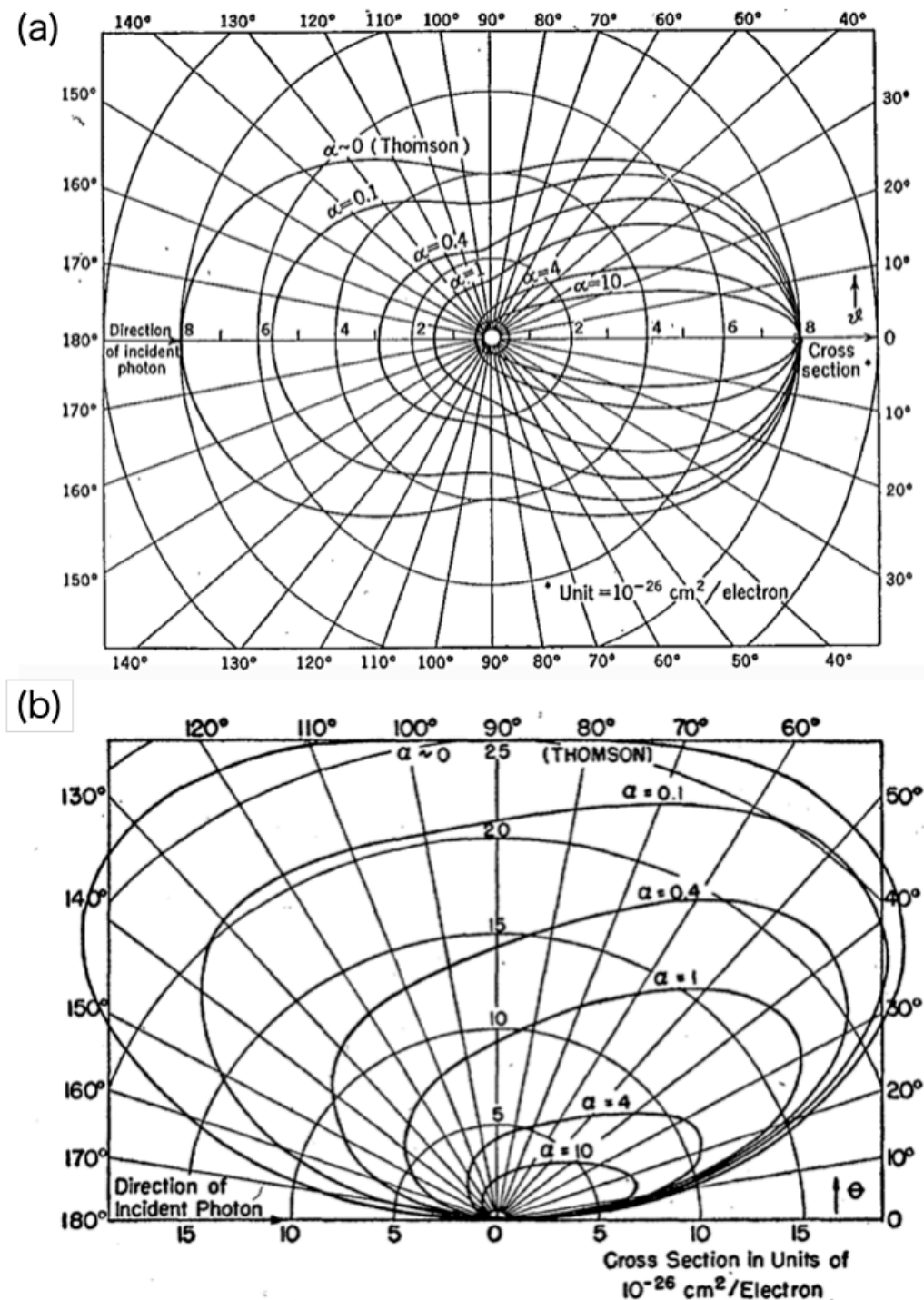


図 2.3 コンプトン散乱の微分断面積の方位分布: (a) 立体角 (b) 散乱角 [5]。α は光子のエネルギー E と電子の静止質量 $m_e c^2$ を使って $\alpha = E/m_e c^2$ と定義される。

エネルギーはそれぞれ、

$$E_1 = E_0 \frac{2E_0/m_e c^2}{1 + 2(E_0/m_e c^2)} \quad (2.7)$$

$$E_2 = \frac{E_0}{1 + 2(E_0/m_e c^2)} \quad (2.8)$$

と計算される。入射光子のエネルギーが $m_e c^2/2$ 以下のとき、散乱電子のエネルギーは散乱光子のエネルギーよりも小さくなる。図 2.4 は横軸に散乱電子のエネルギー E_1 、縦軸に散乱光子のエネルギー E_2 をとったときのコンプトン散乱角 θ 一定の曲線を描いたものである。斜めの直線は入射光子のエネルギー一定の場合に対応する。ある二つのエネルギー値が検出されたときに $\theta = 0^\circ$ と $\theta = 180^\circ$ の二曲線に挟まれる領域に当てはまらない事象はコンプトン散乱による二反応ではない。

微分断面積を $d\Omega$ にわたって積分することで電子がコンプトン散乱を起こす確率、全コンプトン散乱断面積が

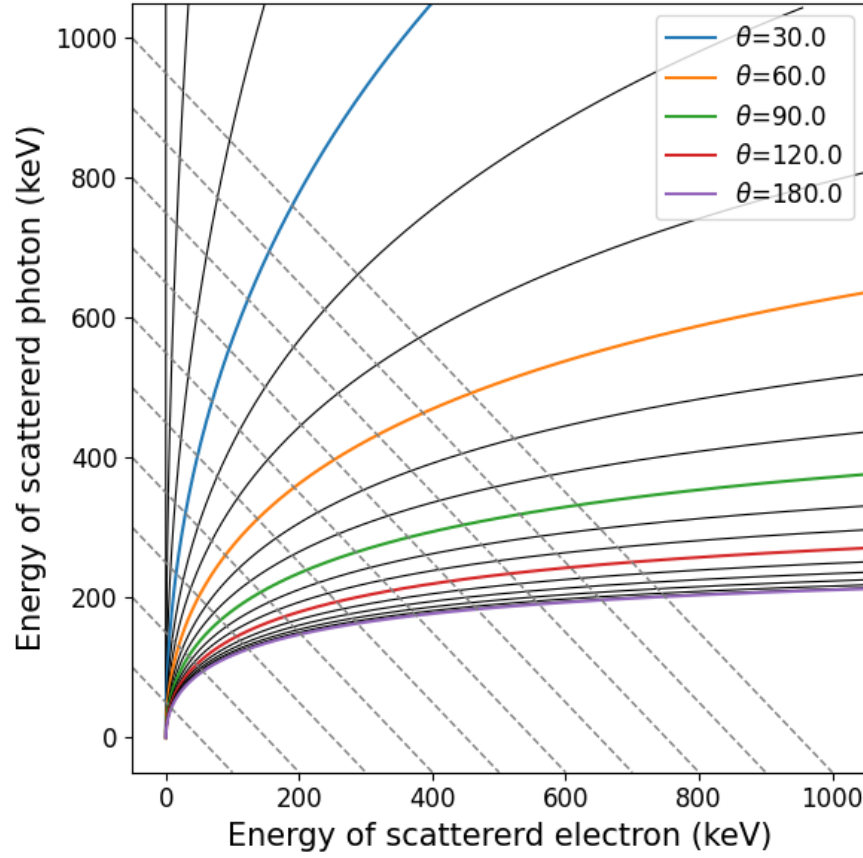


図 2.4 散乱電子のエネルギーと光電吸収のエネルギーから計算されるコンプトン散乱の散乱角が一定の場合に描く曲線。斜めの破線は散乱前の光子のエネルギーが一定の場合に対応している。 $\theta = 180^\circ$ の曲線より下の領域にはコンプトン散乱の式を満たすイベントは存在しない。

計算でき、

$$\sigma^{KN} = \sigma_T \frac{3}{4} \left[\frac{1+u}{u^3} \left\{ \frac{2u(1+u)}{1+2u} - \ln(1+2u) \right\} + \frac{1}{2u} \ln(1+2u) - \frac{1+3u}{(1+2u)^2} \right] \quad (2.9)$$

と与えられる。ここで $u = E_\gamma/m_e c^2$ であり、入射光子のエネルギーが電子の静止質量より十分小さいとき、散乱断面積はトムソン散乱の断面積 σ_T となる。

2.2 コンプトンカメラの原理

百数十 keV から数 MeV のエネルギーのガンマ線の反応はコンプトン散乱が優勢であるため、高い感度で検出したい場合にはコンプトン散乱を利用した検出器が必要となる。コンプトンカメラは検出したコンプトン散乱の情報に基づき、入射ガンマ線の方角を特定する撮像検出器である [6, 7]。図 2.5 はコンプトンカメラの原理を描いた模式図である。コンプトンカメラは入射ガンマ線によるコンプトン散乱を検出する散乱検出器と散乱された光子を光電吸収させて検出する吸収検出器で二種類で構成される。今、図 2.5 で示すように散乱検出器と吸収検出器で検出した各エネルギーをそれぞれ $E_{e'}$ 、 $E_{e''}$ 、位置を \vec{A} 、 \vec{B} とする。このとき、入射ガンマ線のエネルギー E_γ とコンプトン散乱の散乱角 ϕ は以下のように計算される。

$$E_\gamma = E_{e'} + E_{e''} \quad (2.10)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_{e''}} - \frac{1}{E_{e'} + E_{e''}} \right) \quad (2.11)$$

検出したデータから推定される入射ガンマ線の到来方向は頂点 \vec{A} 、中心軸 $\vec{B} - \vec{A}$ 、頂角 2ϕ の円錐表面に制限される。この円錐面をコンプトンコーンと呼ぶ。このようなコンプトンコーンを平面上に複数重ね合わせていくことでガンマ線源分布が得られる (図 2.6)。多くのガンマ線イメージング技術では鉛などでできたコリメータを

使ってガンマ線の方向を絞ることで入射方向を特定する。一方でコンプトンカメラはこのように物理的なコリメータを使わずにガンマ線の方向を制限できるため、高い感度や広い視野を実現することが期待される。

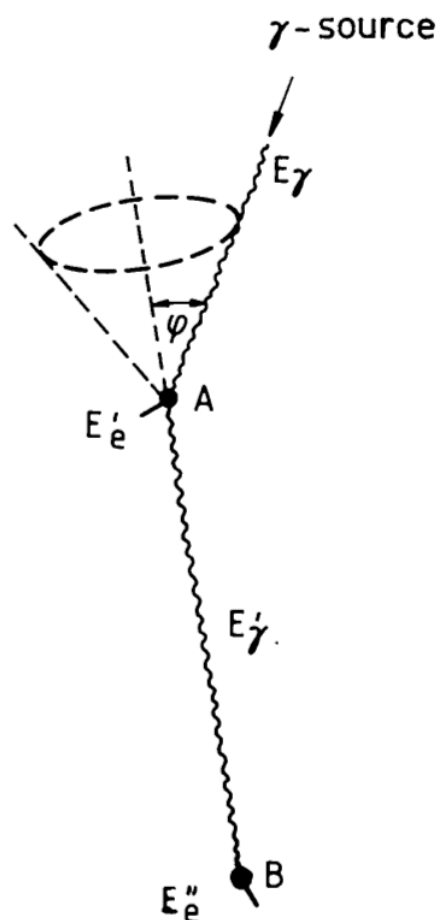


図 2.5 コンプトンカメラのガンマ線計測の原理 [8]。検出した信号から光子の方向は円錐面上に制限される。

2.3 コンプトンカメラの構成

図 2.7 にコンプトンカメラの検出器構成を示す。最も基本的なコンプトンカメラは二層の検出器で構成される (図中 a)。一層目を散乱体として用いて、この層でコンプトン散乱を起こした電子と散乱後に二層目の吸収体で光電吸収された光子の二つの粒子について、それぞれのエネルギー、検出器上での反応位置、および反応時刻を記録し、その情報からコンプトン散乱の式から入射したガンマ線の方向を求める。散乱体として通常採用される検出器はコンプトン散乱の確率が光電吸収のそれに比べて大きく原子番号の小さい物質を使った検出器である。例えばコンプトンガンマ線観測衛星 (CGRO) に搭載されたガンマ線望遠鏡、COMPTEL に使われた液体シンチレータがある。また吸収体としては逆に原子番号の大きい、例えばヨウ化ナトリウム結晶 (NaI) で作られたシンチレータを用いるのが一般的である。それぞれの検出器には複数の光電子増倍管などの光検出器をつけることで入射ガンマ線の反応位置とエネルギーを知ることができる。散乱体と吸収体を区別することなくガンマ線の反応を記録するため、あるいは、半導体のように厚い素子を作るのが難しい場合は、多層に重ねたコンプトンカメラの構成が用いられる (同図 b)。検出器によっては、反応位置の検出と同時に高い時間分解能でガンマ線の反応を記録できる場合がある (同図 c)。その場合には、大型の容積を持つ素子や検出器内部における複数の散乱事象を記録できるため、単独の検出器でコンプトンカメラを構成できる。

コンプトン散乱の微分断面積は偏光角度に依存し、余弦の二乗の項に応じて変調される。したがってコンプトンカメラでは、光子が散乱体で散乱された時の方位角分布を測定することで入射ガンマ線の偏光度を測定することができる。

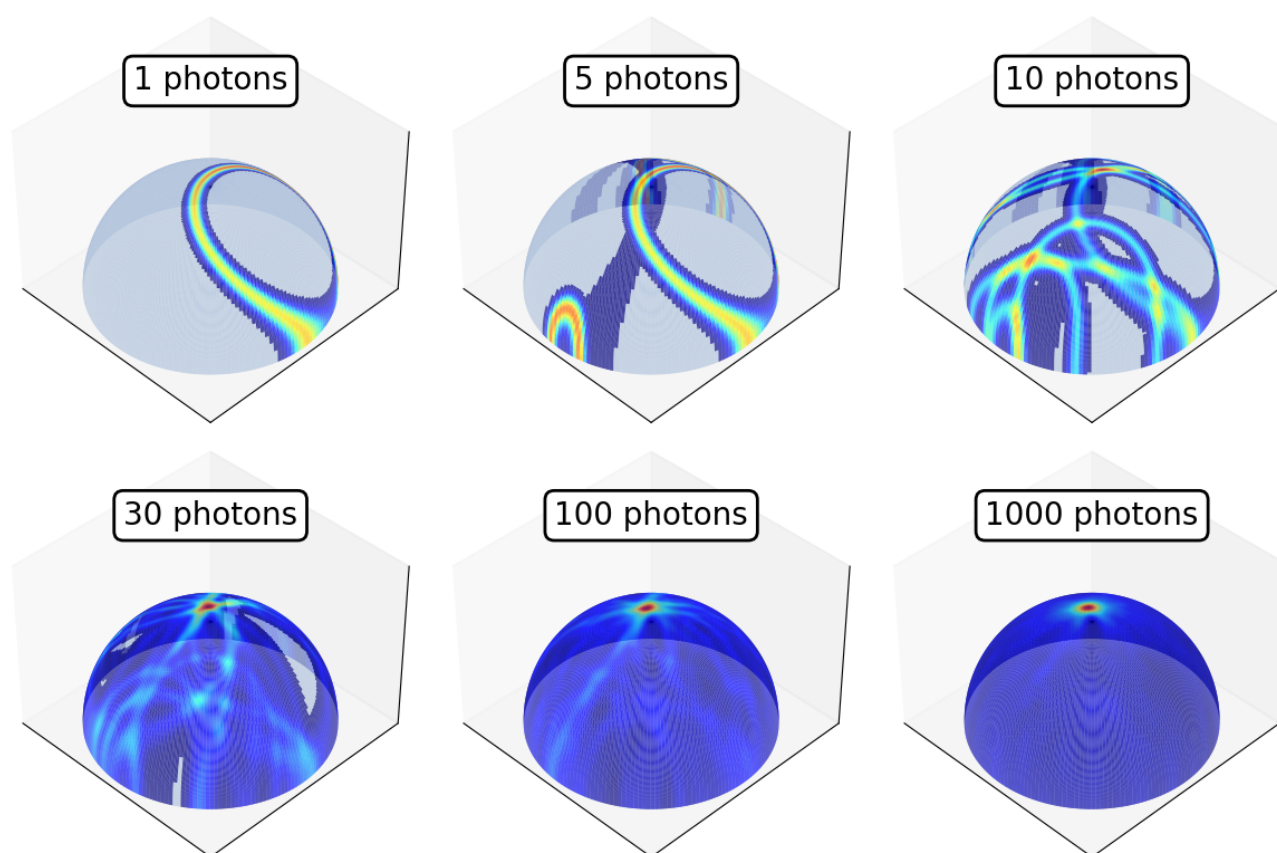


図 2.6 コンプトンカメラによるガンマ線の到来方向の決定の概念。天球に投影されたコンプトンコーンを重ね合わせ、次第に強められる点が光源の位置に対応する。

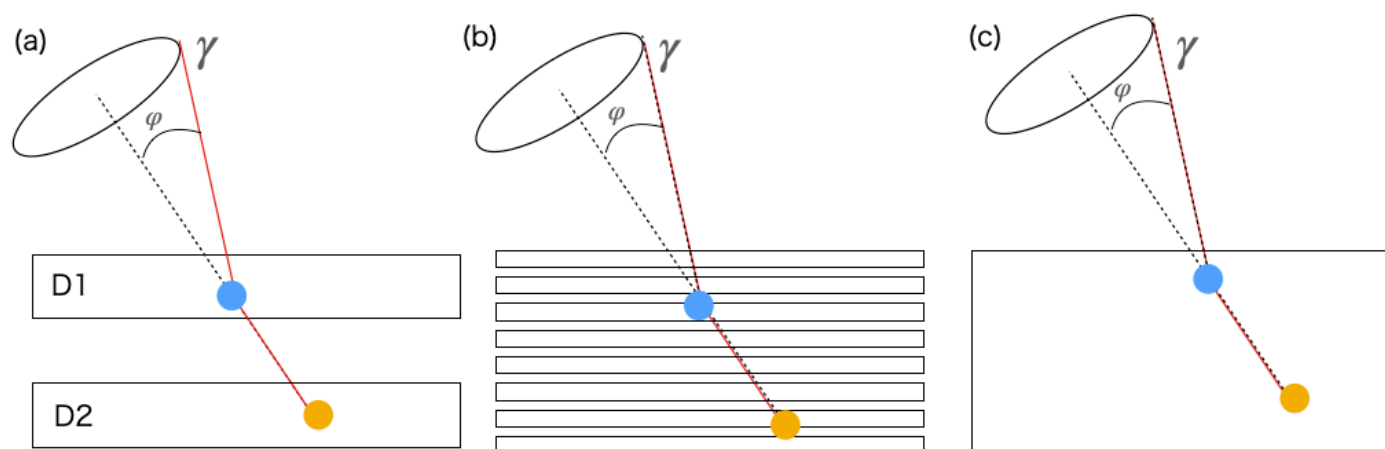


図 2.7 コンプトンカメラの構成。(a) 散乱体 (D1) と吸収体 (D2) から構成される基本的な構成。(b) 多層の検出器を用い、それぞれが散乱体と吸収体を兼ねる。3次元的に反応位置を知ることができる。(c) 一つの検出器の中で反応の深さを知ることができる場合。

2.4 コンプトンカメラの角度分解能

コンプトンカメラが入射ガンマ線の到来方向を決定する精度はカメラを構成する検出器が持つエネルギー分解能と位置分解能の影響を受ける。このときコンプトン散乱の散乱角 θ の決定精度を角度分解能と呼び、コンプトンカメラのイメージング性能を示す重要なパラメータの1つとなっている。

2.4.1 Angular resolution measure (ARM)

コンプトンカメラの角度分解能を定量的に表す指標として Angular Resolution Measure (ARM)[9] が使われる。ガンマ線の到来方向を既知としたとき、コンプトン散乱が生じた位置 \vec{X}_1 と散乱光子が光電吸収された位置 \vec{X}_2 を使って幾何学的な散乱角 θ_{geom} を計算することができる。

$$\cos \theta_{geom} = \frac{(\vec{X}_1 - \vec{X}_\gamma) \cdot (\vec{X}_2 - \vec{X}_1)}{|\vec{X}_1 - \vec{X}_\gamma| \cdot |\vec{X}_2 - \vec{X}_1|} \quad (2.12)$$

式 2.11 を使ってエネルギーから決定される散乱角を θ_{kine} とすると、ARM は2つの散乱角の差で以下のように定義される。

$$ARM = \theta_{kine} - \theta_{geom} \quad (2.13)$$

このように検出したガンマ線ごとに ARM を計算することで ARM 分布が取得できる。コンプトンカメラの角度分解能は ARM 分布の半値全幅 (Full Width at Half Maximum, FWHM) で定義される。

それぞれの散乱角は実際には様々な影響により有限の決定精度を持つ。 θ_{geom} は検出器の持つピクセルサイズやストリップピッチといった位置分解能の影響を、 θ_{kine} はエネルギー分解能や後述するドップラー広がり効果の影響を受ける。そのため計算されるガンマ線の到来方向を示すコンプトンコーンが円錐の表面方向に幅を持った領域で表される。このコンプトンコーンの厚さを $\Delta\theta$ とすると、 $\Delta\theta$ はコンプトンカメラの画像再構成における重要なパラメータの1つである。

2.4.2 ドップラー広がり効果とその影響

散乱角 θ_{kine} の計算 (式 2.11) では、電子の初期状態は静止した自由電子を仮定した。しかし実際には電子は有限の運動量を持って原子核の周りを運動しており、その結果、 θ_{kine} の計算に誤差が生じる。この誤差によって ARM 分布が広がることをドップラー広がり効果 (Doppler Broadening Effect)[9, 10] と呼ぶ。ドップラー広がり効果は入射光子のエネルギーが低いほど影響が大きく、コンプトンカメラの原理的限界を決めている。

Ribberfors により、束縛電子に対するコンプトン微分断面積が相対論的インパルス近似 (IA) を用いて二重微分断面積 (DDCS) で示された [11]。Brusa はこの方程式を一次近似して簡略化したコンプトンプロファイル (物質中の電子の一次元運動量分布) のパラメータ表示を提案し、解析形式での定式化をおこなった [12]。エネルギー E の入射光子が Ω の方向にコンプトン散乱され、散乱後のエネルギーが E' であるときの DDCS は、クライン仁科の微分断面積 (式 2.6) を使って次のように与えられる [13, 10]。

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \left(\frac{d\sigma^{KN}}{d\Omega} \right) F(p_z) J(p_z) \frac{dp_z}{dE'} \quad (2.14)$$

ここで p_z は電子の初期運動量ベクトルの散乱方向に対する成分、 E_C は式 2.4 で計算される自由電子を仮定したときの散乱光子のエネルギー、 $F(p_z)$ は

$$F(p_z) = 1 + \frac{cq_c}{E} \left(1 + \frac{E_c(E_c - E \cos \theta)}{(cq_c)^2} \right) \frac{p_z}{mc} \quad (2.15)$$

と定義され、 q_c は運動量移行、 J は Compton profile である。

ドップラー広がり効果は電子を束縛している原子の原子番号が大きい物質で散乱した場合に大きくなる。図 2.8 はドップラー広がり効果によって生じる ARM 分布の FWHM を電子を束縛している原子の種類ごとに調べたものである。このとき検出器のエネルギー分解能や位置分解能などの寄与は考慮されていない。このプロットを見ると、電子を束縛している原子の種類によって ARM 分布が変化しており、特にガンマ線検出器として利用される主要な物質 Si、Ge、Xe の中では Si の場合にドップラー広がり影響が少ないことがわかる。また同じ原子核でも電子の軌道によってもその影響の大きさが変化する (図 2.9)。

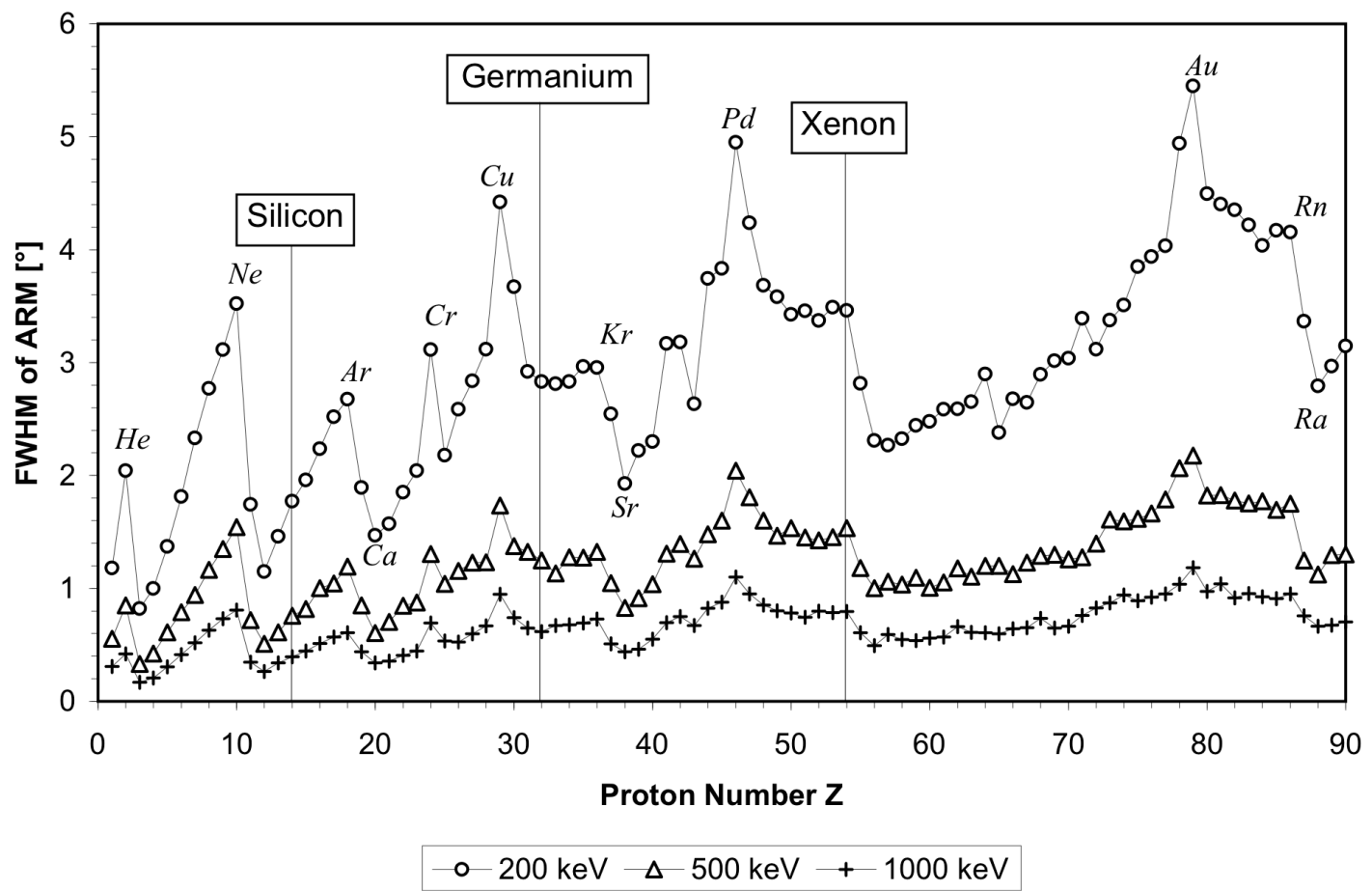


図 2.8 ドップラー広がり効果によって生じる ARM 分布の FWHM を電子を束縛している原子の原子番号ごとに計算したプロット [9]。

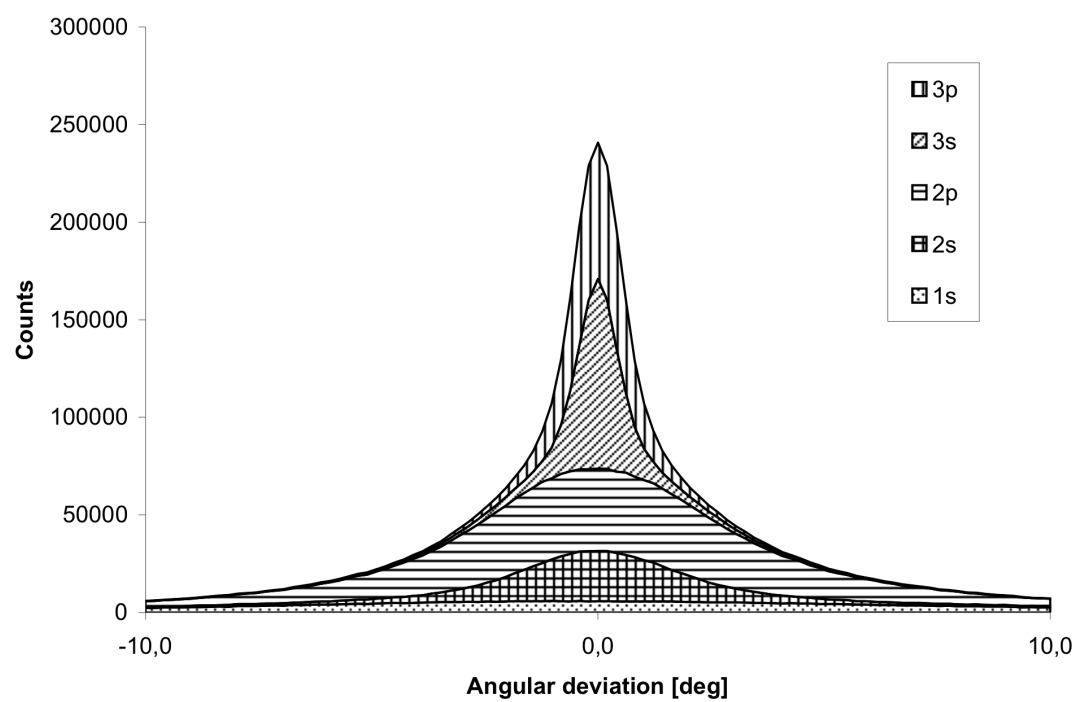


図 2.9 入射ガンマ線が Si 原子に束縛されている電子とコンプトン散乱を起こした場合に、ドップラー広がり効果によって生じる ARM 分布を電子の軌道ごとに計算したもの [9]。

図 2.10 は Geant4[14, 15] を使って計算したドップラー広がり効果による ARM 分布幅のエネルギー相関を調べたものである。このプロットにおいても検出器のエネルギー分解能などによる影響を考慮していない。図中に挙げた物質はいずれもガンマ線検出器として利用されている物質であるが、なかでも Si の場合ではドップラー広がり効果の影響が小さく、特に 200 keV 以下の領域ではその傾向が顕著である。

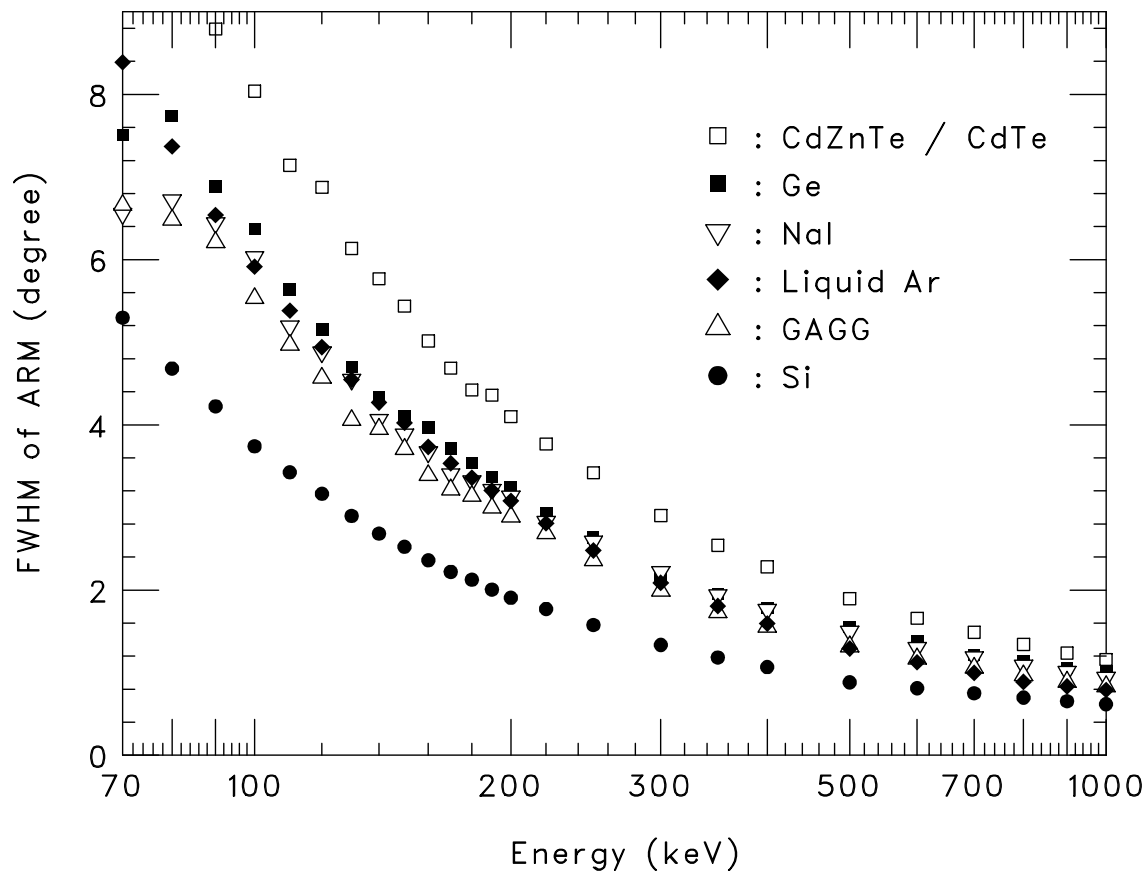


図 2.10 ドップラー広がり効果によって生じる ARM 分布の FWHM と入射ガンマ線のエネルギーとの相関。ガンマ線検出器としてよく利用される物質について比較を行なった。ただし実際の検出器としての位置分解能やエネルギー分解能による影響は考慮していない。図中の物質の中では Si がドップラー広がり効果の影響が小さく、特に 200 keV 以下の領域ではその傾向が顕著である。

2.5 コンプトンカメラの画像再構成

これまでの説明でコンプトンカメラはガンマ線の到来方向をコンプトンコーンと呼ばれる円錐の表面に制限することができ、散乱角決定の不定性からその円錐状の領域はある有限の厚さを持つことがわかった。しかし、1つのガンマ線に起因する検出器上の一連の反応とそれらに対応する信号 (以下、これらをまとめてイベントと呼ぶ) だけではガンマ線の初期位置を特定することはできない。実際には、コンプトンカメラは検出したある 1 イベントではなく、複数 (あるいは多数) のイベントの情報を組み合わせることでガンマ線を放出している光源や放射線源の分布を推定することができる。

このように計測したデータからガンマ線源の分布を推定することを一般的に画像再構成と呼ぶ。1 イベントのデータはデータ空間内のある 1 点 \vec{X} に対応しており、その分布 $g(\vec{X})$ から、イメージ空間内の分布 $I(\vec{x})$ を解く逆問題である、と行うことができる。 \vec{x} の初期状態を持つ入射ガンマ線が検出器系による測定過程 T を経て、データ点 \vec{X} として測定されたとする。このとき \vec{X} は確率的に決定される事後状態であり、 T は初期状態 \vec{x} をパラメータとする \vec{X} の関数 (つまり $T(\vec{X}; \vec{x})$) として表せる。またデータ空間内に分布するバックグラウンドを $B(\vec{x})$ とすると、解くべき問題は以下のように表すことができる。

$$g(\vec{X}) = T(\vec{X}; \vec{x}) \times I(\vec{x}) + B(\vec{X}) \quad (2.16)$$

コンプトンカメラはこれまで記述してきたように複雑な反応過程を経ているため、関数 T の逆問題を一意に解くことはできない。そうした理由からコンプトンカメラの画像再構成には、これまで様々な手法で近似的な解法が提案され、最適な方法が研究されてきた。しかし個別の検出器や測定方法ごとに検証されており、コンプトンカメラ一般に適用できる体系的な理論は未だ確立されていない。

実際にはコンプトンカメラの画像再構成手法に関する多くの研究では、以下の2点のどちらかについて注目している。1つはコンプトンコーンの逆投影で、ある1イベントのデータからどのようにガンマ線の到来方向を制限するのかという点である。もう1つは画像再構成であり、投影されたコンプトンコーンを使い、どのようにガンマ線源の分布を明らかにするのかという点である。

コンプトンコーンを直接的に逆投影する試みとして、球面調和関数を使った計算手法が考案されている [16, 17]。これらの研究ではシミュレーションベースの理論的研究が多いが、[18] では OSEM 法 (Ordered Subset Expectation Maximization method) による画像再構成と組み合わせて、小動物を使った測定データへの応用を行い、PET イメージとの比較もされた。

2.5.1 単純逆投影による画像再構成

逆投影されたコンプトンコーンをもとに画像再構成によりガンマ線分布を明らかにする際に最も単純な方法は全てのコンプトンコーンを重ね合わせることである。この方法を単純逆投影、もしくはシンプルバックプロジェクション (SBP) と呼ぶ。ガンマ線がカメラ内で最初にコンプトン散乱したときの散乱角から推定されるガンマ線の入射方向は、カメラからある距離の平面上で円環 (コンプトンリング) 状の領域に対応する。同じ光源から複数のガンマ線が検出された場合、それぞれのガンマ線に対応するリングは光源が存在する位置で交差することになる。このようにして検出したイベントについて逆投影したリングを単純に積算していくことで、光源の位置を知ることができる。ただし本研究で扱うようにターゲットまでの距離が近く、かつ、構造を持つ場合には光源がある平面にのみに存在するという仮定が難しくなり、逆投影される領域をリングとみなせなくなるため、精度のよい再構成画像を得ることは非常に難しくなる。

2.5.2 統計的画像再構成によるガンマ線分布の推定

長年エネルギー分解能や位置分解能に優れた検出器によるコンプトンカメラが開発されてこなかったことから、SBP では点源の位置決定精度は難しく、また除去されなかったノイズによってイメージ上の広い範囲にバックグラウンドができる。こうした問題を解決するためにデータ (入力となるもの、この場合はコンプトンコーン) から統計的にイメージ (推定したいもの、この場合は真のガンマ線分布) を予測するような手法が取り入れられた。

Richardson-Lucy アルゴリズム (RL アルゴリズム) [19, 20] は画像 (データ) に畳み込まれている既知の検出器応答 (レスポンス) を取り除き、真の像 (イメージ) を取得するための計算手法である [21]。カメラのぶれや PSF によって劣化した写真の鮮明化を目的として、画像処理の分野では広く使われている。

RL アルゴリズムは直接計算することができない真のイメージ f_n の代わりに既知のレスポンス h_{mn} から近似的なイメージを推定する手法である。このとき n はイメージ空間の要素 (画像のピクセル)、 m はデータ空間の要素 (データの状態) である。 k 番目のイメージから予測される $k+1$ 番目のイメージは以下のように記述できる。

$$f_n^{(k+1)} = f_n^{(k)} \frac{1}{s_n} \sum_{m'} \frac{g_{m'} h_{m'n}}{\bar{g}_{m'}} \quad (2.17)$$

$$s_n = \sum_m h_{mn} \quad (2.18)$$

$$\bar{g}_m = \sum_n h_{mn} f_n^{(k)} \quad (2.19)$$

k 番目のイメージ $f_n^{(k)}$ を真の分布と仮定したとき、予測されるデータはレスポンス h_{mn} と $f_n^{(k)}$ を使って求められる (\bar{g}_m)。予測されたデータ \bar{g}_m と実際のデータ g_m を比べ、その差異が小さくなるように n ごとに重み付けを

調整する。その結果得られた次のイメージ $f_n^{(k+1)}$ を再び真のイメージと仮定して、上記の計算を繰り返すことで次第にイメージが真の分布に近づいていく。これらの手順は理論的には尤度を定義してそれが最大になるまで繰り返すことが求められるが、実際の計算回数で完全に尤度に達することはなく、あらかじめ決定した条件で計算を終了することになる。こうした計算方法は機械学習の分野で注目される EM(Expectation-Maximization) アルゴリズム [22] と類似性がある。

2.6 検出器の感度とコンプトンカメラ

イメージングを行うガンマ線検出器に求められる性能として、スペクトル分解能 (エネルギー分解能) と位置分解能がある。これに加えて高い感度を達成するために必要なのがバックグラウンドの軽減である。

天体観測において、連続スペクトルに対する検出感度はあるエネルギー (E) を中心としたエネルギー範囲 (ΔE) の中に入ってくるバックグラウンド $b(E)[\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}]$ の統計的なゆらぎによって決まる。信号源の観測とバックグラウンドの観測を同じ時間だけ行った場合、 3σ の有意性で検出できる信号の強度 $S(E)(3\sigma \text{ の感度})$ は、

$$S(E) = \frac{3}{\eta(E)} \sqrt{\frac{2b(E)}{A\Delta ET_S}} \quad (2.20)$$

で与えられる。ここで $\eta(E)$ はエネルギー E における検出器のフルピーク効率 (光電吸収の反応確率)、 A は検出器の面積、 T_S は観測時間を表す。

核ガンマ線など定まったエネルギーを持つガンマ線に対する感度は、検出器のエネルギー分解能の幅 (δE) の中に入るバックグラウンドの統計的なゆらぎによって決まる。したがって 3σ の感度は

$$S(E) = \frac{3}{\eta(E)} \sqrt{\frac{2b(E)}{A\delta ET_S}} \quad (2.21)$$

で与えられる。

宇宙観測におけるバックグラウンドの要因としてはガンマ線のエネルギー領域での天体に起因する拡散成分の他、大気や衛星を構成する物質が宇宙線によって放射化して発生するガンマ線がある。また角度分解能の範囲内に明るい天体が複数ある場合には、注目している天体の感度が周囲の観測対象以外の天体から混入するガンマ線の量で決定されることになる。一方で医学イメージングでは体内で散乱したガンマ線が、また放射線汚染の場合には環境のバックグラウンドが主たるバックグラウンド源になる。

上記の式より、高感度観測の実現には検出効率の向上の他、バックグラウンドの軽減が重要であることがわかる。コンプトンカメラは検出した複数の信号がコンプトン散乱の運動学に合致するか判定することで、コンプトン散乱に由来するイベントの抽出とバックグラウンドの軽減を図ることができる。また取得した画像から光源位置が特定できる場合には、その位置情報を使った解析によってさらなるバックグラウンドの除去が可能となる。

2.7 半導体コンプトンカメラ

コンプトンカメラの角度分解能を決める重要な要素は検出器の位置分解能やエネルギー分解能である。特に高いエネルギー分解能は、電子陽電子消滅によるガンマ線や放射線同位元素からの核ガンマ線など特定のエネルギーに注目したイメージングを行う上で必要となる検出器性能である。この点において半導体検出器はコンプトンカメラを構成する検出器としての適性があり、例えば Ge 半導体は液体窒素温度での動作が必要であるものの、高いエネルギー分解能を生かして核ガンマ線の探索の目的に開発が進められている。しかし半導体検出器は大型化が難しいため、シンチレータを用いたコンプトンカメラに比べて検出効率の向上が難しいことが課題となる。

1987 年、釜江らは多層の Si 検出器とそれを取り囲む CsI(Tl) シンチレータからなるコンプトンカメラの提案を行った [23]。このコンセプトでは、入射したガンマ線がカメラ内で複数回のコンプトン散乱を生じた後、Si 層

で光電吸収されずに抜け出したイベントであってもコンプトン再構成が可能であることが示され、のちのコンプトンカメラの研究に大きな影響を与えた。

近年、イメージング機能を持つガンマ線モニターへの利用のために、コンパクトなコンプトンカメラの開発が進んでいる。特に高品質の CdZnTe(CZT) 結晶の大型化の技術が進み、厚さが 1 cm、体積が数 cm^3 で位置分解能を持った CdZnTe 検出器が実現している (図 2.11(a),(b))。共通電極とピクセル電極でのそれぞれの収集電荷量の比をとることで反応の深さ位置を決定し、検出器内部での複数のコンプトン散乱や光電吸収の位置とエネルギーを決め、その情報からイメージングを行うことができる。このような単一の検出器を使うものの別の形態のコンプトンカメラとしては、最近提案された液体アルゴン TPC(Time Projection Chamber) を用いた大型の MeV ガンマ線検出器がある。

2.7.1 Si/CdTe コンプトンカメラ

1 MeV 以下のガンマ線を検出する場合にはドップラー広がり効果による角度分解能が制限される。特に散乱体を構成する物質の原子番号が大きい場合にその効果が大きい。そこで考案されたのがドップラー広がり効果の小さい Si を散乱体に、CdTe を吸収体に採用した Si/CdTe コンプトンカメラである [24, 25, 26, 27, 28]。高い検出効率、エネルギー分解能、そして位置分解能を両立するため、多層のイメージング素子を重ねてコンプトンカメラを構成することでその実現を図っている (図 2.11(c))。これまでに 20 μm の位置分解能と 1 マイクロ秒程度の時間分解能を併せ持つ新しい Si-CMOS ピクセル検出器の開発に成功しており、本研究でこの検出器を組み込んだ Si/CdTe コンプトンカメラを用いた研究を行っている。

CdTe 半導体は NaI(Tl) シンチレータと同等のガンマ線阻止能力を持つ新しい半導体検出器である。CdTe 半導体は素子内で発生した電子・正孔対を集めきるのが難しいため、高いエネルギー分解能をもった検出器の実現は困難とされていた。我々の研究グループではエネルギーが数十 keV のガンマ線に対して 1 keV(FWHM) 以下という高いエネルギー分解能を達成する半導体素子の開発に成功し、イメージングが可能な撮像素子を実現した [24, 27]。

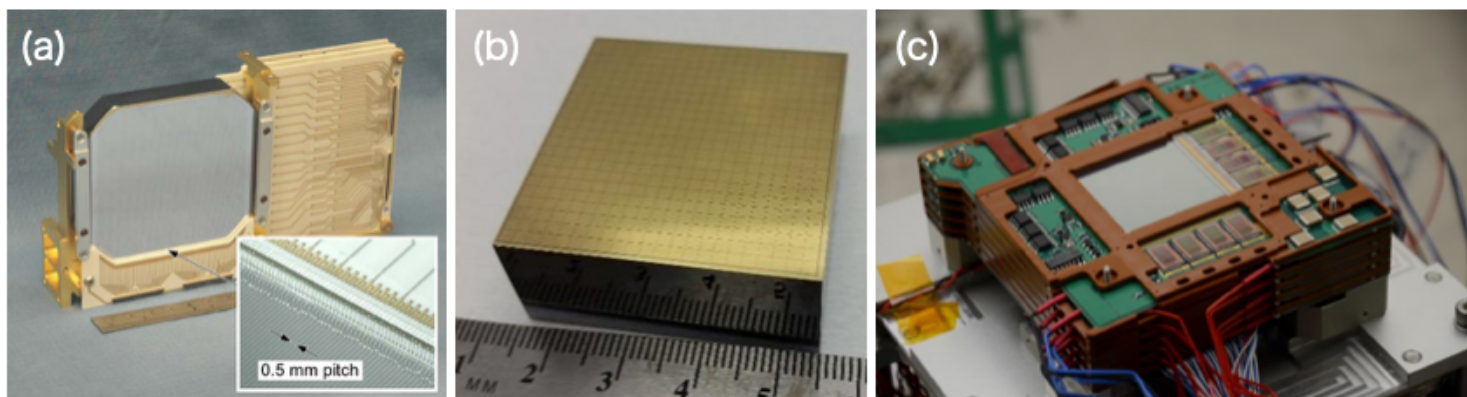


図 2.11 (a) GRIPS (Gamma-Ray Imager/Polarimeter for Solar flares) のコンプトンカメラのために製作された HPGe 両面ストリップ検出器 [29]。検出器の面積は約 80 mm×80 mm、厚さは約 15 mm。検出器の各面には 149 個のストリップがあり、ストリップの中心から中心への間隔は 0.5 mm。(b) 4×4×1.5 cm^3 の一枚岩の結晶でできた CZT ピクセル検出器 [30]。(c) Si/CdTe コンプトンカメラ。Si と CdTe の両面ストリップ検出器を 5 層に積み重ねてコンプトンカメラを構成している [31]。

第 3 章

コンプトンカメラの応用と次世代型コンプトンカメラ

3.1 コンプトンカメラを利用した種々の研究

3.1.1 宇宙物理

天体からの電磁波をあらゆる波長で観測することが現在までの宇宙物理学発展の基礎となっており、コンプトンカメラは他の測定技術では捉えにくい波長帯 (=エネルギー領域) を担う重要な観測技術の 1 つとなっている。前述の通り、エネルギーが数百 keV–数 MeV の光子と物質との反応はコンプトン散乱が支配的であり (図 2.1)、光電吸収や電子対生成を利用した多くの観測装置では感度の向上が難しい (図 3.1)。こうしたことから Schönfelder による提案 [7] の後、これまでにコンプトンカメラを搭載した衛星の打ち上げや気球実験による宇宙ガンマ線の観測が多数行われてきた。

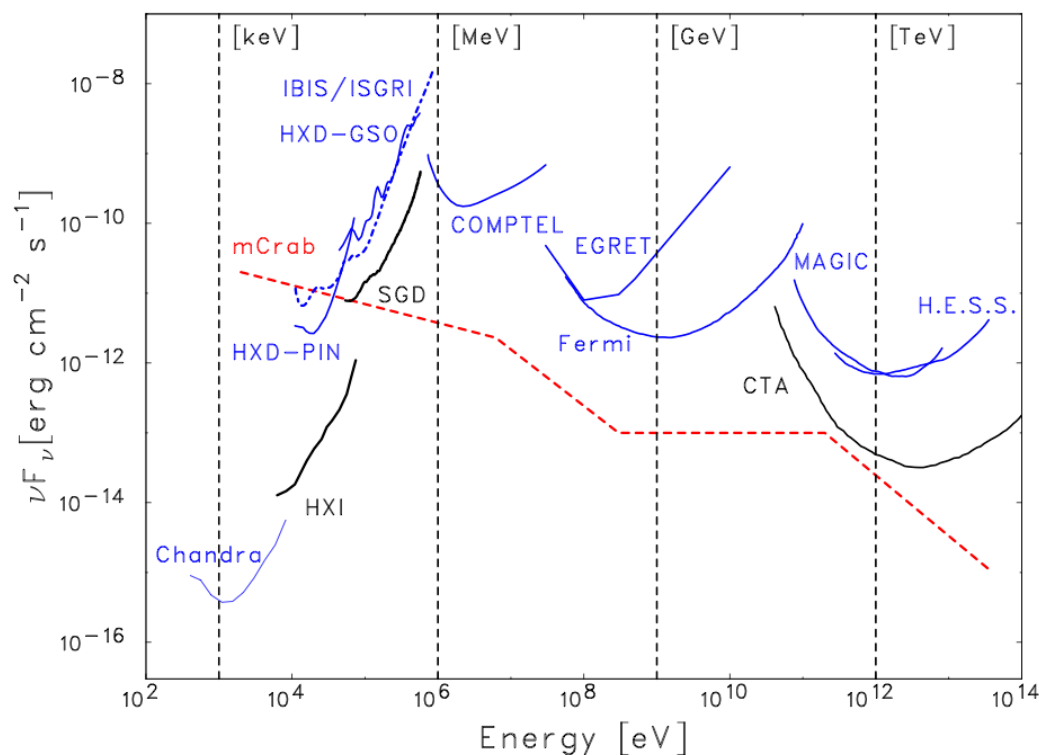


図 3.1 X線・ガンマ線領域の異なる観測装置ごとのエネルギーと感度の領域 [32]

Compton Telescope (COMPTEL) は Schönfelder がデザインしたコンプトンカメラ望遠鏡であり、アメリカ航空宇宙局 (NASA) が打ち上げたコンプトンガンマ線観測衛星 (Compton Gamma-Ray Observatory, CGRO) に搭載された [33] (図 3.2)。散乱検出器の役割を果たす有機液体シンチレータは炭素など原子番号が小さい原子で

構成されており、コンプトン散乱の反応確率が光電吸収に比べて高くなるように設計されている。吸収検出器はヨウ化ナトリウム (NaI(Tl)) 結晶のシンチレータで構成されており、各検出器内で反応したガンマ線の位置は複数の光電子増倍管によって特定できる。また入射光子が散乱検出器でコンプトン散乱を生じ、散乱光子が吸収検出器で光電吸収されるまでの間の飛んでいる時間 (time of flight) を測定することが可能で、コンプトン散乱イベントを選択する際に利用される。COMPTEL が 500 keV から 3 MeV という検出の非常に困難なエネルギー領域でのガンマ線観測を実現したことは以後のガンマ線天文学を切り開いていく大きな成果となった (図 3.3)。

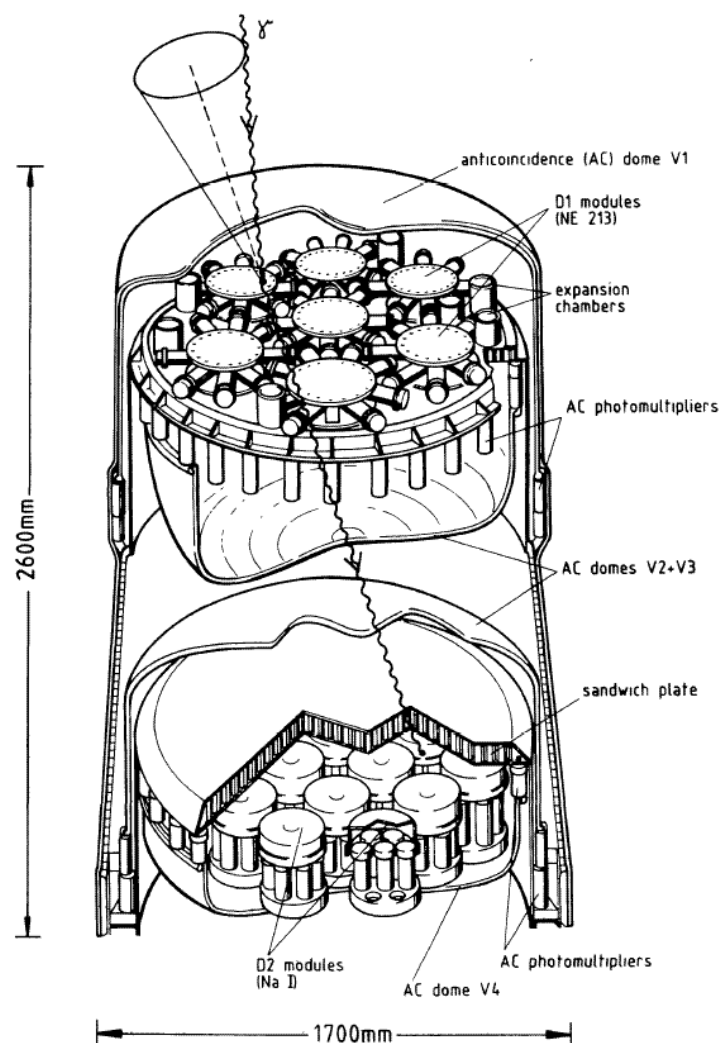


FIG. 2.—Schematic view of COMPTEL

図 3.2 CGRO 衛星の COMPTEL[33]

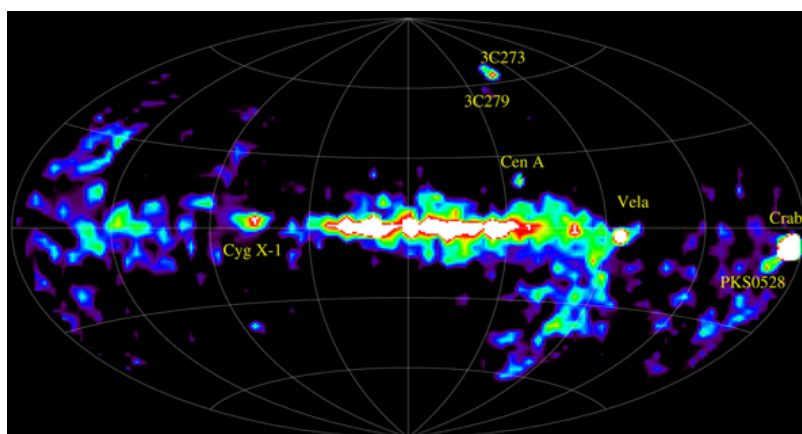


図 3.3 COMPTEL によるガンマ線全天マップ [34]

高い感度のガンマ線観測を実現するために Si/CdTe 半導体コンプトンカメラの研究が長年進められてきた [26]。X線天文衛星ひとみ (ASTRO-H) に搭載された SGD (Soft Gamma-ray Detector) は半導体検出器開発の

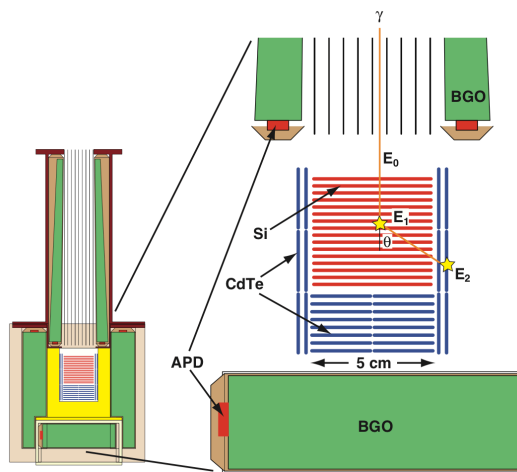


図 3.4 ひとみ衛星に搭載された SGD の概念図。コンプトンカメラ本体は 32 層の Si 両面ストリップ検出器と 8 層の CdTe 両面ストリップ検出器で構成されており、BGO シンチレータのアクティブシールド内部に格納されている [37]。

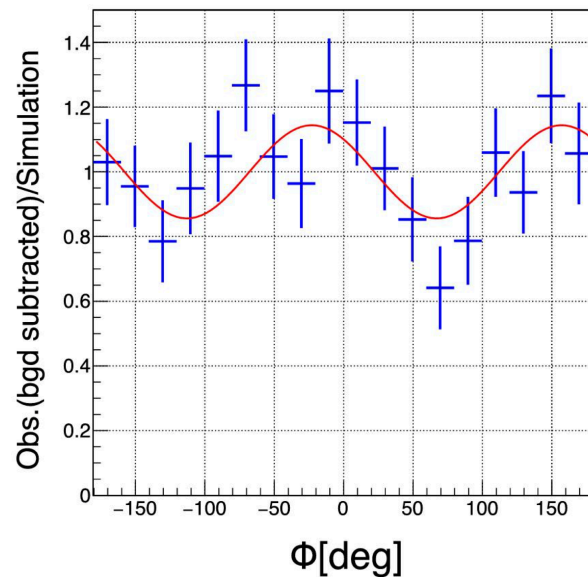


図 3.5 かに星雲観測データから作成されたモジュレーションカーブ (ガンマ線の散乱方向の方位角分布)。観測データと無偏光シミュレーションデータの比を正弦曲線によるフィッティング結果と表示したもの [35]。

進歩に伴い実現可能となった次世代型コンプトンカメラである (図 3.4)。中央部には高いエネルギー分解能と位置分解能を持った 32 層の Si 半導体両面ストリップ検出器と 8 層のテルル化カドミウム (CdTe) 半導体両面ストリップ検出器を積層しており、それぞれ散乱検出器と吸収検出器として働く。検出器の高いエネルギー分解能によって、衛星軌道上での検出器の放射化に起因して生じる核ガンマ線を除去し、バックグラウンドを軽減させることが容易となった。またコンプトンカメラの視野外から入射するガンマ線イベントを除去するため、アクティブシールド及びコリメータとしてゲルマニウム酸ビスマス (BGO) のシンチレータがカメラ本体を覆うように配置されている。80-600 keV の広いエネルギー範囲における高感度観測を実現した他、コンプトン散乱の方位角分布からガンマ線偏光の情報を引き出すことが可能である。2016 年の運用停止までのわずか 5000 秒のかに星雲の観測データから 99.3% の有意度での偏光検出に成功させ、SGD の高い感度を実証することができた (図 3.5)[35, 36]。

IBIS[38] は欧州宇宙機関 (ESA) が打ち上げたガンマ線観測衛星 INTEGRAL(International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) に搭載された。CsI シンチレータと CdTe 検出器で構成され、3 keV から 10 MeV のガンマ線の観測が可能である。同じく ESA の e-ASTROGAM[39] は Si 両面ストリップ検出器を 56 層積層したトラックと呼ばれる構造と CsI(Tl) シンチレータで構成されたカロリメータで構成される。COSI(Compton Spectrometer and Imager)[40] は 0.2–5 MeV のガンマ線を対象としたコンプトンカメラによるサーベイ望遠鏡である (図 3.6)。これまでに何度も気球ミッションが行われており、COSI の前身である NCT (Nuclear Compton Telescope) も含めると、2005 年、2009 年、2014 年、2016 年の計 4 回の気球実験が行われている。中でも 2016 年のフライトでは、約 46 日間の長期間の気球観測を成功させており、かに星雲、Cygnus X-1、Centaurus A、銀河中心からの 511 keV、ガンマ線バーストの検出を報告している (図 3.7 及び 3.8)。また今年 COSI は NASA の SMEX(Small Explorer program) に採択されており、2025 年を打ち上げ予定として観測衛星開発が進められている。

3.1.2 放射性物質分布の可視化

コンプトンカメラによる広視野で高感度なガンマ線イメージングを使って、飛散した放射性物質の可視化実験が実現している。福島第一原子力発電所から ^{134}Cs や ^{137}Cs などの放射性物質が広範囲に飛散し、早急な除染作

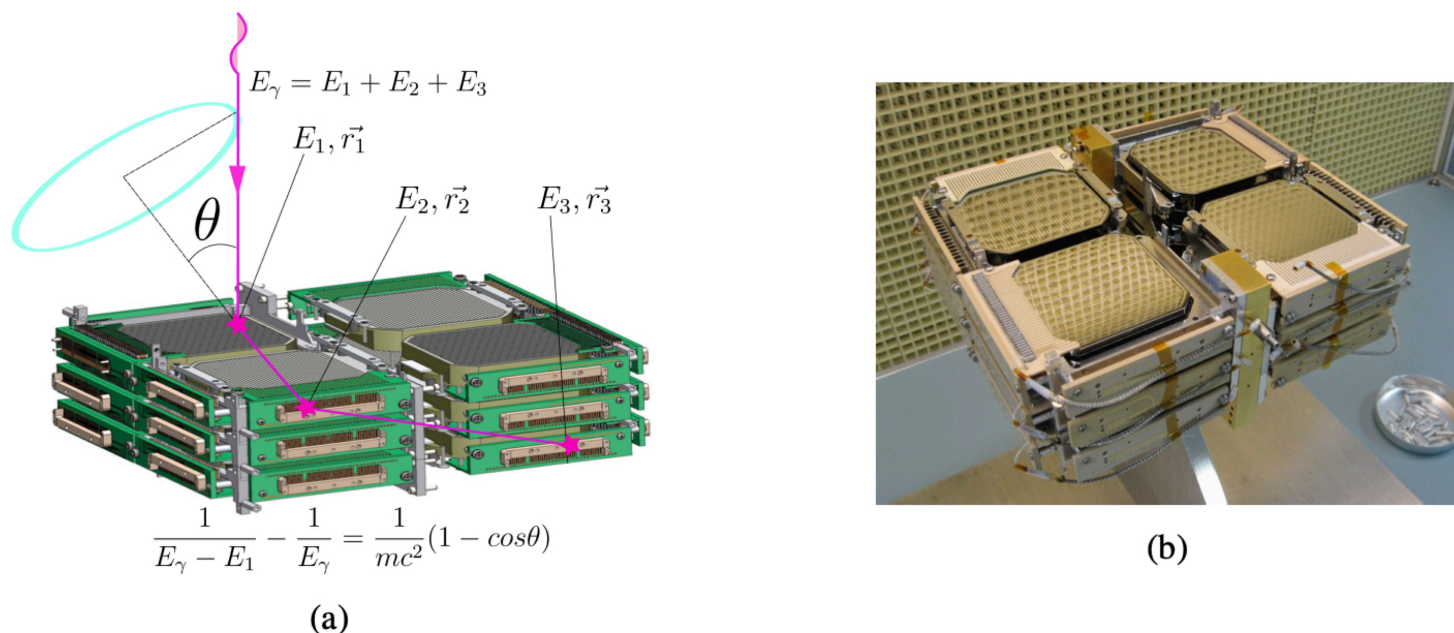


図 3.6 (a) COSI 検出器とそのイメージング原理、(b) COSI germanium detectors (GeDs)[41]。

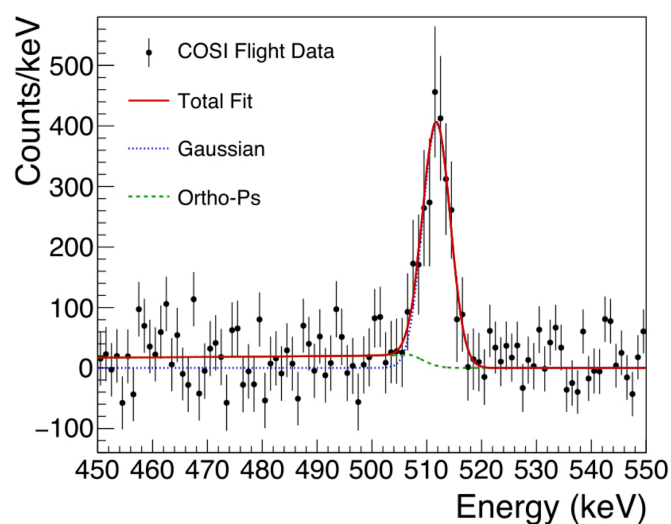


図 3.7 COSI による銀河中心の観測で取得された 511 keV ガンマ線ピーク [42]

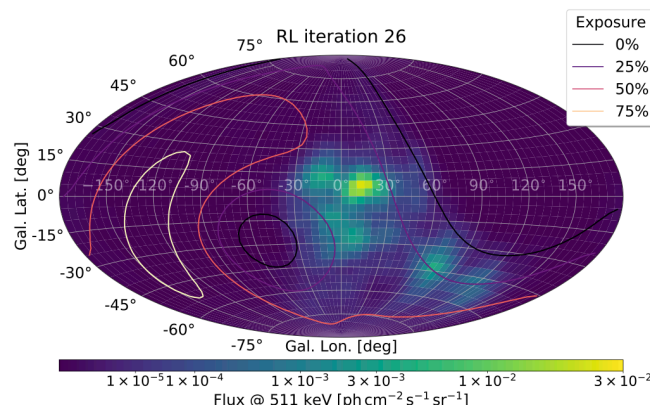


図 3.8 511 keV フラックスの全天マップ [43]

業が必要となっていた。そのためガンマ線検出器を利用して、放射性物質の分布を知ることが急務であった。効率よく除染作業をするためには広い視野を一度に計測し、視野内のホットスポットを識別可能な十分な角度分解能が必要となる。さらに検出した核ガンマ線のエネルギーによって核種を識別できるエネルギー分解能も要求される。Si/CdTe 半導体コンプトンカメラはこうした条件を満たすガンマ線イメージャーであるため、福島県での実証実験が行われた。 ^{134}Cs の 605 keV、796 keV、802 keV と ^{137}Cs の 662 keV ガンマ線をそれぞれエネルギーウィンドウを使って識別し、二核種の空間的な分布の可視化を実現した (図 3.9[44, 45])。

3.1.3 原子物理

原子物理の分野では、コンプトンカメラを偏光計として利用する研究が多く進められてきた。[46] では多段階に電離した Kr からの二電子性再結合 X 線 (13 keV) の偏光度が測定された。この研究で使われる偏光計は入射ガンマ線を Be で散乱させたのち、方位角方向に並んだ 12 の Si 検出器によって捉えることでコンプトン散乱の方向を検出している。散乱断面積の小さい Be を散乱体とするため高いエネルギーへの適用は難しいものの、比較的単純な構造の装置で精密な測定がされた研究である。

より高いエネルギー領域での偏光測定の例としては、完全電離ウランの放射性電子捕獲 (Radiative Electron

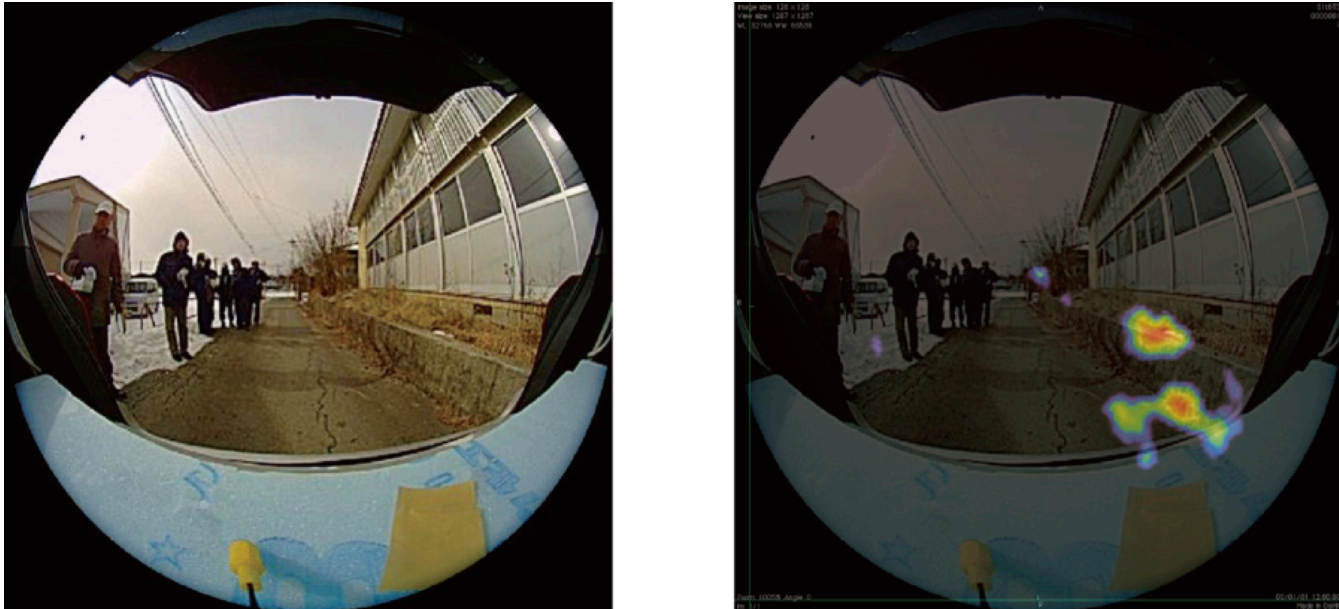


図 3.9 魚眼レンズによるカメラ映像 (左) にコンプトンカメラによる ^{134}Cs と ^{137}Cs のガンマ線イメージングで得られた強度分布を重ねた (右) 画像 [44]

Capture, REC) X線 (~ 250 keV) の直線偏光度測定がある。位置分解能を持つ Ge 検出器、Position-sensitive germanium detector を使って測定された [47]。また Si(Li) 検出器を使った偏光計では 172 keV のウランの REC-X線の直線偏光度が測定されている [48]。両研究のX線のエネルギーが異なるのは加速器で生成されるウランの運動エネルギーが異なるためである。

[49] は前述のX線天文衛星ひとみに搭載された SGD の同型の検出器を地上における偏光測定実験に応用した例である (図 3.10)。Kr の完全電離イオン及び水素様イオンへの放射性再結合によるX線の偏光度測定実験であり、偏光計として採用された EBIT-CC(Electron Beam Ion Trap Compton Camera) はひとみ SGD をより低エネルギーの偏光測定に最適化したものである。偏光度は散乱角の方位角分布とエネルギースペクトル、シミュレーションから生成した完全偏光データをもとに最尤法を使って導出し、0.02 の誤差で見積もることができた (図 3.11)。これはブライト相互作用におけるゼロ周波数近似の適用限界を検証可能な精度であり、今後の研究の発展も期待される。

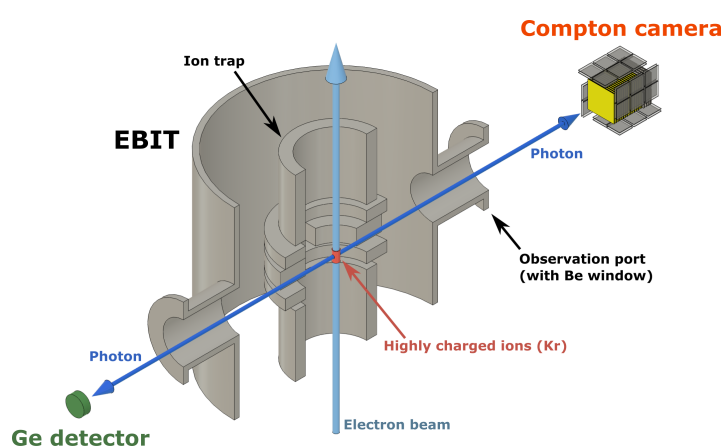


図 3.10 EBIT-CC の実験セットアップ [49]

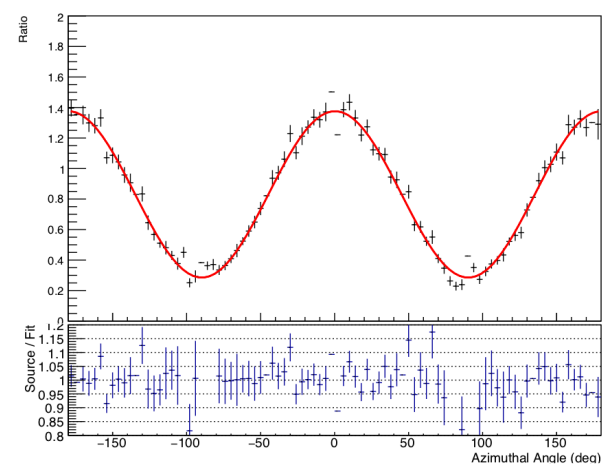


図 3.11 EBIT-CC が検出した Kr 再結合 X線のモジュレーションカーブ [49]

3.1.4 原子核物理

原子物理同様、原子核物理においてもコンプトンカメラによる偏光測定は重要な役割を果たしている。脱励起ガンマ線の偏光度測定をすることで励起原子核のスピンパリティを決定し、原子核構造の理解につながると期待されている。コンプトンカメラによる原子核実験の例としては、Advanced Gamma Tracking Array (AGATA) による偏光観測研究が挙げられる [50]。AGATA は高純度ゲルマニウム (HPGe) 検出器で構成されたガンマ線スペクトロメータである [51]。

3.1.5 医学イメージング

核医学イメージングは放射線同位元素で標識した薬剤 (放射性プローブ) を生体内に投与し、薬剤から放射されるガンマ線を体外から測定し、その分布を可視化する技術である。特にマウスやラットなどの小動物を用いた生体内三次元ガンマ線イメージングは、前臨床段階におけるがんの診断・治療法の確立を目指した薬剤やドラッグデリバリーシステムの研究において重要な役割を担う。放射性同位元素で標識した抗がん剤候補を腫瘍を植え付けた小動物に注射し、体外に設置したガンマ線検出器で腫瘍や臓器への薬剤の輸送・蓄積を可視化する。こうした生体内イメージングはがんの発見、進行状況の把握、治療への反応、体内への転移の検出が可能であるため重要である。しかし小動物では放射性同位元素の蓄積量が少なく、体内の標的の大きさも人体に比べて非常に小さいため、ガンマ線イメージングは高感度で高い空間分解能を持つことが望まれる。また PET(陽電子放射断層撮影、Positron emission tomography) や SPECT(単一光子放射断層撮影、Single photon emission computed tomography) といった既存のイメージング技術では異なるエネルギーのガンマ線を分別できる十分なエネルギー分解能を持たないため、複数の核種の同時測定は難しい [52]。

核医学分野へのコンプトンカメラの利用は Todd により Schönfelder がコンプトンカメラを提案したのと同時期に考案されている [6]。SPECT を超える優れた検出効率を持つコンプトンカメラは、次世代のイメージング技術として期待される [53, 54]。例えば SPECT 薬剤を使った分子イメージングや重粒子線治療における体内薬剤分布のモニタリングでは特に重要な役割を果たしている [55]。Si/CdTe コンプトンカメラを使った実験では、薬剤を投与したマウスから放射される 511 keV(^{18}F)、364 keV(^{131}I)、300 keV(^{67}Ga) という異なるエネルギーのガンマ線を複数同時検出し、それぞれイメージングすることができた (図 3.12)[56]。小動物を使った複数核種の実験では小型化したコンプトンカメラの研究も行われている [57]。図 3.13 は同時生体イメージングで取得されたもので、緑、青、赤はそれぞれ 364 keV(^{131}I)、514 keV(^{85}Sr)、1116 keV(^{65}Zn) に対応している。ともに核医学分野で利用される $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -DMSA と ^{18}F -FDG を人体へ投与し、異なるガンマ線の同時イメージング実験も実施された [58]。図 3.14 はそのうち $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -DMSA からの 141 keV ガンマ線による再構成画像であり、コンプトンカメラとしては非常に低いエネルギーでの測定となる。他にも PET とコンプトンカメラの同時測定 [59] や Ge コンプトンカメラでのマウス実験 (図 3.15[60]) も行われている。いずれもコンプトンカメラの核医学利用の実現可能性を示す研究であるが、実用化には強度を定量的に見積もることが可能な高精度で低バックグラウンドなガンマ線イメージングの確立が必要となる。

3.2 電子の飛跡情報を用いる次世代型コンプトンカメラ

電子追跡型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera, ETCC) はコンプトン散乱された電子が物質内を移動する際の軌跡を記録し、ガンマ線の到来方向をより狭い範囲に制限する新しいタイプのコンプトンカメラである [61]。これまでコンプトンカメラは検出したデータから散乱角と散乱位置を取得し、ガンマ線の到来方向をコンプトンコーンに制限することができた。これはコンプトンカメラが検出したデータから決定できる情報は光子の散乱方向のみであり、図 2.2 に示したコンプトン散乱に関わる入射光子、散乱光子、そして散乱電子の三つの運動量ベクトルが存在する平面が決定できないためである。もしここで散乱電子の運動量ベクトルを知

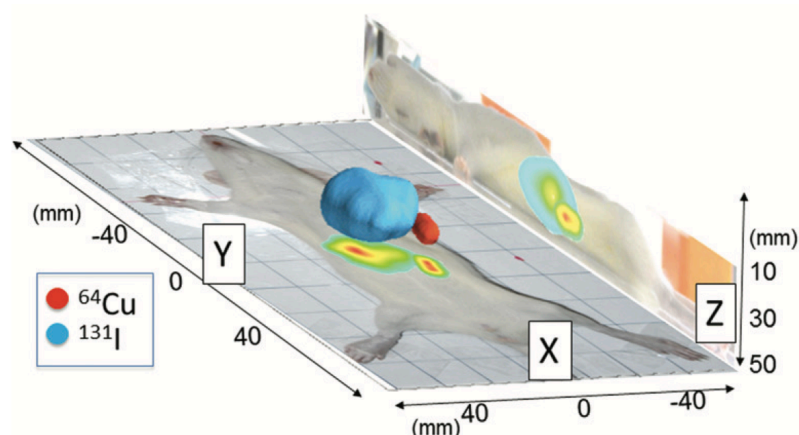


図 3.12 ^{64}Cu の 511 keV と ^{131}I の 364 keV ガンマ線による 2 核種同時生体イメージング [56]

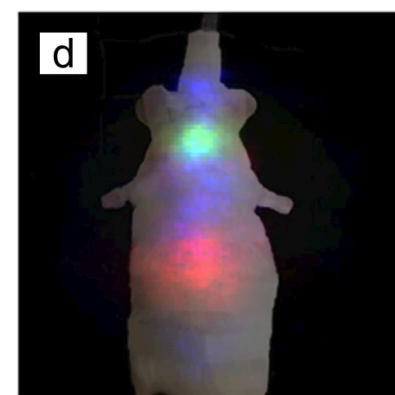


図 3.13 コンプトンカメラを使った 3 核種の同時生体イメージング実験 [57]

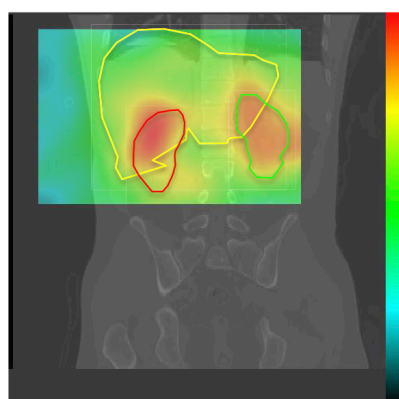


図 3.14 人体に投与した ^{99m}Tc -DMSA による 141 keV ガンマ線イメージ [58]

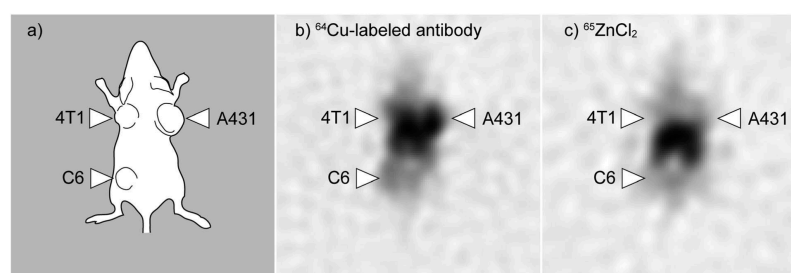


図 3.15 Ge コンプトンカメラ GREI による生体イメージング実験 [60]

ることができれば、残り一つの光子の入射方向はコンプトンコーンの母線のいずれかに決定することが可能となる。このとき二次元平面に逆投影されたコンプトンコーンは円環状の領域のうちある一点に決まる。実際には散乱電子の方向は有限の推定誤差を持つため、方位角方向への不定性をもった円弧状の領域に制限される。ETCC は記録した電子軌跡から散乱ベクトルを推定することでガンマ線の到来方向にさらなる制限を加えることができるガンマ線イメージング手法である。

ETCC を使ったガンマ線イメージングがもたらすと期待されている大きな二つの利点は少ないイベント数による光源の方向の特定と再構成で取得できる画像の低バックグラウンド化である。通常のコンプトンカメラは遠方の光源をイメージングする際は二次元平面にコンプトンリング、近傍の場合は三次元空間にコンプトンコーンを逆投影し、重ね合わせることで画像再構成が行われる。その結果、本来光源が存在しない位置への逆投影が再構成画像にバックグラウンドを生み出すことになってしまう。ETCC はガンマ線の入射方向をより狭い領域に制限するため、このようなバックグラウンドの軽減が可能となる。この際に重要となる電子散乱方向の決定精度の指標として、データから推定した電子散乱方向と線源の位置などの情報をもとに決定できる実際の電子散乱方向との角度差、SPD(Scatter Plane Deviation) が使われている。ARM 分布の改善がコンプトンカメラによるイメージングの改善につながるように、ETCC によるイメージングにおいては、SPD 分布が改善することで画像の点拡がり関数 (PSF) の改善が期待できると考えられる [62]。

3.2.1 これまでの ETCC の研究

散乱電子の情報を使ってガンマ線の到来方向を決定しようというコンセプト自体は例えば MEGA(Medium Energy Gamma-ray Astronomy) 計画 [65] などでは考案されていた。入射したガンマ線がトラッカーとよばれ

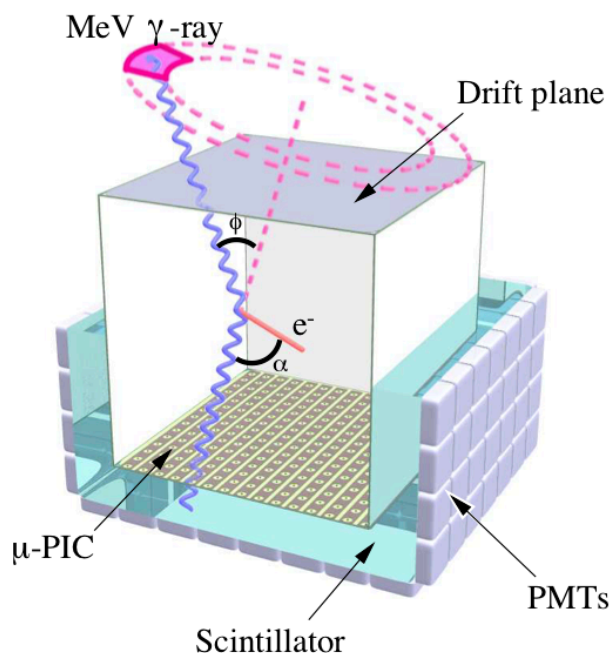


図 3.16 μ TPC を散乱検出器としたコンプトンカメラの模式図 [63]

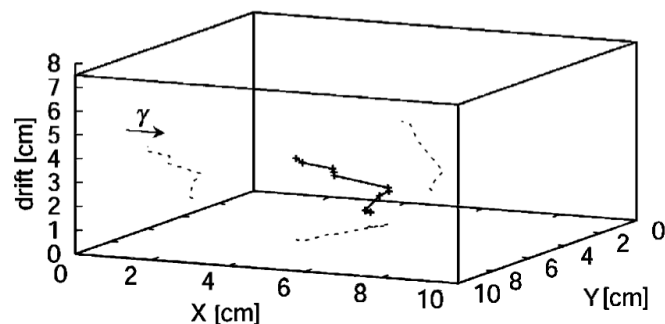


図 3.17 μ TPC によって検出された散乱電子の三次元飛跡の例 [64]

る多層検出器でコンプトン散乱したとき、通過する反跳電子を複数の検出器で捉えることでその方向を特定する。これは COMPTEL の後継機として開発され、0.4-50 MeV のエネルギーのガンマ線に対して従来の検出器より一桁以上上回る高感度観測の実現を目指して進められた。

実験によって実証された電子追跡型コンプトンカメラとして、ガス検出器 ($\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$) を使って散乱電子の軌跡を三次元的に記録できる μ TPC (micro Time Projection Chamber)[64, 61] が MeV ガンマ線の全天探査を目指して研究が進められてきた (図 3.16 及び 3.17)。 μ TPC と GSO(Gd_2SiO_5) シンチレータで構成されたコンプトンカメラは 356 keV のガンマ線に対して、ARM の FWHM が 18° 、SPD の FWHM が 35° を達成している [63]。ガス検出器の特性として検出効率を上げることが難しいこととエネルギー分解能がそれほど高くないこと (30%@5.9 keV) が難点である。2006 年には気球実験が行われた [66]。

Vetter らの研究では電子軌跡を記録する検出器として CCD (Charge Coupled Device) を使った ETCC の研究も進められている (図 3.18)[67]。10.5 μm のピクセルサイズと 150 eV@5.9 keV のエネルギー分解能を持つ CCD という極めて高性能な電子追跡型の散乱検出器が採用され、 ^{137}Cs の 662 keV ガンマ線による散乱電子の軌跡画像が検出された (図 3.19)。一方で CCD のデータ読み出しが 1 フレーム 2 秒おきで行われるため、吸収体である高純度ゲルマニウム (HPGe) の両面ストリップ検出器からのデータとの同期や時刻付けが行われておらず、信号の位置とエネルギー情報から推測して対応づけされている。また高精度な電子軌跡画像が取得できることを生かして、電子軌跡から散乱電子の三次元ベクトルを推定する解析が試みられている [68]。150–480 keV のガンマ線イベントにおいて、推定された電子方向の不定性は検出器に対して並行成分と垂直成分のそれぞれで $10\text{--}40^\circ$ の範囲となっている。

SOI (Silicon on Insulator) も散乱電子の軌跡を記録する検出器として利用されている [69]。吸収検出器として $\text{Gd}_3(\text{Ga,Al})_5\text{O}_{12}(\text{Ce})$ (GAGG) を組み合わせたコンプトンカメラを使った測定では、662 keV のガンマ線に対して 14.29° の角度分解能を達成している [70]。

同じ Si 検出器を使った別のアプローチとして、Si-CMOS ハイブリッド検出器を用いた試みも行われている。[71] では、シリコンストリップ検出器と CMOS 読み出し回路を組み合わせたハイブリッド構造の検出器を提案している (図 3.20)。ひとみ衛星搭載の硬 X 線検出器や軟ガンマ線検出器用に開発されてきたストリップ検出器の技術と浜松ホトニクスが近赤外用カメラに向け培ってきた CMOS 読み出し回路の技術に基づいて試作器が開発され、これまでにエネルギースペクトルと 20 μm の位置分解能による電子飛跡画像が取得できることを報告して

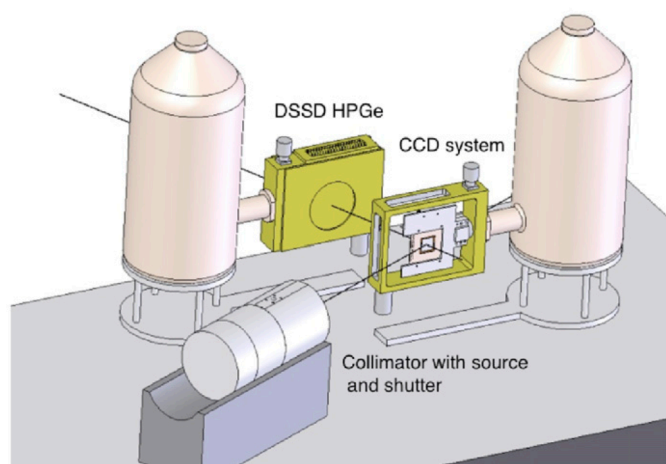


図 3.18 CCD と HPGe 両面ストリップ検出器によるコンプトンカメラの実験セットアップ [67]

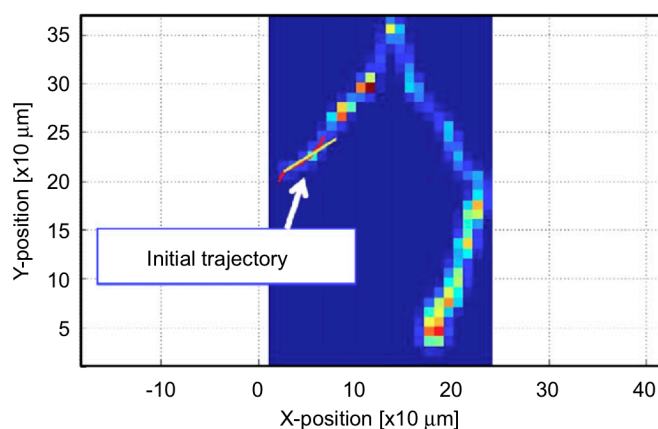


図 3.19 CCD によって検出された電子軌跡画像の例 [67]

いる (図 3.21 及び 3.22)。またストリップ検出器からの信号を用いることで数マイクロ秒程度の時間分解能も実現しており、半導体 ETCC の実現に向けて期待されている。

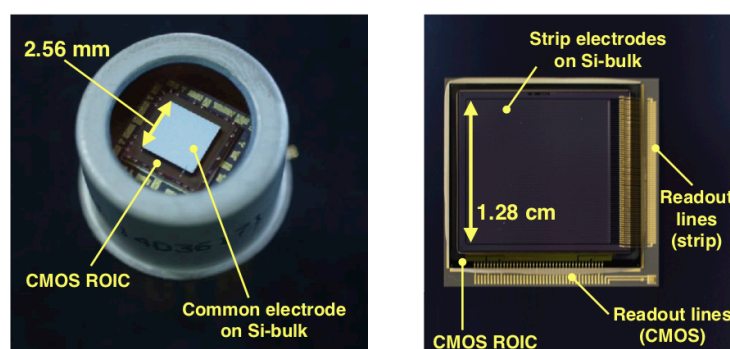


図 3.20 Si-CMOS ハイブリッド検出器の試作機 [71]。
(左) 128×128 ピクセルの第一試作機、(右) 640×640 ピクセルの第二試作機。

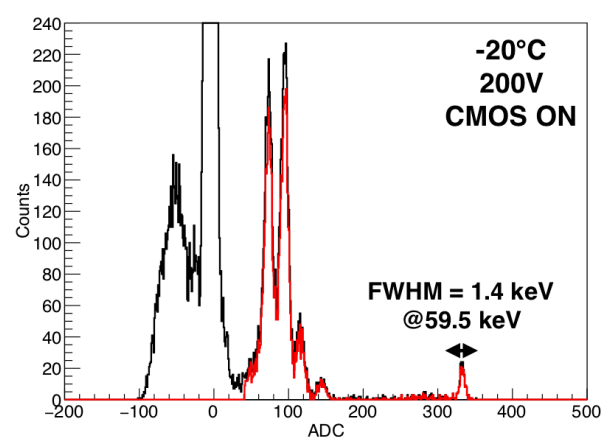


図 3.21 Si-CMOS ハイブリッド検出器によって取得された ^{241}Am のエネルギースペクトル [71]

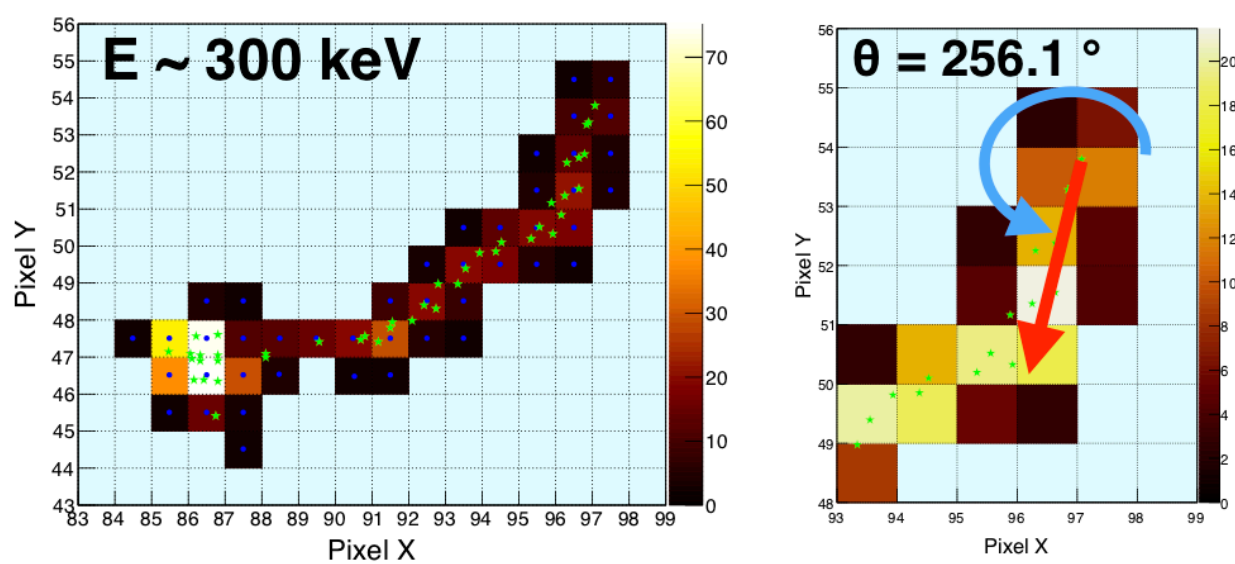


図 3.22 Si-CMOS ハイブリッド検出器で取得された電子軌跡画像 (左) と解析の結果得られた散乱電子の方向 (右)[71]

第 4 章

Si/CdTe コンプトンカメラの近距離ガンマ線イメージングにおける性能検証

4.1 コンプトンカメラによる近距離イメージング

コンプトンカメラは百数十 keV から数百 keV というエネルギーのガンマ線を捉えるのに最適な手段の一つである。核医学イメージングでは診断や治療法の開発などを目的として、こうしたエネルギー領域のガンマ線を放出する放射線核種を患者や小動物に投与し、体外から SPECT や PET といったガンマ線イメージング技術による撮像が広く行われている。コンプトンカメラはその高いエネルギー分解能による多核種の分別や高い感度を実現できる可能性があり、様々な分野での活躍が期待される [57, 58]。

こうした地上実験分野での実用化には比較的近距離にある対象物を測定し、ガンマ線画像を作成できないといけない。例えば核医学では 30 cm 程度の距離にある患者の人体や 10 cm 以下の近距離にある小動物の体内ガンマ線分布を、数 mm から数百ミクロンの空間分解能で撮像できる必要がある。

しかし主に天体の観測を目的に研究が進んできたコンプトンカメラの画像再構成ではこのような要求を達成することは簡単な問題ではない。なぜならコンプトンカメラの画像再構成は、宇宙観測における入射ガンマ線が全て平行光であるという仮定を前提にしているためである。各イベントごとのガンマ線の到来方向は、検出されたデータから推定される天球面上の円環領域に制限される。検出されたイベントに対応した円環を投影面上に重ね合わせた結果、各円環の交点が光源方向であると決定することができる。

したがってコンプトンカメラを使った近距離イメージングの実現するには、以下に挙げるいくつかの課題を解決する必要がある。第一にコンプトンカメラによるガンマ線分布の三次元情報の取得が必要となる。コンプトンコーンによって制限されるのはガンマ線の到来方向であり、単一のイベントではカメラの視線方向にあたる情報を取得できない。画像再構成の結果得られるガンマ線分布は、視線方向に大きな不定性を持つため、高い角度分解能を持ったコンプトンカメラでも光源位置の決定そのものが難しい。

第二にコンプトンカメラは近傍のガンマ線に対する性能検証が行われていない。例えば点源のような単純なガンマ線分布を測定する場合でも、コンプトンカメラに対する入射角がイベントごとに異なり、画像再構成では三次元空間内への円錐の投影とその重ね合わせが必要となる。このような理由から、コンプトンカメラを地上実験に応用するには、これまでの遠方の線源に対する性能検証では不十分であり、カメラから近い距離に設置した線源に対する撮像性能 (以下、近距離イメージング性能とする) の性能評価を行う必要がある。核医学分野で利用されるイメージング技術の性能検証の研究では、ファントムと呼ばれる微細な構造を持つ較正用に設計された放射線源を使った実験が行われている。例えばサイズの異なるスリットのような構造やロッド状の構造を持ち、どの長さのものまで分解できるかによって分解能を決定している。しかし現時点ではこのようなファントムのイメージングによってカメラの性能を定量化する既存の評価方法の適用は、次に挙げる課題から簡単とは言えない。

そして第三の課題が再構成によって生じる画像上のバックグラウンドが、ガンマ線分布推定の妨げになっている点である。コンプトンカメラで取得できる画像は投影されたコンプトンコーンが重なり合うことで、本来ガン

マ線源がない場所に構造が現れて、バックグラウンドとなってしまう。実際のデータによる再構成画像にできるバックグラウンド分布は、単純な点源イメージの場合においてもモデル化ができておらず、より複雑な構造や複数の光源が存在する場合のバックグラウンドがとり得る分布を見積もる手法はない。

本章ではコンプトンカメラによる近距離イメージング実験を行い、その性能検証を行なった。最も単純な形状である点線源を測定対象として角度分解能を求めるとともに、シミュレーションデータとの比較からカメラを構成する検出器のエネルギー分解能や位置分解能といったスペックがどのように寄与しているかを調べた。また画像上の光源から再構成画像の点拡がり関数を計算し、その分布から定義した空間分解能を複数の異なるエネルギーのガンマ線に対して求めた。また一度の崩壊で放出された2つのガンマ線を同時に検出することで、二光子の情報に基づいた低バックグラウンドな画像再構成手法の研究を行なった。

4.2 Si/CdTe 半導体コンプトンカメラ

Si/CdTe 半導体コンプトンカメラ (Si/CdTe CC) の近距離におけるイメージング性能を調べるために2層のSi両面ストリップ検出器 (Si-DSD)[28]と3層のCdTe両面ストリップ検出器 (CdTe-DSD)[72, 73]で構成されたコンプトンカメラによる実験系を構築した。各検出器は32 mm×32 mmの検出面積があり、位置分解能はストリップピッチで決定され、250 μm である。検出器の厚さはそれぞれSi-DSDは500 μm 、CdTe-DSDは750 μm あり、各検出器が4 mm 間隔で積層されている。またCdTe-DSDの電極の構成はAl/CdTe/Pt電極である[74]。各検出器に印加されるバイアス電圧は250 Vで、カメラ本体は恒温槽内で-20°Cに冷却させて実験を行なった。これまでに進められてきたSi/CdTe コンプトンカメラの研究や各検出器の詳細は第3章にまとめた通りである。

4.2.1 CdTe 両面ストリップ検出器

テルル化カドミウム (CdTe) は高い密度や広い禁制帯を活かし、ガンマ線検出器として利用されてきた[75]。禁制帯のエネルギーが大きいことから室温での動作も可能である。またガンマ線による光電吸収イベントを検出するには、吸収確率が高い物質である必要がある。図4.1はSiとCdTeのガンマ線の減衰係数を横軸をエネルギーとしてプロットしたものである[76]。Si検出器ではガンマ線の主たる反応が光電吸収となるのは60 keV程度までであるのに対して、CdTeは300 keVまでのガンマ線を光電吸収できるため、広いエネルギー範囲の入射ガンマ線に対応した吸収散乱体に利用できる。また高い密度と散乱断面積から高い阻止能を持つことも検出効率の点で重要となる。近年では結晶生成技術の開発が進んだことで高品質で分解能の高いCdTe検出器が作られるようになった。両面ストリップ検出器は素子の両面に取り付けられたストリップ電極によって、信号の検出器内での二次元的な位置を特定することが可能な検出器である(図4.2)。

ガンマ線がカメラ内で反応しトリガーが検出されると、各ストリップから低ノイズアナログASIC(特定用途向け集積回路, Application Specific Integrated Circuit)によって信号が読み出される[78]。ガンマ線核種からの入射光子によるコンプトン散乱イベントの検出効率を向上させるため、各検出器のトリガーを使った判定を行うことで、コンプトン散乱に由来すると考えられるイベントを選択的に読み出すこととした。本実験で対象とする500 keV以下の比較的エネルギーの低いガンマ線がSi/CdTe CC内で1度コンプトン散乱を起こし、散乱光子が光電吸収されるイベントの場合、その多くがSi-DSD上でコンプトン散乱し、CdTe-DSD上で光電吸収されるという反応過程となる。この反応過程を想定した場合、Si/CdTe CCが検出する信号は散乱体(Si-DSD)と吸収体(CdTe-DSD)の両方それぞれで少なくとも1つ以上なければならない。入射ガンマ線が散乱体のみで反応した場合、もしくは吸収体のみで反応を起こした場合のデータの読み出しによって生じる不感時間は測定時間の損失となる。そこで各検出器がガンマ線との反応で検出したトリガーを使い、そうしたあらかじめイメージングに使えないことがわかっているイベントではデータ読み出しを行わないようにした。トリガーによるイベントの選択は以下のように行なった。まず2層のSi-DSDのトリガーのORをとり、散乱検出器上での信号のトリガーとする。また同様に3層のCdTe-DSDのトリガーから吸収検出器上でのトリガーを作成する。これら2つのトリ

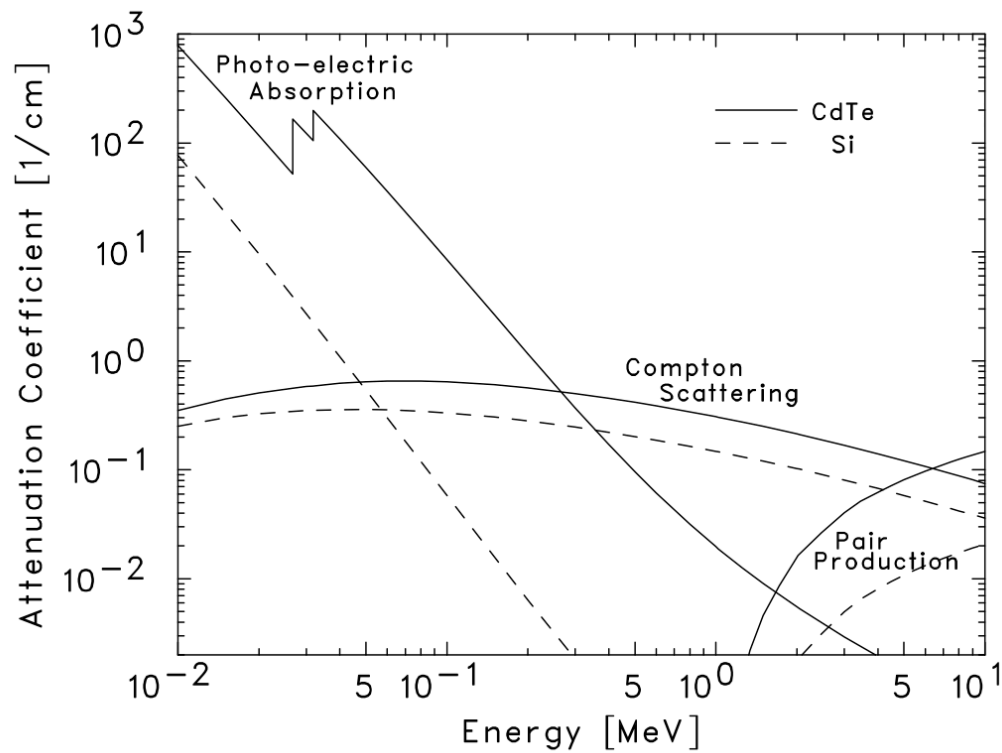


図 4.1 Si と CdTe のガンマ線の減衰係数 [76]

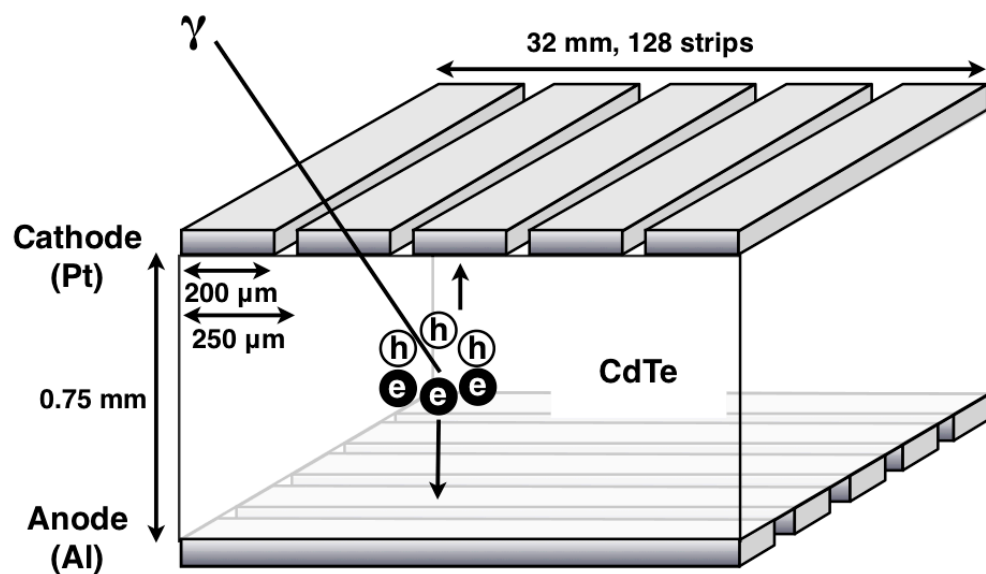


図 4.2 CdTe 両面ストリップ検出器の模式図 [77]

ガーがある一定時間内に両方とも検出された場合のみ、全ての ASIC が対応するストリップからの信号読み出しを開始する。このとき 2 つのトリガーが検出された時刻差の許容される範囲はトリガー信号を出力する波形整形回路の時定数から 600 ナノ秒以内とした。またこの撮像システムで測定可能なカウントレートは約 1 kcps(カウント毎秒,count per second) である。

Si/CdTe CC のデータ読み出しの流れは図 4.3 にまとめた。Si/CdTe CC の各検出器の信号は低ノイズアナログ ASIC によって読み出される [78]。読み出されたデータは時刻情報と、波高値から変換された各デジタル値 (ADC 値) とそれに対応するストリップの番号である。ASIC から読み出された信号は各 ASIC を制御する FPGA によって 1 つのイベントとして集約され、保存される。

Si/CdTe CC が取得するエネルギー情報はストリップのまず構成する検出器内の各ストリップごとに較正曲線を使ってデジタル信号からエネルギー値に変換する。較正曲線はエネルギー値とデジタル信号の関係を表す曲線であり、放射性核種からのガンマ線ピークの測定データをもとに作成した。その際に使用した核種と対応する

2 Si-DSD & 3 CdTe-DSD in CC

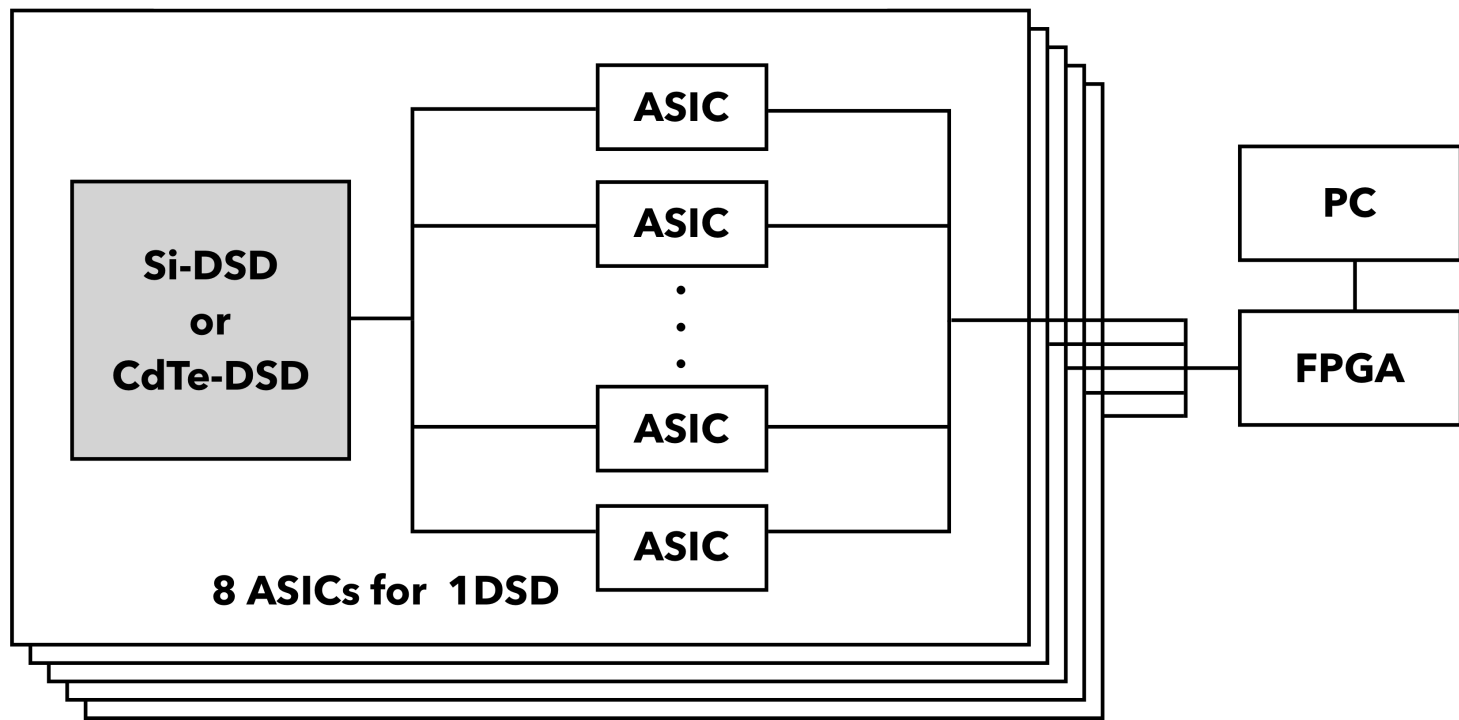


図 4.3 Si/CdTe CC のデータ読み出しの概念図

X線及びガンマ線ピークを表 4.1 にまとめた。エネルギーに変換した信号の中から、一定のしきい値以下の信号をノイズとみなして除去する。しきい値は 0 keV 付近の信号分布の 3σ 程度となるように、それぞれ Si-DSD で 5 keV、CdTe-DSD で 15 keV とした。次に連続した複数のストリップから読み出された信号を 1 つにまとめる処理を行う。反応のエネルギーを各エネルギーの合計、反応位置を一連の信号の中で最大のエネルギーを検出したストリップとして、1 つの信号に置き換える。このような処理が妥当なケースとしては、光子の反応がストリップ間のギャップで生じた場合に接する 2 ストリップから信号が検出される場合や生じた電荷量大きいために読み出されるまでに広い領域に拡散した場合が考えられる。一方で複数の信号がそれぞれ異なる光子の反応に由来する場合にはこの処理は必ずしも適切ではないが、両面の電極で検出した信号の数や合計エネルギーに大きな差異が出るため、以降の処理で除去される。最後に両面のストリップの交点をガンマ線の反応位置とみなして、位置情報とエネルギー情報を 1 組にまとめる。両面ストリップ検出器は半導体ごとにエネルギー分解能が電極ごとに大きく異なる。そのため、Si-DSD では陰極、CdTe-DSD では陽極 (Al 電極側) のエネルギー値を代表させて、その反応のエネルギーとした。

実験データから取得したエネルギースペクトルからエネルギー分解能を計算し、検出器のスペックとともに表 4.2 にまとめた。図 4.4 は ^{133}Ba から取得したエネルギースペクトルである。エネルギー分解能はピークの半値全幅 (full width at half maximum, FWHM) として求めた値で Si-DSD が 1.7 keV@31 keV、CdTe-DSD が 1.9%@356 keV となった。

表 4.1 Si-DSD 及び CdTe-DSD の較正に使用したガンマ線ピークとそのエネルギー

核種	主な X 線・ガンマ線のエネルギー
コバルト-57 (^{57}Co)	14.4 keV、122.1 keV、136.5 keV
バリウム-133 (^{133}Ba)	31.0 keV、356.0 keV
アメリカシウム-241 (^{241}Am)	59.5 keV
ナトリウム-22 (^{22}Na)	511.0 keV
セシウム-137 (^{137}Cs)	661.7 keV

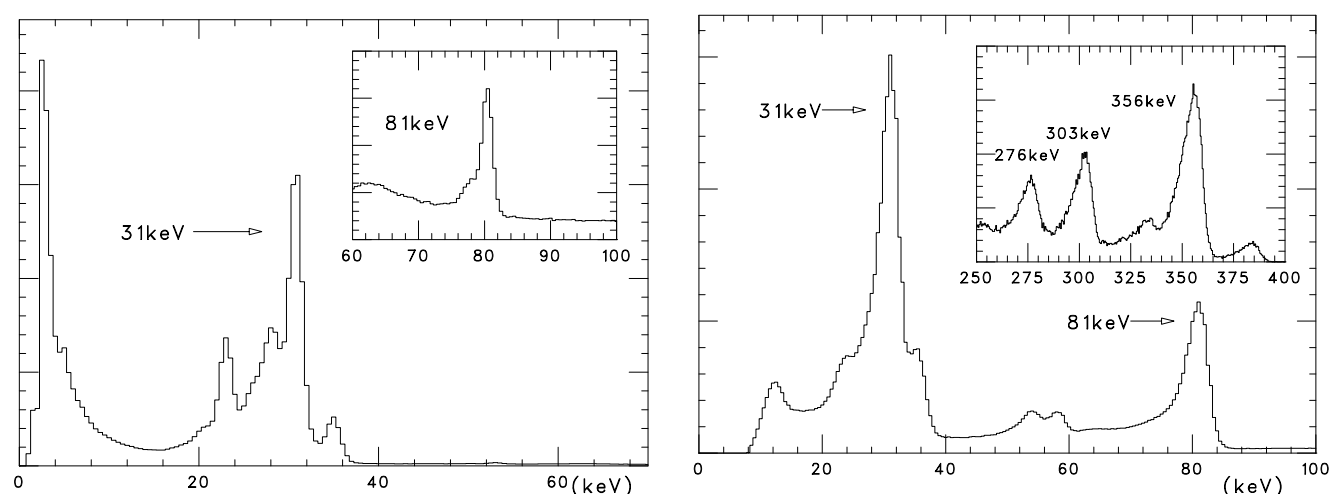
図 4.4 Si-DSD と CdTe-DSD から取得した ^{133}Ba のエネルギースペクトル

表 4.2 コンプトンカメラを構成する検出器の性能

Detector	# of layers	Detecting area [mm ²]	Thickness [μm]	Spatial resolution [μm]	Energy resolution (FWHM)
Si-DSD	2	32×32	500	250	1.7 keV @ 31 keV
CdTe-DSD	3	32×32	750	250	4.8 keV @ 171.3 keV 6.7 keV @ 356 keV (1.9%) 6.1 keV @ 511 keV (1.2%)

4.3 近距離イメージングにおける角度分解能の性能検証

コンプトンカメラのイメージング性能を示す指標の中で最もよく使われるものが角度分解能である (第 2 章参照)。コンプトンカメラがガンマ線の到来方向をどのくらいの精度で推定しているかということであり、宇宙観測のような天球面上でのガンマ線分布を知りたい場合には適した基準といえる。一方で近距離にある三次元空間内のガンマ線分布を想定するような場合には、角度分解能がどのようにふるまうのか明らかになっていない。

4.3.1 実験系における検出器配置及び実験内容

近距離に設置したガンマ線源に対するイメージング性能を調べるために、図 4.5 に示す検出器配置で実験を行った。図中の Si/CdTe CC と対象物を設置したステージは恒温槽内の治具に固定している。前述の通り、小動物を使った応用実験などへの利用も考慮すると、対象物と検出器の距離は 10 cm 以下であることが望ましい。そこで本実験では Si/CdTe CC の検出器前面 (1 枚目の Si-DSD 表面) から物理的に最も近づけることの可能な 41 mm の距離に対象物を設置した。対象物は外部の PC 経由で回転軸まわりに向きを変えられるようになっており、この機能は次章の実験で使用する。

実験で使用する核種には、核医学イメージングで利用されるインジウム 111 (^{111}In)、陽電子放出核種であるナトリウム 22 (^{22}Na)、また幅広いエネルギー範囲を補完するためにバリウム 133 (^{133}Ba) を選んだ (表 4.3)。このうち ^{111}In のみ液体の非密封線源で、他 2 種がタブレット型 (平たい円形) の密封線源であるが、いずれの核種も直径約 1 mm の点線源である。

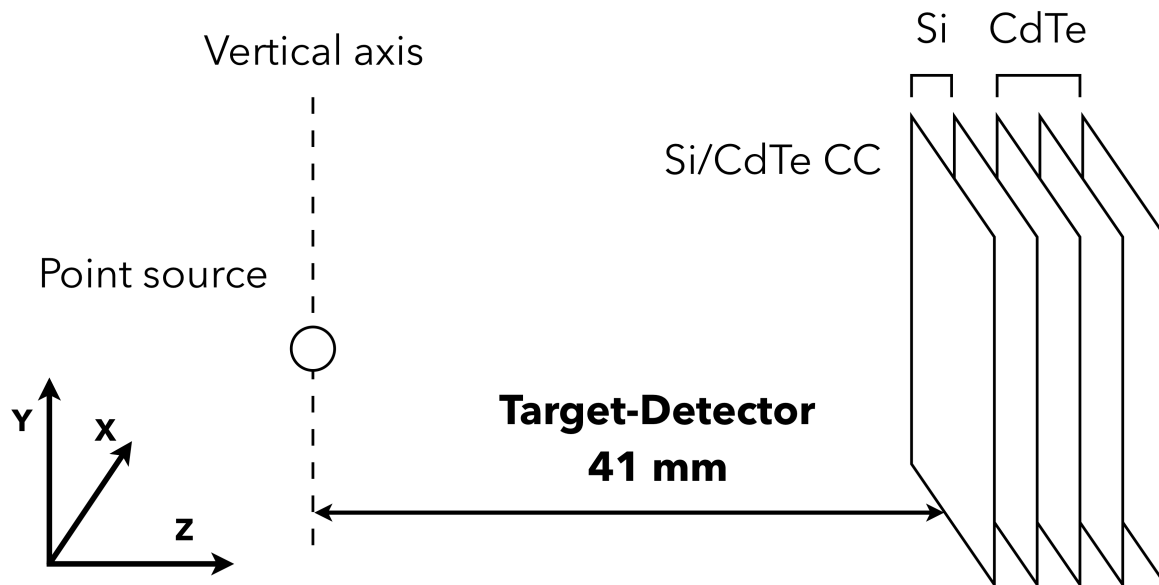


図 4.5 Si/CdTe コンプトンカメラを使ったイメージング実験の検出器配置。カメラの表面から点線源の中心位置まで 41 mm の距離である。実験系の座標系は図に示した通りで、鉛直方向は Y 軸に対応している。

表 4.3 実験に使用した核種と主な X 線・ガンマ線

核種	主なガンマ線のエネルギー
インジウム 111 (^{111}In)	23 keV, 171.3 keV, 245.4 keV
バリウム 133 (^{133}Ba)	31 keV, 81 keV, 356 keV
ナトリウム 22 (^{22}Na)	511 keV

4.3.2 コンプトン散乱イベントの抽出

Si/CdTe CC による画像再構成を可能にするには、入射ガンマ線が Si-DSD 上でコンプトン散乱し、その後 CdTe-DSD に光電吸収されるイベントを抽出することが必要となる。まずいずれかの Si-DSD 上で 1 信号、いずれかの CdTe-DSD 上に 1 信号となるイベント (Si/CdTe2 ヒットイベントとする) を抽出する。図 4.6 は ^{111}In の測定データからこうして抽出したイベントの Si-DSD と CdTe-DSD 上での各エネルギーの二次元プロットと合計値のエネルギースペクトルである。 ^{111}In から放射されるガンマ線に対応した構造が左図ブルーの領域に見られる。また各軸の 20-30 keV 付近に見られる X 軸、Y 軸に並行な構造は ^{111}In や検出器に使われるカドミウムから放射される 23 keV、26 keV の蛍光 X 線によるものである。蛍光 X 線を含むイベントはエネルギースペクトルでも ^{111}In のガンマ線ピークとは異なるエネルギーにピークを形成している。これらの多くはコンプトン散乱と光電吸収による信号ではないと考えられるため、これらを除去する必要がある。ある検出器上のエネルギーが 21-28 keV のイベントは除去した後、各ガンマ線のエネルギーウィンドウを ^{111}In では 168-174 keV と 242-248 keV、 ^{22}Na では 508-514 keV、 ^{133}Ba では 353-359 keV と設定し、合計エネルギーがその範囲のイベントを選択した。これらの処理はエネルギースペクトルから明らかなように、半導体検出器による高いエネルギー分解能によって容易に行える。その後、各検出器の 2 つのエネルギーの組み合わせがコンプトン散乱の散乱角の式 (式 2.5) を満たすか確かめた。ここでは光子の散乱角の $\cos \theta$ を計算し、 $-1 \leq \cos \theta \leq 1$ の範囲外のイベントはコンプトン散乱による 2 つの信号ではないとみなして除去した。

4.3.3 コンプトンコーンの三次元空間への逆投影

三次元空間へのコンプトンコーンの逆投影は線源が存在している実空間に対応する三次元ヒストグラムを定義し、その各ボクセルごとに対応する値を計算し当てはめていくことで行なった。ここでボクセル (Voxel) とは

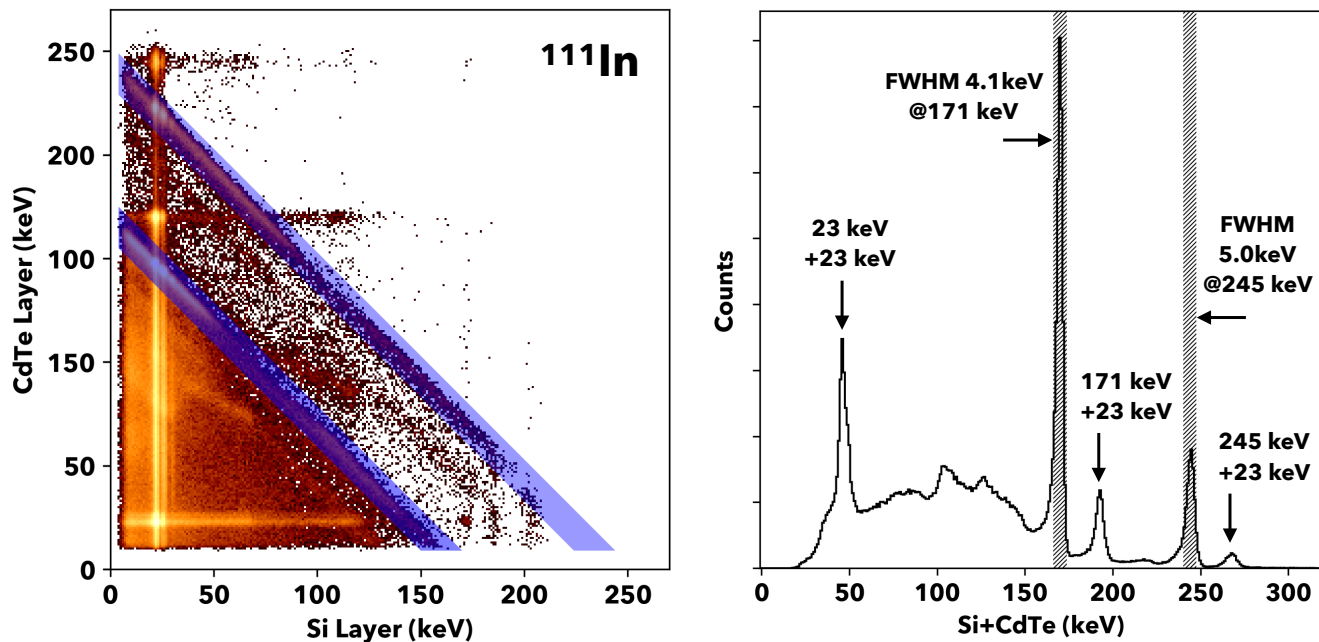


図 4.6 (左) 検出された信号数が Si-DSD と CdTe-DSD とで 1 つずつであったイベント (Si-CdTe 2 ヒットイベントとする) について各エネルギーの二次元分布。横軸に Si-DSD、縦軸に CdTe-DSD のエネルギーが対応している。 ^{111}In が放射するガンマ線 171 keV、245 keV に対応する領域を青で示している。(右) Si-CdTe 2 ヒットイベントについて検出したエネルギーの合計によるスペクトル。斜線領域は画像再構成に使用するガンマ線周辺に対応している。[2]

Volume と Pixel を組み合わせた言葉で 3 次元画像の要素のことである。またコンプトンカメラの角度分解能を円錐面状の領域が持つ厚みとして、考慮する必要がある。ボクセル値の計算には [79, 31] で述べられている手法を使った。

位置 \vec{X} のボクセル値 $V(\vec{X})$ は、円錐表面上で \vec{X} に最も近い点 \vec{L} を使って、以下の式で計算した。

$$V(\vec{X}) = |\vec{L}|^{-2} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (4.1)$$

$$x = |\vec{X} - \vec{L}| \quad (4.2)$$

$$\sigma = |\vec{L}| \tan(\Delta\theta) \quad (4.3)$$

ここで x はボクセル \vec{X} と円錐表面 \vec{L} の最短距離である。 σ は円錐表面が持つ厚みに対応する画像再構成のパラメータであり、円錐面が頂点から $\Delta\theta$ の角度で広がりを持っていることとなる。また計算の高速化のため、円錐面との距離が 3σ 以上となるボクセルの値は計算をしていない (ボクセル値を 0 とする)。

4.3.4 ARM 分布と角度分解能

Si/CdTe CC の角度分解能を見積もるため、前述の方法で抽出したガンマ線ピークによるコンプトン散乱の各イベントから ARM を計算し、その分布を求めた (式 2.12、2.13 参照)。図 4.7 は各ガンマ線ピークイベントに対応する ARM 分布である。角度分解能は各 ARM 分布の FWHM とし、それぞれ $6.1^\circ @ 171 \text{ keV}$ 、 $5.0^\circ @ 245 \text{ keV}$ 、 $4.0^\circ @ 356 \text{ keV}$ 、 $3.8^\circ @ 511 \text{ keV}$ となった。より高いエネルギーのガンマ線イベントでは ARM 分布の広がり小さくなっている。

実験データから得られた角度分解能をシミュレーションデータとの比較を行なった結果、両者は合致し、実験の実施や解析内容が妥当であることがわかった (図 4.8)。シミュレーションデータはモンテカルロシミュレーションのためのツールキット Geant4[14, 15] をベースに構築した。Si/CdTe CC を模擬したシミュレーター及び実施したシミュレーションの詳細は Appendix A.1 に記述している。図 4.8 では特に 300 keV 以下の低いエ

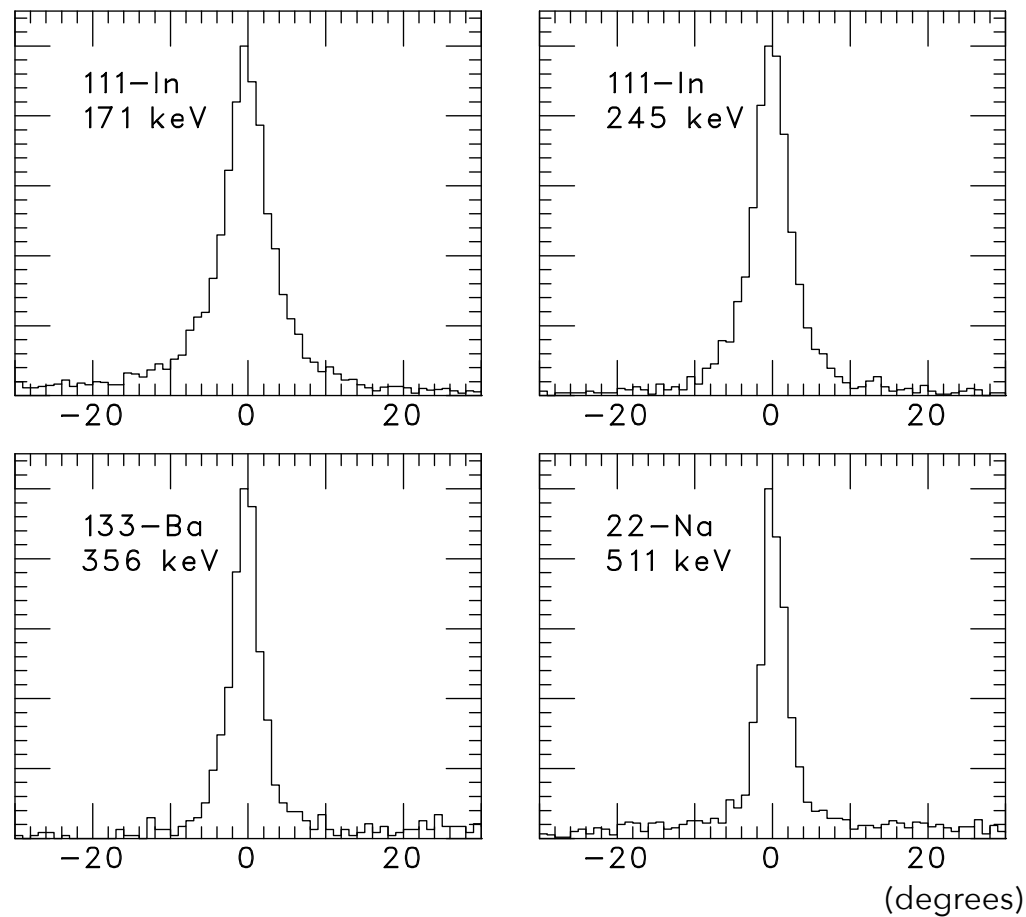


図 4.7 実験データから抽出したコンプトン散乱イベントから計算した ARM 分布。FWHM はそれぞれ 6.1° @171 keV、 5.0° @245 keV、 4.0° @356 keV、 3.8° @511 keV となった。[2]

エネルギー領域ではエネルギー分解能とドップラー広がり効果の影響が大きく、散乱体に用いる物質には高いエネルギー分解能と低いドップラー広がり効果の両方が求められることがわかる。また本実験では近距離での測定であるため、線源の見かけの大きさによる影響が無視できず、角度分解能に大きく寄与している。これはガンマ線の初期位置に直径 1 mm の範囲で不定性があり、ARM を計算する際に視野内の点として仮定している光源位置との間にずれが生じていることが原因である。位置分解能はエネルギーに対してほぼ一定ではあるが、わずかに高エネルギーでは寄与が大きくなる勾配がある。これは入射エネルギーが高い場合に散乱角の小さいイベントが多く、その場合に位置分解能の影響が大きくなるためである。また位置分解能の値を現在の $250\text{ }\mu\text{m}$ ではなく 2 mm として同様のシミュレーションを行った場合、位置分解能による角度分解能への寄与は約 6 倍となり、各検出器の微細な位置分解能によって高い角度分解能を実現できることがわかった。

なお理想的には上記のうち、検出器性能以外の要因を差し引いた角度分解能が計算できれば、実験設定に依存しにくいコンプトンカメラ本来の持つ性能を示す指標となりえる。しかし現状では実験的にこれらの影響を無視した角度分解能を算出する手法がなく、本実験において測定データから計算した値を Si/CdTe CC の近距離における角度分解能としている。

4.4 近距離イメージングにおける空間分解能の性能検証

角度分解能はコンプトンカメラ特有の性能評価方法であり、将来的に他のイメージング技術と同様の実験を行い、直接比較するような場合には別の基準で定量的に評価する必要がある。ここでは、こうした評価方法を検討する第一段階として、再構成画像からいかにコンプトンカメラの性能、パラメータを引き出すかに注目した。前述の点線源による実験データから取得した再構成画像を使い、光源の点広がり関数 (Point Spread Function, PSF) を計算し、Si/CdTe CC のイメージング性能を定量化することを試みた。

PSF は一般的な定義としては無限小の点源に対して光学系の検出器応答を表す関数である。ただし実際の実験

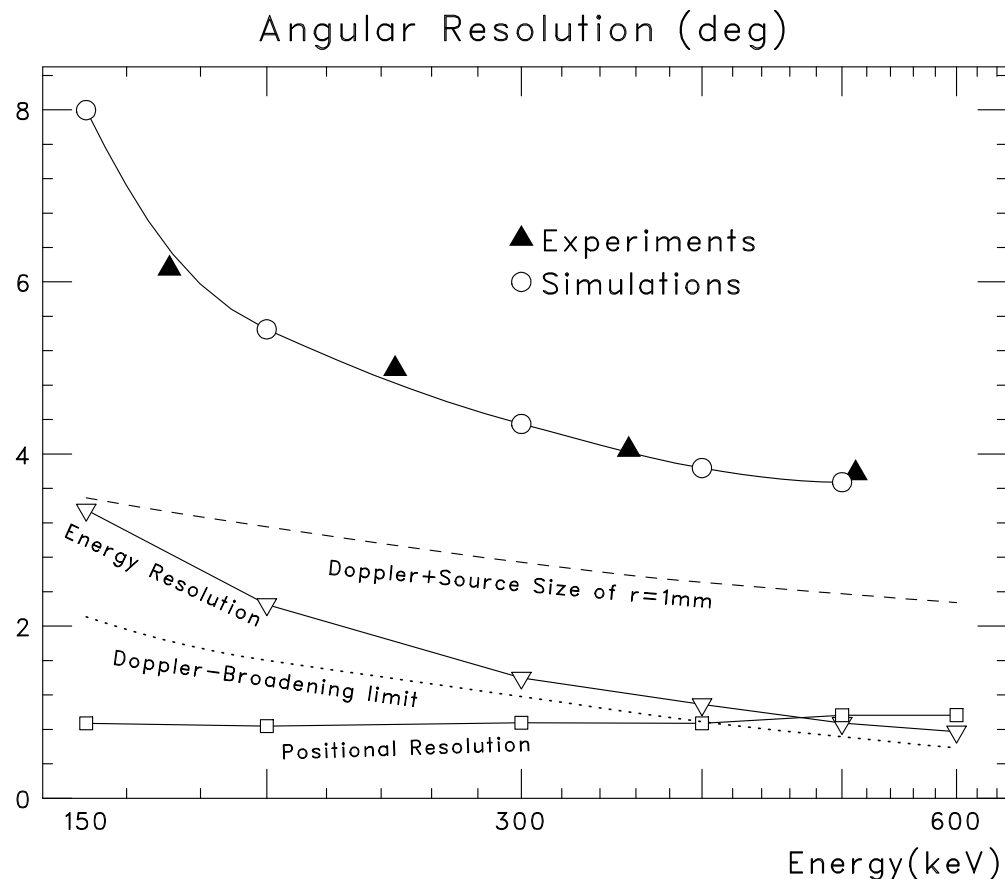


図 4.8 Si/CdTe CC の角度分解能とエネルギーの相関。黒い三角形のプロットは実験データから、白い丸プロットは実際の検出器を再現したシミュレーションデータから計算した角度分解能。位置分解能とエネルギー分解能による角度分解能への寄与を白い四角と下向きの三角で示している。点線はドップラー広がり効果によって決まる原理的限界である。破線は点線源の半径を 1 mm とした場合の角度分解能の限界であり、ドップラー広がり効果が含まれる。[2]

では大きさや形状を無視できるような理想的な点源を使用することは、特に近距離イメージングでは難しい。そこでここでは PSF を点源からの距離 r の関数として、半径 r での単位面積あたりの強度と定義し、再構成後の 2 次元画像から計算することとした。実質的な計算方法としては、画像を光源中心から幅 $dr = 0.5 \text{ mm}$ の円環で分割し、それぞれの円環ごとに単位面積あたりの強度を計算している。こうして得られた PSF から FWHM を空間分解能と定義することにする。この場合の FWHM は PSF を最大値で規格化したとき、PSF が 0.5 となるような r をつかって $\text{FWHM} = 2r$ と表される。

本実験では点線源が実際に存在しているカメラ前面から 41 mm の距離に各イベントのコンプトンコーン (円錐面) を逆投影し、それらを重ね合わせることで画像再構成を行なった。このように各イベントの逆投影を単純に重ねることで実施される画像再構成の手法を単純逆投影 (Simple Back Projection, SBP) と呼ぶ。コンプトン散乱の散乱角を θ としたとき、計算されるガンマ線の初期位置の確率分布は 2θ の頂角と角度分解能程度の厚みを持つコンプトンコーンとなる。検出したイベント数が少ない場合では、このようなコンプトンコーンを逆投影することで、少ないイベントでも統計的なゆらぎに影響されにくく、より検出器性能が反映された画像を取得できる非常に有効な手段である。しかし、この手法によって再構成された画像の点拡がり関数は、検出器性能に由来する角度分解能の他に、描画される円錐の厚みによる影響を受ける。各測定データで十分なイベント数が検出できた本実験では、コーンの厚みの影響を極力少なくするために角度分解能に比べて十分小さい $\Delta\theta = 0.5^\circ$ を円錐方向の厚みのパラメータとした。この場合コーンが描画される 3σ の範囲は、直径 1 mm の点源のカメラから見た見かけの大きさ、約 1.4° と同程度であり、カメラと線源の配置から決定される散乱角の決定精度の最小値である。

4.4.1 再構成画像とエネルギーごとの空間分解能

各線源の測定データからエネルギーごとに画像再構成を行い、それぞれ PSF から空間分解能を計算した (表 4.4)。図 4.9(a) は ^{111}In からの 245 keV ガンマ線による再構成画像である。空間分解能 (FWHM of PSF) に対応した円と角度分解能 (FWHM of ARM) の投影面での長さに対応した円を白線で表示している。空間分解能が角度分解能の円に比べて大きくなっているのは、投影されたリングが重なったことでできるバックグラウンドによる影響と考えられる。同図 (b) は実験データから求めた空間分解能とエネルギーの関係をシミュレーションデータを比較したものである。角度分解能と同様に、入射ガンマ線が高エネルギーであるほど、空間分解能が小さくなる傾向にあることがわかる。

再構成画像をもとにした空間分解能の評価を通じて、Si/CdTe CC が持つ位置分解能やエネルギー分解能などの検出器特性を調べることができた。次のセクション 4.5 の二光子イメージング実験や第 5 章での三次元イメージング実験では、ここでの定量化に基づき、Si/CdTe CC を使った、より応用的な実験の中で画像再構成手法の検討を進める。

表 4.4 入射ガンマ線のエネルギーと対応する空間分解能。実験データから得られた再構成画像をもとに PSF を計算し、その FWHM を空間分解能とした。

Energy	Spatial resolution
171.3 keV	7.8 mm
245.4 keV	6.8 mm
356.0 keV	6.0 mm
511.0 keV	4.4 mm

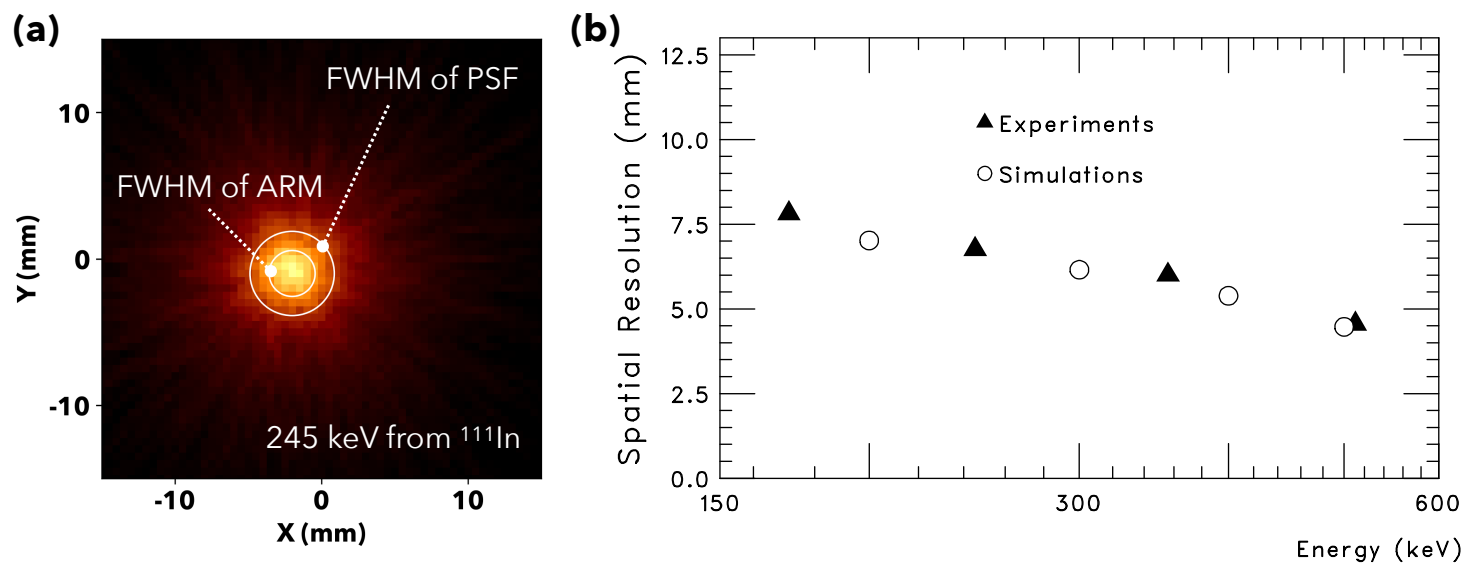


図 4.9 (a) ^{111}In からの 245 keV ガンマ線による再構成画像。点線源が存在するカメラ前面から 41 mm の距離の平面に逆投影した。白い円の直径は画像から計算した空間分解能に対応している。(b) 各実験データ、シミュレーションデータから計算した空間分解能と入射ガンマ線のエネルギーの関係。[2]

4.5 Si/CdTe コンプトンカメラによる二光子イメージング実験

Si/CdTe CC の近距離イメージングの生かした実験の例として、 ^{111}In (111-インジウム) を使った二光子イメージングを行い、低バックグラウンドな再構成画像の取得を試みた。 ^{111}In は核医学分野で良く使われるガンマ線であり、電子捕獲によって ^{111}Cd に崩壊した際、エネルギーが 171 keV と 245 keV のガンマ線を同時に 2 つ

放射するという特徴を持っている。またそれら 2 つのガンマ線が放射される方向に角度相関はない。 ^{111}In のように 2 つのガンマ線を同時に放出する核種を使ったイメージング手法の有効性はすでに様々な研究で指摘されている [80, 81, 82]。近年ではいくつかの研究グループが次世代型 PET を使い、陽電子放出や即発ガンマ線による二光子の同時検出で可能となるイメージング性能の向上について研究が進められている [83, 84, 85]。しかしこれらの研究で使われる核種は新たに放射性トレーサーとしての開発が必要となる。本実験で使用する ^{111}In はすでに SPECT で長年利用されている核種であり、そのトレーサーは商用化されているため容易に入手可能である。

Si/CdTe CC による二光子イメージングに先立って、 $\text{Gd}_3(\text{Ga},\text{Al})_5\text{O}_{12}(\text{Ce})(\text{GAGG})$ シンチレータを使った研究が行われている [86]。605 keV と 796 keV の 2 つのガンマ線を同時に放出する ^{134}Cs を核種として使用し、コンプトンカメラによる二光子イメージングの可能性を実証した。しかし GAGG で構成されるコンプトンカメラのエネルギー分解能や位置分解能は低いエネルギーのガンマ線には適用が難しく、 ^{111}In を使った二光子イメージングには 300 keV 以下のガンマ線を検出可能な Si/CdTe CC が必要となる。

4.5.1 実験内容とコンフィグレーション

二光子イベント取得のため、同型の Si/CdTe CC を 2 台用意して、お互いが向かい合った向きで設置した二光子イメージング実験系を構築した (図 4.10)。2 台のカメラの最前面同士の距離は 82.7 mm で、測定対象となるガンマ線源を各カメラから約 41 mm ずつ離れた中間地点に設置した。このセクションでは以後、単一の Si/CdTe CC を指して単にカメラと呼ぶ。

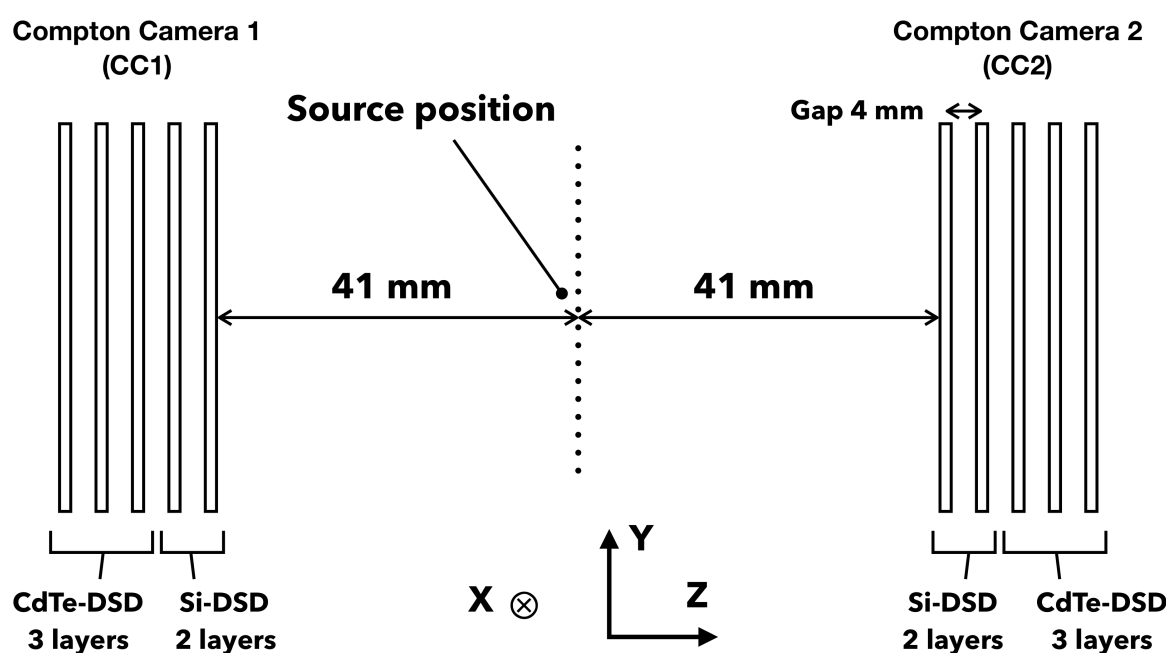


図 4.10 二光子イメージング実験系の検出器配置。線源位置を座標原点として、2 台の Si/CdTe CC が向かい合った向きで原点から 41 mm の距離に設置した。各カメラを CC1、CC2 とし、それぞれの原点に近い 2 層の検出器が Si-DSD、その後ろに 3 層の CdTe-DSD が積層されている。図中の座標軸の向きは図 4.5 と同じである。

二光子イメージング実験には ^{111}In の液体線源を使った実験を行なった (図 4.11)。 ^{111}In 線源の液滴を 2 台の Si/CdTe CC の中央に配置した。このとき線源から検出器表面までの距離は両カメラとも 41 mm である。

異なるカメラで検出した 2 つの光子を ^{111}In のある 1 度の崩壊で生じた 2 光子であると判断するには、高い時間分解能によるガンマ線イベントごとの同期が必要となる。本実験ではカメラの読み出し回路の内部クロックと外部からの導入したパルスによる時刻付を組み合わせることで、十分な精度での同期が可能となった。図 4.12 に二光子イメージング実験系が行なっているトリガー生成と時刻付けを図示する。まず 1 台のパルスジェネレーターで生成した 1 kHz の信号を分岐し、各カメラのデータ読み出し用 FPGA に外部クロックとして導入した。

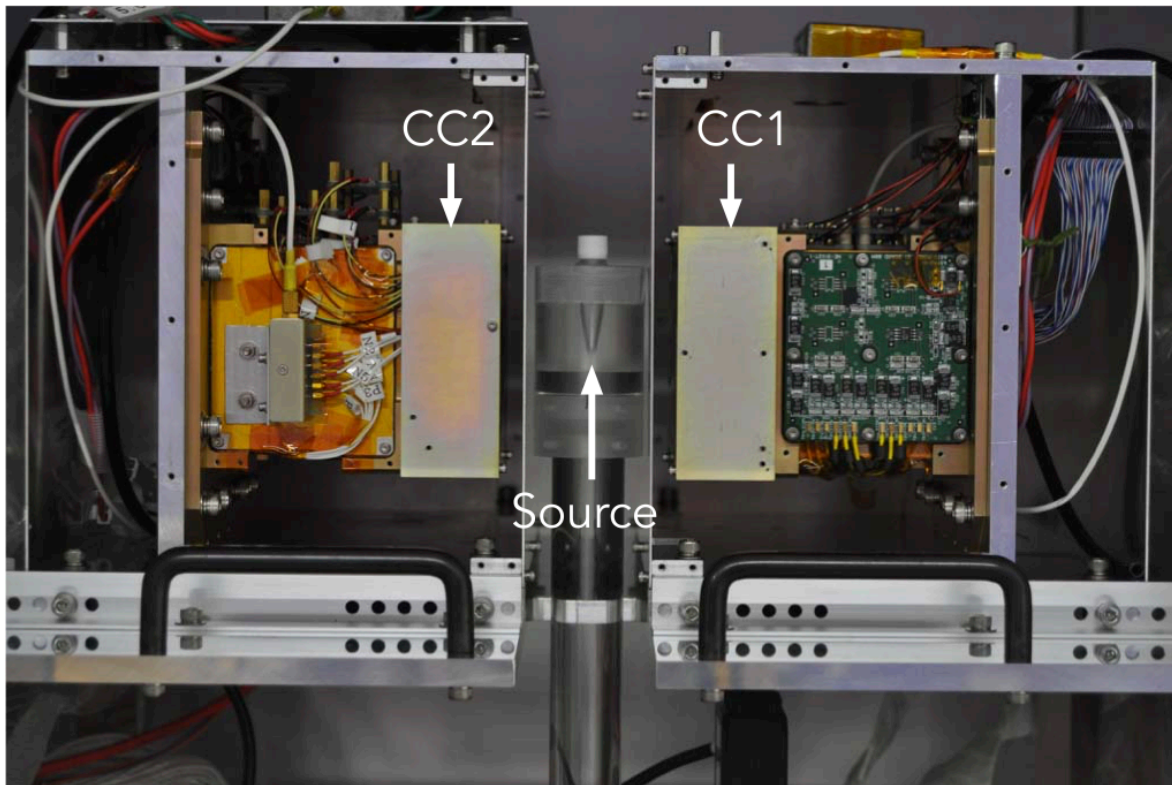


図 4.11 中心に線源を設置した二光子イメージング実験系。写真では CC1、CC2 で示した各検出器の位置関係が見えるようにアルミ製筐体の写真手前側にある側板を外している。[1]

FPGA は電源投入時から現在までに入力されたクロック数を積算しており、2 台の FPGA は常に同じクロックカウンタ数を保持している。ガンマ線によってトリガーが検出されて、ASIC から読み出された信号を FPGA は 1 イベントのデータとして集約し、その際にクロック数を付与する。各カメラの 2 つのデータに付与されたクロック数をオフラインで照合することで 1 ミリ秒での精度でイベントを同期することができる。一方、FPGA には 20 MHz の内部クロックもあり、同様にクロックカウンタ数を保持できる。そのため外部クロックが入るたびに内部クロックのカウントをリセットさせることで、同じ外部クロック内での 50 ナノ秒単位での時刻付けが可能となる。

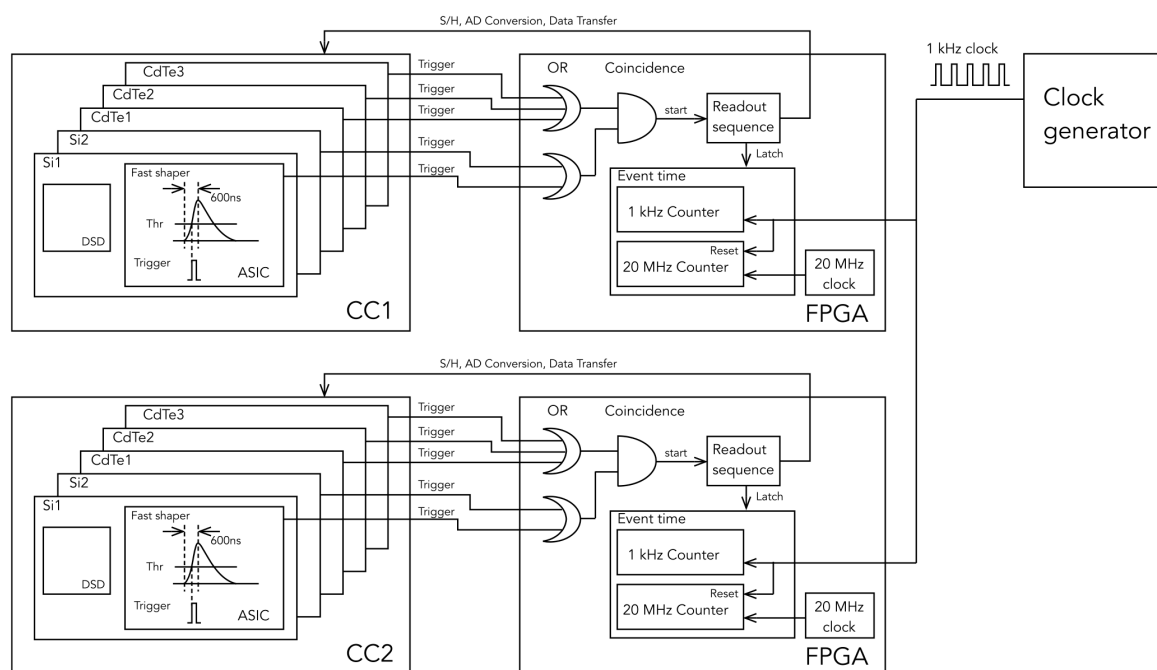


図 4.12 二光子イメージング実験のデータ読み出しの概念図 [1]

これらの時刻情報を使って 1 つの崩壊に対応したイベントのペアを見つけるためには、どの程度の精度で時刻

が一致していればよいかの基準を設ける必要がある。そのため、まず ^{111}In の測定データの中で外部クロックが一致したイベントのペアを見つけ、一方のカメラで 171 keV、もう一方のカメラで 245 keV イベントを検出したときの内部クロックの差 Δt の分布をプロットした (図 4.13)。外部クロックが一致した時点では、2 台のカメラからそれぞれ取得した 2 イベントは 1 ミリ秒の精度で同期されたことになる。 $\Delta t = 0$ 付近のピークは各カメラで検出されたタイミングの特に近いイベントであり、同じ崩壊から生じた 2 光子であると考えられる。一方で互いのカメラのクロックに相関がない Δt 全体にわたって分布しているイベントは、異なる崩壊によって生じたガンマ線が偶然各カメラで同時刻に検出されたものと考えられる。こうした理由から、ここではピーク周辺の幅 1000 ナノ秒の範囲をタイミングウインドウとして設定し、ウインドウ内のイベントはうまく同期された二光子イベントとして抽出した。

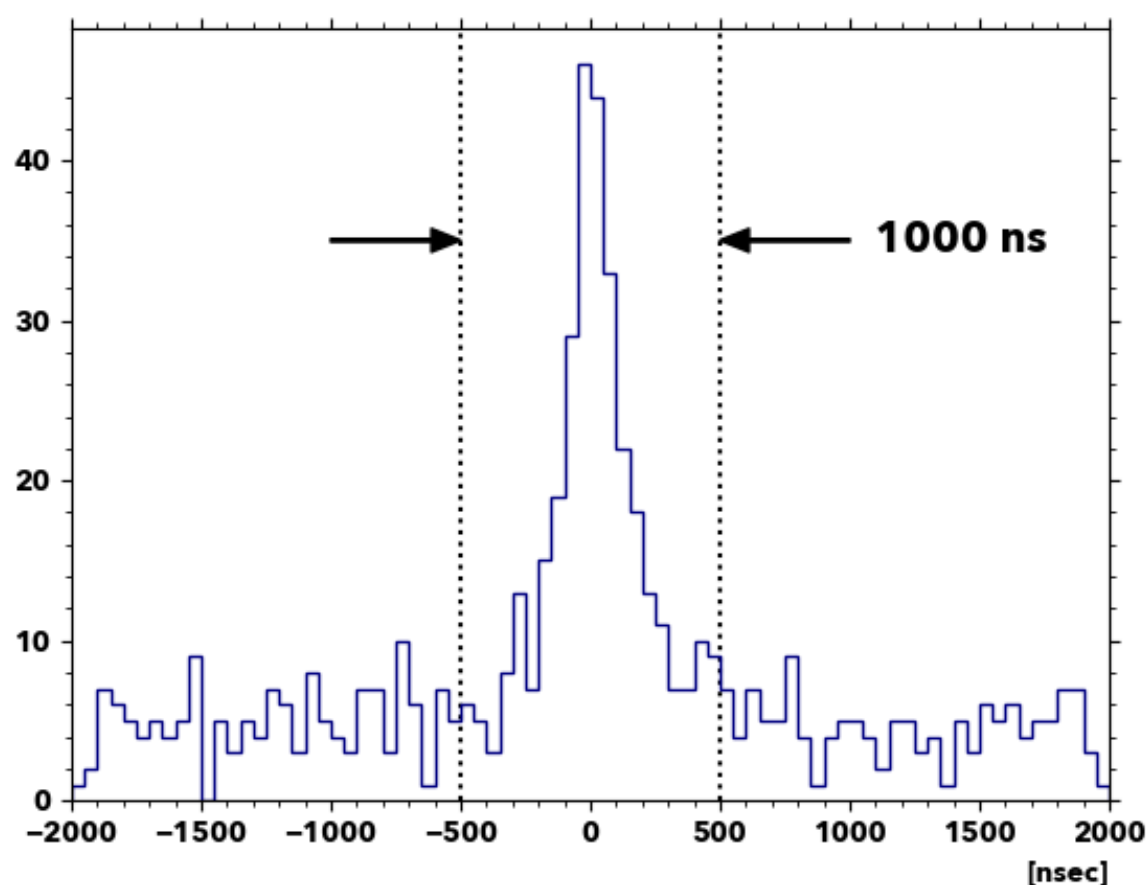


図 4.13 二台のカメラから取得したデータのうち、外部クロック (1kHz) が一致し、かつ、各カメラでのエネルギー合計が ^{111}In の 2 つのエネルギーにそれぞれ一致しているイベントを抽出、それらの内部クロックの差をプロットしたもの [1]。このプロットを基に ± 500 ナノ秒以内のイベントを ^{111}In の一度の崩壊で生じた二光子を捉えたイベントだとみなし、タイミングウインドウとして設定した。

4.5.2 二光子イベントの検出効率

線源の周囲 4π のうち、2 台の Si/CdTe CC で覆われる立体角は 9.5% である。 ^{111}In の二光子には放射される方向の間に角度相関はないため、片方のカメラに 171 keV、もう一方に 245 keV のガンマ線が入射する確率は $9.5\% \times 9.5\% \times 0.5 = 4.5 \times 10^{-3}$ となる。実際にはカメラに入射したガンマ線はカメラの検出器応答や確率的に生じる物理過程によって様々なパターンで検出される。

そうしたイベントパターンがそれぞれどのような確率で発生するのか調べるため、Geant4[14, 15] を使ったモンテカルロシミュレーションを行なった。検出器が信号を捉える際のエネルギースレッシュホールドについていくつかの値で計算し、検出効率がどのように変化するか表 4.5 にまとめた。検出効率は検出器に入射した

ガンマ線を 100% とした場合の各反応の割合を示しており、各エネルギーについて 100% とならない残りの確率は検出器と反応せず透過した場合である。入射ガンマ線のエネルギーをカメラがすべて検出したイベントを "Full Energy Deposit" とした。そのうちコンプトン散乱を一度でも生じ、その後光電吸収されたイベントを "Compton Event"、一度もコンプトン散乱せずに入射後の最初の反応で光電吸収されたイベントを "Photo Absorption Event" とした。画像再構成に用いるイベントは "Compton Event" のうち、いずれかの Si-DSD で散乱し、いずれかの CdTe-DSD で光電吸収された "Si → CdTe 2Hit" である。またカメラ内で 1 度以上散乱したあと、光電吸収されずにカメラ外部に出ていったイベントを "Partial Energy Deposit" とした。Si-DSD のエネルギースレッシュホールドが 10 keV のとき、"Si → CdTe 2Hit" イベントの検出効率は 171 keV ガンマ線に対して 2.3×10^{-3} 、245 keV ガンマ線に対して 1.3×10^{-3} となる。この 2 つガンマ線がそれぞれ 2 台のカメラで検出される確率は 1.3×10^{-8} となる。

表 4.5 イベントパターンごとの検出効率。Si/CdTe 2 ヒットイベントに関しては Si-DSD のエネルギースレッシュホールドを変えて計算している。

Event Pattern			Probability	
			171 keV	245 keV
Full Energy Deposit	Compton Event	Si/CdTe 2Hit	0.32% for Si Th. 0keV	0.15% for Si Th. 0keV
			0.27% for Si Th. 5keV	0.14% for Si Th. 5keV
			0.23% for Si Th. 10keV	0.13% for Si Th. 10keV
			0.19% for Si Th. 15keV	0.13% for Si Th. 15keV
	Other		2.1%	1.4%
	Photo Absorption Event		18%	7.1%
Partial Energy Deposit			6.1%	6.9%

4.5.3 同期された 2 台のカメラによる二光子イベントの取得

上記方法で対応づけられた 1 崩壊に由来する 2 カメラのイベントペアについて、各カメラから読み出された信号を近距離イメージングの性能検証実験で行なった場合と同様にエネルギー較正や位置情報の付与を行なった。さらに検出効率の計算結果から Si-DSD のエネルギースレッシュホールドを 10 keV とし、イベントを絞りこんだ。

ある一方のカメラ (CC2) について "Si → CdTe 2Hit" イベントを抽出し、各検出器上でのエネルギー合計値によるスペクトルを作成した (図 4.14)。2 つのスペクトルはそれぞれ 590 kBq と 220 kBq の異なる強度の ^{111}In を測定したデータから作成したもので、測定時のライブタイムと線源強度で規格化している。前セクションでの実験と同様に ^{111}In と CdTe-DSD による Cd の蛍光 X 線 (23.2 keV 及び 26.1 keV) が他のピークと同時に検出されることで生じるピーク (46 keV、194 keV、268 keV) が確認できる。こうしたイベントは検出器の時間分解能以下の間隔でガンマ線が入射するために生じるため、線源強度が高いほど検出しやすくなると考えられる。実際、異なる線源強度のデータでも高さがほぼ変化のない 171 keV と 245 keV ピークに比べると、これらのピークが弱い線源に対しては少なくなっていることがわかる。

画像再構成を行うには、 ^{111}In のガンマ線ピークに対応するエネルギー範囲でコンプトン散乱イベントを抽出する必要がある。図 4.15 は同期イベントを各 CC でのエネルギー値でプロットしたものである。 ^{111}In のガンマ線ピークの交点にイベントが集まっている。特に線源から同時に放射された異なるエネルギーが各 CC で捉えられていることがわかる。検出したエネルギーが一方のカメラで 171 ± 10 keV、もう一方のカメラで 245 ± 10 keV となったイベントを抽出し、画像再構成に用いる。

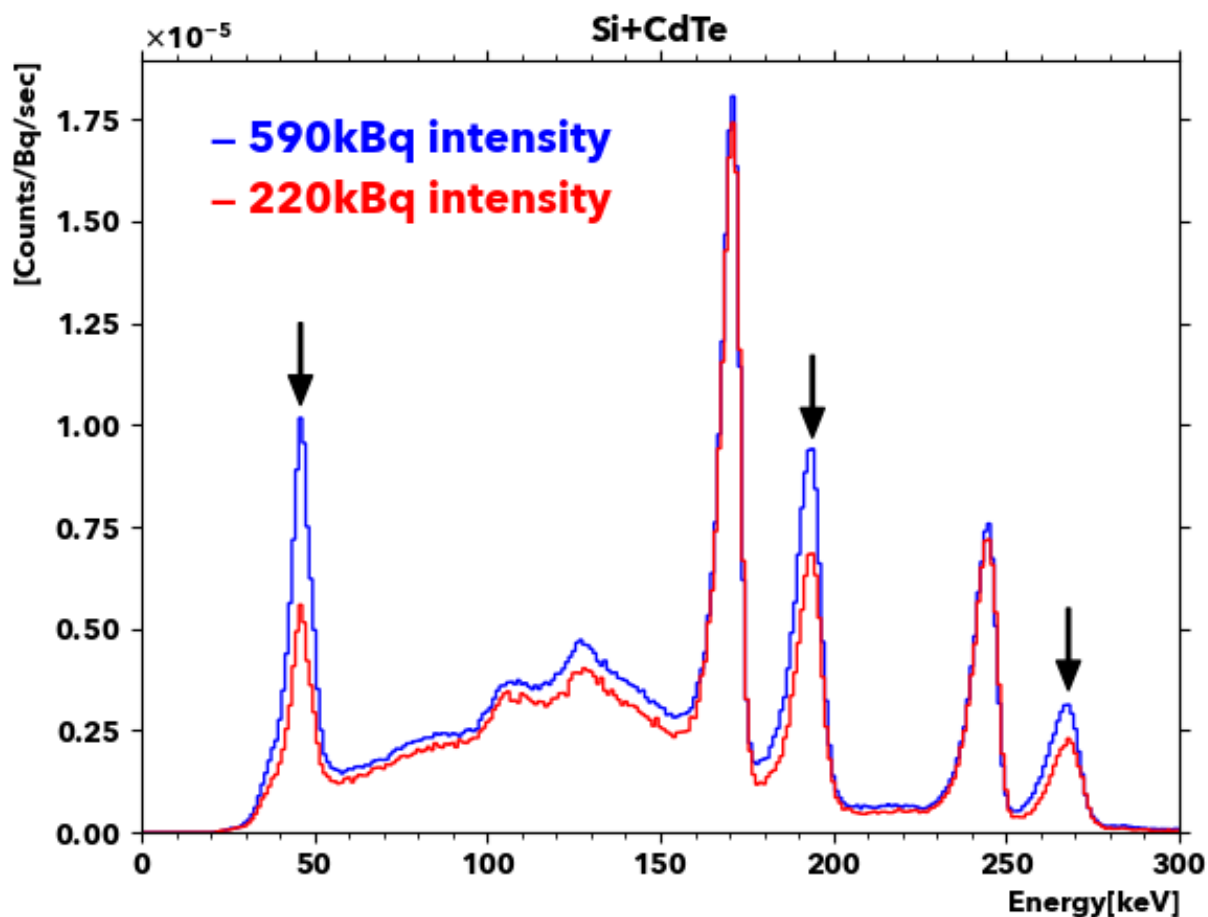


図 4.14 単一のカメラについて Si/CdTe 2 ヒットイベントのエネルギー合計値によるスペクトル。測定したライブタイムと線源強度で規格化している。各スペクトルは異なる強度の線源を使って測定を行ったもので、それぞれ青が 590 kBq、赤が 220 kBq に対応している。171 keV と 245 keV のピークは ^{111}In から放射されるガンマ線である。また 46 keV、194 keV、268 keV ピークは、CdTe-DSD 及び ^{111}In の崩壊で生じる Cd の蛍光 X 線 (23.2 keV 及び 26.1 keV) が他のピークと同時に検出されることで生じるピークである。[1]

4.5.4 二光子イメージングの画像再構成

二光子イメージングの最大の利点はコンプトンカメラの画像再構成において検出した 2 つのガンマ線の情報を使うことで、ガンマ線の到来方向をより狭い範囲に制限できることである。各コンプトンコーンは前セクションと同じ手法でガンマ線源が実際に存在している $Z = 0$ の平面に逆投影した。ただし二光子イメージングではイベントごとの逆投影が通常より大幅に範囲が狭まることで、同じイベント数でも再構成画像における統計的なばらつきによる影響が大きくなる。そのため円錐面の厚みに対応するパラメータ $\Delta\theta$ の値を先の性能検証での 0.5° から見直し、PSF への影響を最小限に抑えつつ画像上に点源が再構成できる値 1.0° を二光子イメージングでの $\Delta\theta$ として使用し、画像再構成を行なった。

二光子イメージングにおけるガンマ線到来方向の逆投影を図 4.16 に示す。(a) と (b) は対応づけられたあるイベントペアについて、各カメラのデータから通常通りに逆投影したコンプトンコーンの例である。従来式のコンプトンイメージングでは、各コンプトンコーンを加算することでガンマ線源分布を推定する (同図 c)。一方で二光子イメージングでは、2 つの光子は同じ 1 点から放射されていると考えられるため、このイベントにおけるガンマ線の確率分布は各コーンを乗算した領域に制限できる (同図 d)。取得したすべての 2 光子イベントに対して取得した確率分布を足し合わせることで、ガンマ線分布を求めた。

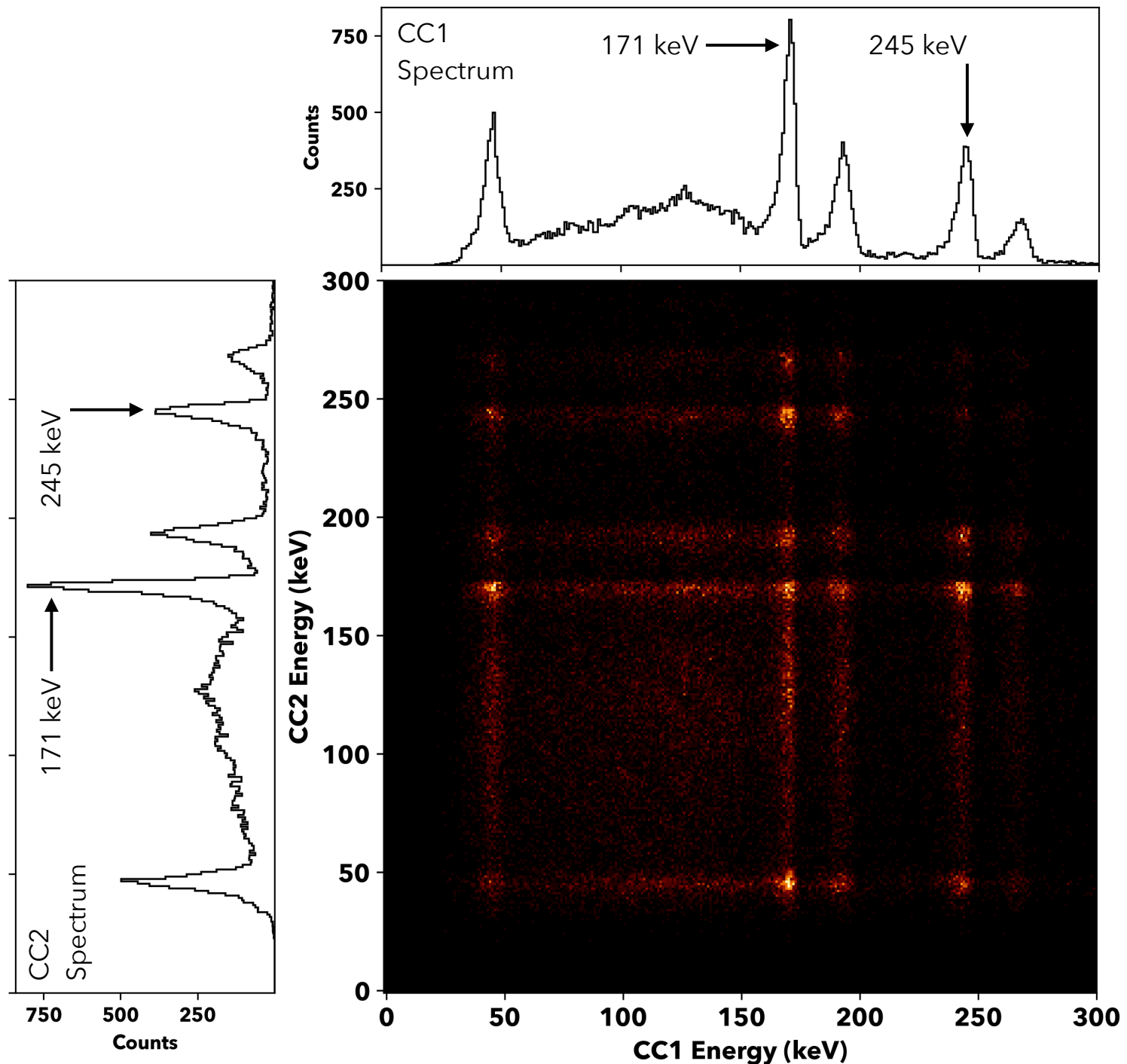


図 4.15 2つのコンプトンカメラ CC1 と CC2 のそれぞれで検出されたエネルギーの合計値による二次元プロット。X 軸に CC1、Y 軸に CC2 が対応している。どちらのコンプトンカメラのイベントも入射ガンマ線が Si-DSD で1度コンプトン散乱を起こし、散乱光子が CdTe-DSD で光電吸収されたイベントを抽出している。各カメラのエネルギースペクトルを各軸に表示している。いずれかのカメラで 171 keV、もう一方のカメラで 245 keV のガンマ線を検出したイベントを ^{111}In から一度の崩壊で生じる2つの光子によるイベントとみなし、画像再構成に用いる。[1]

4.5.5 二光子情報を使った画像再構成の結果とその考察

図 4.17 は2光子イメージングと従来どおりのイメージングの2種類の解析方法で得られた再構成画像を比較したものである。従来式 (a) に比べて、二光子イメージング (b) では点源の分布が小さくなっていることがわかる。これらの定量的な比較を行うために、2つのイメージに対してセクション 4.4 と同様の方法で PSF を計算し、空間分解能を決定した。その結果、BP と DP-BP による画像再構成でそれぞれ 7.3 mm、4.5 mm の空間分解能となった。このことから、2つの光子の情報を使ってガンマ線到来方向を点状に制限することが、光源から離れた位置だけでなく光源近傍のバックグラウンドも軽減し、再構成画像の PSF を改善することにつながったと言える。

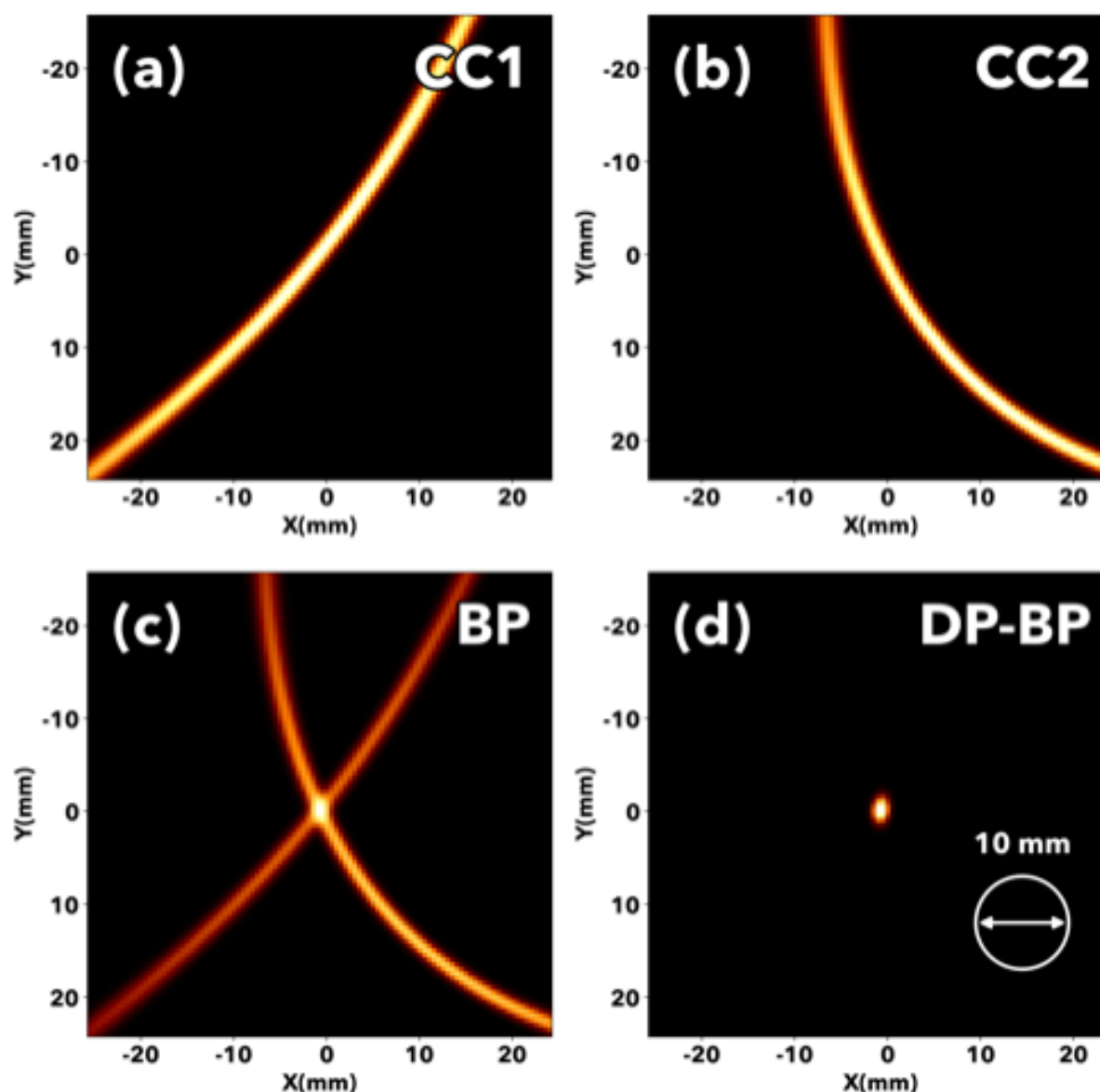


図 4.16 二光子イメージングにおける画像再構成手法。(a,b) 単一のカメラのデータから独立に逆投影して得られた画像。(c) 2つの逆投影を加算することで得られる再構成画像 (BP, Back-projection)。(d) 同じく乗算することで得られる再構成画像。検出した二光子の情報を組み合わせることで、ガンマ線の到来方向を円環状から点状の領域に制限することができている (DP-BP, double-photon back-projection)。[1]

二光子イメージングの複数線源の測定データへの適用も行なった。各 150 kBq の強度の点線源を 14 mm の間隔で 3 つ、前述の実験と同様のカメラから 41 mm の距離に設置して、測定を行なった。図 4.18 は通常のイメージング手法 (a) と二光子イメージング (b) とでそれぞれ再構成を行なって得られたガンマ線イメージである。いずれのイメージにも線源が存在する位置にピークが見えているが、二光子イメージングによるイメージでは各点源間のバックグラウンドがピークの高さの半分以下まで軽減することができた (同図下段)。

二光子イベントの検出効率は最終的に実験値として 6.4×10^{-9} となった。シミュレーションデータから計算した検出効率は 1.3×10^{-8} (セクション 4.5.2 参照) であり、Cd の蛍光 X 線イベントの割合 (セクション 4.5.3 参照) やカメラのアルミニウム製筐体の透過率を考慮すると、見積もられる検出効率は 7.4×10^{-9} となる。実験に使用した線源強度が液体線源の操作による影響で少なくとも 10% 程度の不定性があることを考慮すると、シミュレーションから予測される検出効率をおおむね満たしているといえる。

Si/CdTe コンプトンカメラの高いエネルギー分解能によって、低いエネルギーのガンマ線イメージでも高い空間分解能でのイメージングが可能となった。二光子イメージングはコンプトンカメラのイメージングの中で、低バックグラウンドを実現するための新たなメソッドの 1 つとなったといえる。

4.6 結論

Si/CdTe 半導体コンプトンカメラを使った 41 mm の近距離にあるガンマ線源のイメージング実験を行い、177~511 keV の低エネルギー領域における角度分解能を調べることができた。また 1 mm の点線源に対して 10 mm 以下の空間分解能を実現することができた。このような近距離かつ低エネルギーという条件下でのコンプトンカメラの性能評価は同様の実験は行われておらず、今後の実験の指標となると考えられる。また検出器応答を再現したモンテカルロシミュレーターを使い、Si/CdTe CC を構成する各検出器のエネルギー分解能や位置分解能が、コンプトンカメラとしての角度分解能にどのように寄与しているか明らかにすることができた。

さらに Si/CdTe CC を使った二光子イメージング実験を行い、2 台のコンプトンカメラが検出した ^{111}In の 171 keV、245 keV ガンマ線イベントの情報を使った、コンプトンカメラとしては新しいイメージング手法を試みた。ガンマ線源位置を平面上の円環領域から 2 つの円環の交点に制限することで画像再構成を行なった結果、画像のバックグラウンドを軽減、点拡がり関数から決定される空間分解能を改善することができた。特に 200 keV 前後のガンマ線イベントから 5 mm 以下の空間分解能を達成することができたことは、先の性能検証で使った通常の画像再構成手法では実現できなかった結果である。一方で二光子イメージング手法は適用できる放射線核種が限定されるため、低バックグラウンドを実現する汎用的なイメージング手法が別に必要となる。

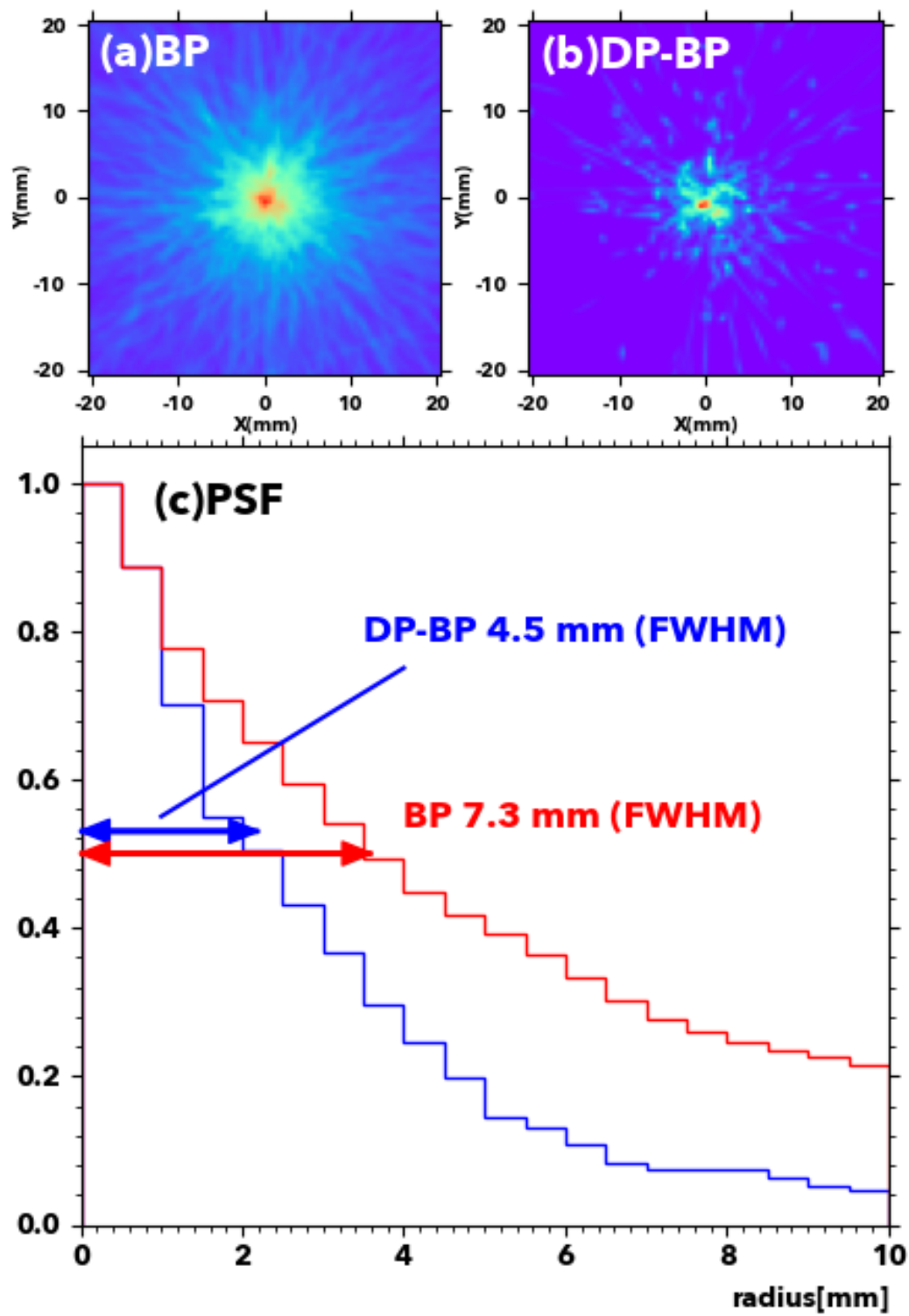


図 4.17 二光子イメージングと従来式のイメージングの比較。(a) 従来型のイメージング手法によって取得した再構成画像。(b) 二光子イメージングによって取得した再構成画像。(c) 各画像から計算した PSF の比較。光源中心からの距離を横軸、その距離でのピクセル値の密度を縦軸とし、高さで規格化したプロット。高さ 0.5 に対応する半径を 2 倍した値を光源の FWHM として表示している。[1]

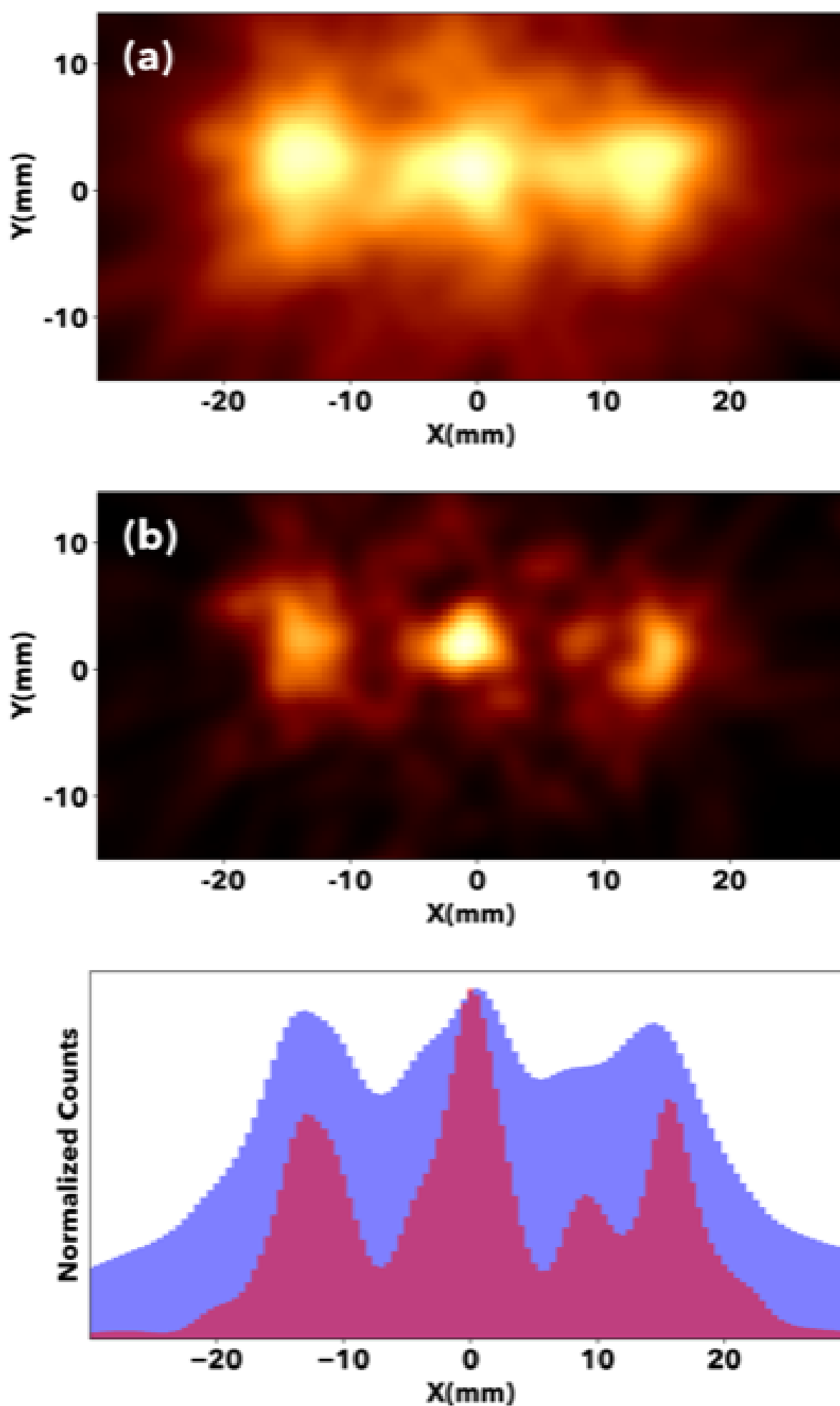


図 4.18 構造を持ったファントムによる二光子イメージングの適用。3つの点線源を横一列に並べたファントムを作成し、2台のカメラの中央部分に設置して測定を行なった。線源強度が1つあたり150 kBqの線源を14 mmの間隔で配置している。二次元画像がそれぞれ(a)が従来型イメージング、(b)が二光子イメージングに、断面図では青が従来型、赤が二光子に対応している。[1]

第 5 章

Si/CdTe コンプトンカメラを使ったトモグラフィイメージング実験

地上実験でのコンプトンカメラの利用には三次元空間内のガンマ線源分布を可視化する、つまり三次元イメージングの技術を確立させることが重要である。第 4 章では、三次元空間に設置した 1 つの点線源を使った実験を行い、Si/CdTe コンプトンカメラ (Si/CdTe CC) の近距離におけるイメージング性能を調べた。また同時に放出された二光子の情報を使って低バックグラウンドな画像再構成によるガンマ線分布の推定を行なった。

本章ではコンプトンカメラの近距離イメージングの手法における課題の一つである三次元情報の取得に焦点を当て、複数角度からの測定データに基づいたトモグラフィイメージング実験を行なった。これは三次元的な構造を持つファントム (校正用ガンマ線源) を異なる複数の角度から測定することで構造の三次元情報を取得し、その測定データから画像再構成を行うことである。核医学イメージングで要求される 10 cm 以下の距離にある対象物に対する数 mm の空間分解能を達成できたか、トモグラフィ画像上の点源サイズから空間分解能を求めることで検証した。さらに再構成画像と実際のファントムとで、ファントムを構成している各点源の配置や相対的な強度比を比較することでファントム構造の再現性を確認した。

5.1 三次元ファントムを使ったイメージング実験

本実験では三次元イメージングでの性能を調べるために、点線源で構成された三次元ファントムを使った実験を行なった。図 5.1 は、4 つの点源が正四面体の頂点に配置された三次元ファントムである。4 本のマイクロチューブの中に 10 μ L、強度 74 kBq の液体線源 (^{111}In または ^{131}I) が入っている。マイクロピペットによる計量で作成した 8 つの点線源の中から、ガンマカウンターによって測定した強度をもとに強度の近い 4 つを選び、実験に使用した。使用する点線源の強度は最大でも 0.2% のずれとなった。なお各点源の大きさは球形の液滴を仮定すると直径約 2.7 mm である。

実験に用いる Si/CdTe CC は第 4 章で近距離イメージング実験で使用したものと同一である。また検出器のバイアス電圧、動作温度はともにこれまでの実験と同じく、それぞれ 250 V、 -20°C である。また前章と同様、カメラからファントム中心までの距離は 41 mm である (図 5.2)

多くの他のイメージング技術と同様にコンプトンカメラも入射ガンマ線の到来方向を制限することができても、カメラから見た奥行き方向の距離を精度よく見積もることは難しい。この実験では三次元的な情報を取得するためにファントムを回転させ、複数の角度から測定したデータをもとに画像再構成を行う手法を使った。また測定を行う方向の数が再構成画像にどのような影響を及ぼすのか調べるため異なる数のデータを組み合わせたデータセットを 4 組作成した。16 箇所の測定ポイントを設定し、測定を終えるごとに 22.5° ずつ回転させていきデータ測定を行なった。回転の方向を変えて 2 周分の測定し、それぞれのポイントで合算したデータをライブタイムが 20 分になるように調整し、各ポイントの測定データとした。これらの処理は実験に使用している核種の半減期が短く (^{111}In の半減期は 2.8 日)、実験中にも強度が大きく変化することから、ポイント間のイベント数がおおよそ均

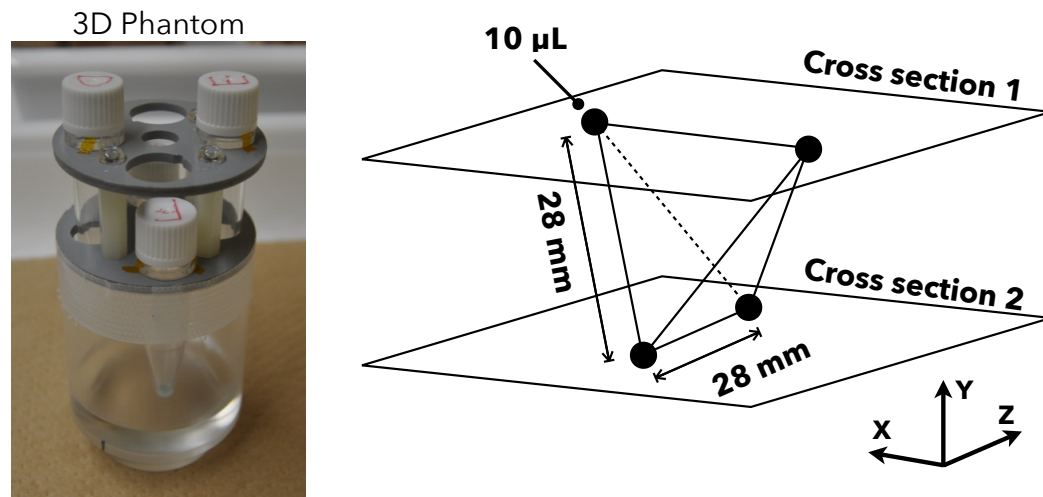


図 5.1 ファントムを構成する各点源は $10\ \mu\text{L}$ 、強度 $74\ \text{kBq}$ の液体線源であり、球形を仮定すると直径約 $2.7\ \text{mm}$ である。Cross-section 1 と 2 は X-Z 平面と平行で Y 方向に $20\ \text{mm}$ 離れた 2 平面であり、それぞれ 2 点源ずつがその平面上にある。図 5.5、図 5.6 は再構成後の三次元画像のうち、この 2 平面でのスライスである。[2]

表 5.1 画像再構成に使用したイベント数

# of views (Pitch of angles)	2 (180°)	4 (90°)	8 (45°)	16 (22.5°)
^{111}In	36056	71038	141585	284790
^{131}I	12764	24502	47481	94276

等にさせる目的で行なっている。

ファントムの静止系で見た各測定時のカメラの仮想的な配置を図 5.3 に示す。各ポイントのデータを 2、4、8、16 箇所分を合算することで、4 つのデータセットを作成し、それぞれを 2 アングル、4 アングル、8 アングル、16 アングルデータとする。2 アングルデータは初期位置から 0° 、 180° 回転させたときの測定データ、4 アングルデータは初期位置から 0° 、 90° 、 180° 、 270° 回転させたときの測定データを足し合わせたデータセットとなる。

5.2 三次元画像を使った Si/CdTe CC の空間分解能の評価

各データセットに対し、第 4 章におけるデータ処理とイベントセレクションを適用して、入射ガンマ線によるコンプトン散乱イベントを抽出した。表 5.1 は 2 核種の各 4 データセットから抽出されたコンプトン散乱のイベント数である。これらをもとに三次元画像を単純逆投影 (SBP) と LM-MLEM (List-mode Maximum-likelihood Expectation-maximization) の 2 つの方法で再構成した。

5.2.1 画像再構成の反復的解析手法

Si/CdTe CC から読み出される信号の処理とイベント選択、さらにコンプトンコーンの三次元空間への逆投影について、第 4 章で記述した手順で行なった。SBP による画像再構成はこの結果得られた各イベントのコンプトンコーンを重ね合わせることで行われた。

本実験でのトモグラフィ画像再構成ではあらゆる方向からのコンプトンコーンの逆投影を行うため、コンプトンコーンが重なりあうことで生じるバックグラウンド構造が顕著になると予想される。そのため統計的によりもっともらしい画像を取得するための反復的計算手法を導入し、より微細な画像取得を試みる。LM-MLEM は反復的な計算によって尤度の高い線源分布を推定する手段であり、ガンマ線源の細かな位置や形状を復元できる可能性がある [87, 21]。

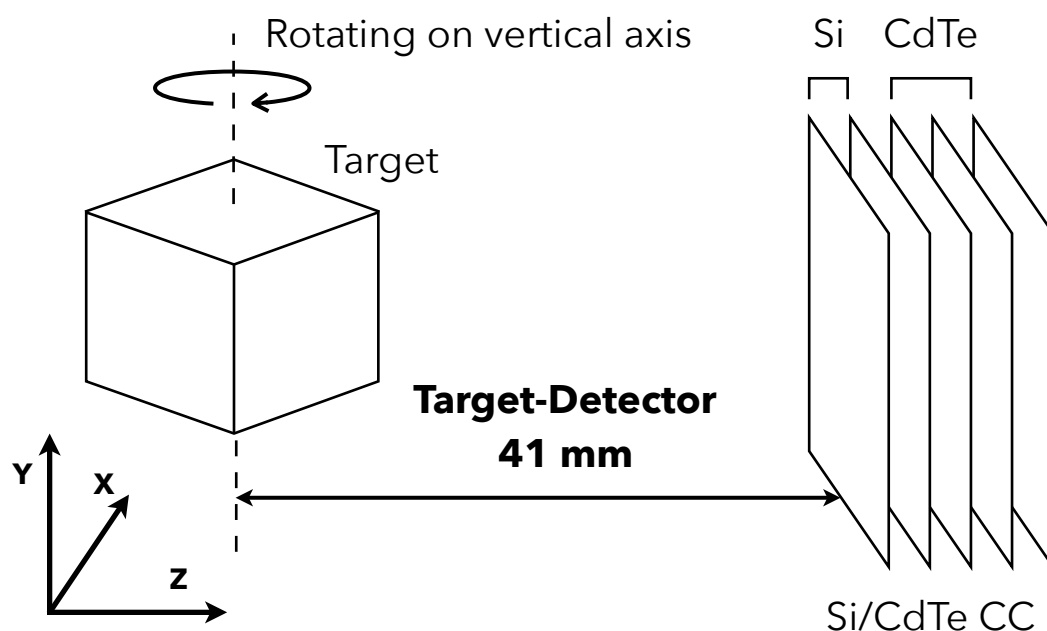


図 5.2 Si/CdTe コンプトンカメラを使ったイメージング実験の検出器配置。対象物はカメラの表面から 41 mm の距離に鉛直軸中心が位置するように設置しており、台座の回転軸により方向を変えられるようになっている。実験系の座標系は図に示した通りで、回転軸方向でもある鉛直方向は Y 軸に対応している。[2]

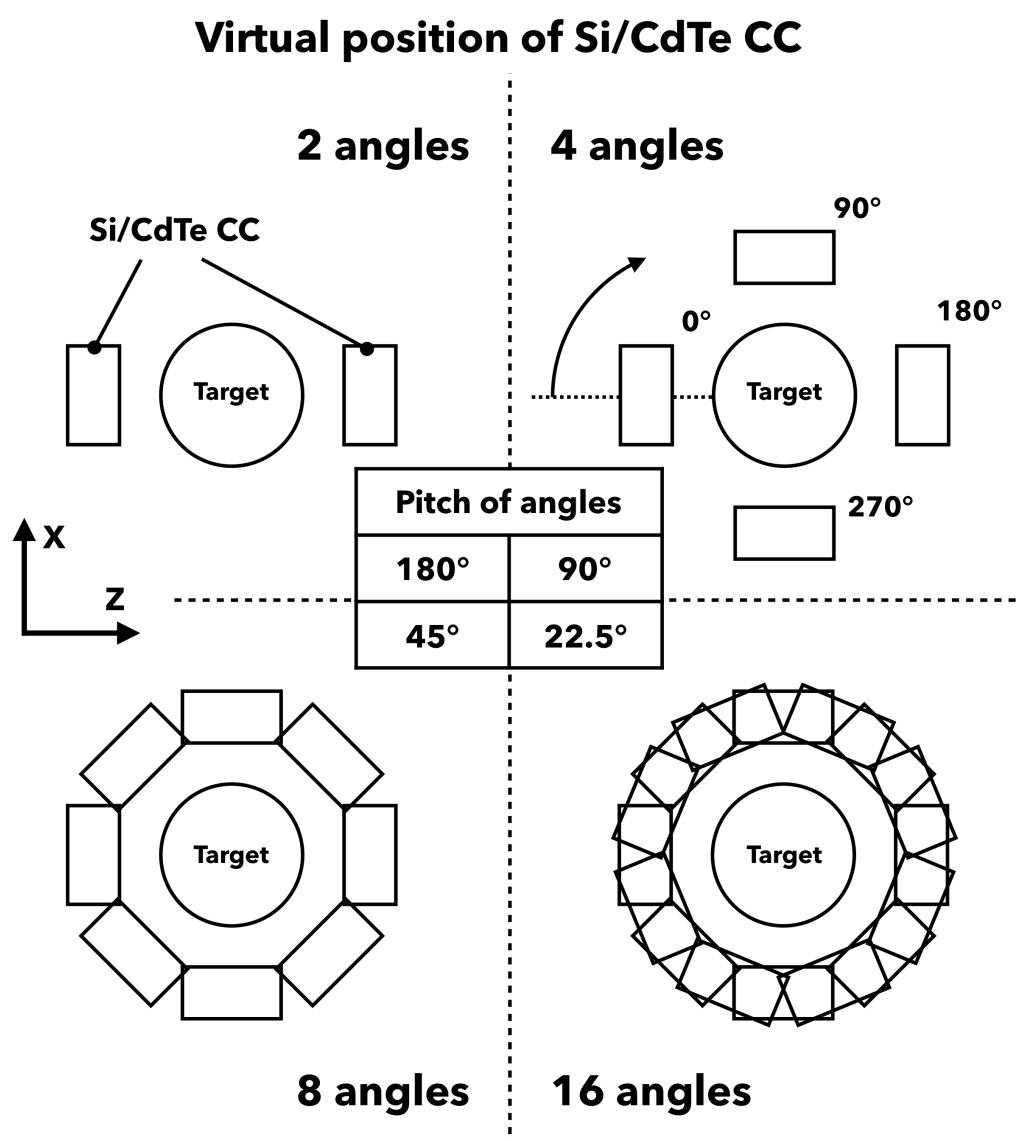


図 5.3 トモグラフィイメージング実験における対象物とカメラの仮想的配置。実際の実験では中心に位置する対象物を回転させ、向きを変えた状態で測定を行なった。図 5.5、5.6 で示した再構成画像と同じ向きで描いている。

LM-MLEM 法による画像再構成では式 2.19 を反復的に適用することでガンマ線分布を推定する。 k 番目のイメージ (再構成画像) のあるボクセル n のボクセル値 (ボクセルの画素値) を $f_n^{(k)}$ としたとき、 $k+1$ 番目のイメージ $f_n^{(k+1)}$ を得るための計算式である。ただし実際の計算では SBP イメージを f_n^0 として計算を始めて、 $k=1$ 以降の解析を行なった。

式 2.19 で行なっている計算手順は以下のようなものである。

1. イベント m' にわたる計算 ($\Sigma_{m'}$ 内)
 - (a) $h_{m'n}$ は m' 番目のイベントから逆投影されたコンプトンコーンのボクセル n のボクセル値とする。
 - (b) k 番目のイメージとコンプトンコーンの積について、そのボクセル値合計を $\bar{g}_{m'}$ とする。
 - (c) コンプトンコーンのボクセル値合計を求め、 $g_{m'}$ とする。
 - (d) コンプトンコーンに $g_{m'}/\bar{g}_{m'}$ の重み付けをかけて、全イベントにわたって足し合わせる。
2. $k+1$ 番目のイメージの取得
 - (a) s_m はボクセル n における感度に相当する値の分布であり、本実験では視野内での感度は一定であると仮定し、一律に 1 とした。また点源の形状や相対的な強度分布の検証にとどまる本実験においてはその値自体が結果に及ぼす影響はない。
 - (b) 1-(d) の結果に $f_n^{(k)}/s_n$ を掛けたものを $k+1$ 番目のイメージとする。
 - (c) 1 及び 2 の工程の結果、計算が一巡する。このような場合を k 回目のイテレーションと呼ぶ。
3. 各イテレーションごとに解析を続行するか判断する。
 - (a) 理論的にはあるイテレーション $k = k_{final}$ で全イベント m について $g_m/\bar{g}_m = 1$ となれば、解が得られたといえる。
 - (b) 実際には g_m/\bar{g}_m はある値に必ずしも収束せず、また計算時間は有限なため、他の条件から計算を終了する。
 - (c) 本実験では再構成画像上の点源サイズの変化が 1% 以下になった場合を計算の終了条件とした。

5.3 結果と考察

図 5.4 は再構成で得られた三次元画像を最大値投影法 (Maximum Intensity Projection, MIP) で表示したものである。ファントムを構成する 4 つの点線源が分解できている上、その正四面体状の構造が三次元的に再現されていることがわかる。各点線源同士の相対位置は図 5.1 で示した配置と最大でも 1.5 mm 以内の誤差となった。このとき点線源の位置は画像上で局所的に強度が最大となっている位置とした。

取得した三次元画像から Si/CdTe CC の三次元イメージングにおける空間分解能を決定するために、図 5.5 と 5.6 に示した断面図を調べた。このとき各断面は図 5.1 の 2 つの X-Z 平面、Cross-section 1 と 2 である。まず SBP による再構成画像 (図 5.5 と 5.6 の左二列) を見ると、いくつかでは点源が球というよりもある方向に伸ばされた楕円のように見えている。第 4 章で行なった PSF から空間分解能を見積もる方法よりも、各軸に対応した空間分解能を定義して、その形状を定量化することが重要と考えられる。このような理由から、各軸に並行な一次元ヒストグラムを三次元画像から抜き出し、点源に相当するピークの FWHM をその軸に対応する空間分解能と定義した。表 5.2 に SBP、表 5.3 に LM-MLEM による再構成画像での空間分解能をまとめた。この際、4 つの点源のうち、Cross 1 で $X = 10$ 付近にある点源を代表させた。今回の実験ではファントムは Y 軸まわりに回転することから、Y 軸方向の空間分解能を Axial resolution、X 軸及び Z 軸方向の空間分解能を Lateral resolution とした。また Lateral resolution のうち、長い方を Major width、短い方を Minor width とした。

16 アングルデータによるイメージ上での空間分解能は ^{111}In と ^{131}I のそれぞれで、Lateral resolution が 11.5 mm、9.0 mm、Axial resolution が 6.1 mm、4.4 mm となった。

図 5.5 と 5.6 では、測定したポイントの数が少ないほど点源はゆがみが大きな、伸ばされた形状になっている。実際、表 5.2 に示した空間分解能でも、2 アングルデータでは Major width が Minor width の約 2.5 倍である一

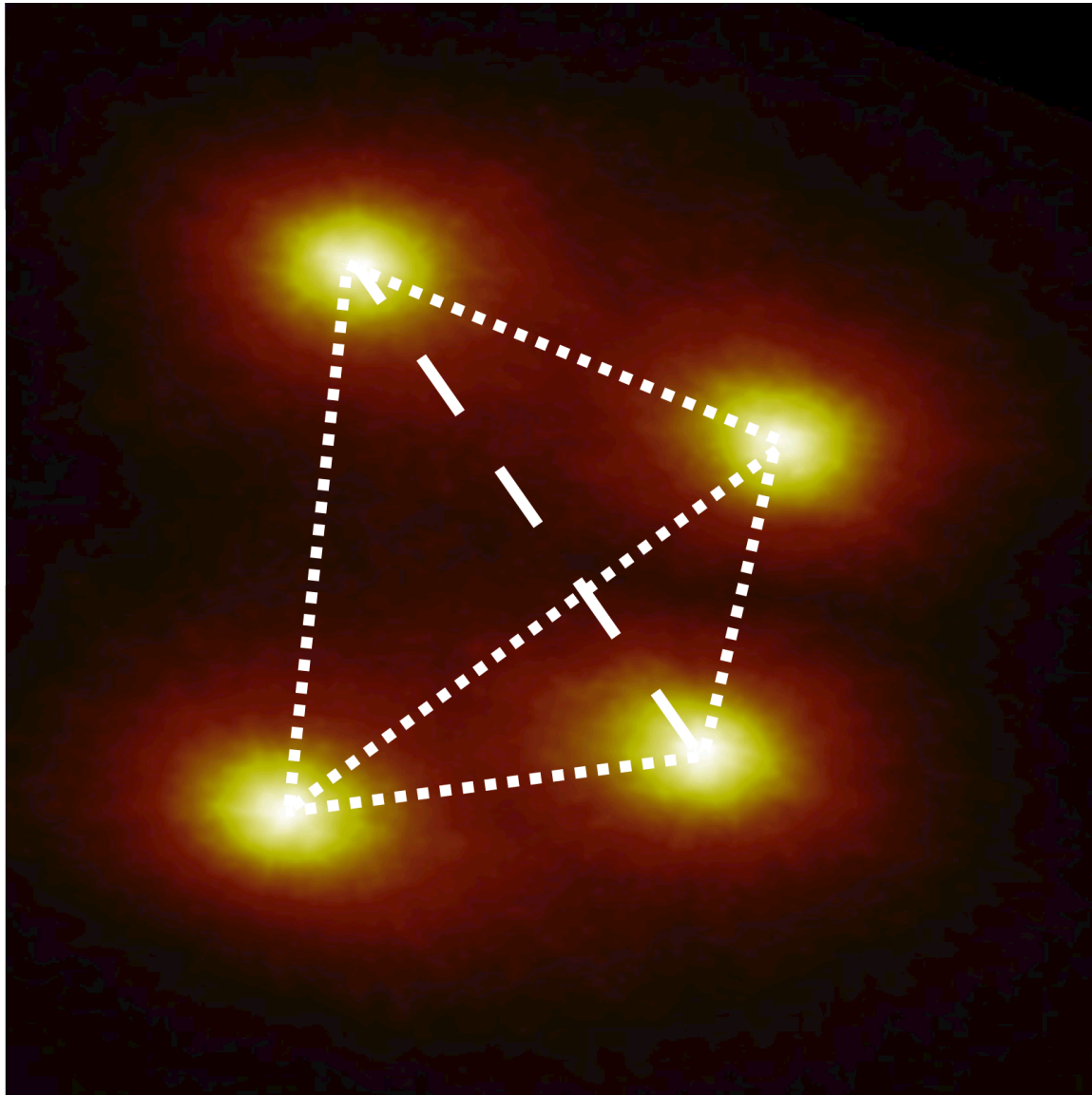


図 5.4 ファントムの再構成画像の最大値投影法 (Maximum Intensity Projection, MIP) である。 ^{131}I 測定データから取得した。正四面体構造を把握しやすくするために破線を追加している。[2]

方、8 アングルデータでは 1.5 倍以下となっており、測定アングル数が 2、4、8 と増えるにつれて点源のゆがみが小さくなる傾向があることがわかる。また 16 アングルデータは 8 アングルデータから改善の幅が小さく、少なくともこの実験セットアップではこれよりも細かいピッチでの測定は点源の形状再現という点では効果が小さいと考えられる。また SBP における空間分解能で特に顕著に見られるのが、Axial resolution に比べて Lateral resolution が悪いことである。これは 2 つの点源で挟まれた間の領域が重なったコンプトンコーンの影響で X-Z 平面に広がった裾野のような構造になっているためである。

次に LM-MLEM による画像再構成を行い、同様の断面図を得た (図 5.5 と 5.6 の右二列)。LM-MLEM の反復計算は、実行するごとに画像から空間分解能を算出、その変化をモニターし、変化量が空間分解能に比べて十分に小さくなった場合に結果が収束したと判断することとした。本実験の場合、20 回目の出力画像が一つ前の画像からの空間分解能の変化量が 1% 以下となったため、計算を終了した。

LM-MLEM による画像再構成によって、点源のサイズや形状は実際の液体線源の分布に近い値に収束した。表 5.3 に LM-MLEM 画像から求めた空間分解能をまとめた。注目した点源は SBP と同様に断面図 Cross 1 で $X = 14$ 付近にある点である。16 アングルデータでは最も大きな Lateral resolution でも ^{111}In (171 keV 及び 245 keV) で 4.0 mm、 ^{131}I (364 keV) で 2.7 mm を達成した。また Axial resolution はそれぞれの核種で 2.7 mm と 2.1 mm となった。より多くの角度からの測定データをもとに LM-MLEM 法を適用した結果、点源の三次元的形状が画像上でより再現されたといえる。

8 アングルデータと 16 アングルデータの画像では空間分解能が 2.1–4.1 mm と、コンプトンカメラとしては低

エネルギーのガンマ線に対する空間分解能としては高いイメージング性能を持つことが示された。本実験で使った各線源の形状はほぼ球形であり、X-Z 軸方向の分解能、Major width と Minor width は同じ程度であることが期待される。SBP と LM-MLEM による画像の空間分解能をそれぞれ対応するデータで比較すると、2 つの Lateral resolution の差は小さくなっていることがわかる。このことから LM-MLEM による画像再構成が SBP に比べ、点線源の実際の形状をより正確に再現していると言える。前述の通り、本実験は現実の点線源が持つ有限の大きさによる空間分解能の影響を無視することはできない。そのため Si/CdTe CC の空間分解能と言った場合に、位置決定の点ではより高い精度が実現できる可能性があることは考慮しなければならない。

ガンマ線強度分布の推定としては、位置や形状といった空間的な決定の他にも、線源の強度が画像上でどの程度再現されているか調べる必要がある。絶対的に推定することは難しい。本来ほぼ同じ強度である 4 点源の強度比を再構成画像から計算し、画像上で強度の一様性がどの程度再現されているかを調べる。16 アングルデータの画像の各点源位置から直径 10 mm の範囲を注目する領域 ROI(Region Of Interest) として、その範囲内のピクセル値合計をその点源の強度とした。これは画像の空間分解能に比べて大きな範囲であり、点線源による強度を反映しているといえる。求めた各点源強度を平均値に対する割合で表 5.4 にまとめた。表の各列の 4 つの強度は左からそれぞれの Cross1 の $X = -14$ 、 $X = 14$ 、Cross2 の $Z = -14$ 、 $Z = 14$ 付近にある各点について計算している。その結果、SBP による画像では 20% 程度であったのに対して、LM-MLEM による画像では 10% 以内の範囲に収まっていることがわかった。

表 5.2 シンプルバックプロジェクション (SBP) による再構成画像の点源から計算した空間分解能。各軸に並行な 1 次元ヒストグラムを 3 次元画像から抜き出し、点源に相当するピークの FWHM をその軸に対応する空間分解能と定義する。Lateral resolution は点源の X 軸、Z 軸方向の空間分解能で、そのうち長い方を Major width、短い方を Minor width とする。Axial resolution は Y 軸方向の空間分解能である。各軸の定義は図 5.1。

Resolution based on images for ^{111}In (171 keV+245 keV)

# of angles	Lateral resolution		Axial resolution [mm]
	Major width [mm]	Minor width [mm]	
2	20.3	8.1	7.7
4	17.6	8.1	6.8
8	11.4	7.6	6.1
16	11.5	7.2	6.1

Resolution based on images for ^{131}I (364 keV)

# of angles	Lateral resolution		Axial resolution [mm]
	Major width [mm]	Minor width [mm]	
2	15.6	5.2	5.0
4	13.1	5.8	4.9
8	8.7	6.0	4.2
16	9.0	5.9	4.4

表 5.3 MLEM 法による再構成画像の空間分解能。

Resolution based on images for ^{111}In (171 keV+245 keV)

# of angles	Lateral resolution		Axial resolution [mm]
	Major width [mm]	Minor width [mm]	
2	4.1	1.8	2.0
4	4.6	2.6	2.5
8	4.1	3.0	2.7
16	4.0	3.1	2.7

Resolution based on images for ^{131}I (364 keV)

# of angles	Lateral resolution		Axial resolution [mm]
	Major width [mm]	Minor width [mm]	
2	3.1	1.5	1.8
4	3.2	2.0	2.1
8	2.8	2.2	2.1
16	2.7	2.4	2.1

表 5.4 再構成画像から計算した点源強度。各列の 4 つの強度は左からそれぞれの Cross1 の $X = -14$ 、 $X = 14$ 、Cross2 の $Z = -14$ 、 $Z = 14$ 付近にある各点の周囲直径 10 mm の範囲から計算している。Cross1、Cross2 での各点の位置は図 5.5、5.6 を参照。

再構成手法	核種	各点源強度 (4 点の平均値を 100% とする)				最大と最小の差
SBP	^{111}In	90.7%	90.8%	109.9%	108.6%	19.1%
	^{131}I	89.4%	92.6%	107.1%	110.9%	21.5%
LM-MLEM	^{111}In	96.1%	95.4%	105.0%	103.5%	9.6%
	^{131}I	95.4%	99.9%	101.2%	103.5%	8.1%

5.4 結論

Si/CdTe CC を使ったトモグラフィイメージング実験により、ファントムの三次元情報を取得し、その三次元構造の再現をすることができた。SBP による再構成画像では 41 mm の距離にあるファントムに対して、4.4-11.5 mm の空間分解能となった。また LM-MLEM による再構成を行うことで、正四面体の各点源の位置はより精度よく特定することができた。最終的な空間分解能は 2.1-4.1 mm となり、実際の点線源の直径約 2.7 mm と比べて妥当な値となった。これにより核医学分野で広く利用されるガンマ線核種 ^{111}In と ^{131}I を使ったガンマ線イメージングで実際の応用実験でも最低限実用可能な水準の性能を示すことができた。

前述の通り、コンプトンカメラを使ってより複雑な構造のファントムのイメージングする場合には、バックグラウンドの分布や構造を理解し、差し引くなどの処理が必要となる。そのためには、より微細で厳密な構造を持

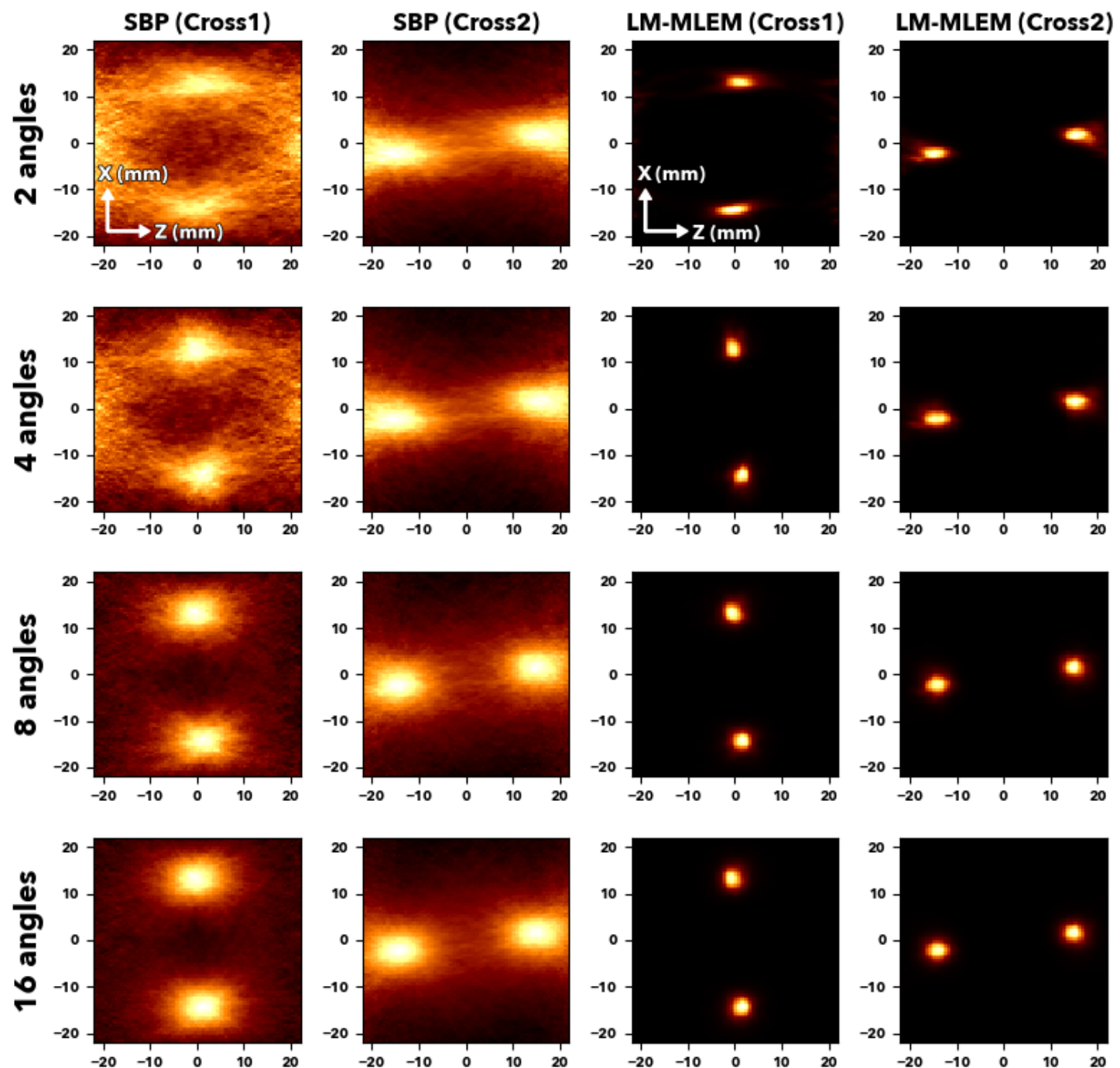


図 5.5 ^{111}In 測定データから再構成した三次元画像の 2 箇所での断面 (図 5.1 参照)。ファントムを異なる方向から測定したデータをそれぞれ組み合わせて再構成している。上の段から 2 箇所、4 箇所、8 箇所、16 箇所の測定データによるイメージである。左二列は SBP、右二列は LM-MLEM によるイメージ。[2]

つファントムを使い、各点源周囲の構造が互いにどのような影響を及ぼしているか明らかにする必要がある。現在考えられるこの実験の発展としては、点線源で構成されるより微細な構造を持つファントム、広がりを持ったガンマ線源などがある。またガンマ線強度分布の見積もりに関して、本実験ではあくまで各点源の相対的な強度の評価のみにとどまった。例えば特定の臓器に集積する放射線核種を強度から推定するといった応用実験を実現するには、画像から絶対的なガンマ線強度やその不定性を見積もることが求められる。そのためにはイメージング空間内の場所ごとに感度や分解能がどのように変化するか実験データやシミュレーションを通じて詳しく調べておく必要がある。

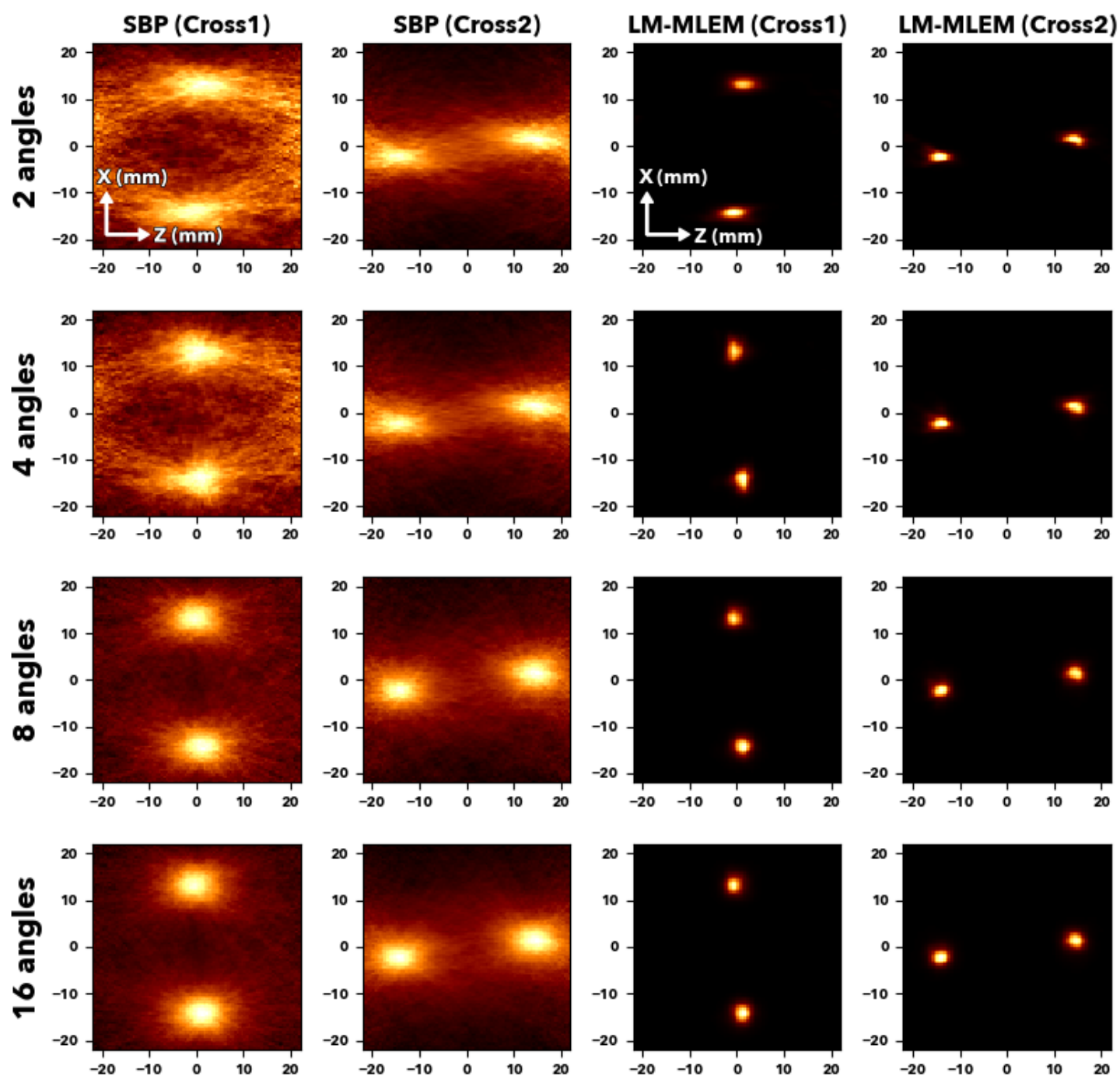


図 5.6 ^{131}I 測定データから再構成した三次元イメージの 2 箇所での断面 (図 5.1 参照)。ファントムを異なる方向から測定したデータをそれぞれ組み合わせて再構成している。上の段から 2 箇所、4 箇所、8 箇所、16 箇所の測定データによるイメージである。左二列は SBP、右二列は LM-MLEM によるイメージ。[2]

第 6 章

電子追跡型コンプトンカメラの研究

電子追跡型コンプトンカメラ (Electron-tracking Compton Camera, ETCC) は入射ガンマ線によって散乱された電子の方向を特定することで、ガンマ線の到来方向を円錐状の領域 (コンプトンコーン) から、より狭い領域に制限することができる撮像系である。これにより少数のイベントによる画像再構成や低バックグラウンドなガンマ線分布の取得が可能になると期待されている。ETCC が核医学などの応用実験で要求される条件としては、例えば 10 cm の近距離にあるガンマ線源を 1 MeV のエネルギー領域でのイメージングが想定される。このような場合、ガンマ線による散乱電子を検出するには Si 検出器内での飛程が 100 μm 程度となるため、軌跡の形状を記録するにはそれよりも小さいピクセルサイズの検出器が必要となる。また検出器の検出面積 10 cm^2 とすると数 MBq のガンマ線源から検出器に入射するガンマ線の強度は約 8 kHz と計算できる。この場合、検出したイベントを入射したガンマ線ごとに分別するには最低でも 100 マイクロ秒の時間分解能が必要であり、より高い時間分解能によって偶然同時的な複数光子の検出を減らすことができる。つまり ETCC を実現するためにその散乱検出器に要求される条件は

- 散乱電子の飛跡を検出可能な数十 μm の位置分解能
- コンプトン散乱と光電吸収による信号を同期可能な数マイクロ秒程度の時間分解能

の 2 点となる。

本研究では半導体検出器と CMOS センサーを組み合わせた散乱検出器を使って、散乱電子の軌跡を記録し、電子散乱ベクトルを制限することで低バックグラウンドな画像再構成を可能とした。その高い位置分解能とエネルギー分解能により、通常の画像再構成でも空間分解能の向上が可能となった他、そうした検出器性能を生かして散乱ベクトルが特定しづらい厄介なイベントを除去することで少数イベントでもガンマ線源の方向を特定できるようなイベントの選択を行なった。

6.1 電子トラッキング検出器の開発

Si-CMOS ハイブリッド検出器 (Si-CMOS, 図 6.1) は ETCC における散乱電子の飛跡を記録する検出器として開発された [71]。Si-CMOS は厚さ 500 μm の Si 素子に 20 μm のピクセルサイズを持つ CMOS センサーと 200 μm ピッチのストリップ電極を採用した検出器である (図 6.2)。微細なピクセルサイズによりガンマ線による散乱電子の飛跡を検出可能であるが、CMOS 画像の読み出しには 1 フレームあたり約 0.4 秒の時間がかかるため、CMOS センサーだけでは前述の散乱検出器における時間分解能の要求を満たすことができない。そこで Si-CMOS では反対側の面に取り付けられたストリップ電極からトリガーを取得することによって約 1 マイクロ秒の時間分解能を実現している。表 6.1 に Si-CMOS の性能をまとめた。

CMOS センサーの画像の読み出しは各ピクセル列ごとに非破壊で読み出される (図 6.3)。640×640 という非常に多数のピクセルを持つため、2 系統 (図中の読み出し系統 1 及び 2) で読み出しを行なっている。取得できる画像は蓄積された電荷を反映した信号であるため、ガンマ線による電子の軌跡を見るには、前後のフレームの差

分を取る必要がある。画像データ処理の詳細については後述する。測定を行う間、電荷は蓄積され続けるが、200フレームごとに各ピクセルにリセットをかけている。

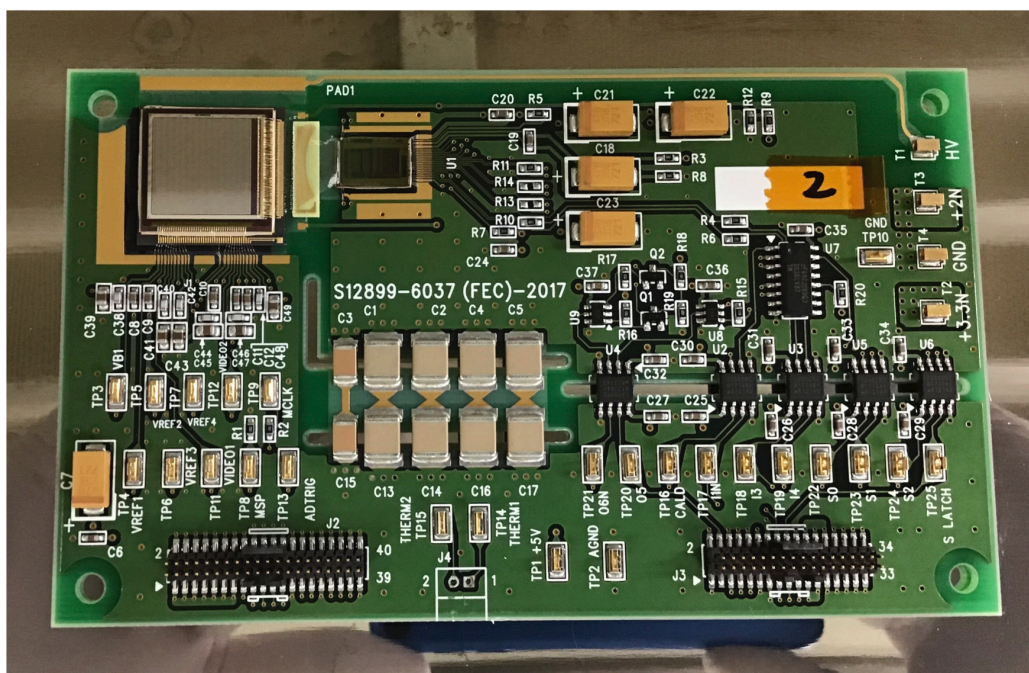


図 6.1 Si-CMOS ハイブリッド検出器。基盤左上がセンサー部分。

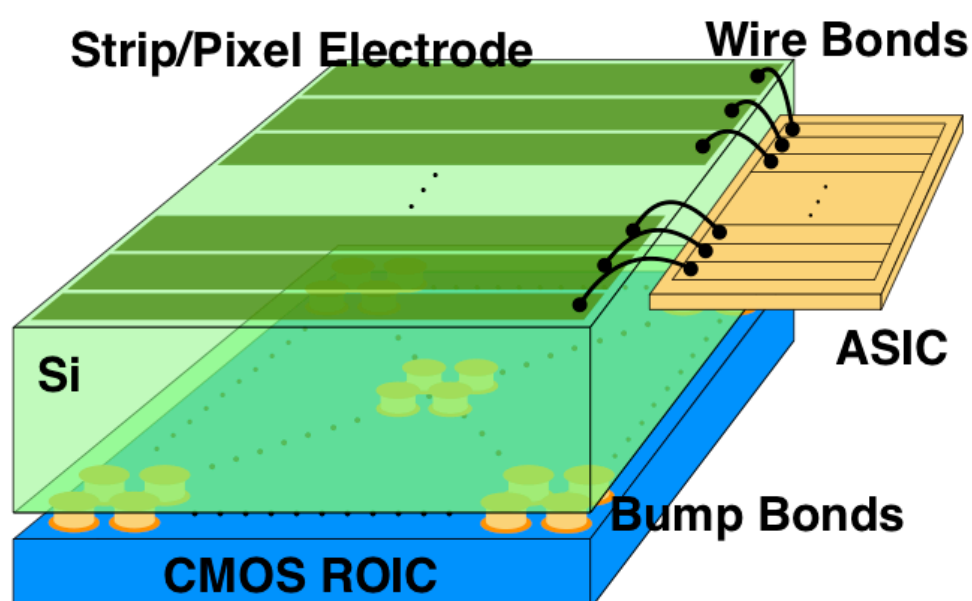


図 6.2 Si-CMOS ハイブリッド検出器の模式図 [71]

6.2 Si-CMOS/CdTe 半導体電子追跡型コンプトンカメラ

開発された Si-CMOS 試作機を散乱検出器、2 mm 厚 CdTe 両面ストリップ検出器 (CdTe-DSD) を吸収検出器として、ETCC 実証用試作機 (Si-CMOS/CdTe ETCC) を構築し、その性能を調べるためのイメージング実験を行なった。

6.2.1 CMOS とストリップによる同期イベントの取得

CMOS センサーとストリップという 2 つの異なる系統のデータをそれぞれ読み出し、同一の光子に伴う信号だと対応づけを以下の要領で行なった。図 6.4 にデータ読み出しのブロック図を、図 6.5 に読み出し後のデータ解

表 6.1 Si-CMOS ハイブリッド検出器の概要

シリコンの厚さ		0.5 mm
ストリップピッチ		200 μm
ストリップ電極	ストリップ長	12.8 mm
電極数		64
ピクセルサイズ		20 \times 20 μm
CMOS 回路	ピクセル数	640 \times 640
回路の厚さ		0.4 mm

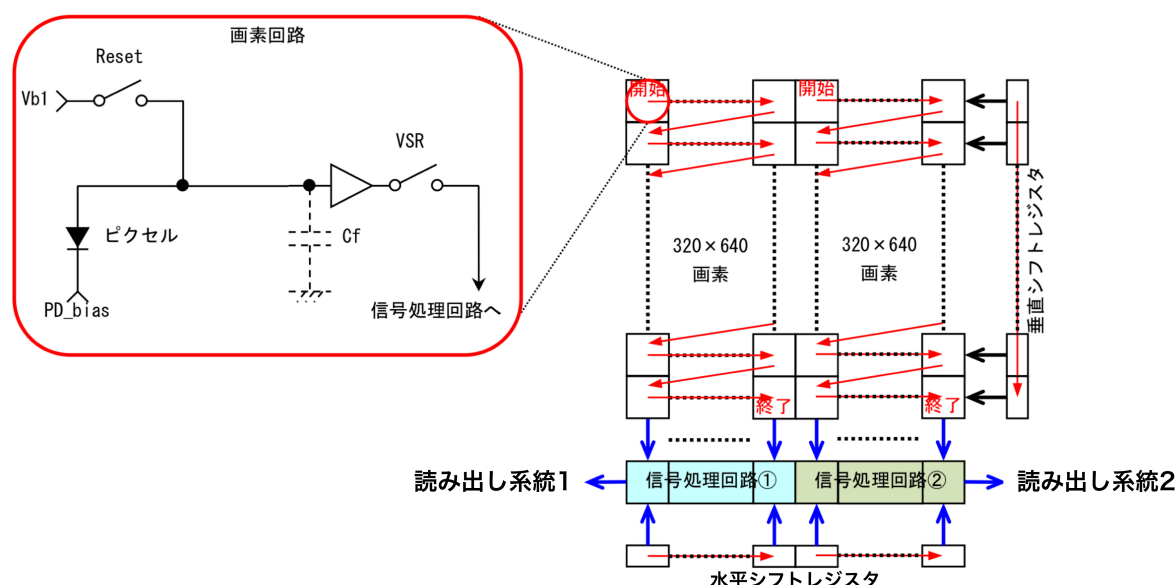


図 6.3 Si-CMOS 検出器の CMOS データ読み出し回路のブロック図

析の流れをそれぞれ示す。

前述の通り、CMOS センサーの画像データは約 0.4 秒のフレームごとに取得される。各画像データに振られたフレーム番号はオフラインでのストリップデータとの対応づけに使われる。一方ストリップ電極の信号はガンマ線が入射しトリガーが検出されたとき、各 ASIC(特定用途向け集積回路) によって読み出される。各ストリップ信号は ASIC を制御する FPGA(Field Programmable Gate Array) によって後述の CdTe-DSD の信号とともに 1 つのイベントとして集約される。その際、FPGA は CMOS から読み出し中のフレーム番号とフレーム内のピクセル列番号を取得し、ストリップデータに付与する。Si-CMOS のストリップ電極は 200 μm ピッチで 64 ストリップあり、1 つの ASIC によって読み出される (図 6.4)。ASIC を制御する FPGA 基板はシマフジ電機の SpaceWireDigital I/O 2 Board である。

測定後のオフライン処理では、まず CMOS 画像データから電子軌跡と考えられる複数ピクセルで構成されたまとまり (以下、クラスターとする) を取り出す。CMOS 画像データの各ピクセル値はこれまでに積算された信号であるため、新たに入射したガンマ線による信号をそのまま取得することはできない。まず 1 つ前のフレームの画像データとの差分を求め、コモンモードノイズを差し引く。その後、低エネルギー側に生じる電氣的ノイズを除去するために、一定のしきい値以下の信号を除去した。ここでしきい値は約 1.8 keV に対応するデジタル値であり、ノイズの分布の 3σ 程度としている。残ったピクセル群の中から隣接して一続きになっている複数のピクセルを 1 つのクラスターとする。このとき、あるピクセルの周囲 8 ピクセルに値の入ったピクセルがあった場合をピクセルが隣接している状態とした。

CMOS データとストリップデータの対応づけはフレーム番号とピクセル列番号を使って行われる。取得したピクセルのクラスターと一致した番号を持つストリップデータを探し、合致した信号があれば、両信号を 1 つの入射ガンマ線に由来する信号とみなして対応させる。ここでは信号の有無だけで対応づけをし、この処理によって

Readout of Si-CMOS/CdTe ETCC

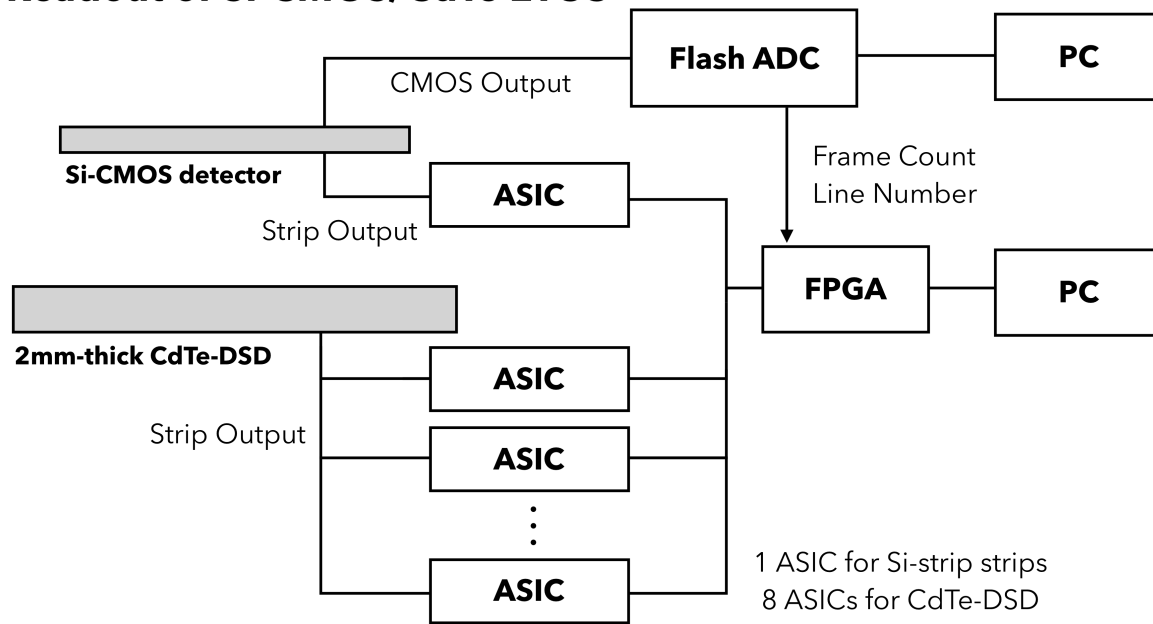


図 6.4 Si-CMOS/CdTe ETCC のデータ読み出しの概念図

Analysis flow of ETCC data

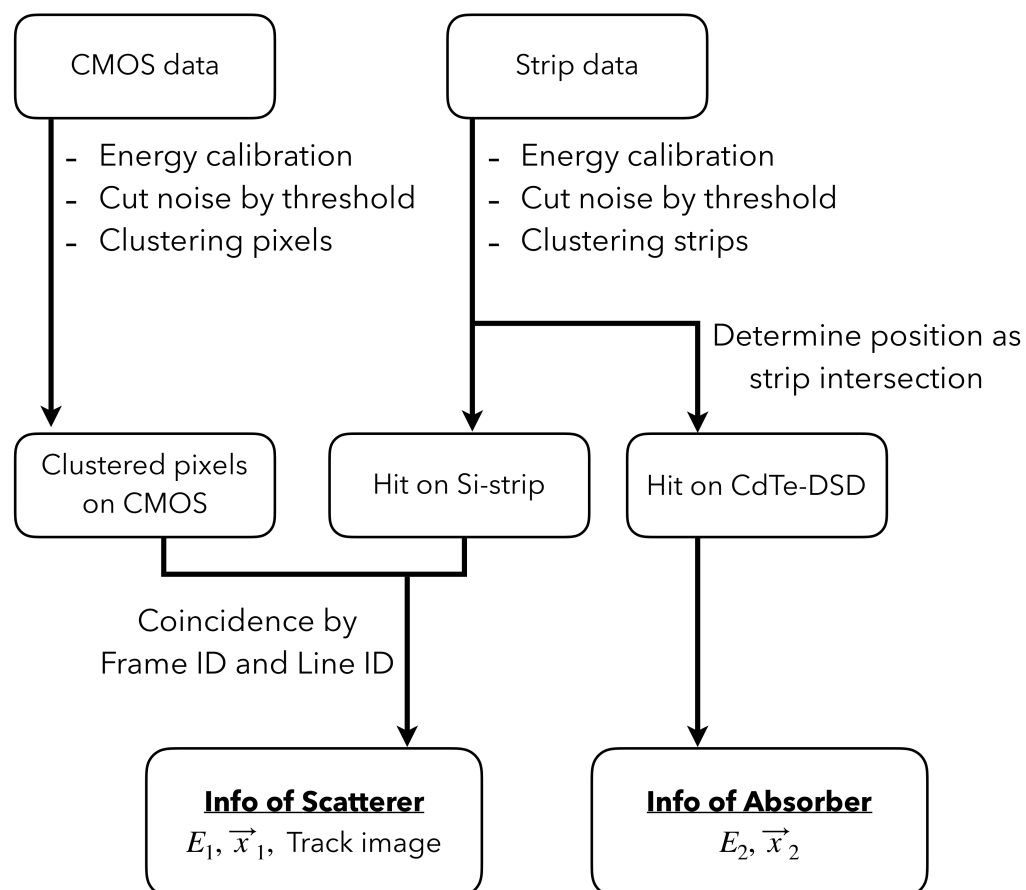


図 6.5 Si-CMOS/CdTe ETCC のデータ解析の流れ

対応づけられた 2 つの信号が同一の光子の反応に由来しているかの最終的な判断は後述のコンプトン散乱イベントを選択する段階で校正後のエネルギーを比較することで確認を行う。

6.2.2 Si-CMOS ハイブリッド検出器のエネルギー校正

Si-CMOS/CdTe ETCC を構成するストリップ検出器の校正は Si/CdTe CC の場合と同様に放射性核種のガンマ線ピークを使って行なった。使用した X 線及びガンマ線ピークを表 6.2 にまとめた。Si-CMOS のストリップについては 356 keV 以下の光電吸収の他、 ^{22}Na の 511 keV、 ^{137}Cs の 662 keV に対してはガンマ線に対応する後方散乱イベントのエネルギーを使っている。これらのエネルギー領域では Si-CMOS の検出効率が低いため、全ての Si ストリップについて信号をまとめてデータ点を取得した。これら各エネルギーに対応したデータ点を高エネルギー側に 1 次関数で延長したのち、三次スプライン曲線で補間し、校正曲線を得た。

CMOS センサーのエネルギー校正は X 線発生装置による蛍光 X 線を使って行なった。ピクセル数が極めて多いことからピクセルごとではなく、2 つの読み出し系統ごとに校正している。表 6.3 に示した 2 つの X 線ピークの測定をもとに、2 点を通る一次関数を校正用関数とした。またセンサーに積算された電荷によってゲインの変動があるため、フレームに応じて関数のパラメータに補正している。

表 6.2 ストリップ検出器の校正に使用したガンマ線ピークと後方散乱のエネルギー

核種	主な X 線・ガンマ線のエネルギー
コバルト-57 (^{57}Co)	14.4 keV、122.1 keV、136.5 keV
バリウム-133 (^{133}Ba)	30.6 keV、31.0 keV、276.4 keV、302.9 keV、356.0 keV
アメリシウム-241 (^{241}Am)	59.5 keV
核種	ガンマ線のエネルギー (対応する後方散乱のエネルギー)
ナトリウム-22 (^{22}Na)	511.0 keV (340.7 keV)
セシウム-137 (^{137}Cs)	661.7 keV (477.7 keV)

表 6.3 CMOS センサーのエネルギー校正に使用した X 線のエネルギー

ターゲット	蛍光 X 線 (K_{α}) のエネルギー
モリブデン (Mo)	17 keV
銀 (Ag)	22 keV

Si-CMOS のストリップ検出器から取得した ^{133}Ba の測定データによるエネルギースペクトルを図 6.6 に示す。エネルギー分解能は 31 keV のガンマ線ピークに対して 4.8% となった。その他に ^{133}Ba の 35 keV ピークや Cd の 23 keV 蛍光 X 線が確認できる。図 6.7(左) は ^{22}Na 測定データにおける電子軌跡のピクセル数の分布である。20–50 ピクセルといった広い範囲まで分布していることがわかる。エネルギーとピクセル数の相関 (同図中央) ではピクセル数の多いイベントほどより広いエネルギー範囲に分布している。また同図では 1 ピクセルあたり 2 keV 程度の傾きを持つ比較的細い直線状の構造が見られる。これは前述の解析では除去されなかった、しきい値をわずかに超える値の電氣的ノイズが積算したイベントだと考えられ、多ピクセルイベントにおける広いエネルギー分布に影響していると考えられる。つまりピクセル数が多くなるにつれ、本来検出すべき散乱電子によるピクセルの他に、ノイズによるピクセルが混入することが多くなり、エネルギー分解能の悪化に繋がっていると推測される。図 6.7(右) は ^{22}Na 測定データから Si-CMOS ハイブリッド検出器と CdTe-DSD で取得したエネルギー合計値のスペクトルで、511 keV ピークに注目したものである。Si-CMOS が検出する軌跡の多くは 10–30 ピクセルで構成されており、積算されたノイズの影響でエネルギー分解能に差が生じている。図 6.8 は CMOS センサーのデータから得られた軌跡画像の一例である。入射ガンマ線によって散乱された電子の軌跡は Si-CMOS

検出器内での多重散乱などによって図のようにときに複雑な形状を描いていき、終点付近では停止直前の電子によって残った大きなエネルギーがデポジットされる。

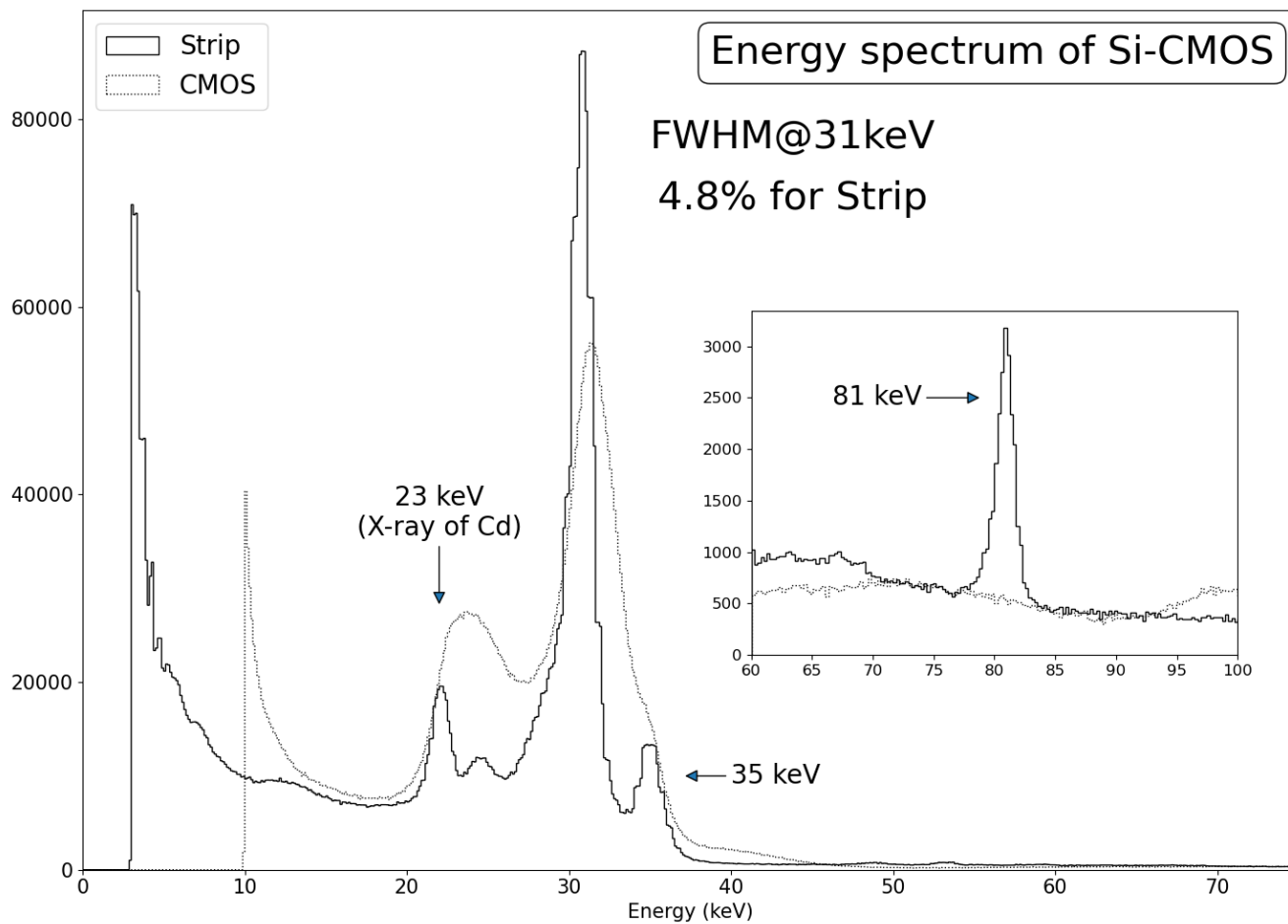


図 6.6 Si-CMOS ハイブリッド検出器のストリップから取得した ^{133}Ba のエネルギースペクトル。エネルギー分解能は 31 keV ピークで 4.8% となった。破線は同検出器の CMOS センサーから取得したエネルギースペクトルで同じイベントから作成したもの。

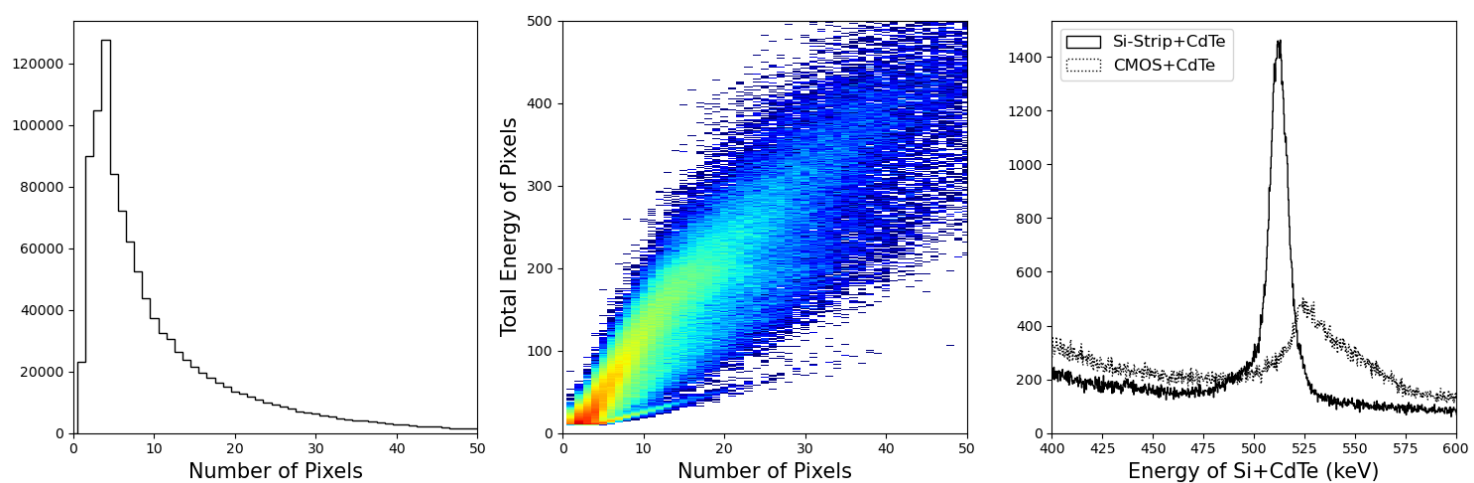


図 6.7 Si-CMOS 検出器の CMOS センサーから読み出したピクセルのクラスターのエネルギーとピクセル数の分布。 ^{22}Na の測定データから作成した。(左) ピクセル数の分布。(中央) ピクセル数とエネルギーの二次元分布。(右) Si と CdTe の各検出器でのエネルギー合計によるスペクトル。Si のエネルギーとして CMOS 側とストリップ側の値によるスペクトルをそれぞれ比較すると、ストリップ側のエネルギー分解能が高くなっている。

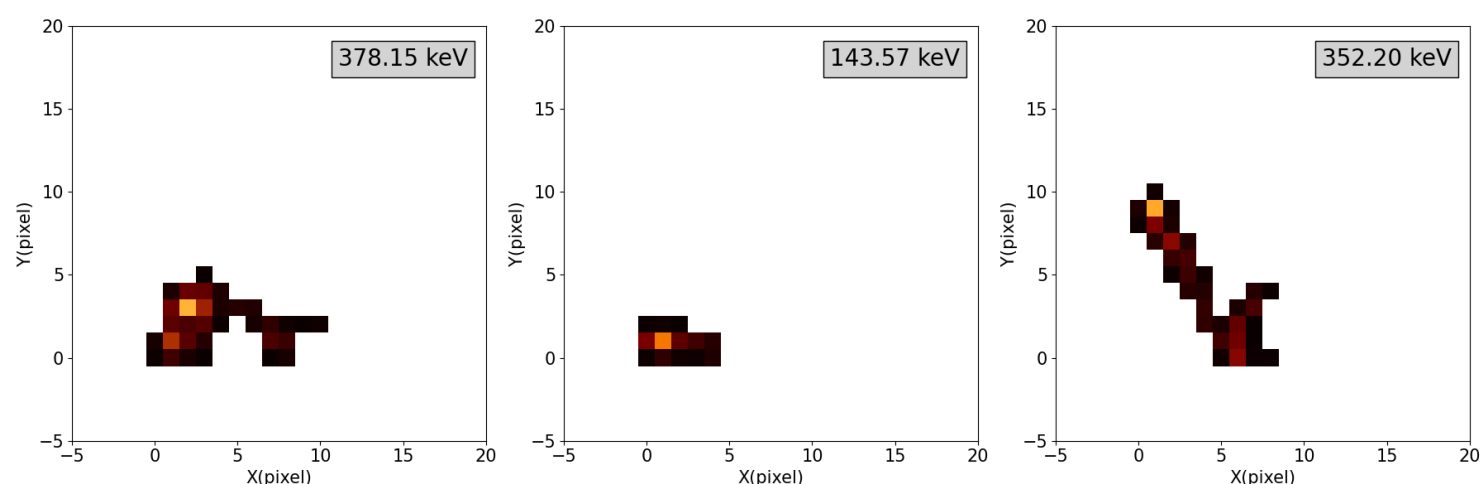


図 6.8 CMOS センサーから取得できた電子軌跡画像の例。画像の右上の数値は全てのピクセルの値を合計したエネルギー値である。

6.2.3 2 mm 厚 CdTe 両面ストリップ検出器

Si-CMOS/CdTe ETCC の吸収検出器である 2 mm 厚 CdTe 両面ストリップ検出器 (CdTe-DSD)(図 6.9) は新しく開発された厚さ 2 mm の CdTe 半導体を使った両面ストリップ検出器である (表 6.4)。第 4 章の Si/CdTe コンプトンカメラに使用している 750 μm 厚の CdTe-DSD と比べて 3 倍近い厚さを持ち、優れた阻止能で 500 keV 以上のより高いエネルギーのガンマ線の検出も容易である。ストリップ電極は 250 μm で各面に 128 本ずつが直交した状態で配置され、8 つの ASIC によって信号が読み出される。FPGA によって各 ASIC のデータが Si-CMOS と集約されて、その後のデータの流は Si-CMOS の項で記述している通りである。CdTe-DSD の較正には表 6.2 にまとめた X 線及びガンマ線ピークのうち、30 keV 以上のガンマ線の光電吸収による信号を使って較正した。較正後のエネルギースペクトルを図 6.10 に示す。

6.2.4 光電吸収反応位置の補正

従来よりも厚い CdTe-DSD をコンプトンカメラの吸収検出器として利用するにあたり、光電吸収の信号情報について検出器面と垂直方向に補正を加えた。本実験での検出器配置の場合、全てのイベントについて光電吸収が検出器表面で生じたと仮定すると、入射方向の誤差が最大で約 1° となり、ARM 分布への影響が大きくなる。CdTe 半導体検出器は電荷のドリフト速度が遅いため、特にホールを収集する陰極側 (CdTe-DSD では Pt 電極側) では光子の反応位置によって大きく収集効率が変化する。一方で電子を収集する陽極側の信号は反応位置に比較的依存しないため、両面の電極から信号読み出せる CdTe-DSD であれば、両面のエネルギー値を使って光電吸収の反応深さを原理的には推定できると考えられる。本実験では、CdTe-DSD を厚さ方向 (検出器面と垂直な方向) に 500 μm ごとに四分割し、両面の電極から読みだした二つのエネルギー値に生じる差を使って信号の厚さ方向の位置をイベントごとに分類した。例えば電子を収集する陽極側の信号に対する割合として、陰極側の信号が 100% の場合は陰極側の表面での反応とする。エネルギー差と厚さ位置の対応関係は ^{133}Ba の 356 keV ガンマ線イベントによる ARM が最小となるように決定し、他核種データにも適用した。

表 6.4 2 mm 厚 CdTe 両面ストリップ検出器の概要

ストリップピッチ	250 μm
検出面積	32 \times 32 mm
CdTe の厚さ	750 μm

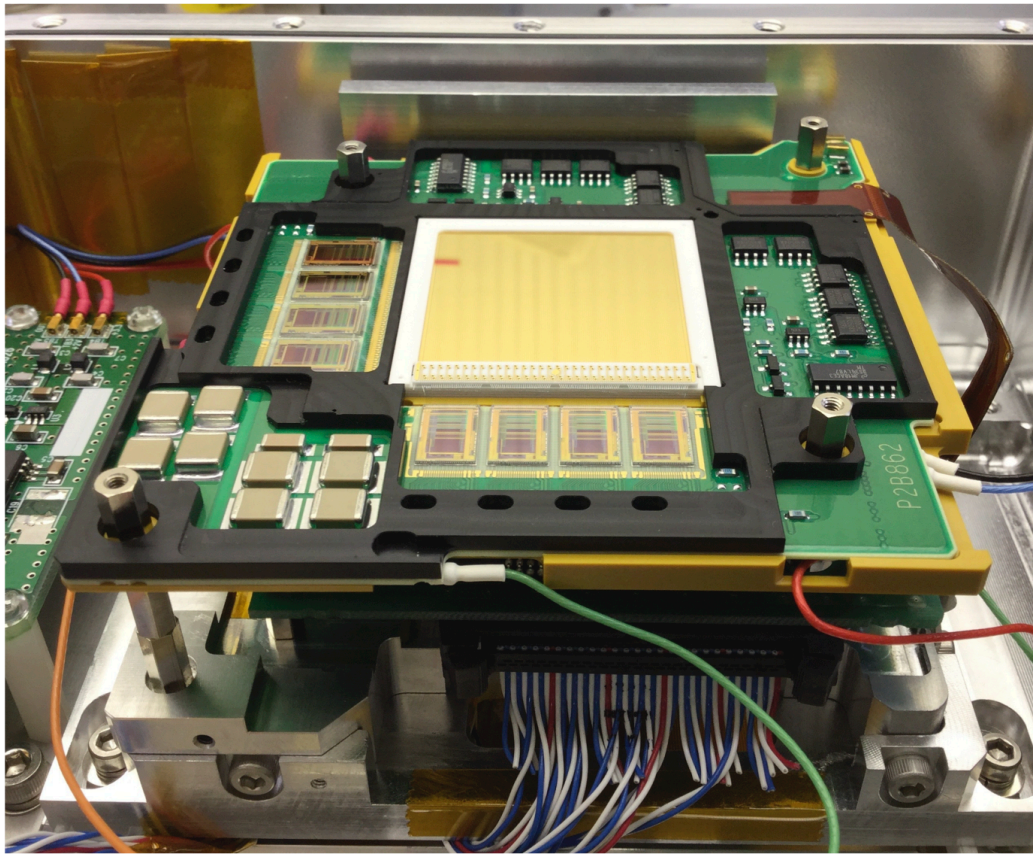


図 6.9 2 mm 厚 CdTe 両面ストリップ検出器

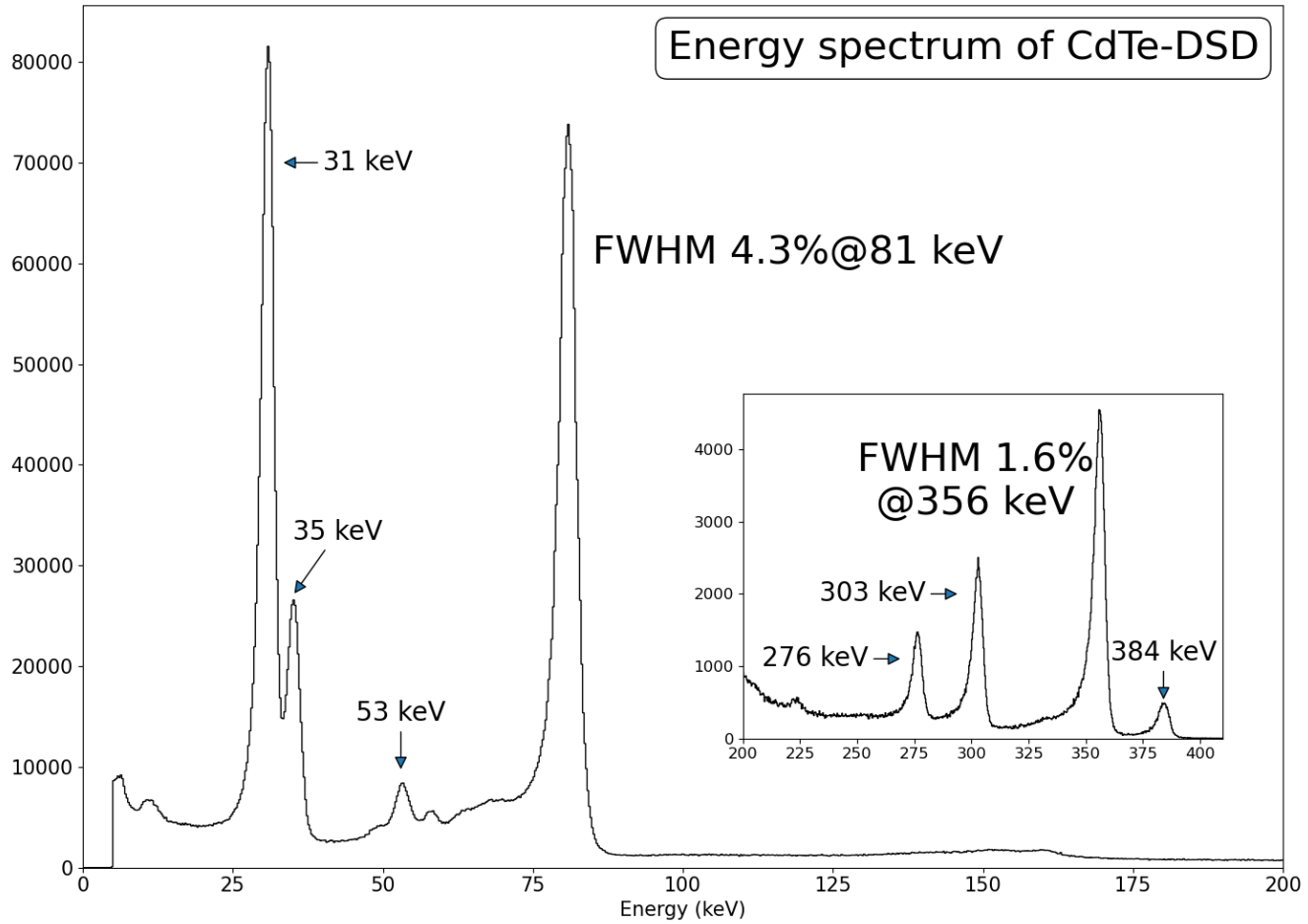


図 6.10 2 mm 厚 CdTe-DSD が取得したエネルギースペクトル。エネルギー分解能は FWHM で 2.6 keV@31 keV、3.5 keV@81 keV、5.7 keV@356 keV となった。

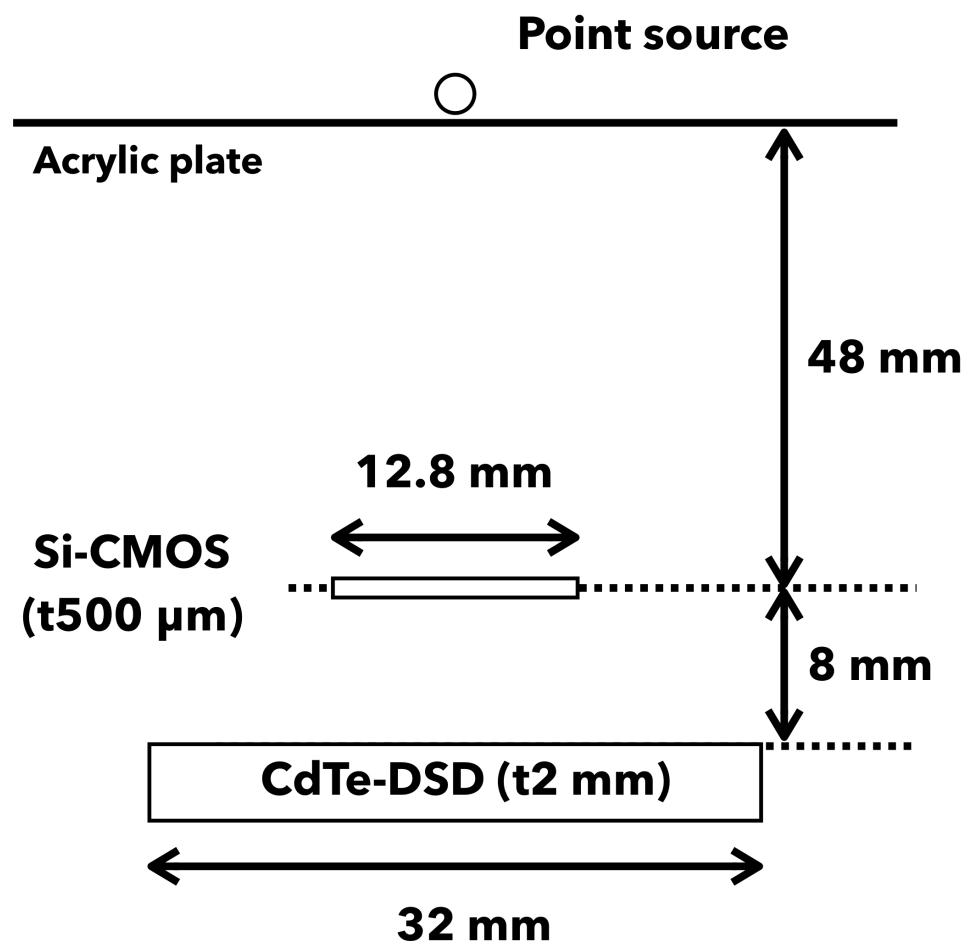


図 6.11 電子追跡型コンプトンカメラを使った点線源イメージング実験における検出器配置。Si-CMOS 検出器表面とアクリル板との間隔は 48 mm である。点線源はカメラの上部に設置している。

6.3 実験内容

図 6.11 に示す検出器配置で Si-CMOS/CdTe ETCC による点線源の測定を行なった。Si-CMOS 検出器表面から 48 mm 上部にアクリル製の天板を検出器と平行に設置し、天板表面上に置いた点状ガンマ線源を測定した。このとき検出器と線源間の距離 48 mm は今回の実験系として実現可能な最も短い距離である。

Si/CdTe ETCC による性能検証と電子軌跡データを使った画像再構成アルゴリズムの検討のため、図 6.11 に示す実験セットアップを構築した。散乱体である Si-CMOS と吸収体である CdTe-DSD の間隔は 8 mm とした。Si-CMOS には 300 V、CdTe-DSD には 500 V のバイアス電圧を印加し、Si/CdTe ETCC 全体を恒温槽内で -40°C まで冷却し、運転を行なった。

6.4 コンプトンイベントの選択

入射ガンマ線によるコンプトン散乱を捉えたイベントを選択するために、以下の条件でイベント抽出を行なった。

1. Si-CMOS で 1 ヒット、CdTe-DSD で 2 ヒットの合計 2 ヒットのイベントである (Si/CdTe 2 ヒットイベントとする)
2. 2 ヒットのエネルギー値がコンプトン散乱の条件式を満たす
3. Si-CMOS が取得したエネルギー値が CMOS 側とストリップ側とで合致している
4. Si-CMOS と CdTe-DSD のエネルギー合計がエネルギーウインドウの範囲内である

6.4.1 Si-CdTe 2 ヒットイベントの抽出

図 6.12(左) は ^{22}Na 点状線源の測定データから Si-CMOS で 1 つ、CdTe-DSD で 1 つの合計 2 つの信号を検出したイベント (Si/CdTe 2 ヒットイベント) を選択し、各エネルギー値の二次元分布を作成したものである。 $X + Y = 511$ に分布するイベントは ^{22}Na からの 511 keV ガンマ線に対応している。Si-CMOS 上で 20 keV 前後に直線状の分布は CdTe から放射される蛍光 X 線のエネルギーに対応している。これは ^{22}Na からのガンマ線が検出器以外でコンプトン散乱を起こしたのち、CdTe-DSD と反応し蛍光 X 線を放出したイベントであると考えられる。また CdTe-DSD 上で 511 keV のエネルギーを検出しているイベントは Si-CMOS のエネルギーとの相関が見られず、これらもコンプトン散乱によるイベントではない。

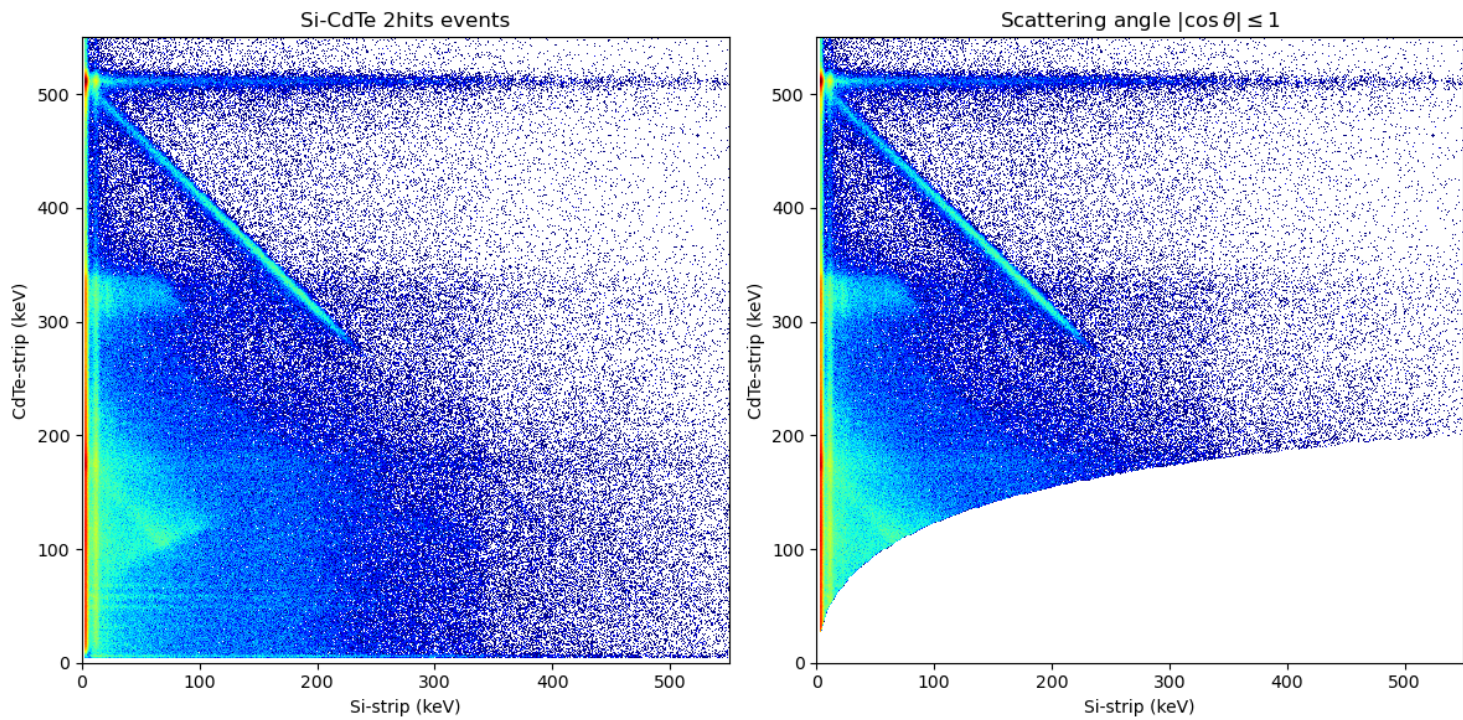


図 6.12 (左) Si-CMOS 上で 1 ヒット、CdTe-DSD 上で 1 ヒットの合計 2 ヒットを検出したイベントの二次元エネルギー分布。Si-CMOS の信号はストリップのエネルギーを使用している。斜めの直線は 2 ヒットのエネルギー合計が ^{22}Na の 511 keV ガンマ線に対応しているイベントである。また CdTe-DSD のみでガンマ線を光電吸収で検出したイベントが $Y = 511$ の直線上に分布している。(右) Si-CMOS 上のエネルギーを散乱電子、CdTe-DSD 上のエネルギーを散乱光子のエネルギーと仮定した場合にコンプトン散乱の式を満たすイベントのみで作成した同様の二次元エネルギー分布。散乱角 θ について $1 < \cos \theta$ となるイベントを除去している。

6.4.2 反応順序による制限

Si/CdTe CC のイベント選択と同様に Si-CMOS/CdTe ETCC においてもコンプトン散乱の運動学による制限を加えて、イベントを除去することができる。入射ガンマ線が Si-CMOS 上でコンプトン散乱を起こし、CdTe-DSD 上で光電吸収されたと仮定したとき、Si-CMOS 上でのエネルギー E_1 、CdTe-DSD 上でのエネルギー E_2 を使って散乱角 θ は

$$\cos \theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (6.1)$$

と計算できる。図 6.13 は Si-CMOS でのストリップ側のエネルギーと CdTe-DSD でのエネルギーを使って計算されたコンプトン散乱の散乱角の分布を示す。 $1 < |\cos \theta|$ となったイベントは取り除いている。このようなイベントは CdTe-DSD でコンプトン散乱に起こしたり、周辺物質で一度散乱してからカメラに入射したりしたイベ

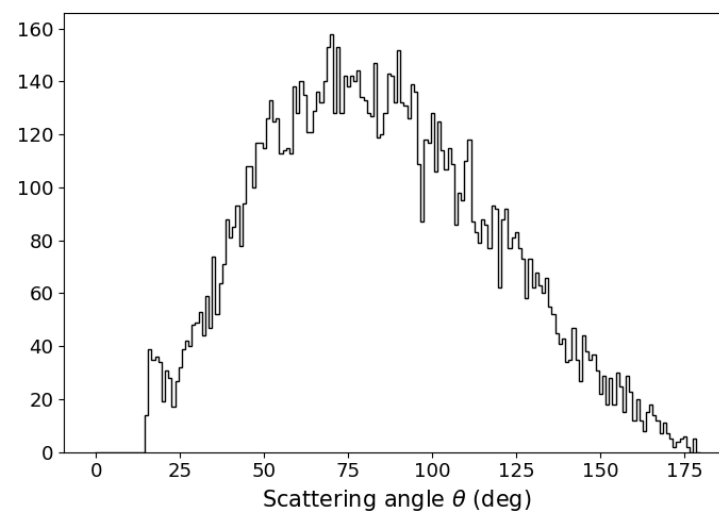


図 6.13 ^{22}Na 測定データの Si/CdTe 2 ヒットイベントにおけるコンプトン散乱の散乱角分布

ントなどで、Si-CMOS/CdTe ETCC が想定している反応過程を経ていない。図 6.12(右) はこのイベント選択で残ったイベント (コンプトン散乱イベントとする) についてのエネルギー二次元分布で、コンプトン散乱を満たさない領域のイベントが除去されたことが確認できる。

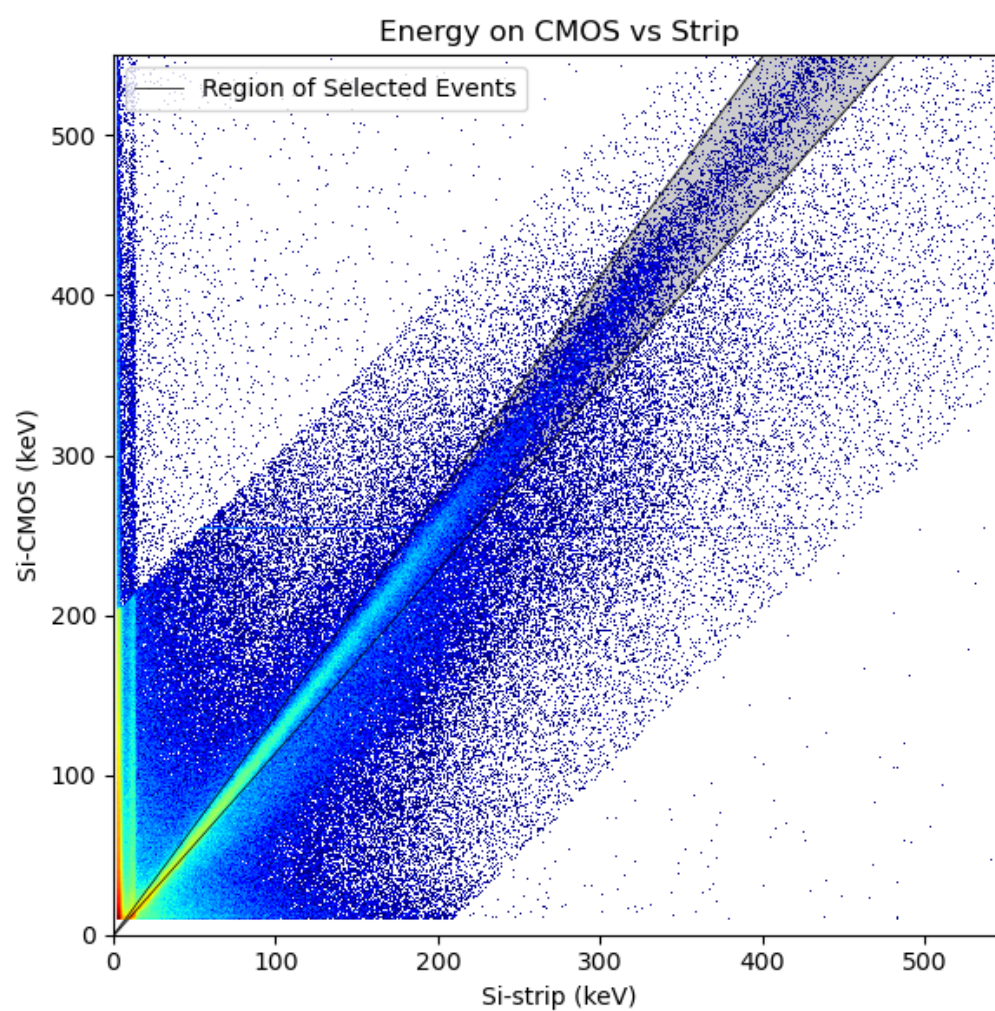


図 6.14 Si-CMOS が検出した CMOS センサー側とストリップ電極側のエネルギーによる二次元分布。両エネルギーが近いイベントを抽出し、以降の解析に使用した。2 直線の範囲内が抽出したイベントに対応する領域である。

6.4.3 Si-CMOS 検出器のエネルギー値による制限

CMOS センサーから取得したピクセルのクラスターとストリップデータ中の信号が、あるガンマ線のコンプトン散乱による同一の信号であると確認するために、CMOS センサーとストリップから取得したエネルギーを比較し、イベント選択を行なった。図 6.7(右) で見られたように電氣的なノイズが積算された結果、光子の反応によるものでないイベントがピクセル数に関わらず存在している。こうした信号を除去するために両面のエネルギー値を比較することで両者の信号が正しく対応づけられているイベントを探した。

図 6.14 はコンプトン散乱イベントのうち、CMOS 側とストリップ側のエネルギーによる二次元分布である。ストリップ側で低エネルギーの領域に集まっているイベントは、ストリップデータのノイズと CMOS データのクラスターが対応づけされたものと考えられ、両エネルギーの差が大きいことから容易に除去できるとわかる。一方で 2 つのエネルギーに明確な相関がみられる直線状の構造は正しく対応づけられたイベントとみなせる。そのため

$$y = 1.37 \times x - 0.55 \quad (6.2)$$

$$y = 1.14 \times x - 0.89 \quad (6.3)$$

と定義した 2 直線で定義した領域を使ってイベントを抽出した。この図が示すように各エネルギーには明確な相関があり、各信号は正しく対応づけられていると考えられるものの、CMOS 側のエネルギーはストリップ側と比べて高い値であり、エネルギーが高いほどその差が大きくなっている。これは高いエネルギーの反応ほど多くのピクセルにまたがった信号となり (図 6.7 右参照)、CMOS 側の信号にのるノイズのうちしきい値を越えた信号がピクセルごとに加算されるためだと考えられる。実際、各面のエネルギー差とピクセル数の相関から 1 ピクセルあたり 1.5-2.0 keV ほどのノイズがのっているとみられる (図 6.7 右)。こうした理由から以降の解析では Si-CMOS が取得するエネルギーとしてストリップ側で検出された値を使うこととする。こうした処理の結果、CMOS センサーの高い位置分解能とストリップの高いエネルギー分解能を両立することが可能となった。

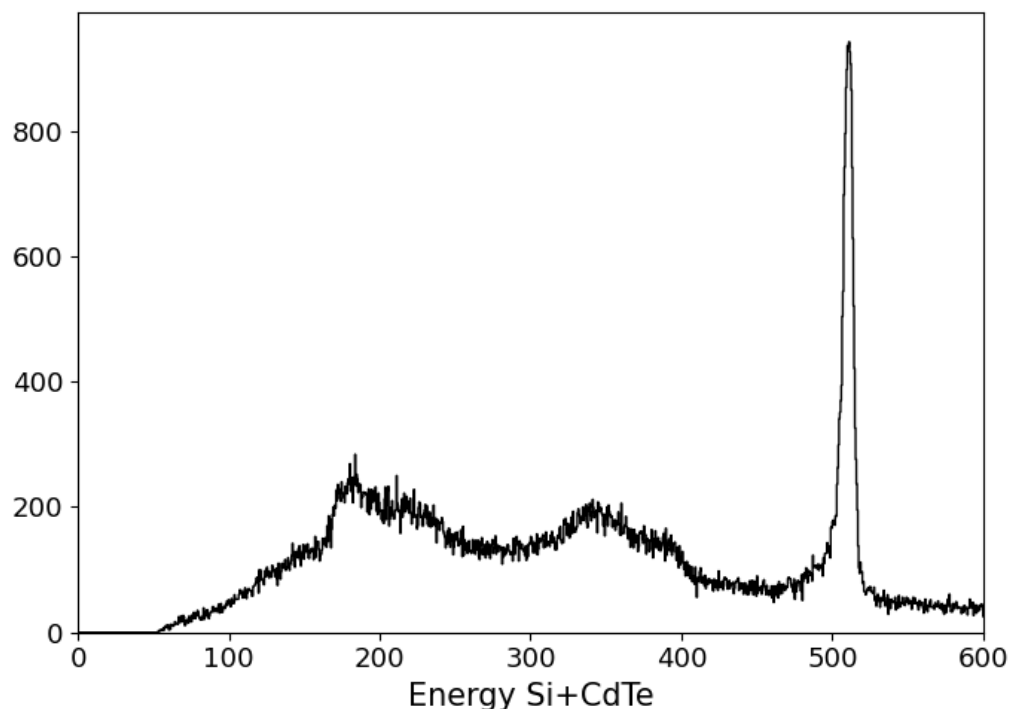


図 6.15 Si/CdTe コンプトン散乱イベントのうち、Si-CMOS の CMOS 側とストリップ側のエネルギーが合致したイベントの Si、CdTe のストリップでの合計エネルギーによるスペクトル。縦線に挟まれた範囲はエネルギーウィンドウに対応した領域で、 ^{22}Na の 511 keV の場合、508 keV から 514 keV の範囲とした。

6.4.4 エネルギーウインドウによる制限

ガンマ線の全ての反応がコンプトンカメラの検出器上で生じた場合、入射ガンマ線のエネルギーは各検出器で取得したエネルギー合計により計算することができる。図 6.15 は Si-CMOS と CdTe-DSD での 2 つのエネルギーの合計値から作成したスペクトルである。主要なガンマ線ピークにおけるエネルギー分解能を表 6.5 にまとめた。

表 6.5 主要なガンマ線ピークにおける ETCC のエネルギー分解能

核種	エネルギー分解能@ピークエネルギー
^{22}Na	7.9 keV@511 keV(2.2%)
^{137}Cs	8.6 keV@662 keV

本実験では求めたエネルギー分解能からさらに狭い範囲をエネルギーウインドウとして、 ^{22}Na の 511 keV に対して 508-514 keV、 ^{137}Cs の 662 keV に対して 659-665 keV と設定し、より正確にエネルギー情報を取得したイベントを抽出した (表 6.6)。

表 6.6 条件づけごとのイベント数の推移

イベント数	条件
29249148	同期後の全イベント数
1093443	Si、CdTe 検出器上でそれぞれ 1 信号ずつ
833725	エネルギーがコンプトン散乱の式を満たす
159045	CMOS とストリップのエネルギーが合致
13868	ガンマ線ピークのエネルギーに合致

6.4.5 電子軌跡情報を使わないイメージング性能

Si-CMOS/CdTe ETCC は CMOS センサーの持つ非常に高い位置分解能と半導体検出器の高いエネルギー分解能を兼ね備えたコンプトンカメラであるので、散乱電子の情報を使わない従来型の手法においても第 2 章で記述した通常型 Si/CdTe CC より高いイメージング性能を持っていると期待される。Si-CMOS/CdTe ETCC を使って取得したデータからコンプトン散乱イベントを抽出し、従来型の画像再構成や角度分解能の評価を行った。

図 6.16 は ^{22}Na の点状線源を Si-CMOS/CdTe ETCC で測定した場合の 511 keV ガンマ線に対する ARM 分布である。角度分解能は $3.6^\circ@511\text{ keV}$ 、 $3.5^\circ@662\text{ keV}$ となった。図 6.17 は従来型のコンプトンカメラの画像再構成手法で得られた ^{22}Na の点源画像で、PSF から計算される空間分解能は 8.5 mm となった。

6.5 電子散乱方向の推定

これまでの解析で抽出されたデータは線源の崩壊で生じたガンマ線が直接コンプトンカメラ内に入射し、その全てのエネルギーを検出器にデポジットしたイベントであると考えられる。つまり入射ガンマ線に起因する粒子の反応の情報は全てデータに反映されているはずであり、以降の解析ではガンマ線に関する完全な情報のセットから、いかに有益な情報を取り出すかが重要となる。

電子軌跡画像から散乱電子の散乱ベクトルを推定する。入射ガンマ線により散乱された電子の飛跡は検出器内で多重散乱を起こすために、直線というよりも曲線を描き、ときにはもっと複雑な経路となることが多い。しか

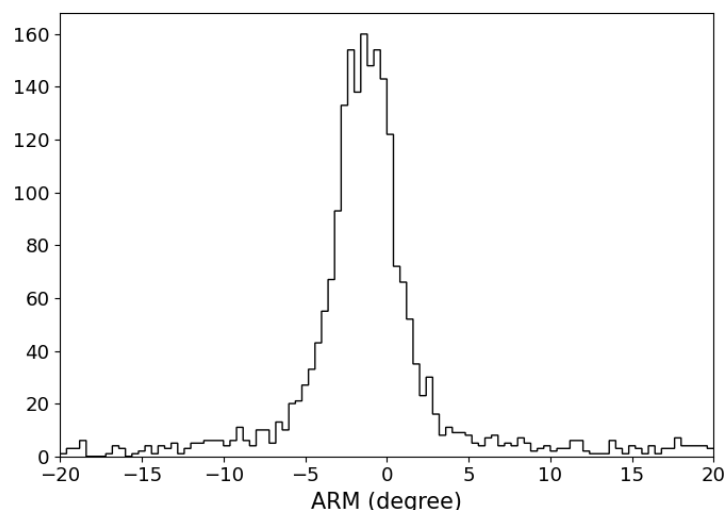


図 6.16 Si-CMOS/CdTe ETCC で ^{22}Na の点状線源を測定したときの ARM 分布

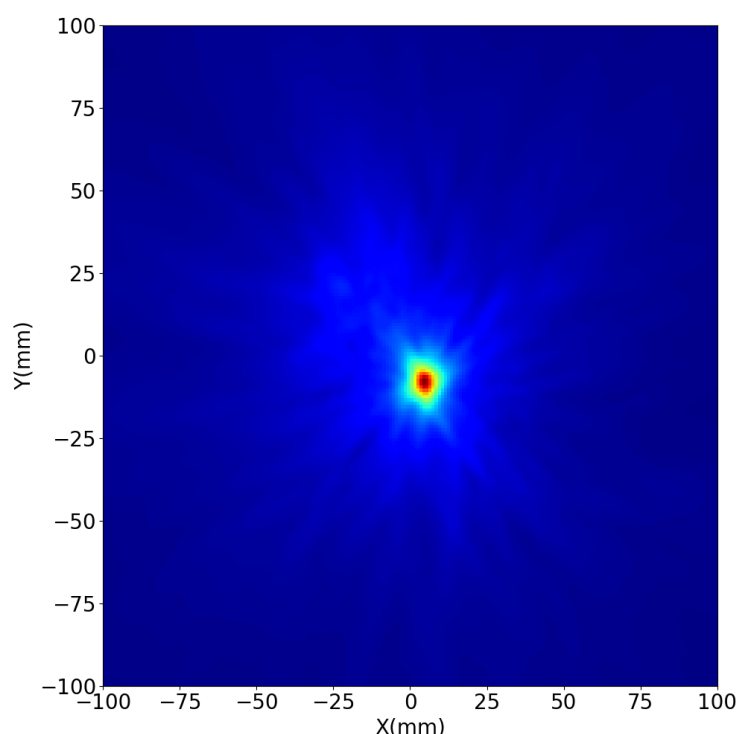


図 6.17 ^{22}Na から 511 keV ガンマ線イベントから従来型 SBP によって得られた再構成画像。使用イベント数は 1000。

し電子軌跡全体にわたってその構造を知る必要はなく、電子が弾かれた直後、軌跡の始点のごく近傍でのベクトルが推定できれば、ガンマ線の到来方向を制限することができる。散乱電子は検出器内で停止する直前、多くのエネルギーを停止位置近くにデポジットする。このため電子軌跡の端点となりえる候補がいくつか見つかったときにその周辺のエネルギーデポジットが大きい点よりも小さい点の方が軌跡の始点である可能性が高いといえる。ただし電子の散乱ベクトルが検出器（もしくは軌跡画像）と垂直に近い場合には、ピクセルあたりのエネルギーが大きくなるため判別しにくくなると考えられる。これらのことから解析の方針としては、軌跡画像から電子軌跡の始点を決定し、その近傍の情報から散乱方向の推定をする、という流れとなる。

図 6.18 には、下記の解析で推定した電子の散乱ベクトルをマゼンタの矢印で示した。白矢印はガンマ線源の位置情報を既知として各検出器上の反応位置から計算した電子の散乱ベクトルを表している。解析の内容は [71] で示された手法を使いつつ、一部調整を行なっている。

1. まずトラックを構成する各ピクセルについて、自身も含む周囲 9 ピクセルのエネルギー値から重心位置を計算する（図中、灰色と緑の丸プロット）。
2. 次に各重心の中から電子軌跡の端（始点と終点）となる点を選び出す。各重心をノードとした経路の中で最

短距離が最長となる 2 点を探した。経路問題の計算にはワーシャルフロイド法 [88] を用いた。

3. 選んだ 2 つの重心のうち、周囲 9 ピクセルのエネルギー合計が小さい方を電子軌跡の始点とする。これは散乱された電子が物質中を進む中で停止する直前に最も大きなエネルギーを失うことから、軌跡終点付近のエネルギー値が大きくなると考えられるためである。
4. 始点とその周辺のいくつかの重心を使って主成分分析を行い、電子軌跡の向きを推定する。このとき主成分分析に用いる始点以外の周辺の重心を選ぶ条件は自明ではない。ここでは始点から半径 r (単位ピクセル幅) の範囲にある点を選ぶこととし、 r を解析のパラメータとする。図 6.18 ではその値の候補として、半径 1.5、2.0、3.0 そして 4.0 の範囲を白の同心円で示している。同図中では $r = 2.0$ として緑色の 5 点を使って主成分分析を行った。
5. 主成分分析の結果得られた 2 つの固有値と固有ベクトルの組のうち、固有値の大きい方の固有ベクトルを電子の散乱方向とする (図中マゼンタの矢印)。

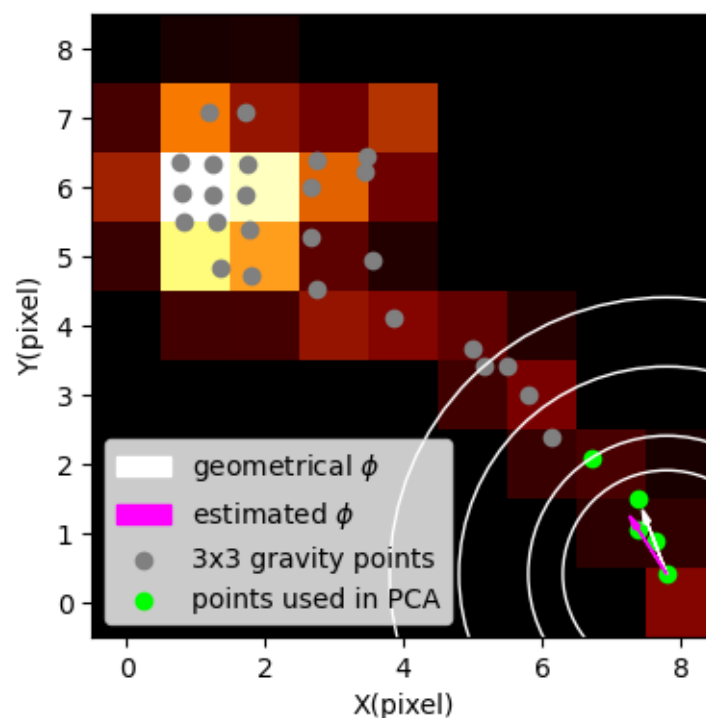


図 6.18 電子軌跡画像解析の例。マゼンタと白の矢印はそれぞれ推定された散乱ベクトルと線源位置を既知として計算した散乱ベクトル。軌跡を構成する各ピクセルの重心を計算 (丸プロット) する。始点から一定半径の範囲内にある点 (画像では 2 ピクセルの範囲にある緑の丸プロット) について主成分分析を行い、方向を推定する。同心円はそれぞれ半径 1.5、2、3、4 ピクセルに対応している。

6.6 方向推定後のイベント選択

前述の通り、SPD(Scattering Plane Deviation) は ETCC のイメージング性能を示す指標の 1 つであり (第 2 章)、具体的には図 6.18 で示す 2 つの矢印の角度差となる。図 6.19 は ^{137}Cs データの 662 keV ガンマ線イベントのうち、電子の散乱方向を推定することができたイベントの SPD 分布である。電子散乱方向の分解能は SPD 分布の FWHM で定義でき、各ガンマ線ごとにそれぞれ $118^\circ @ 511 \text{ keV}$ 、 $110^\circ @ 662 \text{ keV}$ となった。これはデータから推定されるガンマ線到来方向が円環状の領域から $100 \sim 120^\circ$ 程度の円弧領域に制限されることに対応する。

ガンマ線方向をより厳しく制限できるという ETCC の利点を最大限発揮したイメージングを行う上で電子散乱方向の分解能の改善が最も重要な課題といえる。SPD 分布の改善には散乱方向推定の解析自体の精度を高めることも考えられるが、前述の電子軌跡解析の複数の条件やパラメータを結果を確認しながら適宜調整していくこ

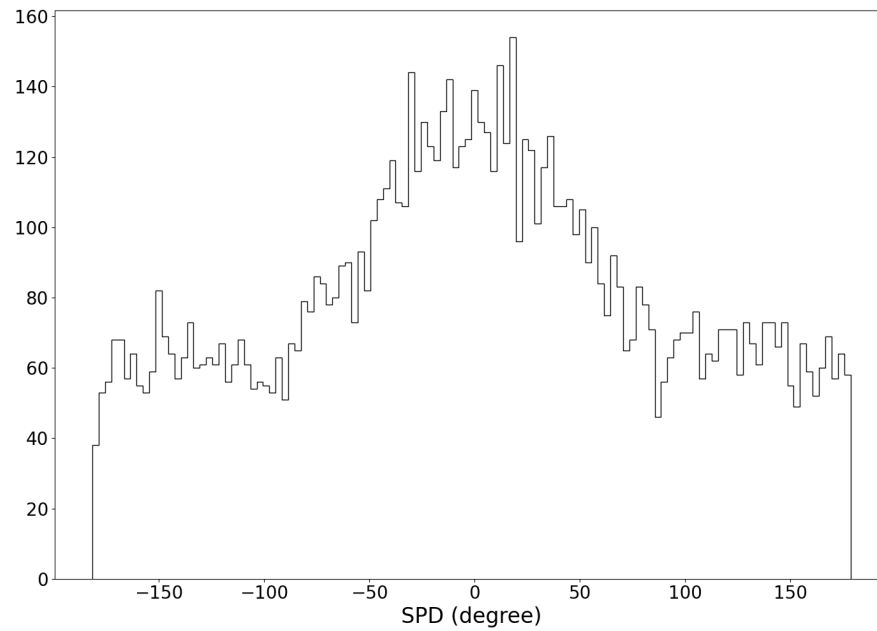


図 6.19 電子軌跡から散乱方向を推定したイベントの SPD 分布。図は ^{22}Na の 662 keV ガンマ線イベント。
FWHM は各エネルギーでそれぞれ、 $118.7^\circ@511\text{ keV}$ 、 $108.8^\circ@662\text{ keV}$ となった。

とは現実的ではない。また様々な実験設定や将来的に開発される検出器にも適用できる汎用的な条件を見つけることは非常に難しい。そこで本研究では電子軌跡解析の結果からより精度よく推定できたイベントを選び出すための条件を見つけることとする。

コンプトン散乱の入射光子、散乱光子、散乱電子の 3 ベクトル (図 2.2) の関係を使って、よりもっともらしい推定結果となったイベントを抽出することを考える。各ベクトルのうち、散乱光子のベクトルは各ヒットの位置から一意に決まるが、入射光子の方向は円錐表面 (コンプトンコーン) に制限されるが 1 方向に特定はされない。またコンプトンコーンと同様、散乱電子のベクトルも散乱光子ベクトルを中心軸とした円錐表面に制限されるものの、方向の特定までできない。しかし 3 つのベクトルは同一平面上に存在するため、もし入射光子と散乱電子のベクトルのいずれかにより制限が加えられれば、もう一方についても対応する範囲に制限できる。

入射光子ベクトルと検出器平面のなす角度 θ_{incident} 、Si-CMOS 検出器上に投影された散乱光子と散乱電子の各運動量ベクトルがつくる角度を $\alpha_{\text{projected}}$ とする (図 6.20)。 θ_{incident} が 90° のとき、 $\alpha_{\text{projected}}$ は各ベクトルが存在する平面の傾きに関わらず、 180° となる。本実験では各検出器や線源の配置から入射ベクトル θ_{incident} は天頂 (90°) に近い範囲のみに制限される。したがって $\alpha_{\text{projected}}$ が小さいイベントは電子軌跡画像の解析による推定が誤っている可能性が高い。イベントごとの $\alpha_{\text{projected}}$ は電子軌跡の解析によって決まる散乱電子のベクトルと各ヒット位置によって決定される散乱光子のベクトルを使って計算できる。ある一定以上の $\alpha_{\text{projected}}$ となるイベントを抽出することで、より精度よく電子方向を推定できたイベントを選ぶことができると考えられる。ここでは $\alpha_{\text{projected}}$ のしきい値を 150° とした。

イベント選択前後の 662 keV ガンマ線イベントの SPD 分布を比較をした (図 6.21)。電子散乱方向の分解能は各エネルギーで $61.7^\circ@511\text{ keV}$ 、 $63.2^\circ@622\text{ keV}$ となり大幅に改善が見られた (表 6.7)。イベント数はいずれのエネルギーでもセレクション前の約 40% となった。

表 6.7 $\alpha_{\text{projected}}$ によるイベントセレクション適用前後の SPD 分布の FWHM。

ガンマ線のエネルギー	適用前	適用後
511 keV	118°	61.7°
662 keV	110°	63.2°

このセレクションはカメラ上部に存在することがわかっているガンマ線源に注目する場合に非常に有効である。実際、実験データから計算される θ_{incident} の分布は $80^\circ \leq \theta_{\text{incident}} \leq 90^\circ$ の範囲内にほぼ全てのイベントが集

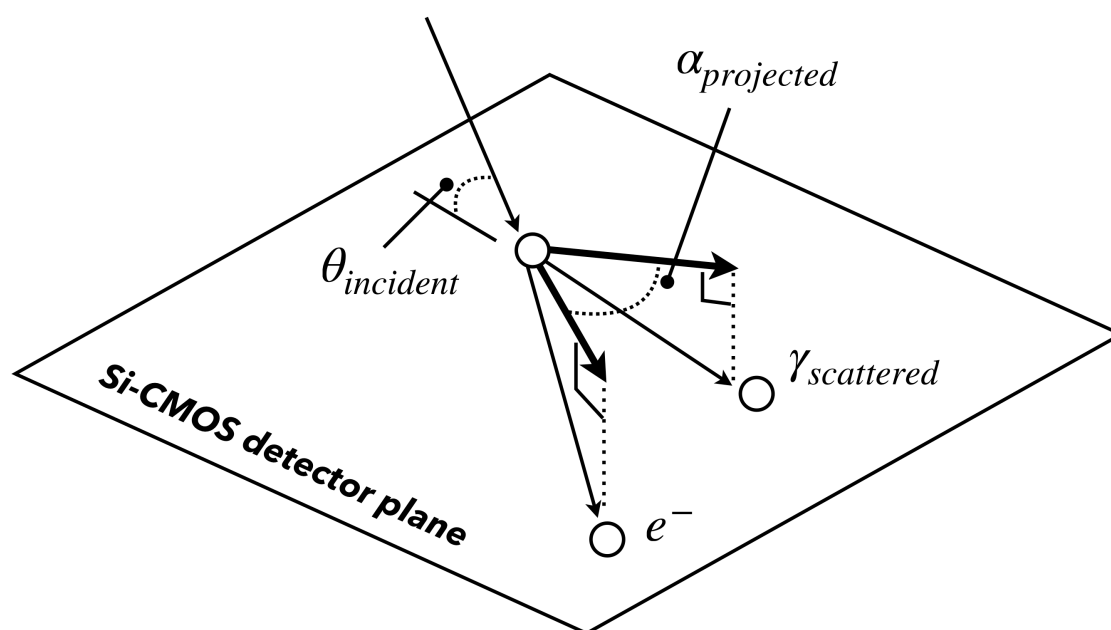


図 6.20 コンプトン散乱前後の各粒子の運動量ベクトル。Si-CMOS 検出器上に投影された散乱光子と散乱電子の各運動量ベクトルがつくる角度を $\alpha_{projected}$ とした。入射光子ベクトルと検出器平面のなす角度 $\theta_{incident}$ が 90° のとき、 $\alpha_{projected}$ は各ベクトルが存在する平面の傾きに関わらず、 180° となる。今、実験コンフィギュレーションから入射ベクトル $\theta_{incident}$ は 90° に近い範囲のみをとるため、 $\alpha_{projected}$ が小さいイベントは電子軌跡画像の解析による推定が誤っている可能性が高い。Si-CMOS/CdTe ETCC は電子軌跡の解析によって決まる散乱電子のベクトルと各ヒット位置によって決定される散乱光子のベクトルを使って、イベントごとに $\alpha_{projected}$ を計算できる。この角度が一定以上のイベントを抽出し、画像再構成に $\alpha_{projected}$ を制限することは入射光子ベクトルと検出器平面のなす角度 $\theta_{incident}$ を制限するに等しい。

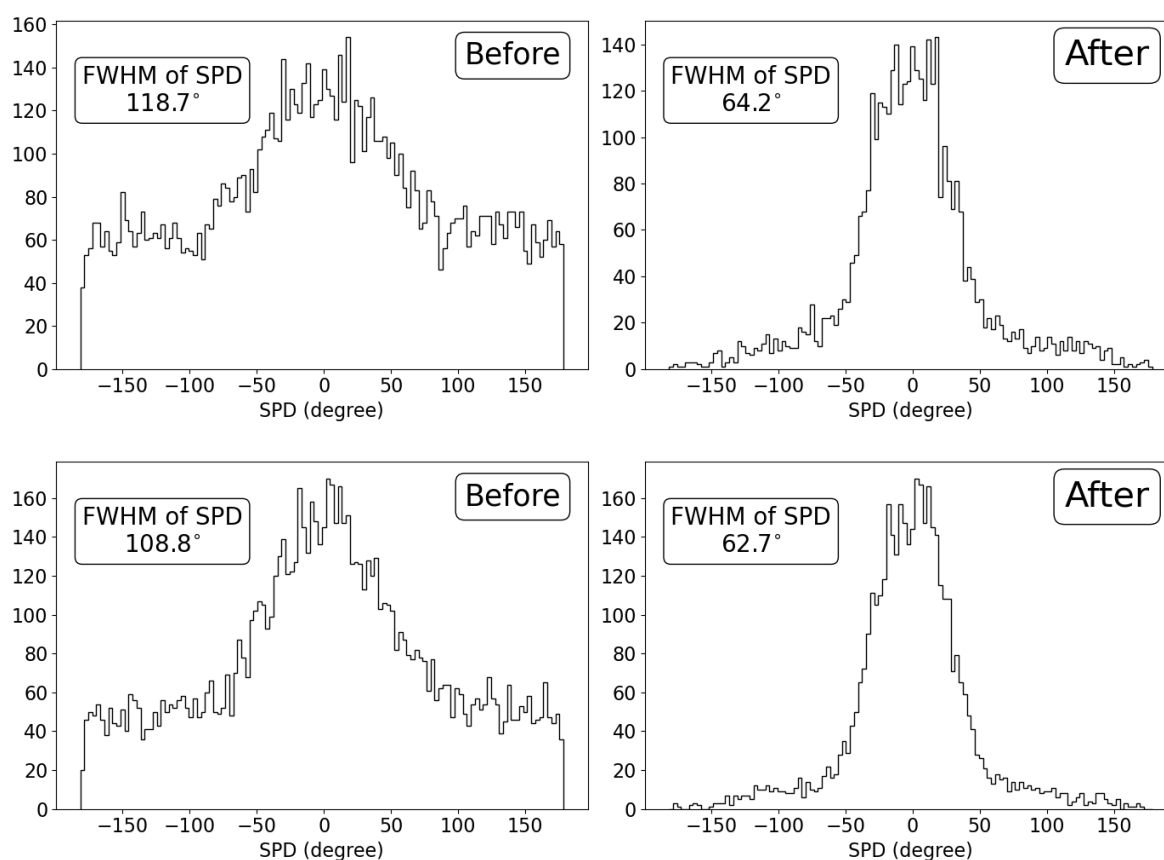


図 6.21 散乱光子ベクトルと散乱電子ベクトルのなす角度を使ったイベント選択の前後で比較した SPD 分布。上段は ^{22}Na の 511 keV ガンマ線、下段は ^{137}Cs の 662 keV ガンマ線に対応する。

中しており、上記の条件は過剰に厳格になっているとは言えない。ここで選択されたイベントは電子軌跡画像の解析によってうまくガンマ線の一連の反応を推定できたイベントであるといえる。つまり電子散乱方向の推定だけでなくコンプトン散乱が生じた軌跡の始点位置を軌跡画像から高精度に決定することができたイベントであり、これによって CMOS センサーの持つ $20\mu\text{m}$ の非常に高い位置分解能を最大限活かすことができた。一方で広視野や光源の位置がわからない場合のような、検出器面と平行に近い角度で入射するガンマ線も想定する場合には適切なイベントを選択できない可能性があるため利用できない。

6.7 電子追跡型手法による画像再構成

画像再構成は第2章に記述した計算手法をもとにコンプトンコーンの一部を逆投影し、全てのイベントについて重ね合わせるシンプルバックプロジェクション (SBP) で行なった。電子散乱ベクトルの情報を使ったより制限された領域の逆投影手法はセクション 6.7.1 に記述している。コンプトンコーンの厚みに対応するパラメータは 4.0° 、電子散乱ベクトルの情報によって制限される円弧の長さは 40° とした。以下に示す図では、円環が円弧状の制限されることの効果をわかりやすくするために半径 48 mm の天球面上への逆投影と画像再構成を行なった。また空間分解能を計算するために第4章と同様にガンマ線源が存在するカメラ前面から 48 mm の距離にある平面への画像再構成も行なっている。

6.7.1 制限されたコンプトンコーンの逆投影

電子散乱方向の情報を使うことで、逆投影される領域が三次元空間では円錐表面全体からその一部となり、二次元平面では円環が円弧に制限される。逆投影画像の各ピクセル値の計算は第4章で記述した手法 [87, 31] を基本として改良を加えた。以下は注目しているボクセルが存在する位置を \vec{X} 、そこから最も近い円錐面との距離を $|\vec{L}|$ とした場合のボクセル値 $V(\vec{X})$ の計算式である。ある二次元投影面上で、散乱位置から見た光子が到来すると推定される方向と \vec{X} の方向との角度差を $\delta\phi$ としたときにガウス分布状の重み付けの係数を追加している。 $\Delta\phi$ は円弧の長さに対応したパラメータであり、SPD 分布の FWHM に応じた値を使う。これはパラメータ $\Delta\theta$ の量を ARM 分布の FWHM と対応させて決定した場合と同様である。また、これまでの画像再構成の場合と同様にカメラからある距離にある平面への逆投影では、投影した円弧のその平面内での積分値が 1 になるように規格化している。

$$V(\vec{X}) = |\vec{L}|^{-2} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2\right] \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\delta\phi}{\Delta\phi}\right)^2\right] \quad (6.4)$$

$$\sigma = |\vec{L}| \tan(\Delta\theta) \quad (6.5)$$

6.7.2 結果と考察

図 6.22 は電子追跡型手法と従来型手法それぞれを使って天球面上に投影した再構成画像を同じ測定時間ごとに比べたものである。電子追跡型手法の場合はセクション 6.6 で選択後のイベント、従来型の場合はセクション 6.4.5 までに選択したイベントをそれぞれ画像再構成に使用した。使用イベント数を各図中の右上に表示している。二次元画像の各軸の座標は天頂からの角度で示しており、半球面と同じ範囲に対応している。

30 分測定データによる画像で比較すると、電子追跡型ではイベント数が少ないにもかかわらず、従来型手法と同じ位置に光源の位置を決定できていることがわかる。また断面図の比較では、従来型手法による画像では光源が存在しない位置に小さいピークが多数生じ、バックグラウンドとなっていることがわかる。電子追跡型においても光源位置以外に構造は見られるが、従来型が視野全体にバックグラウンドが広がっているのに対して、光源の周囲 40° 程度の範囲に制限されている。点拡がり関数の FWHM として求めた空間分解能は従来型で 10.3° 、電

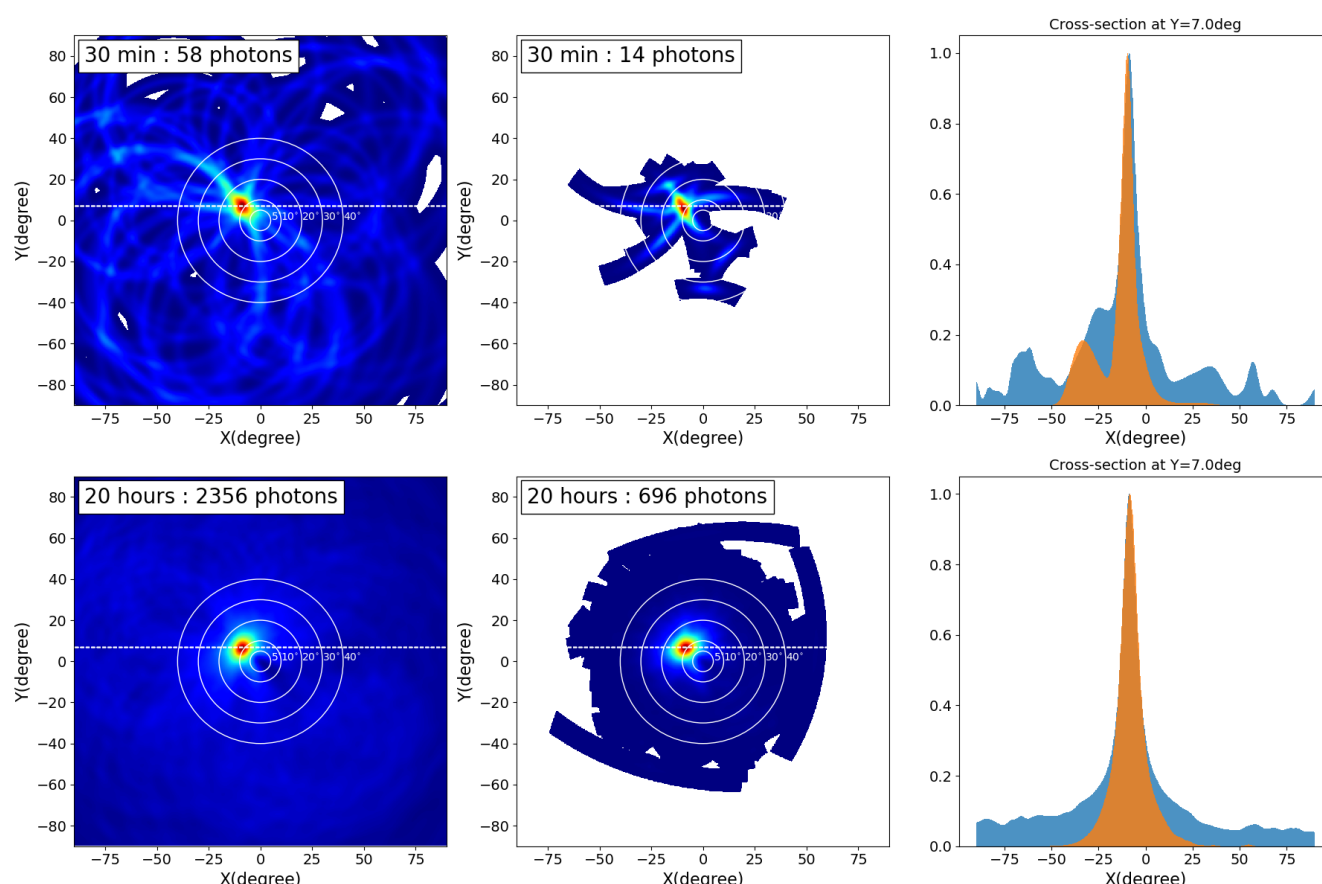


図 6.22 ^{137}Cs 点線源データの SBP によって得られた再構成画像。測定時間はそれぞれ上段は 30 分、下段は 20 時間である。左列はセクション 6.4.5 までのイベントセレクションを使い、従来型手法によって逆投影したもの。中央列は電子軌跡の解析後のイベントセレクションを反映したもので、逆投影も電子追跡型手法を使っている。白の同心円は天頂からそれぞれ 5° 、 10° 、 20° 、 30° 、 40° に対応している。右列は光源の位置での断面図で二次元画像中の点線での断面である。青が従来型、オレンジが電子追跡型に対応している。

子追跡型で 9.2° となったが、画像上の光源形状が両者ともに歪んでいるため有意な差があると断定することはできない。とくに電子追跡型ではイベント数が少ないために各円環の形状が反映されており、ガンマ線分布の形状は再現できていない。

次に 20 時間分の測定データによる再構成画像を比較する。両画像ともに多数のイベントによって再構成された結果、光源以外のバックグラウンドや光源自体の形状に複雑な構造は見られなくなっている。また従来型手法による再構成画像のバックグラウンドは点源ピークの高さの 5–10% 程度であることがわかり、電子追跡型ではこれらが軽減された。一方、空間分解能は従来型では 9.5° 、電子追跡型では 9.2° となり、点線源の見かけの大きさが 1.2° であることを考慮すると両者の値は小さく、差はないと言える。

図 6.23 は天頂から約 45° の位置に ^{137}Cs を設置して測定したデータによる再構成画像である。電子追跡型手法による画像再構成によって光源から離れた位置のバックグラウンドが軽減されていることがわかる。一方で多数のイベントを使った再構成画像であるにも関わらず、光源が方位角方向に引き伸ばされた形状に変形しており、形状の推定や位置決定の不定性の点で天頂付近に比べると精度が低くなっている。

電子追跡型イメージングにおける複数の点源の分解を検証するため、1 つの点線源を異なる 2 箇所で測定し、2 つの測定データを組み合わせることで擬似的に 2 点源測定データを作成した。図 6.24 は、その 2 点源データに 1 点源の場合と同じ解析を適用し得られた再構成画像である。2 点は Si-CMOS 検出器から 48 mm 離れたアクリル面 (図 6.11 参照) 上で 2 cm の間隔を空けて位置しており、カメラからの見かけの間隔は約 25° である。イベント数の少ない 30 分データによる画像では 2 点間のバックグラウンドはピークの高さの半分程度となっており、2 つの点源は画像上で分解ができている。40 時間データによる画像では 20 分データに比べて、視野の端や 2 点間でのピーク高さに対するバックグラウンドが大きくなっている。また 2 つのピークの高さが異なるのは、実際に線源が置かれているのが天球ではなく平面であるため、より天頂に近い光源の方が検出器に近く、立体角が大

きくなっているためだと考えられる。

図 6.25 は 1 点源と 2 点源の各測定データに対して LM-MLEM を適用し、取得した再構成画像である。10 回の反復計算の結果、1 点源イメージの PSF から求めた空間分解能は 3.6° となった。1 点源、2 点源の両データについて、従来型と電子追跡型との比較では二次元画像や断面図のピーク形状にほとんど差異が見られなかった。これは Si-CMOS/CdTe ETCC の角度分解能が散乱方向の決定精度に比べて 10 倍以上良く、LM-MLEM による再構成画像において空間分解能を決定する支配的なパラメータとなっていることが考えられる。

Si-CMOS/CdTe ETCC を構成する検出器のエネルギー分解能がイメージング性能にどのような影響を与えているのか調べるために、取得したデータのエネルギー情報をより広がった分布でランダムに変化させ、エネルギー分解能が悪い場合のイメージング性能を模擬した。図 6.26 は Si ストリップのエネルギー分解能を実際の 5% から 35%、CdTe-DSD のエネルギー分解能を 2% から 10% に悪化させた場合の再構成画像である。このとき逆投影時のパラメータ $\Delta\theta$ と $\Delta\phi$ は変更していない。各二次元画像はともに 1000 イベントから画像再構成を行なった。断面図での比較を見ると、ETCC イメージングを適用したことにより、エネルギー分解能が悪い場合でも光源から離れた位置のバックグラウンドは軽減されていることがわかる。一方で光源の PSF から空間分解能を求めると、エネルギー分解能を悪化させたデータを使った電子追跡型で 14.2° となり、本来の測定データを使った従来型での結果 10.3° に比べても、精度が悪くなっている。このことから反跳電子の情報を使うことで空間分解能や信号雑音比の向上させるには、検出器の高いエネルギー分解能によって高い角度分解能を実現していることが前提であることがわかる。

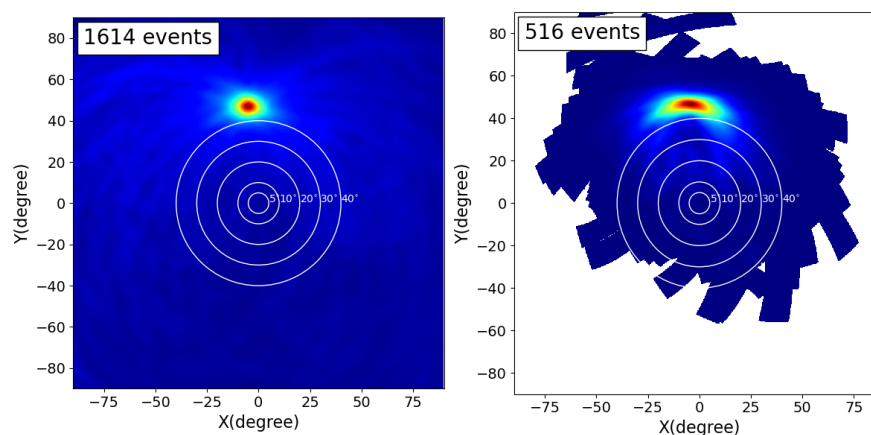


図 6.23 点線源が天頂から 45° の位置に存在する場合の 20 時間測定データによる ^{137}Cs の 662 keV ガンマ線の画像。左は従来型、右は電子追跡型によってそれぞれ画像再構成を適用して取得した。

6.8 結論

Si-CMOS ハイブリッド検出器と CdTe 両面ストリップ検出器を組み合わせた Si-CMOS/CdTe ETCC を使ってガンマ線源のコンプトン散乱イベントを取得し、ETCC のガンマ線イメージングが従来型に比べて優れた特長を持っていることを示すことができた。画像再構成の前のイベントセレクションでは、半導体検出器の持つ高いエネルギー分解能を生かし、検出した合計エネルギー値から入射ガンマ線によるイベントを抽出することができた。また Si-CMOS から取得した電子軌跡画像を使って電子散乱方向を推定した。

電子軌跡の解析結果から、各検出器での検出位置から計算した光子散乱ベクトルとの関係から制限を加えることで精度よく散乱方向を推定したイベントを選択することができた。これは同時に入射ガンマ線がコンプトン散乱した位置を電子軌跡からより正確に特定できたことのダブルチェックとなっており、Si-CMOS が持つ高い位置分解能を最大限発揮することを可能にした。

以上の条件によって選択されたイベントから画像再構成を行なった結果、従来型手法に比べてイベント数が少なくなったものの、光源位置の決定が同様にできる他、光源以外の周囲に広がる構造を軽減することが可能と

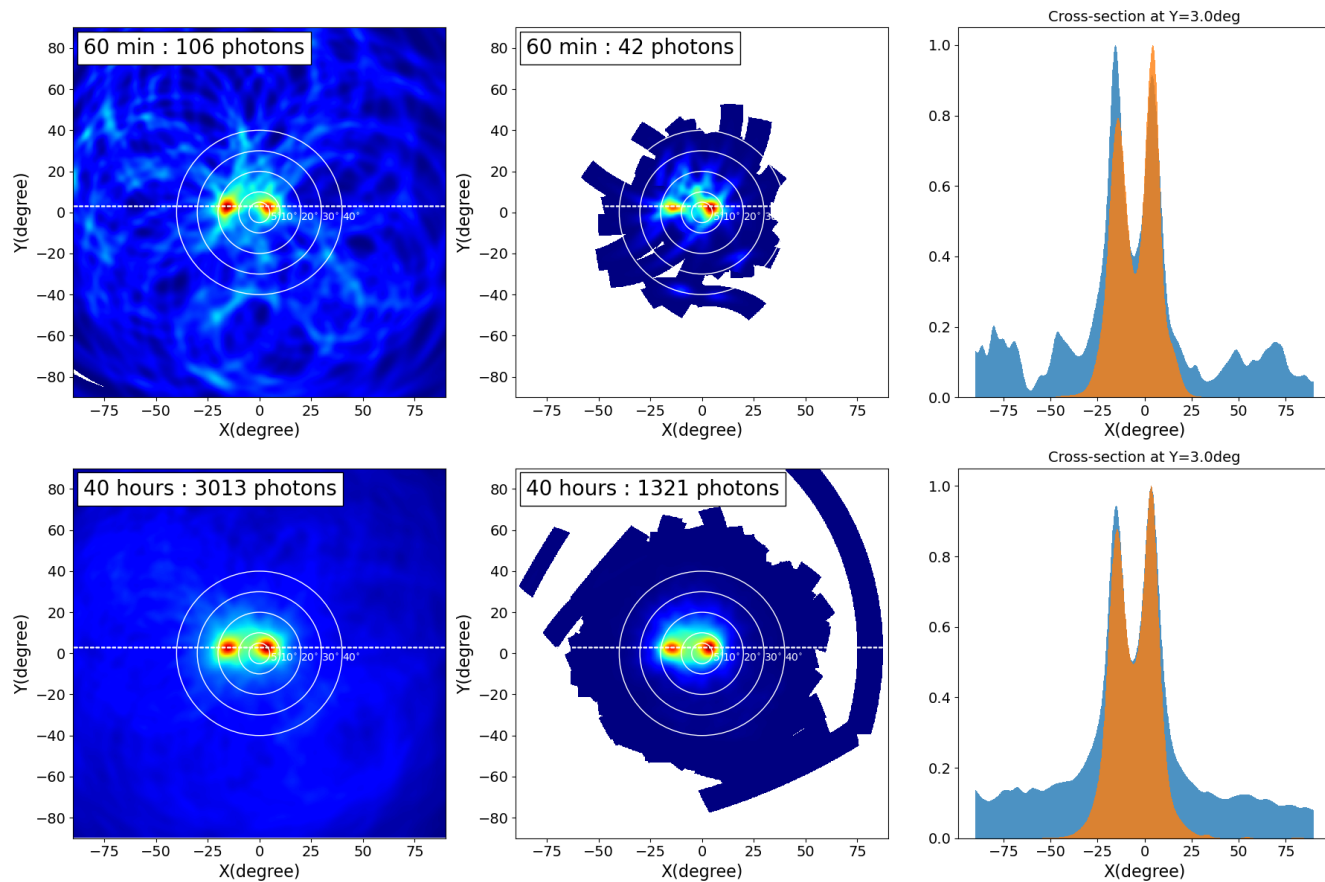


図 6.24 2 光源の再構成画像を従来型と電子追跡型とで比較したもの。1 つの点源のデータを 2 箇所についてそれぞれ 30 分間測定し、各データから取得したコンプトン散乱イベントのリストを繋げることで擬似的な 2 線源の測定データを作成した。40 時間データについても同様に 20 時間測定データ 2 箇所分を組み合わせて作成した。図 6.24 の右列の再構成画像の $Y = 7^\circ$ での断面図。青が従来型、オレンジが電子追跡型に対応している。

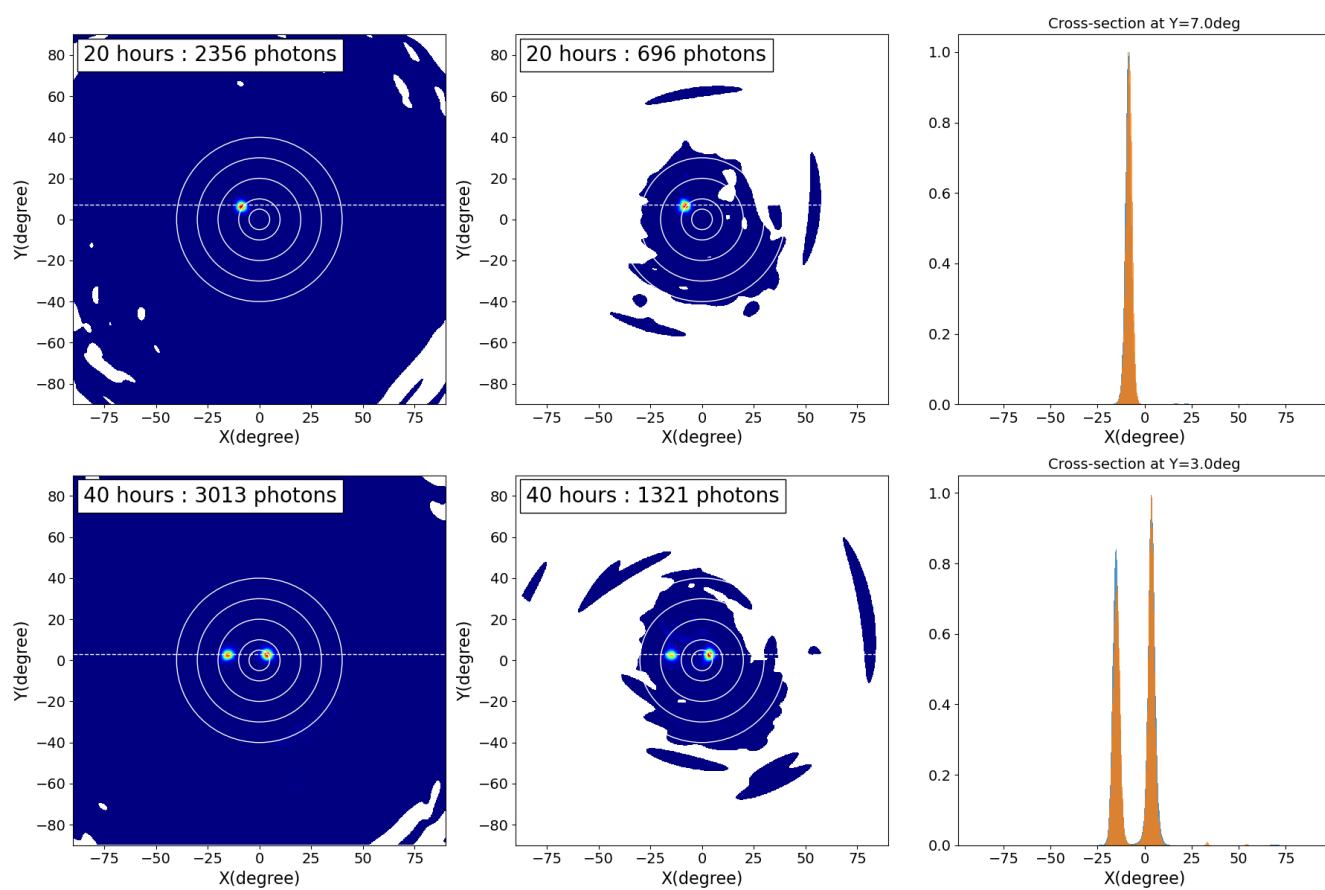


図 6.25 従来型、電子追跡型それぞれの方法による逆投影をもとに LM-MLEM 法によって得られた再構成画像。1 点源 (上段) では 20 時間、2 点源 (下段) データでは 40 時間分と SBP の場合と同じ長さの測定データを使った。計算の反復回数は 10 回実行している。各断面図では青が従来型、橙が電子追跡型に対応している。

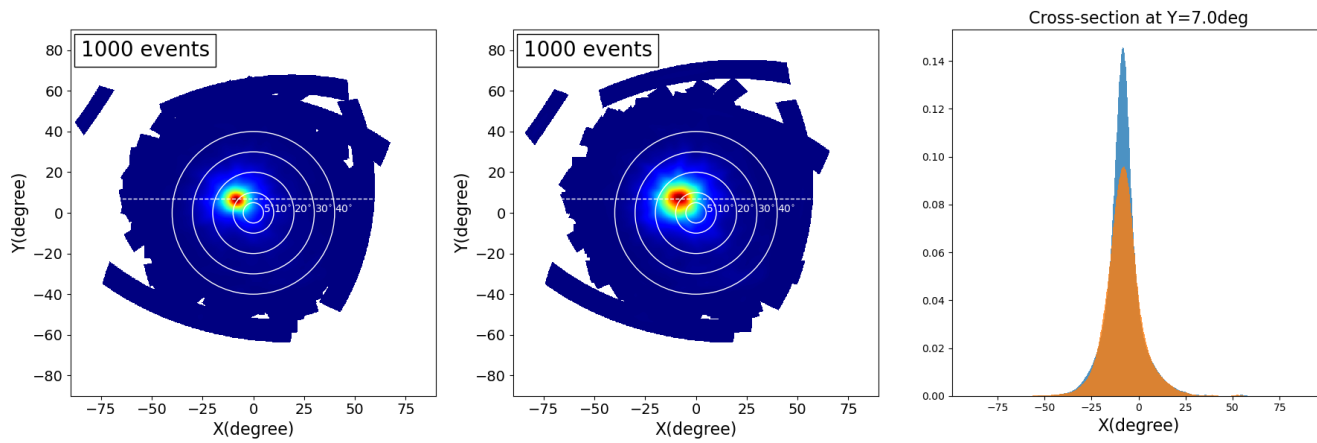


図 6.26 (左) 通常の再構成画像、(中央) 低いエネルギー分解能を模擬した場合の再構成画像、(右) 光源を含む断面の比較。各図はカウント値やイベント数での規格化は行っていない。

なった。また多数のイベントでの再構成においても、光源から遠い距離にできるバックグラウンド構造を軽減させて、低バックグラウンドな再構成画像の取得ができた。

これまでコリメータなどの光学系を持たないため、コンプトンカメラの角度分解能の向上には検出器自体のエネルギー分解能や位置分解能の改善が最重要課題となっていた。その点において ETCC の概念は別の角度からコンプトンカメラのイメージング性能向上をもたらす革新であると言える。本実験で電子追跡を使ったコンプトンカメライメージングの有用性が示唆されたと同時に、電子追跡型散乱検出器のエネルギー分解能や位置分解能もガンマ線の情報をより正確に推定する上では重要であることがわかった。

今後は Si-CMOS ハイブリッド検出器の持つ各性能をより詳細に検証し、コンプトンカメラによる画像再構成に反映させるための研究が必要と考えられる。さらに現在の Si-CMOS/CdTe ETCC の実験系ではカメラとガンマ線源との距離や位置関係にかなり制限がある。今後、より柔軟な検出器配置が可能な実験系が構築できれば、ガンマ線源の視野内での位置によって散乱光子と散乱電子の運動量ベクトルによるイベント選択の汎用性を確認したり、どのように最適化されるのか検討したりすることが期待される。また、より精度の高い電子軌跡解析を行うためにニューラルネットを使った深層学習によって電子散乱方向を推定する手法の導入が期待される。

第 7 章

結論

宇宙観測用に開発されてきた Si/CdTe 半導体コンプトンカメラ (Si/CdTe CC) を使って、多様な物理実験や医学イメージングで必須となる高感度ガンマ線イメージング実現の基礎となる研究を行なった。コンプトンカメラを使った近距離イメージング実現における課題を解決するために Si/CdTe CC を使った性能検証実験と新しい画像再構成手法を使ったイメージング実験を行うことで以下のような結果を得ることができた。

- Si/CdTe CC の 41 mm という近距離においたサンプルを測定する際のイメージング性能を調べ、各エネルギーにおける再構成画像から得られた空間分解能はそれぞれ 7.8 mm@171 keV、6.8 mm@245 keV、6.0 mm@356 keV、4.4 mm@511 keV となった。このような 10 cm 以下の距離で 511 keV 以下の低エネルギー領域におけるコンプトンカメラの性能検証は初めてであり、今後の研究の基礎となる結果となった。
- ^{111}In から放射される 2 つのガンマ線を同時に検出し、二光子の情報を使った画像再構成の結果、画像の低バックグラウンド化と 200 keV 前後のガンマ線に対して 5 mm 以下の空間分解能を達成することができた。
- Si/CdTe CC を使って三次元ファントムを複数の角度から測定し、トモグラフィ画像を再構成することでファントムの各点源を三次元的に分離できた。LM-MLEM 法による画像再構成を適用することで空間分解能は ^{111}In (171 keV、245 keV) で 4.0 mm、 ^{131}I (364 keV) で 2.7 mm となった。この結果は核医学イメージングで要求される 1–2 mm の空間分解能に達していないものの、今後の検出器の位置分解能の向上や検出器配置の検討によって実現可能性があることを示している。
- CMOS 検出器を組み込んだ新しい半導体コンプトンカメラを使った実験を行い、電子の反跳方向の情報によって再構成画像の低バックグラウンド化や少数イベントでの光源位置の決定を実現することができた。また電子散乱方向の推定精度は SPD 分布の FWHM で 64.2° @511 keV、 62.7° @662 keV となった。これらの結果は CMOS センサーによる微細な電子軌跡画像とストリップ検出器による高精度なエネルギー情報と時間分解能を両立した新しいアプローチの検出器によって実現している。今後の電子追跡型コンプトンカメラの研究ではこうした能力の両立が再構成画像の質を決定する重要な要素となることが示唆された。

本研究によりコンプトンカメラを使った近距離イメージングにおける課題を明確化し、各課題に対して Si/CdTe 半導体コンプトンカメラを使った実験データに基づく結果を示すことができた。今後は本研究で取り扱わなかった課題である、より複雑な構造や広がった分布を持つガンマ線源のイメージングにおいて、形状の再現性や定量的な強度推定といった点で解析手法や画像の評価方法の検討ができる。

Appendix A

Appendix

A.1 モンテカルロシミュレーターの構築

コンプトンカメラを構成する検出器に対し、近距離イメージングを目的とした最適化を行うには検出器が持つ有限のエネルギー分解能と位置分解能が ARM 分布にどのように寄与しているか調べる必要がある。実験から得られるデータには検出器性能による影響が含まれているため、各分解能やドップラー広がり効果の寄与を個別に調べるためには検出器シミュレーションを構築する必要がある。高エネルギー粒子の反応をシミュレーションする開発基盤 Geant4[14, 15] を利用したアプリケーションを作成し、入射ガンマ線の Si/CdTe コンプトンカメラとの反応を計算した。

A.1.1 検出器パラメータの角度分解能への寄与

エネルギー分解能による寄与

Geant4 を使ったシミュレーターでは粒子の反応を司る物理法則は PhysicsList によって定義される。本研究では、低いエネルギーのガンマ線の反応を記述した G4LivermorePhysics をベースとして、Doppler broadening 効果を考慮したコンプトン散乱を計算するモデル G4KleinNishinaModel を使用した。この結果、各反応のエネルギー情報は散乱前の電子の運動量を考慮した値が一次的には記録される。こうしたエネルギー値にエネルギー分解能に対応した分布を持つノイズ成分を足し合わせることでエネルギー分解能を考慮したエネルギー値を再現した。このとき検出器のエネルギー分解能は真のエネルギー値を中心としたガウス分布をしていると仮定し、実験データから求めたエネルギー分解能 ΔE をモデル化し、エネルギーの関数として決定した。エネルギー分解能はガンマ線ピークの FWHM として求めているため、ノイズのガウス分布のパラメータ σ とは $\Delta E = 2.35\sigma$ という関係にある。

以下にエネルギー分解能のモデルを説明する。

$$\Delta E = \sqrt{(\Delta E_{electronics})^2 + (\Delta E_{statistics})^2} \quad (A.1)$$

ここで $\Delta E_{electronics}$ は検出器系の電氣的ノイズによって生じる項であり、エネルギーに依存しないと仮定する。また $\Delta E_{statistics}$ は統計的に生じるばらつきで、ファノ因子 F と平均イオン化エネルギー W を使いエネルギー E の関数として表される。

$$\Delta E_{statistics} = 2.35\sqrt{FEW} \quad (A.2)$$

ファノ因子は Si では 0.11、CdTe では 0.13 であり、イオン化エネルギーは Si では 3.6 eV、CdTe では 4.5 eV である。

CdTe 検出器は印加電圧による電荷のドリフト速度が遅く、光子の反応した深さによって電荷収集効率が変化し、エネルギー分解能に影響を及ぼす。そのため以下の通り、エネルギーの一次の項をさらに加える。実験結果を元に $\alpha = 0.008$ と決定した。

$$\Delta E_{CdTe} = \sqrt{(\Delta E_{electronics})^2 + (\Delta E_{statistics})^2} + \alpha E \quad (A.3)$$

一方、ドップラー広がり効果を考慮しない場合の角度分解能を計算する場合には、前述した PhysicsList が計算したエネルギー値を使うことは適切ではない。G4KleinNishinaModel ではまず電子の静止系において散乱後の電子と光子のエネルギーと運動量を計算したあと、散乱前の電子の運動量がとりうる範囲でランダムに決定され、その運動量をもとに散乱後の各エネルギーに補正をかける。つまり散乱後の各粒子の運動量は静止電子の場合に計算した値に等しいため、これをもとにドップラー広がり効果のない場合のエネルギーを計算した。

位置分解能による寄与

ガンマ線による各反応の位置情報は、一次情報としては検出器内の正確な位置が取得できる。しかし実際の測定データでは、あるピッチに従って配置されたストリップまたはピクセルの中心位置といった離散的な値のみをとり、位置分解能以下の情報は取得できない。シミュレーションデータにおいても光子の反応した位置の代わりに対応するストリップの中心位置を使うことで検出器の位置分解能を反映させたデータを作成した。コンプトン散乱が生じた検出器と光電吸収が生じた検出器の間隔によって、求められる ARM に対する位置分解能の影響が異なる。位置分解能による寄与を調べる場合では、各反応が生じた検出器の間隔は 4 mm だと仮定して計算した。

またこの実験では線源と検出器の距離が近いので、線源自体のサイズを無視した完全な点とみなすことができない。例えば、1 mm の点は検出器からの距離が 40 mm と 400 mm の場合では、それぞれ 0.4 度、0.1 度に相当する広がりを持っている。これを考慮するために、シミュレーションではガンマ線の初期位置を半径 1 mm の球内のランダムな位置となるように計算を行なった。

ジオメトリを考慮したシミュレーション

各検出器の配置と線源との位置関係は図 4.5 が示した実験系を再現した。シミュレーション内の実験系には 2 層の Si-DSD と 3 層の CdTe-DSD、アルミニウム製の筐体、そして SiO₂ 製の基板を含んでいる (図 A.1)。

シミュレーションでは線源から放射されたガンマ線がコンプトン散乱と光電吸収を生じた位置とエネルギーの情報を保存した。各イベントの位置情報には、対応するピクセルの中心位置を使った。またエネルギーは先に述べた方法を使って、分解能による影響を取り入れている。

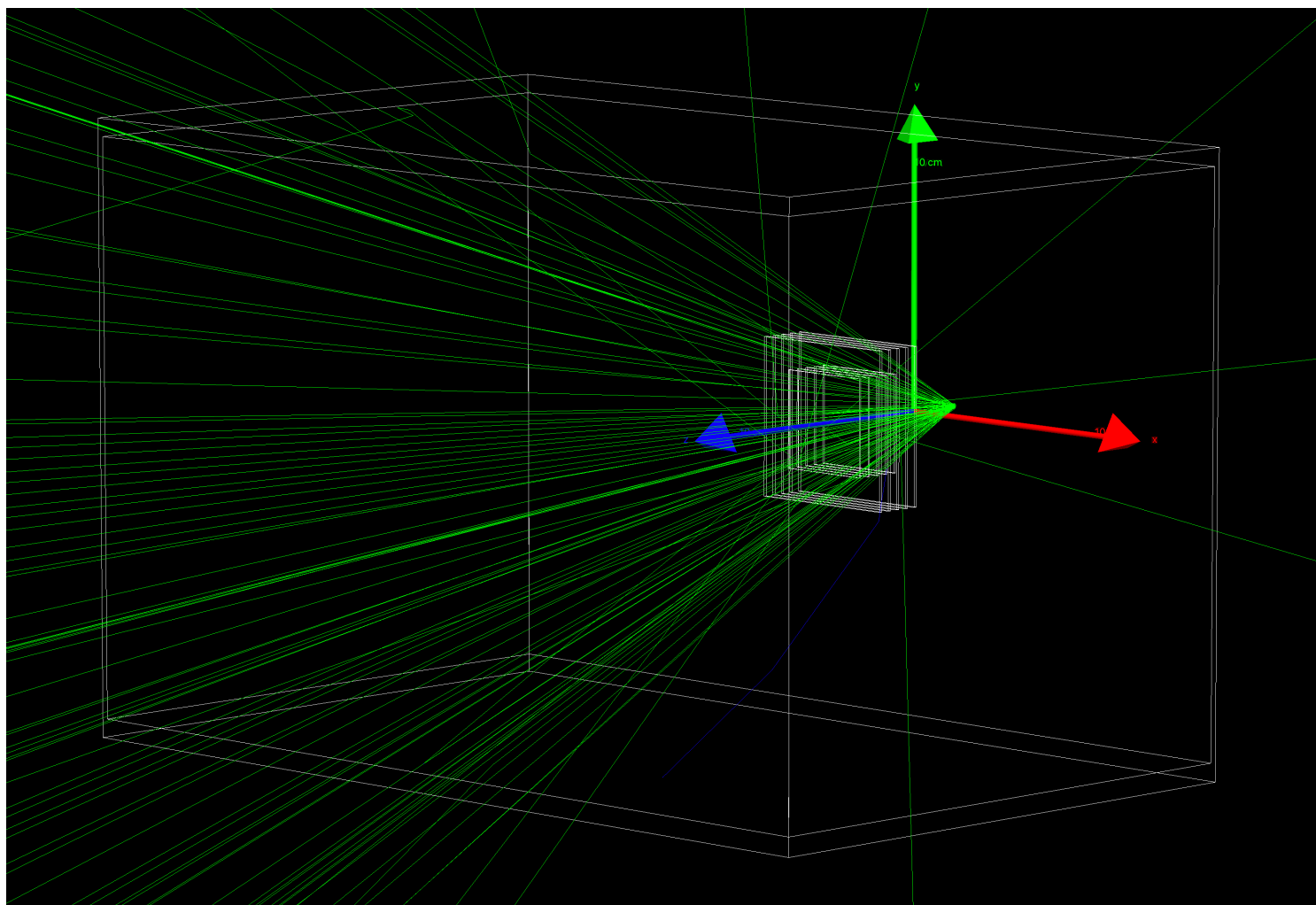


図 A.1 シミュレーター上に構築した検出器系。アルミニウム製の検出器ボックス内に5層の両面ストリップ検出器を模した Si と CdTe 製のボリュームをスタックしている。各検出器の裏側には信号読み出し用の基板を模した素子に比べひとまわり大きいサイズの SiO_2 製の厚さ 1 mm の板がついている。またシミュレーションを行う空間内は空気で満たされている。検出器から 41 mm の距離に座標の原点があり、点線源はここに設置する。

参考文献

- [1] Tadashi Orita, Goro Yabu, Hiroki Yoneda, Shin'Ichiro Takeda, Pietro Caradonna, Tadayuki Takahashi, Shin Watanabe, Yuusuke Uchida, Fumiki Moriyama, Hirotaka Sugawara, Mizuki Uenomachi, and Kenji Shimazoe. Double-Photon Emission Imaging With High-Resolution Si/CdTe Compton Cameras. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 68, No. 8, pp. 2279–2285, August 2021.
- [2] Goro Yabu, Hiroki Yoneda, Tadashi Orita, Shin'ichiro Takeda, Pietro Caradonna, Tadayuki Takahashi, Shin Watanabe, and Fumiki Moriyama. Tomographic imaging by a si/cdte compton camera for 111 in and 131 i radionuclides. *IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences*, pp. 1–1, 2021.
- [3] P. V. Ramana Murthy and A. W. Wolfendale. *Gamma-ray Astronomy*. Cambridge Astrophysics. Cambridge University Press, 2 edition, 1993.
- [4] O. Klein and T. Nishina. Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Zeitschrift für Physik*, Vol. 52, No. 11-12, pp. 853–868, November 1929.
- [5] Charlotte Meaker Davisson and Robley D. Evans. Gamma-Ray Absorption Coefficients. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 24, No. 2, pp. 79–107, April 1952.
- [6] R. W. Todd, J. M. Nightingale, and D. B. Everett. A proposed γ camera. *Nature*, Vol. 251, pp. 132–134, September 1974.
- [7] V. Schonfelder, A. Hirner, and K. Schneider. A telescope for soft gamma ray astronomy. *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. 107, pp. 385–394, January 1973.
- [8] V. Schoenfelder, U. Graser, and R. Diehl. Properties and performance of the MPI balloon-borne Compton telescope. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 110, pp. 138–151, June 1982.
- [9] A. Zoglauer and G. Kanbach. Doppler broadening as a lower limit to the angular resolution of next-generation Compton telescopes. In J. E. Truemper and H. D. Tananbaum, editors, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy.*, Vol. 4851, pp. 1302–1309, March 2003.
- [10] Shin'ichiro Takeda, Hiroyuki Aono, Sho Okuyama, Shin-nosuke Ishikawa, Hirokazu Odaka, Shin Watanabe, Motohide Kokubun, Tadayuki Takahashi, Kazuhiro Nakazawa, Hiroyasu Tajima, and Naoki Kawachi. Experimental Results of the Gamma-Ray Imaging Capability With a Si/CdTe Semiconductor Compton Camera. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 56, No. 3, pp. 783–790, June 2009.
- [11] Roland Ribberfors. Relationship of the relativistic Compton cross section to the momentum distribution of bound electron states. *Physical Review B*, Vol. 12, No. 6, pp. 2067–2074, September 1975.
- [12] D. Brusa, G. Stutz, J. A. Riveros, J. M. Fernández-Varea, and F. Salvat. Fast sampling algorithm for the simulation of photon Compton scattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 379, No. 1, pp. 167–175, February 1996.
- [13] C.E. Ordonez, A. Bolozdynya, and W. Chang. Doppler broadening of energy spectra in compton cameras. In *1997 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, Vol. 2, pp. 1361–1365 vol.2,

- 1997.
- [14] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytrcek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell'Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J.J. Gómez Cadenas, I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F.W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O'Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J.P. Wellisch, T. Wenaus, D.C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida, and D. Zschiesche. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 506, No. 3, pp. 250 – 303, July 2003.
 - [15] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce Dubois, M. Asai, G. Barrand, R. Capra, S. Chauvie, R. Chytrcek, G. A. P. Cirrone, G. Cooperman, G. Cosmo, G. Cuttone, G. G. Daquino, M. Donszelmann, M. Dressel, G. Folger, F. Foppiano, J. Generowicz, V. Grichine, S. Guatelli, P. Gumplinger, A. Heikkinen, I. Hrivnacova, A. Howard, S. Incerti, V. Ivanchenko, T. Johnson, F. Jones, T. Koi, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, V. Lara, S. Larsson, F. Lei, O. Link, F. Longo, M. Maire, A. Mantero, B. Mascialino, I. McLaren, P. Mendez Lorenzo, K. Minamimoto, K. Murakami, P. Nieminen, L. Pandola, S. Parlati, L. Peralta, J. Perl, A. Pfeiffer, M. G. Pia, A. Ribon, P. Rodrigues, G. Russo, S. Sadilov, G. Santin, T. Sasaki, D. Smith, N. Starkov, S. Tanaka, E. Tcherniaev, B. Tome, A. Trindade, P. Truscott, L. Urban, M. Verderi, A. Walkden, J. P. Wellisch, D. C. Williams, D. Wright, and H. Yoshida. Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 53, No. 1, pp. 270–278, February 2006.
 - [16] M. J. Cree and P. J. Bones. Towards direct reconstruction from a gamma camera based on Compton scattering. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, Vol. 13, No. 2, pp. 398–407, 1994.
 - [17] L. C. Parra. Reconstruction of cone-beam projections from Compton scattered data. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 47, No. 4, pp. 1543–1550, August 2000.
 - [18] T. Tomitani and M. Hirasawa. Image reconstruction from limited angle Compton camera data. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 47, No. 12, pp. 2129–2145, June 2002.
 - [19] William Hadley Richardson. Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, Vol. 62, No. 1, p. 55, January 1972.
 - [20] L. B. Lucy. An iterative technique for the rectification of observed distributions. *Astronomical Journal*, Vol. 79, p. 745, June 1974.
 - [21] Harrison H. Barrett. Foundations of Image Science. *Medical Physics*, Vol. 31, No. 4, p. 953, January 2004.

-
- [22] A. P. Dempster, N. M. Laird, and D. B. Rubin. Maximum likelihood from incomplete data via the em algorithm. *Journal of the Royal Statistical Society: Series B (Methodological)*, Vol. 39, No. 1, pp. 1–22, 1977.
 - [23] T. Kamae, R. Enomoto, and N. Hanada. A new method to measure energy, direction, and polarization of gamma rays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 260, No. 1, pp. 254–257, October 1987.
 - [24] Tadayuki Takahashi, Tuneyoshi Kamae, and Kazuo Makishima. Future Hard X-ray and Gamma-ray Observations. In H. Inoue and H. Kunieda, editors, *New Century of X-ray Astronomy*, Vol. 251 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 210, January 2001.
 - [25] T. Takahashi, T. Mitani, Y. Kobayashi, M. Kouda, G. Sato, S. Watanabe, K. Nakazawa, Y. Okada, M. Funaki, R. Ohno, and K. Mori. High-resolution Schottky CdTe diode detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 49, No. 3, pp. 1297–1303, June 2002.
 - [26] Tadayuki Takahashi, Kazuo Makishima, Yasushi Fukazawa, Motohide Kokubun, Kazuhiro Nakazawa, Masaharu Nomachi, Hiroyasu Tajima, Makoto Tashiro, and Yukikatsu Terada. Hard X-ray and γ -ray detectors for the NeXT mission. *New Astronomy Reviews*, Vol. 48, No. 1-4, pp. 269–273, February 2004.
 - [27] S. Watanabe, T. Tanaka, K. Nakazawa, T. Mitani, K. Oonuki, T. Takahashi, T. Takashima, H. Tajima, Y. Fukazawa, M. Nomachi, S. Kubo, M. Onishi, and Y. Kuroda. A Si/CdTe Semiconductor Compton Camera. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 52, pp. 2045–2051, October 2005.
 - [28] S. Takeda, S.-n. Ishikawa, H. Odaka, S. Watanabe, T. Takahashi, K. Nakazawa, H. Tajima, Y. Kuroda, M. Onishi, Y. Fukazawa, and H. Yasuda. A new Si/CdTe semiconductor Compton camera developed for high-angular resolution. In *Hard X-Ray and Gamma-Ray Detector Physics IX*, Vol. 6706, p. 67060S, September 2007.
 - [29] Mark Amman. High Purity Germanium Based Radiation Detectors with Segmented Amorphous Semiconductor Electrical Contacts: Fabrication Procedures. *arXiv e-prints*, p. arXiv:2006.05471, June 2020.
 - [30] Henry Chen, Handong Li, Michael D. Reed, Arun G. Sundaram, John Eger, James W. Hugg, Shiva Abbaszadeh, Mohan Li, Guillaume Montemont, Loick Verger, Yuefeng Zhu, and Zhong He. Development of large-volume high-performance monolithic CZT radiation detector. In *Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics XX*, Vol. 10762 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 107620N, September 2018.
 - [31] Shin’ichiro Takeda, Yuto Ichinohe, Kouichi Hagino, Hirokazu Odaka, Takayuki Yuasa, Shin-nosuke Ishikawa, Taro Fukuyama, Shinya Saito, Tamotsu Sato, Goro Sato, Shin Watanabe, Motohide Kokubun, Tadayuki Takahashi, Mitsutaka Yamaguchi, Hiroyasu Tajima, Takaaki Tanaka, Kazuhiro Nakazawa, Yasushi Fukazawa, and Takashi Nakano. Applications and Imaging Techniques of a Si/CdTe Compton Gamma-Ray Camera. *Physics Procedia*, Vol. 37, pp. 859–866, January 2012.
 - [32] Tadayuki Takahashi, Yasunobu Uchiyama, and Łukasz Stawarz. Multiwavelength Astronomy and CTA: X-rays. *Astroparticle Physics*, Vol. 43, pp. 142–154, March 2013.
 - [33] V. Schoenfelder, H. Aarts, K. Bennett, H. de Boer, J. Clear, W. Collmar, A. Connors, A. Deerenberg, R. Diehl, A. von Dordrecht, J. W. den Herder, W. Hermsen, M. Kippen, L. Kuiper, G. Lichti, J. Lockwood, J. Macri, M. McConnell, D. Morris, R. Much, J. Ryan, G. Simpson, M. Snelling, G. Stacy, H. Steinle, A. Strong, B. N. Swanenburg, B. Taylor, C. de Vries, and C. Winkler. Instrument Description and Performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory. *The Astrophysical Journal Supplement*, Vol. 86, p. 657, June 1993.

- [34] A. W. Strong, H. Bloemen, R. Diehl, W. Hermsen, and V. Schönfelder. COMPTEL Skymapping: a New Approach Using Parallel Computing. *Astrophysical Letters and Communications*, Vol. 39, p. 209, January 1999. Cataloging the gamma-ray universe and weighing black holes (https://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/compton_ast).
- [35] Hitomi Collaboration, Felix Aharonian, Hiroki Akamatsu, Fumie Akimoto, Steven W. Allen, Lorella Angelini, Marc Audard, Hisamitsu Awaki, Magnus Axelsson, Aya Bamba, Marshall W. Bautz, Roger Blandford, Laura W. Brenneman, Gregory V. Brown, Esra Bulbul, Edward M. Cackett, Maria Chernyakova, Meng P. Chiao, Paolo S. Coppi, Elisa Costantini, Jelle de Plaa, Cor P. de Vries, Jan-Willem den Herder, Chris Done, Tadayasu Dotani, Ken Ebisawa, Megan E. Eckart, Teruaki Enoto, Yuichiro Ezoe, Andrew C. Fabian, Carlo Ferrigno, Adam R. Foster, Ryuichi Fujimoto, Yasushi Fukazawa, Akihiro Furuzawa, Massimiliano Galeazzi, Luigi C. Gallo, Poshak Gandhi, Margherita Gius-tini, Andrea Goldwurm, Liyi Gu, Matteo Guainazzi, Yoshito Haba, Kouichi Hagino, Kenji Hamaguchi, Ilana M. Harrus, Isamu Hatsukade, Katsuhiko Hayashi, Takayuki Hayashi, Kiyoshi Hayashida, Junko S. Hiraga, Ann Hornschemeier, Akio Hoshino, John P. Hughes, Yuto Ichinohe, Ryo Iizuka, Hajime Inoue, Yoshiyuki Inoue, Manabu Ishida, Kumi Ishikawa, Yoshitaka Ishisaki, Masachika Iwai, Jelle Kaastra, Tim Kallman, Tsuneyoshi Kamae, Jun Kataoka, Satoru Katsuda, Nobuyuki Kawai, Richard L. Kel-ley, Caroline A. Kilbourne, Takao Kitaguchi, Shunji Kitamoto, Tetsu Kitayama, Takayoshi Kohmura, Motohide Kokubun, Katsuji Koyama, Shu Koyama, Peter Kretschmar, Hans A. Krimm, Aya Kubota, Hideyo Kunieda, Philippe Laurent, Shiu-Hang Lee, Maurice A. Leutenegger, Olivier Limousin, Michael Loewenstein, Knox S. Long, David Lumb, Greg Madejski, Yoshitomo Maeda, Daniel Maier, Kazuo Makishima, Maxim Markevitch, Hironori Matsumoto, Kyoko Matsushita, Dan McCammon, Brian R. McNamara, Missagh Mehdipour, Eric D. Miller, Jon M. Miller, Shin Mineshige, Kazuhisa Mitsuda, Ikuyuki Mitsuishi, Takuya Miyazawa, Tsunefumi Mizuno, Hideyuki Mori, Koji Mori, Koji Mukai, Hiroshi Murakami, Richard F. Mushotzky, Takao Nakagawa, Hiroshi Nakajima, Takeshi Nakamori, Shinya Nakashima, Kazuhiro Nakazawa, Kumiko K. Nobukawa, Masayoshi Nobukawa, Hirofumi Noda, Hirokazu Odaka, Takaya Ohashi, Masanori Ohno, Takashi Okajima, Naomi Ota, Masanobu Ozaki, Frits Paerels, Stéphane Paltani, Robert Petre, Ciro Pinto, Frederick S. Porter, Katja Pottschmidt, Christo-pher S. Reynolds, Samar Safi-Harb, Shinya Saito, Kazuhiro Sakai, Toru Sasaki, Goro Sato, Kosuke Sato, Rie Sato, Makoto Sawada, Norbert Schartel, Peter J. Serlemitsos, Hiromi Seta, Megumi Shidatsu, Au-rora Simionescu, Randall K. Smith, Yang Soong, Łukasz Stawarz, Yasuharu Sugawara, Satoshi Sugita, Andrew Szymkowiak, Hiroyasu Tajima, Hiromitsu Takahashi, Tadayuki Takahashi, Shin'ichiro Takeda, Yoh Takei, Toru Tamagawa, Takayuki Tamura, Takaaki Tanaka, Yasuo Tanaka, Yasuyuki T. Tanaka, Makoto S. Tashiro, Yuzuru Tawara, Yukikatsu Terada, Yuichi Terashima, Francesco Tombesi, Hiroshi Tomida, Yohko Tsuboi, Masahiro Tsujimoto, Hiroshi Tsunemi, Takeshi Go Tsuru, Hiroyuki Uchida, Hideki Uchiyama, Yasunobu Uchiyama, Shutaro Ueda, Yoshihiro Ueda, Shin'ichiro Uno, C. Megan Urry, Eugenio Ursino, Shin Watanabe, Norbert Werner, Dan R. Wilkins, Brian J. Williams, Shinya Yamada, Hiroya Yamaguchi, Kazutaka Yamaoka, Noriko Y. Yamasaki, Makoto Yamauchi, Shigeo Ya-mauchi, Tahir Yaqoob, Yoichi Yatsu, Daisuke Yonetoku, Irina Zhuravleva, Abderahmen Zoghbi, and Yuusuke Uchida. 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, p. 113, December 2018.
- [36] Yuusuke Uchida. *Performance of Si/CdTe Semiconductor Compton Telescope for detecting polarization of gamma-rays*. PhD thesis, The University of Tokyo, March 2019.

-
- [37] Hiroyasu Tajima, Roger Blandford, Teruaki Enoto, Yasushi Fukazawa, Kirk Gilmore, Tuneyoshi Kamae, Jun Kataoka, Madoka Kawaharada, Motohide Kokubun, Philippe Laurent, Francois Lebrun, Olivier Limousin, Greg Madejski, Kazuo Makishima, Tsunefumi Mizuno, Kazuhiro Nakazawa, Masanori Ohno, Masayuki Ohta, Goro Sato, Rie Sato, Hiromitsu Takahashi, Tadayuki Takahashi, Takaaki Tanaka, Makoto Tashiro, Yukikatsu Terada, Yasunobu Uchiyama, Shin Watanabe, Kazutaka Yamaoka, and Daisuke Yonetoku. 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 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 773216, July 2010.
- [38] P. Ubertini, F. Lebrun, G. Di Cocco, A. Bazzano, A. J. Bird, K. Broenstad, A. Goldwurm, G. La Rosa, C. Labanti, P. Laurent, I. F. Mirabel, E. M. Quadrini, B. Ramsey, V. Reglero, L. Sabau, B. Sacco, R. Staubert, L. Vigroux, M. C. Weisskopf, and A. A. Zdziarski. IBIS: The Imager on-board INTEGRAL. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 411, pp. L131–L139, November 2003.
- [39] A. De Angelis, V. Tatischeff, I.A. Grenier, J. McEnery, M. Mallamaci, M. Tavani, U. Oberlack, L. Hanlon, R. Walter, A. Argan, P. Von Ballmoos, A. Bulgarelli, A. Bykov, M. Hernanz, G. Kanbach, I. Kuvvetli, M. Pearce, A. Zdziarski, J. Conrad, G. Ghisellini, A. Harding, J. Isern, M. Leising, F. Longo, G. Madejski, M. Martinez, M.N. Mazziotta, J.M. Paredes, M. Pohl, R. Rando, M. Razzano, A. Aboudan, M. Ackermann, A. Addazi, M. Ajello, C. Albertus, J.M. Álvarez, G. Ambrosi, S. Antón, L.A. Antonelli, A. Babic, B. Baibussinov, M. Balbo, L. Baldini, S. Balman, C. Bambi, U. Barres de Almeida, J.A. Barrio, R. Bartels, D. Bastieri, W. Bednarek, D. Bernard, E. Bernardini, T. Bernasconi, B. Bertucci, A. Biland, E. Bissaldi, M. Boettcher, V. Bonvicini, V. Bosch-Ramon, E. Bottacini, V. Bozhilov, T. Bretz, M. Branchesi, V. Brdar, T. Bringmann, A. Brogna, C. Budtz Jørgensen, G. Busetto, S. Buson, M. Busso, A. Caccianiga, S. Camera, R. Campana, P. Caraveo, M. Cardillo, P. Carlson, S. Celestin, M. Cermeño, A. Chen, C.C. Cheung, E. Churazov, S. Ciprini, A. Coc, S. Colafrancesco, A. Coleiro, W. Collmar, P. Coppi, R. Curado da Silva, S. Cutini, F. D’Ammando, B. De Lotto, D. de Martino, A. De Rosa, M. Del Santo, L. Delgado, R. Diehl, S. Dietrich, A.D. Dolgov, A. Domínguez, D. Dominis Prester, I. Donnarumma, D. Dorner, M. Doro, M. Dutra, D. Elsaesser, M. Fabrizio, A. Fernández-Barral, V. Fioretti, L. Foffano, V. Formato, N. Fornengo, L. Foschini, A. Franceschini, A. Franckowiak, S. Funk, F. Fuschino, D. Gaggero, G. Galanti, F. Gargano, D. Gasparri, R. Gehrz, P. Giammaria, N. Giglietto, P. Giommi, F. Giordano, M. Giroletti, G. Ghirlanda, N. Godinovic, C. Gouiffés, J.E. Grove, C. Hamadache, D.H. Hartmann, M. Hayashida, A. Hryczuk, P. Jean, T. Johnson, J. José, S. Kaufmann, B. Khelifi, J. Kiener, J. Knödlseider, M. Kole, J. Kopp, V. Kozhuharov, C. Labanti, S. Lalkovski, P. Laurent, O. Limousin, M. Linares, E. Lindfors, M. Lindner, J. Liu, S. Lombardi, F. Loparco, R. López-Coto, M. López Moya, B. Lott, P. Lubrano, D. Malyshev, N. Mankuzhiyil, K. Mannheim, M.J. Marchã, A. Marcianò, B. Marcote, M. Mariotti, M. Marisaldi, S. McBreen, S. Mereghetti, A. Merle, R. Mignani, G. Minervini, A. Moiseev, A. Morselli, F. Moura, K. Nakazawa, L. Nava, D. Nieto, M. Orienti, M. Orío, E. Orlando, P. Orleanski, S. Paiano, R. Paoletti, A. Papitto, M. Pasquato, B. Patricelli, M.Á. Pérez-García, M. Persic, G. Piano, A. Pichel, M. Pimenta, C. Pittori, T. Porter, J. Poutanen, E. Prandini, N. Prantzos, N. Produit, S. Profumo, F.S. Queiroz, S. Rainó, A. Raklev, M. Regis, I. Reichardt, Y. Rephaeli, J. Rico, W. Rodejohann, G. Rodriguez Fernandez, M. Roncadelli, L. Roso, A. Rovero, R. Ruffini, G. Sala, M.A. Sánchez-Conde, A. Santangelo, P. Saz Parkinson, T. Sbarrato, A. Shearer, R. Shellard, K. Short, T. Siegert, C. Siqueira, P. Spinelli, A. Stamerra, S. Starrfield, A. Strong, I. Strömke, F. Tavecchio, R. Taverna, T. Terzić, D.J. Thompson,

- O. Tibolla, D.F. Torres, R. Turolla, A. Ulyanov, A. Ursi, A. Vacchi, J. Van den Abeele, G. Vankova-Kirilovai, C. Venter, F. Verrecchia, P. Vincent, X. Wang, C. Weniger, X. Wu, G. Zaharijaš, L. Zampieri, S. Zane, S. Zimmer, and A. Zoglauer. Science with e-astrogam. *Journal of High Energy Astrophysics*, Vol. 19, pp. 1–106, August 2018.
- [40] John Tomsick, Andreas Zoglauer, Clio Sleator, Hadar Lazar, Jacqueline Beechert, Steven Boggs, Jarred Roberts, Thomas Siegert, Alex Lowell, Eric Wulf, Eric Grove, Bernard Philips, Terri Brandt, Alan Smale, Carolyn Kierans, Eric Burns, Dieter Hartmann, Mark Leising, Marco Ajello, Chris Fryer, Mark Amman, Hsiang-Kuang Chang, Pierre Jean, and Peter von Ballmoos. The Compton Spectrometer and Imager. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 51, p. 98, September 2019.
- [41] Carolyn A. Kierans, Steven E. Boggs, Jeng-Lun Chiu, Alex Lowell, Clio Sleator, John A. Tomsick, Andreas Zoglauer, Mark Amman, Hsiang-Kuang Chang, Chao-Hsiung Tseng, Chien-Ying Yang, Chih-Hsun Lin, Pierre Jean, and Peter von Ballmoos. The 2016 Super Pressure Balloon flight of the Compton Spectrometer and Imager. *arXiv e-prints*, p. arXiv:1701.05558, January 2017.
- [42] C. A. Kierans, S. E. Boggs, A. Zoglauer, A. W. Lowell, C. Sleator, J. Beechert, T. J. Brandt, P. Jean, H. Lazar, J. Roberts, T. Siegert, J. A. Tomsick, and P. von Ballmoos. Detection of the 511 keV galactic positron annihilation line with COSI. *The Astrophysical Journal*, Vol. 895, No. 1, p. 44, May 2020.
- [43] Thomas Siegert, Steven E. Boggs, John A. Tomsick, Andreas C. Zoglauer, Carolyn A. Kierans, Clio C. Sleator, Jacqueline Beechert, Theresa J. Brandt, Pierre Jean, Hadar Lazar, and et al. Imaging the 511 keV positron annihilation sky with cosi. *The Astrophysical Journal*, Vol. 897, No. 1, p. 45, July 2020.
- [44] Tadayuki Takahashi, Shin'ichiro Takeda, Shin Watanabe, and Hiroyasu Tajima. Visualization of Radioactive Substances with a Si/CdTe Compton Camera. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 4199–4204, 2012. IEEE Nuclear Science Symposium / Medical Imaging Conference Record (NSS/MIC) / 19th Room-Temperature Semiconductor X-ray and Gamma-ray Detector Workshop, Anaheim, CA, OCT 29-NOV 03, 2012.
- [45] Shin'ichiro Takeda, Atsushi Harayama, Yuto Ichinohe, Hirokazu Odaka, Shin Watanabe, Tadayuki Takahashi, Hiroyasu Tajima, Kei Genba, Daisuke Matsuura, Hiroshi Ikebuchi, Yoshikatsu Kuroda, and Tetsuya Tomonaka. A portable Si/CdTe Compton camera and its applications to the visualization of radioactive substances. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 787, pp. 207–211, July 2015. 7th International Conference on New Developments in Photodetection (NDIP), Tours, France, July, 2014.
- [46] Chintan Shah, Holger Jörg, Sven Bernitt, Stepan Dobrodey, René Steinbrügge, Christian Beilmann, Pedro Amaro, Zhimin Hu, Sebastian Weber, Stephan Fritzsche, Andrey Surzhykov, José R. Crespo López-Urrutia, and Stanislav Tashenov. Polarization measurement of dielectronic recombination transitions in highly charged krypton ions. *Physical Review A*, Vol. 92, No. 4, p. 042702, October 2015.
- [47] S. Tashenov, Th. Stöhlker, D. Banaś, K. Beckert, P. Beller, H. F. Beyer, F. Bosch, S. Fritzsche, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, T. Krings, D. Liesen, F. Nolden, D. Protic, D. Sierpowski, U. Spillmann, M. Steck, and A. Surzhykov. First Measurement of the Linear Polarization of Radiative Electron Capture Transitions. *Physical Review Letters*, Vol. 97, No. 22, p. 223202, December 2006.
- [48] S. Hess, H. Bräuning, U. Spillmann, C. Brandau, S. Geyer, S. Hagmann, M. Hegewald, C. Kozhuharov, T. Krings, A. Kumar, R. Märtin, D. Protic, B. O'Rourke, R. Reuschl, M. Trassinelli, S. Trotsenko, G. Weber, D. F. A. Winters, and T. H. Stöhlker. Polarization studies of radiative electron capture into highly-charged uranium ions. In *Journal of Physics Conference Series*, Vol. 163 of *Journal of Physics Conference Series*, p. 012072, April 2009.

-
- [49] Yutaka Tsuzuki, Shin Watanabe, Shimpei Oishi, Nobuyuki Nakamura, Naoki Numadate, Hirokazu Odaka, Yuusuke Uchida, Hiroki Yoneda, and Tadayuki Takahashi. An application of a si/cdte compton camera for the polarization measurement of hard x rays from highly charged heavy ions. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 92, No. 6, p. 063101, June 2021.
- [50] Andreas Wiens, Herbert Hess, Benedikt Birkenbach, Bart Bruyneel, Jürgen Eberth, Daniel Lersch, Gheorghe Pascovici, Peter Reiter, Heinz-Georg Thomas, and Agata Collaboration. The AGATA triple cluster detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 618, No. 1-3, pp. 223–233, June 2010.
- [51] S. Akkoyun, A. Algora, B. Alikhani, F. Ameil, G. de Angelis, L. Arnold, A. Astier, A. Ataç, Y. Aubert, C. Aufranc, A. Austin, S. Aydin, F. Azaiez, S. Badoer, D. L. Balabanski, D. Barrientos, G. Baulieu, R. Baumann, D. Bazzacco, F. A. Beck, T. Beck, P. Bednarczyk, M. Bellato, M. A. Bentley, G. Benzoni, R. Berthier, L. Berti, R. Beunard, G. Lo Bianco, B. Birkenbach, P. G. Bizzeti, A. M. Bizzeti-Sona, F. Le Blanc, J. M. Blasco, N. Blasi, D. Bloor, C. Boiano, M. Borsato, D. Bortolato, A. J. Boston, H. C. Boston, P. Bourgault, P. Boutachkov, A. Bouty, A. Bracco, S. Brambilla, I. P. Brawn, A. Brondi, S. Broussard, B. Bruyneel, D. Bucurescu, I. Burrows, A. Bürger, S. Cabaret, B. Cahan, E. Calore, F. Camera, A. Capsoni, F. Carrió, G. Casati, M. Castoldi, B. Cederwall, J. L. Cercus, V. Chambert, M. El Chambit, R. Chapman, L. Charles, J. Chavas, E. Clément, P. Cocconi, S. Coelli, P. J. Coleman-Smith, A. Colombo, S. Colosimo, C. Commeaux, D. Conventi, R. J. Cooper, A. Corsi, A. Cortesi, L. Costa, F. C. L. Crespi, J. R. Cresswell, D. M. Cullen, D. Curien, A. Czermak, D. Delbourg, R. Depalo, T. Descombes, P. Désesquelles, P. Detistov, C. Diarra, F. Didierjean, M. R. Dimmock, Q. T. Doan, C. Domingo-Pardo, M. Doncel, F. Dorangeville, N. Dosme, Y. Drouen, G. Duchêne, B. Dulny, J. Eberth, P. Edelbruck, J. Egea, T. Engert, M. N. Erduran, S. Ertürk, C. Fanin, S. Fantinel, E. Farnea, T. Faul, M. Filliger, F. Filmer, Ch. Finck, G. de France, A. Gadea, W. Gast, A. Geraci, J. Gerl, R. Gernhäuser, A. Giannatiempo, A. Giaz, L. Gibelin, A. Givechev, N. Goel, V. González, A. Gottardo, X. Grave, J. Grebosz, R. Griffiths, A. N. Grint, P. Gros, L. Guevara, M. Gulmini, A. Görgen, H. T. M. Ha, T. Habermann, L. J. Harkness, H. Harroch, K. Hauschild, C. He, A. Hernández-Prieto, B. Hervieu, H. Hess, T. Hüyük, E. Ince, R. Isocrate, G. Jaworski, A. Johnson, J. Jolie, P. Jones, B. Jonson, P. Joshi, D. S. Judson, A. Jungclaus, M. Kaci, N. Karkour, M. Karolak, A. Kaşkaş, M. Kebbiri, R. S. Kempley, A. Khaplanov, S. Klupp, M. Kogimtzis, I. Kojouharov, A. Korichi, W. Korten, Th. Kröll, R. Krücken, N. Kurz, B. Y. Ky, M. Labiche, X. Lafay, L. Lavergne, I. H. Lazarus, S. Leboutelier, F. Lefebvre, E. Legay, L. Legeard, F. Lelli, S. M. Lenzi, S. Leoni, A. Lermite, D. Lersch, J. Leske, S. C. Letts, S. Lhenoret, R. M. Lieder, D. Linget, J. Ljungvall, A. Lopez-Martens, A. Lotodé, S. Lunardi, A. Maj, J. van der Marel, Y. Mariette, N. Marginean, R. Marginean, G. Maron, A. R. Mather, W. Męczyński, V. Mendéz, P. Medina, B. Melon, R. Menegazzo, D. Mengoni, E. Merchan, L. Mihailescu, C. Michelagnoli, J. Mierzejewski, L. Milechina, B. Million, K. Mitev, P. Molini, D. Montanari, S. Moon, F. Morbiducci, R. Moro, P. S. Morrall, O. Möller, A. Nannini, D. R. Napoli, L. Nelson, M. Nespolo, V. L. Ngo, M. Nicoletto, R. Nicolini, Y. Le Noa, P. J. Nolan, M. Norman, J. Nyberg, A. Obertelli, A. Olariu, R. Orlandi, D. C. Oxley, C. Özben, M. Ozille, C. Oziol, E. Pachoud, M. Palacz, J. Palin, J. Pancin, C. Parisel, P. Pariset, G. Pascovici, R. Peghin, L. Pellegri, A. Perego, S. Perrier, M. Petcu, P. Petkov, C. Petrache, E. Pierre, N. Pietralla, S. Pietri, M. Pignanelli, I. Piqueras, Z. Podolyak, P. Le Pouhalec, J. Pouthas, D. Pugnère, V. F. E. Pucknell, A. Pullia, B. Quintana, R. Raine, G. Rainovski, L. Ramina, G. Rampazzo, G. La Rana, M. Rebeschini, F. Recchia, N. Redon, M. Reese, P. Reiter, P. H. Regan, S. Riboldi, M. Richer, M. Rigato, S. Rigby, G. Ripamonti, A. P. Robinson, J. Robin, J. Roccoz, J. A.

- Ropert, B. Rossé, C. Rossi Alvarez, D. Rosso, B. Rubio, D. Rudolph, F. Saillant, E. Şahin, F. Salomon, M. D. Salsac, J. Salt, G. Salvato, J. Sampson, E. Sanchis, C. Santos, H. Schaffner, M. Schlarb, D. P. Scraggs, D. Seddon, M. Şenyiğit, M. H. Sigward, G. Simpson, J. Simpson, M. Slee, J. F. Smith, P. Sona, B. Sowicki, P. Spolaore, C. Stahl, T. Stanios, E. Stefanova, O. Stézowski, J. Strachan, G. Suliman, P. A. Söderström, J. L. Tain, S. Tanguy, S. Tashenov, Ch. Theisen, J. Thornhill, F. Tomasi, N. Toniolo, R. Touzery, B. Travers, A. Triossi, M. Tripon, K. M. M. Tun-Lanoë, M. Turcato, C. Unsworth, C. A. Ur, J. J. Valiente-Dobon, V. Vandone, E. Vardaci, R. Venturelli, F. Veronese, Ch. Veyssiere, E. Viscione, R. Wadsworth, P. M. Walker, N. Warr, C. Weber, D. Weisshaar, D. Wells, O. Wieland, A. Wiens, G. Wittwer, H. J. Wollersheim, F. Zocca, N. V. Zamfir, M. Ziebliński, and A. Zucchiatti. AGATA—Advanced GAMMA Tracking Array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 668, pp. 26–58, March 2012.
- [52] Makoto Sakai, Raj Kumar Parajuli, Yoshiki Kubota, Nobuteru Kubo, Mitsutaka Yamaguchi, Yuto Nagao, Naoki Kawachi, Mikiko Kikuchi, Kazuo Arakawa, and Mutsumi Tashiro. Crosstalk Reduction Using a Dual Energy Window Scatter Correction in Compton Imaging. *Sensors*, Vol. 20, No. 9, p. 2453, April 2020.
- [53] Zhiyang Yao, Yongshun Xiao, Bo Wang, Yilin Liu, Qinhun Hou, Lu Lu, and Zhiqiang Chen. Study of 3D fast Compton camera image reconstruction method by algebraic spatial sampling. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 954, p. 161345, February 2020.
- [54] Soo Mee Kim, Jae Sung Lee, Hee Seo, Jin Hyung Park, Chan Hyeong Kim, Chun Sik Lee, Myung Chul Lee, Dong Soo Lee, and Soo Jin Lee. Resolution recoverable statistical listmode reconstruction using depth dependent point spread function for compton camera. In *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, NSS/MIC 2010*, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, pp. 3527–3530, 2010. null ; Conference date: 30-10-2010 Through 06-11-2010.
- [55] Enrique Muñoz, John Barrio, José Bernabéu, Ane Etxebeste, Carlos Lacasta, Gabriela Llosá, Ana Ros, Jorge Roser, and Josep F Oliver. Study and comparison of different sensitivity models for a two-plane compton camera. *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 63, No. 13, p. 135004, June 2018.
- [56] Yoshiyuki Suzuki, Mitsutaka Yamaguchi, Hirokazu Odaka, Hirofumi Shimada, Yukari Yoshida, Kota Torikai, Takahiro Satoh, Kazuo Arakawa, Naoki Kawachi, Shigeki Watanabe, Shin'ichiro Takeda, Shinnosuke Ishikawa, Hiroyuki Aono, Shin Watanabe, Tadayuki Takahashi, and Takashi Nakano. Three-dimensional and multienergy gamma-ray simultaneous imaging by using a si/cdte compton camera. *Radiology*, Vol. 267, No. 3, pp. 941–947, June 2013.
- [57] J. Kataoka, A. Kishimoto, T. Taya, S. Mochizuki, L. Tagawa, A. Koide, K. Sueoka, H. Morita, T. Maruhashi, K. Fujieda, T. Kurihara, M. Arimoto, H. Okochi, N. Katsumi, S. Kinno, K. Matsunaga, H. Ikeda, E. Shimosegawa, J. Hatazawa, S. Ohsuka, T. Toshito, M. Kimura, Y. Nagao, M. Yamaguchi, K. Kurita, and N. Kawachi. Ultracompact Compton camera for innovative gamma-ray imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 912, pp. 1–5, December 2018.
- [58] Takashi Nakano, Makoto Sakai, Kota Torikai, Yoshiyuki Suzuki, Shin-Ei Noda, Mitsutaka Yamaguchi, Sunao Takeda, Yuto Nagao, Mikiko Kikuchi, Hirokazu Odaka, Tomihiro Kamiya, Naoki Kawachi, Shigeto Watanabe, Kazuo Arakawa, and Tadayuki Takahashi. Imaging of 99mtc-dmsa and 18f-fdg in humans using a si/cdte compton camera. *Physics in Medicine and Biology*, July 2019.
- [59] Hideaki Tashima, Eiji Yoshida, Hidekatsu Wakizaka, Miwako Takahashi, Kotaro Nagatsu, Atsushi B Tsuji, Kei Kamada, Katia Parodi, and Taiga Yamaya. 3d compton image reconstruction method for whole gamma imaging. *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 65, No. 22, p. 225038, November 2020.

-
- [60] Shinji Motomura, Yousuke Kanayama, Makoto Hiromura, Tomonori Fukuchi, Takahiro Ida, Hiromitsu Haba, Yasuyoshi Watanabe, and Shuichi Enomoto. Improved imaging performance of a semiconductor compton camera grei makes for a new methodology to integrate bio-metal analysis and molecular imaging technology in living organisms. *J. Anal. At. Spectrom.*, Vol. 28, pp. 934–939, 2013.
 - [61] T. Tanimori, H. Kubo, K. Miuchi, T. Nagayoshi, R. Orito, A. Takada, A. Takeda, and M. Ueno. MeV γ -ray imaging detector with micro-TPC. *New Astronomy Reviews*, Vol. 48, No. 1-4, pp. 263–268, February 2004.
 - [62] T. Tanimori, H. Kubo, A. Takada, S. Iwaki, S. Komura, S. Kurosawa, Y. Matsuoka, K. Miuchi, S. Miyamoto, T. Mizumoto, Y. Mizumura, K. Nakamura, S. Nakamura, M. Oda, J. D. Parker, T. Sawano, S. Sonoda, T. Takemura, D. Tomono, and K. Ueno. An Electron-Tracking Compton Telescope for a Survey of the Deep Universe by MeV Gamma-Rays. *The Astrophysical Journal*, Vol. 810, No. 1, p. 28, September 2015.
 - [63] A. Takada, K. Hattori, H. Kubo, K. Miuchi, T. Nagayoshi, H. Nishimura, Y. Okada, R. Orito, H. Sekiya, A. Tada, and T. Tanimori. Development of an advanced Compton camera with gaseous TPC and scintillator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 546, No. 1-2, pp. 258–262, July 2005.
 - [64] Hidetoshi Kubo, Kentaro Miuchi, Tsutomu Nagayoshi, Atsuhiko Ochi, Reiko Orito, Atsushi Takada, Toru Tanimori, and Masaru Ueno. Development of a time projection chamber with micro-pixel electrodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 513, No. 1-2, pp. 94–98, November 2003.
 - [65] Gottfried Kanbach, Robert Andritschke, Peter F. Bloser, Florian Schopper, Volker Schoenfelder, and Andreas Zoglauer. Concept study for the next generation medium-energy gamma-ray astronomy mission: MEGA. In Joachim E. Truemper and Harvey D. Tananbaum, editors, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy.*, Vol. 4851 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pp. 1209–1220, March 2003.
 - [66] Atsushi Takada, Hidetoshi Kubo, Hironobu Nishimura, Kazuki Ueno, Kaori Hattori, Shigeto Kabuki, Shunsuke Kurosawa, Kentaro Miuchi, Eiichi Mizuta, Tsutomu Nagayoshi, Naoki Nonaka, Yoko Okada, Reiko Orito, Hiroyuki Sekiya, Atsushi Takeda, and Toru Tanimori. Observation of Diffuse Cosmic and Atmospheric Gamma Rays at Balloon Altitudes with an Electron-tracking Compton Camera. *The Astrophysical Journal*, Vol. 733, No. 1, p. 13, May 2011.
 - [67] K. Vetter, D. Chivers, B. Plimley, A. Coffey, T. Aucott, and Q. Looker. First demonstration of electron-tracking based Compton imaging in solid-state detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 652, No. 1, pp. 599–601, October 2011.
 - [68] Brian Plimley, Daniel Chivers, Amy Coffey, Tim Aucott, Wenni Wang, and Kai Vetter. Reconstruction of electron trajectories in high-resolution Si devices for advanced Compton imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 652, No. 1, pp. 595–598, October 2011.
 - [69] Kenji Shimazoe, Fairuz Atiqah, Yuri Yoshihara, Akihiko Koyama, Hiroyuki Takahashi, Tadashi Orita, Kei Kamada, Ayaki Takeda, Takeshi Tsuru, and Yasuo Arai. SOI Pixel Sensor for Gamma-Ray Imaging. *arXiv e-prints*, p. arXiv:1507.06743, July 2015.
 - [70] Y. Yoshihara, K. Shimazoe, Y. Mizumachi, H. Takahashi, K. Kamada, A. Takeda, T. Tsuru, and Y. Arai. Development of electron-tracking compton imaging system with 30- μ m SOI pixel sensor. *Journal of Instrumentation*, Vol. 12, No. 01, pp. C01045–C01045, January 2017.

- [71] Hiroki Yoneda, Shinya Saito, Shin Watanabe, Hirokazu Ikeda, and Tadayuki Takahashi. Development of Si-CMOS hybrid detectors towards electron tracking based Compton imaging in semiconductor detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 912, pp. 269–273, December 2018.
- [72] S. Watanabe, S.-N. Ishikawa, H. Aono, S. Takeda, H. Odaka, M. Kokubun, T. Takahashi, K. Nakazawa, H. Tajima, M. Onishi, and Y. Kuroda. High Energy Resolution Hard X-Ray and Gamma-Ray Imagers Using CdTe Diode Devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 56, pp. 777–782, June 2009.
- [73] S.-n. Ishikawa, S. Watanabe, T. Fukuyama, G. Sato, M. Kokubun, H. Odaka, S. Saito, T. Takahashi, K. Nakazawa, and T. Tanaka. Development of Double-Sided CdTe Strip Detectors for γ -Ray Imaging and Spectroscopy. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 49, No. 11, p. 116702, November 2010.
- [74] T. Takahashi, K. Hirose, C. Matsumoto, K. Takizawa, R. Ohno, T. Ozaki, K. Mori, and Y. Tomita. Performance of a new Schottky CdTe detector for hard x-ray spectroscopy. In F. P. Doty and R. B. Hoover, editors, *Hard X-Ray and Gamma-Ray Detector Physics and Applications*, Vol. 3446, pp. 29–37, July 1998.
- [75] T. Takahashi and S. Watanabe. Recent progress in CdTe and CdZnTe detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 48, No. 4, pp. 950–959, August 2001.
- [76] Takaaki Tanaka, Takefumi Mitani, Shin Watanabe, Kazuhiro Nakazawa, Kousuke Oonuki, Goro Sato, Tadayuki Takahashi, Ken'ichi Tamura, Hiroyasu Tajima, Hidehito Nakamura, Masaharu Nomachi, Tatsuya Nakamoto, and Yasushi Fukazawa. Development of an Si/CdTe semiconductor Compton telescope. In Andrew D. Holland, editor, *High-Energy Detectors in Astronomy*, Vol. 5501 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pp. 229–240, September 2004.
- [77] Kouichi Hagino, Hirokazu Odaka, Goro Sato, Shin Watanabe, Shin'ichiro Takeda, Motohide Kokubun, Taro Fukuyama, Shinya Saito, Tamotsu Sato, Yuto Ichinohe, Tadayuki Takahashi, Toshio Nakano, Kazuhiro Nakazawa, Kazuo Makishima, Hiroyasu Tajima, Takaaki Tanaka, Kazunori Ishibashi, Takuya Miyazawa, Michito Sakai, Karin Sakanobe, Hiroyoshi Kato, Shunya Takizawa, and Kentaro Uesugi. Imaging and spectral performance of CdTe double-sided strip detectors for the hard x-ray imager onboard ASTRO-H. In Tadayuki Takahashi, Stephen S. Murray, and Jan-Willem A. den Herder, editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2012: Ultraviolet to Gamma Ray*, Vol. 8443 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 844355, September 2012.
- [78] S. Watanabe, H. Tajima, Y. Fukazawa, Y. Ichinohe, S. Takeda, T. Enoto, T. Fukuyama, S. Furui, K. Genba, K. Hagino, A. Harayama, Y. Kuroda, D. Matsuura, R. Nakamura, K. Nakazawa, H. Noda, H. Odaka, M. Ohta, M. Onishi, S. Saito, G. Sato, T. Sato, T. Takahashi, T. Tanaka, A. Togo, and S. Tomizuka. The Si/CdTe semiconductor Compton camera of the ASTRO-H Soft Gamma-ray Detector (SGD). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 765, pp. 192–201, November 2014.
- [79] R. C. Rohe, M. M. Sharfi, K. A. Kecevar, J. D. Valentine, and C. Bonnerave. The spatially-variant backprojection point kernel function of an energy-subtraction Compton scatter camera for medical imaging. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 44, pp. 2477–2482, December 1997.
- [80] H. von Boetticher, H. Helmers, P. Schreiber, and I. Schmitz-Feuerhake. Advances in γ - γ -coincidence scintigraphy with the scintillation camera. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 27, No. 12, pp. 1495–1506, December 1982.
- [81] Z. Liang and R. Jaszczak. Comparisons of multiple photon coincidence imaging techniques. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 37, No. 3, pp. 1282–1292, June 1990.

-
- [82] J. R. Saffer, H. H. Barrett, H. B. Barber, and J. M. Woolfenden. Surgical probe design for a coincidence imaging system without a collimator. *Image Vision Comput.*, Vol. 10, No. 6, pp. 333–341, July 1992.
 - [83] Tomonori Fukuchi, Takashi Okauchi, Mika Shigeta, Seiichi Yamamoto, Yasuyoshi Watanabe, and Shuichi Enomoto. Positron emission tomography with additional γ -ray detectors for multiple-tracer imaging. *Medical Physics*, Vol. 44, No. 6, pp. 2257–2266, June 2017.
 - [84] Taiga Yamaya, Eiji Yoshida, Hideaki Tashima, Atsushi Tsuji, Kotaro Nagatsu, Mitsutaka Yamaguchi, Naoki Kawachi, Yusuke Okumura, Mikio Suga, and Katia Parodi. Whole gamma imaging (wgi) concept: simulation study of triple-gamma imaging. *Journal of Nuclear Medicine*, Vol. 58, No. supplement 1, pp. 152–152, 2017.
 - [85] L. Gallego Manzano, J. M. Abaline, S. Acounis, N. Beaupère, J. L. Beney, J. Bert, S. Bouvier, P. Briend, J. Butterworth, T. Carlier, H. Chanal, M. Cherel, J. P. Cussonneau, M. Dahoumane, S. Diglio, D. Giovagnoli, J. Idier, F. Kraeber-Bodere, F. Lefevre, O. Lemaire, P. Le Ray, S. Manen, J. Masbou, H. Mathez, E. Morteau, N. Pillet, L. Royer, M. Staempfli, J. S. Stutzmann, R. Vandaele, L. Virone, D. Visvikis, Y. Xing, Y. Zhu, and D. Thers. XEMIS2: A liquid xenon detector for small animal medical imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 912, pp. 329–332, December 2018.
 - [86] Mizuki Uenomachi, Yuki Mizumachi, Yuri Yoshihara, Hiroyuki Takahashi, Kenji Shimazoe, Goro Yabu, Hiroki Yoneda, Shin Watanabe, Shin'ichiro Takeda, Tadashi Orita, Tadayuki Takahashi, Fumiki Moriyama, and Hirotaka Sugawara. Double photon emission coincidence imaging with GAGG-SiPM Compton camera. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 954, p. 161682, February 2020.
 - [87] Scott J. Wilderman, N. H. Clinthorne, J. A. Fessler, and W. Les Rogers. List-mode maximum likelihood reconstruction of compton scatter camera images in nuclear medicine. *IEEE Nucl. Sci. Sympo.*, Vol. 3, pp. 1716 – 1720, 1998.
 - [88] Robert W. Floyd. Algorithm 97: Shortest path. *Communications of the ACM*, Vol. 5, p. 345, 1962.

謝辞

本研究を遂行するにあたり、指導教員の高橋忠幸先生には深く感謝いたします。研究生生活の六年間の中で多くの人と出会ったり、様々な場所を訪れたりする機会を与えてくださり大変ありがとうございます。

私が高橋研に入った頃は、衛星を打ち上げたばかりで、今思えば宇宙研は非常に忙しい時期だったと思います。渡辺伸さんにはこの頃から博士論文が完成するまでの長い間大変お世話になりました。米田さんにもコンプトンカメラを使った実験をするたびに実験でも解析でもお世話になりました。内田さんにも宇宙研や OIST での実験でお世話になりました。ありがとうございます。一戸さんも研究の相談やアドバイスをくださりありがとうございます。実験では小高さん、斎藤さん、原山さんにもお世話になりました。秘書の伊東さんや太田さんにもお世話になりました。ありがとうございました。

Professor Done taught me about the basics of gamma-ray astronomy analysis and the accretion disk of a black hole. In my research, it was a very valuable experience to be able to present my work on the model of accretion disk at the Astronomical Society of Japan. I really appreciate it. Dr. Tomaru helped me many times with astronomical analysis and communication with her, and I am grateful for his help. Thank you very much.

同期の大江さんとは、多くの実験や研究に参加して忙しかったときにそのことを共有できて、私としては大変助かりました。私が同じように大江さんの助けになったかはわかりませんが、本当に感謝しております。

J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex) での負ミュオンビームの実験は、外部の研究施設での実験を行なった中で最も長い時間を費やした実験だったかもしれません。MLF(物質・生命科学実験施設) では非常に長い実験期間をいただいたことでフレキシブルな実験をすることができ、三宅康博先生には大変感謝しております。反保さんには施設のことや実験のことなど様々なこととお話していただきました。本当にありがとうございました。桂川さんにはこの負ミュオンの実験だけでなく様々な実験で準備や解析の方法などで教えていただきました。ありがとうございました。

沖縄科学技術大学院大学 (OIST) で行われた実験に複数回にわたって参加できた経験は、私の研究においてとても重要な経験であったと思います。菅原寛孝先生にはこのような場所で実験に参加させていただいたことをとても感謝しております。武田伸一郎さんや織田忠さんにお会いしたのも OIST での実験に参加したときでした。コンプトンカメラを使った二光子やトモグラフィの実験や論文で最後までお世話になりました。本当にありがとうございます。また OIST の森山さんにも実験のたびにお世話になりました。大変ありがとうございました。

また OIST での共同実験は多くの他分野の方々と関わる機会となりました。小動物を使った実験では水間さんや金山さんにお世話になりました。初めて解剖を見る私にも丁寧に教えてくださり、とても勉強になりました。ありがとうございます。島添さん、吉原さん、上ノ町さんともコンプトンカメラを使った実験をすることができました。分野が近いようで異なる視点を持った皆さんとの研究は良い刺激になりました。ありがとうございました。黒田さんや大西さんにお会いしたのも OIST でした。お二人とも口数の少ない私に気を遣って声をかけてくださって、とてもありがたかったです。大変お世話になりました。

I am very grateful to Professor Furenlid for allowing us (me and Tenyo) to visit the University of Arizona for 10 days. At that time, I had the opportunity to present my research in front of members in the lab. Although everyone in the lab was very attentive, the question and answer session in English was very difficult

for me, but I think it was a very valuable experience. The students were very kind and friendly, and I really appreciated their hospitality in talking to us and taking us out to eat. In particular, I would like to thank Kelsea, who prepared the experiments with me using the CdTe detector, and took us to the Desert Museum on her days off. It was a great experience to be able to communicate in English by e-mailing each other to start the experiment afterwards. Thank you very much.

2018年の春に高橋研が東大柏キャンパスのカブリ数物連携宇宙研究機構 (IPMU) に引っ越してからは、さらに多くの方々の協力のもと研究をしてきました。まず所属が変わるのにあたって、中川先生や馬場先生にはお世話になりました。ありがとうございました。また IPMU には実験の研究室が少なく、特に移ったばかりの頃は前例の無いお願いをすることもよくありました。そうした中で山仲さんや島田さん、大高さんといった多くのスタッフの方々に大変お世話になりました。本当にありがとうございます。木村さんには他の施設での実験にあたって、タイトなスケジュールにも関わらずお手続きしていただいたことがあり、大変感謝しております。

高橋研の後輩の学生の皆さんにもお世話になりました。古川くんはサイエンスというより技術的なことに強い興味を持っていたので、他の人とは視点の異なる考えをもたらせてくれ、非常に感謝しています。都築くんには博士論文の完成までコメントや解析のチェックなどでお世話になりました。河村くんは一緒にアリゾナ大学へ10日間の出張に行きましたが、おかげでコミュニケーションなどで不安なこともなく過ごせたと思います。ありがとうございます。長澤くん、峰くん、南くんもありがとうございました。もっとお話できたら良かったです。

国立がん研究センター東病院での実験は、残念ながら博士論文には載せられませんでしたでしたが、本当に多くのことを学ばせていただきました。藤井博史先生にはがんセンターでの実験に参加させてくださり、大変感謝しております。大貫さんにはときには長時間にわたって実験に付き合っていたいただいたこともあり、本当にお世話になりました。梅田さんや鈴木さんもありがとうございました。

柳下さんとはがんセンターでの実験や解析でお世話になりました。物理学とは異なる視点で研究についての考え方や進め方を教えてくださり、大変勉強になりました。本当にありがとうございます。

Dr. Simionescu, who moved from ISAS with us, hosted a journal club with us students in IPMU. I am very grateful that she listened with interest even to my not-so-good presentation.

Dr. Caradonna looked at my English many times while he was in the lab. He also reviewed the title of my doctoral thesis with me. Thank you very much.

福地さんとは IPMU で一緒に実験をさせていただきました。外部の方に自分の書いた解析用のコードを使っていただく機会がなかったので、大変勉強になりました。本当にありがとうございました。

ニュースバル放射光施設の天野さんにはコンプトンカメラによる実験を始めるにあたって手続きや準備を協力してくださり、大変お世話になりました。実験自体は緊急事態宣言のために中止となってしまいましたが、中止となる直前までご協力いただき、大変感謝しております。

統計数理研究所の池田思朗先生には散乱電子軌跡の解析についてご相談させていただく機会がありました。課題解決に向けて研究の進め方を明確にしてくださったことで博士論文の完成に繋がれたと思っており、大変感謝しております。

坂野さんにはコンプトンカメラの論文を校正していただきました。私の拙い論文や英語の文章を隅々まで見ていただいて、伝えることの難しさや大切さを理解させていただきました。本当にありがとうございます。

主査をしてくださった下浦亨先生はじめ、櫻井博儀先生、中村信行先生、早戸良成先生、横山将志先生には大変お世話になりました。どの先生方にも私の研究に非常に興味を持ってくださり、建設的なご指摘をいただけたことをとても感謝しております。本当にありがとうございました。

他にも多くの研究者やスタッフの方々によるお力添えやご助言に支えられ、ここまで研究を進めてくることができました。本当にありがとうございました。

最後に博士過程を修了するまで理解し、支えてくださった家族に感謝いたします。二年間余計に時間がかかってしまいましたが、無事に博士過程を終えることができとても嬉しく思います。本当にありがとうございます。