

修士論文

Ξ 原子 X 線精密分光実験のためのゲルマニウム検出器の研究

Study of Ge detector for the precision Ξ atomic X-ray spectroscopy

今本 亮

Ryoh Imamoto

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

令和 6 年

修士論文要旨

Ⅲ 原子 X 線精密分光実験のためのゲルマニウム検出器の研究

東北大学大学院理学研究科 物理学専攻 原子核物理研究室

今本 亮

令和 6 年

1. 研究背景と目的

現在、ストレンジネス核物理の分野では、S（ストレンジネス）=-1 のバリオン多体系の相互作用については、ある程度理解が進んできており、 $\Lambda N N$ 三体力や Λ 粒子の核内変化の研究という次のステージに研究が進みつつある。しかし、 $S=-2$ 多体系の相互作用についての情報はかなり不足しており、 ΞN 相互作用に関しては、引力的であることはわかっているもののその大きさがわからない状況にある。また、 ΞN , $\Lambda\Lambda$ の質量差は $28 \text{ MeV}/c^2$ ほどしかなく、バリオン混合が $S=0$, -1 多体系に比べ起きやすいと考えられている点からも、 $S=-2$ 多体系の相互作用の研究はバリオン間相互作用の研究において、非常に重要な役割を担う。

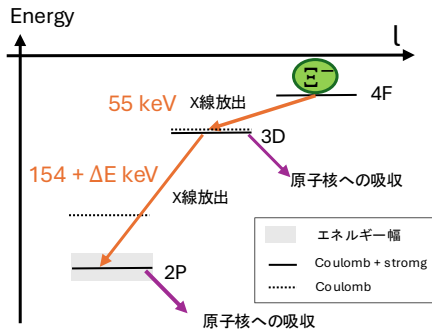


図 1: Ξ -C 原子のエネルギー準位のシフトと自然幅 (左)、 Ξ -C 原子での Ξ^- 粒子の脱励起の様子 (右)

我々は、J-PARC E96 実験において、 Ξ -C 原子 X 線を測定することにより、 ΞN 相互作用の情報を得ようとしている。 Ξ^- 粒子はマイナス電荷を持っているため、図 1 のように原子軌道にトラップされ、X 線やオージェ電子の放出を伴いながら脱励起を繰り返し、最終的に原子核表面付近で原子核に吸収される。 Ξ -C 原子の場合、 $2P$ 軌道の準位はクーロン力と強い相互作用により形成されるため、そのエネルギーはクーロン力のみから計算される値から、強い相互作用分シフトした値になり、吸収反応により有限の自然幅を持つ。我々はこのシフト値と自然幅を、エネルギー

分解能の良い Ge 検出器を用いた X 線精密分光により測定する。特に、 Ξ -C 原子が放出する $4F \rightarrow 3D$ (55 keV), $3D \rightarrow 2P$ ($154 \text{ keV} + \Delta E$) 遷移の X 線を測定する。J-PARC E96 実験では図 2 に示した Ge 検出器群、Hyperball-X を使う。この実験は、 Ξ -C 原子生成イベントの同定のために、シンチレーションファイバーで構成されたアクティブ標的 (AFT) を用いる。また、 Ξ^- 粒子生成には $p(K^-, K^+)\Xi^-$ 反応を用いる。

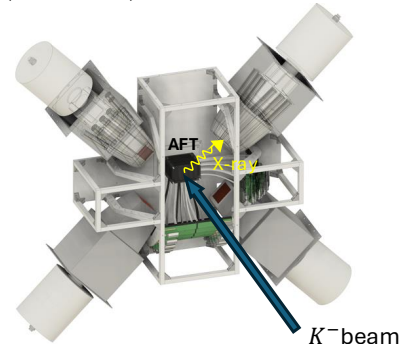


図 2: Hyperball-X の外観

2. Ge 検出器のエネルギー較正手法の開発

J-PARC E96 実験では、エネルギーシフト ΔE の予想値は 1 keV 前後のオーダーであるが、Hyperball-X により、 155 keV の Ξ 原子 X 線のピーク位置決定精度は $\sigma = 0.5 \text{ keV}$ を達成することができると予想されている [1]。そのため、極めて精度の高い ($< 0.05 \text{ keV}$) Ge 検出器のエネルギー較正手法が必要となる。そこで、この実験では、LSO シンチレーションカウンタ (LSO パルサーと称する) を用いたエネルギー較正システム (図 3) を使う。この手法を用いると、LSO に含まれる天然放射性核種 ^{176}Lu 由来のガンマ線や X 線を、 ^{176}Lu が出す β 線による LSO のシンチレーション光で trigger できるので、それらを Ge 検出器のエネルギー較正のリファレンスとして使うことにより、Ge 検出器の計数率が極めて高い in-beam 環境下でもリアルタイムでエネルギー較正を行うことができる。しかし、これまで Ξ -C 原子 X 線のエネルギー測定範囲である $50 \sim 200 \text{ keV}$ に対して、LSO パルサーを用いてエネルギー較正を行った例はない。そこで、本研究

では、この手法を用いた 50～200 keV 高精度エネルギー較正手法を開発した。

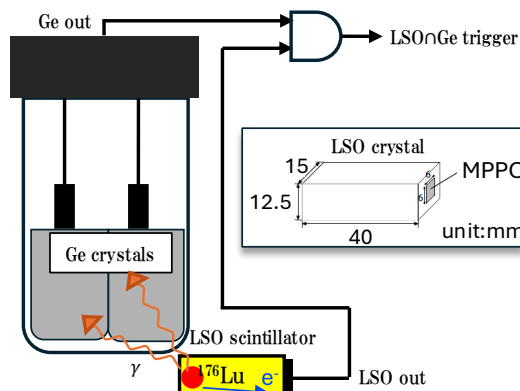


図 3: LSO パルサーを用いた Ge 検出器エネルギー較正システム

^{176}Lu の 202 keV ガンマ線と、Ge 検出器の周囲に置かれた BGO シンチレーションカウンタ内の Bi 原子から放出される K_{α} 線、LSO が含む Lu 原子と Hf 原子から放出される X 線（以下 LSO の X 線と総称する）、の 3 点を用いたエネルギー較正により in-beam 環境下で 0.05 keV 以下のエネルギー較正精度を達成することができた（図 4,5）。Bi 原子の K_{α} 線は ^{176}Lu のガンマ線によって Bi 原子が励起されて放出されたものであれば trigger できるため、リファレンスピークとして使え、また、LSO の X 線は複雑なスペクトルをしているが、no-beam 環境下で事前に得た response function を用いれば、少ない統計データでもリファレンスピークとして使えることがわかった。LSO パルサーを用いると長時間データを分割し、分割毎にエネルギー較正関数を作り直すことができるため、環境要因で変化する整形アンプのゲイン変化にも対応することができる。この手法では、最低 4 時間のデータ分割で 0.05 keV のエネルギー較正精度を達成することがわかった。

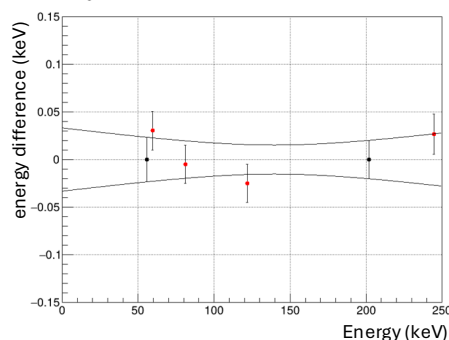


図 4: さまざまなガンマ線・X 線のエネルギーについてのエネルギー較正後の測定値 (keV) - 既知のエネルギー値 (keV) の差分布。黒点は較正に用いた LSO の X 線、 ^{176}Lu 202 keV のガンマ線で黒曲線はそれらを用いたエネルギー較正誤差関数、赤点は ^{241}Am 60 keV, ^{133}Ba 81 keV, ^{152}Eu 122 keV, 245 keV の測定値に対応する。

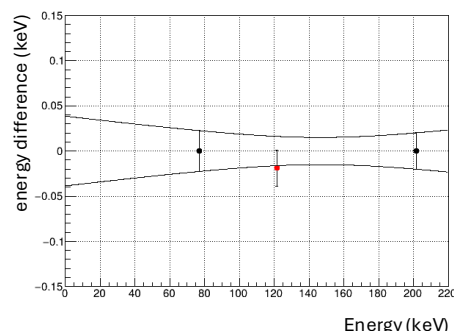


図 5: さまざまなガンマ線・X 線のエネルギーについてのエネルギー較正後の測定値 (keV) - 既知のエネルギー値 (keV) の差分布。黒点は較正に用いた Bi の K_{α} 線、 ^{176}Lu 202 keV のガンマ線で黒曲線はそれらを用いたエネルギー較正誤差関数、赤点は ^{152}Eu 122 keV の測定値に対応する。

3. Hyperball-X の性能評価

J-PARC E96 実験では、 Ξ 原子 X 線のピーク位置決定を高精度で行うため、Ge 検出器内のヒット位置依存性により発生する分解能の悪化が無視できなくなる可能性がある。また、期待される X 線の統計数を考えると、定格より低い HV で使用せざるを得ない Ge 検出器の電荷収集効率の低下にも注意する必要がある。本論文ではそれらの効果を線源を用いて評価した。その結果、E96 実験で用いる標的サイズ、Ge 検出器の HV 値、 Ξ -C 原子 X 線のエネルギー測定範囲である 50～200 keV では、Ge 検出器のヒット位置依存性、HV 依存性の影響は無視できるほど小さいことがわかった。

パルス発生器を用いた ADC モジュールと整形アンプの非線形性の評価も行い、非線形性の現れ方はモジュールの個体差が激しく、どちらも最大で 0.05 keV の非線形性が現れることがわかった。

4. まとめと今後の展望

J-PARC E96 実験のために Ge 検出器の高精度エネルギー較正手法として、LSO パルサーを用いて、50～200 keV で 0.05 keV 以下の精度で in-beam 環境下での構成ができる方法を開発した。さらに、Ge 検出器のヒット位置依存性と HV 依存性、そして、ADC モジュールと整形アンプの非線形性の評価を行った。今後は E96 実験で使うクリスタル、モジュール全てについてエネルギー較正精度や線形性の評価を行い、系統誤差の見積もりを行う必要がある。

参考文献

- [1] T. O. Yamamoto et al, J-PARC E96 proposal, Measurement of X rays from Ξ^- C atom

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ストレンジネス核物理	1
1.2	Ξ N 相互作用の物理	2
1.2.1	研究意義	2
1.2.2	Ξ N 相互作用の研究	3
	Ξ ハイパー核の反応分光実験	3
	原子核乾板を用いた Ξ 束縛系の探索	5
	Ξ 原子 X 線分光実験	6
1.3	J-PARC での Ξ -C X 線分光実験 (E96)	7
1.3.1	J-PARC	7
1.3.2	E96 実験	9
1.3.3	実験セットアップ	11
	K1.8 ビームラインスペクトロメーター	13
	S-2S スペクトロメーター	13
	AFT(Active Fiber Target)	14
	Hyperball-X	16
1.4	本論文の目的	17
第 2 章	Ge 検出器のエネルギー較正手法の開発	19
2.1	LSO パルサーの概要	19
2.1.1	LSO パルサーの利点	22
	τ よりも長い時間スケール	22
	τ よりも短い時間スケール	23
2.2	50 – 200 keV におけるエネルギー較正	23
	エネルギー較正精度の指標	23
2.2.1	50 – 350 keV における Energy(keV) と ADC(ch) の関係	24
2.2.2	LSO から放出される X 線、88 keV ガンマ線を用いたエネルギー較正	26
	LSO から放出される X 線	26
	^{176}Lu 88 keV ガンマ線	36

2.2.3	Bi K_{α} 線を用いたエネルギー較正	37
2.3	ビーム照射環境下におけるエネルギー較正	40
2.3.1	^{176}Lu 202 keV, 307 keV ガンマ線のピーク位置変動	41
2.3.2	ビーム起因の背景事象によるピーク S/N 比の悪化	42
2.3.3	J-PARC E96 commissioning run において達成されたエネルギー較 正精度	44
2.3.4	エネルギー較正精度とデータ分割時間の関係	49
2.4	まとめ	51
第 3 章	Hyperball-X の性能評価	52
3.1	Ge 検出器	52
	Closed-end 同軸 N 型 Ge 検出器	52
3.1.1	Ge 検出器内のヒット位置依存性の評価	54
	実験手法	58
	実験結果	60
	考察	62
3.1.2	Ge 検出器の HV 依存性の評価	66
	実験手法	67
	実験結果	67
	考察	69
3.2	Hyperball-X の回路構成	71
	トランジスタリセット型プリアンプ	71
	ORTEC 671 Amp.	72
	ORTEC 973U アンプ	73
	ORTEC AD413A	76
3.2.1	パルサーを用いた ADC の非線形性の評価	76
	ORTEC 448 パルサー	78
	実験手法	78
	実験結果	79
3.2.2	パルサーを用いた整形増幅器の非線形性の評価	80
	実験手法	80
	実験結果	81
3.3	まとめ	82
第 4 章	まとめと今後の展望	84
4.1	まとめ	84
4.2	今後の展望	86

付録 A	LSO シンチレーターの位置依存性	87
付録 B	半導体検出器	90
	バンド理論	90
	n 型半導体と p 型半導体	96
	電子分布と正孔分布	98
	pn 接合	99
付録 C	PIXE 実験と HYPERMET function	101
	$G(x)$: Gaussian	102
	$T_1(x)$: Skewed Gausssian	102
	$T_2(x)$: Truncated shelf	102
	$S(x)$: Shelf	103
参考文献		105

第 1 章

序論

1.1 スtrenジネス核物理

身の回りにある物質をひたすらに分割していくと、それは「分子・原子」「原子核」「陽子・中性子」、そして最後に「u クォーク・d クォーク」という素粒子へと細分化される。現在我々人類は物質の最小単位がこのクォークなどの素粒子であると考えており、物質世界の構造を解明したように思われるが、実際はそうではない。この世界はなぜかそれぞれのスケールにおいて閉じた物理学が存在している。例えば、原子分子物理学であれば、原子核中の核子の運動を知らなくても、原子分子の相互作用を考えるだけで完全に一つの物理学体系として成り立っているのである。このようにして、各スケールにおける物理現象を記述する物理学体系がそれぞれ存在していて、この世界には「階層」が存在しているのである。これらの階層を連続的につなぐことができるのであれば、この世界を素粒子のレベルで統一的に理解できたということができるが、現在はまだ完全な解明に至ってはいない。階層間のギャップの中でも、強い相互作用に強く支配されているクォークの階層と核子の階層のギャップはいまだにわかっていないことが多い。強い相互作用の基本法則 (QCD) は確立されているが、結合定数が低エネルギーになればなるほど大きくなっていくため、ハドロンが形成される (クォークの閉じ込めが起きる) 低エネルギーにおける強い相互作用の摂動計算が不可能になるという制約がある。そのため、QCD のラグランジアンからハドロンの構造や相互作用を解析的に計算することは不可能である。最近では、離散化した 4 次元時空上の経路積分による Lattice QCD 計算という第一原理的な計算手法が確立されたが、強い相互作用の物理は未だ謎が多く、極めて興味深い領域となっている。核子 (陽子・中性子) の階層ではその構成子であるクォークのフレーバー自由度を u,d のみに限らず、標準理論に登場するクォーク u,d,c,s フレーバーまで拡張すると、極めて多種多様なハドロンが現れる。その中でも特に s クォークを含むハドロンは比較的安定で、s クォークを含むバリオン (クォーク 3 つからなるハドロン) はハイペロンと呼ばれている。

1947 年にハイペロンの中で最も寿命の長い Λ 粒子が宇宙線の霧箱の写真の中で見つかった。そして、その後、s,c,b クォークを含む多くのバリオン、メソン (クォーク、反クォークか

らなるハドロン)が発見されてきた。その中でも特にハイペロンはsクォークの構成子質量がu,dクォークの質量に比較的近いこと、アイソスピンSU(2)対称性を拡張したflavor SU(3)対称性を仮定することによって、u,d,sからなるバリオンは、 $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8_a \oplus 8_s \oplus 1$ より、10重項と8重項に分類することができる(図1.1)。この分類により、核子-核子間相互作用を一般化させたバリオン8重項間の相互作用は $8 \otimes 8 = 27 \oplus 10^* \oplus 10 \oplus 8_a \oplus 8_s \oplus 1$ となり、核子・核子間力の所属する27重項と 10^* 項以外のストレンジネスを含むことによって初めて現れる相互作用が出現する。これらのハイペロン-核子間(YN)相互作用や、ハイペロン-ハイペロン間(YY)相互作用はハイペロン・核子散乱実験やハイパー核の分光実験により調べられてきた。現在、S(ストレンジネス)=-1多体系の相互作用については、ある程度理解が進んでおり、 ΛNN 三体力や Λ 粒子の核内変化の研究という次のステージに進みつつある。しかし、S=-2多体系の相互作用についての情報はかなり不足している状況にあり、 ΞN 相互作用に関しては、引力的であることはわかっているもののその大きさがわからない状況にある。

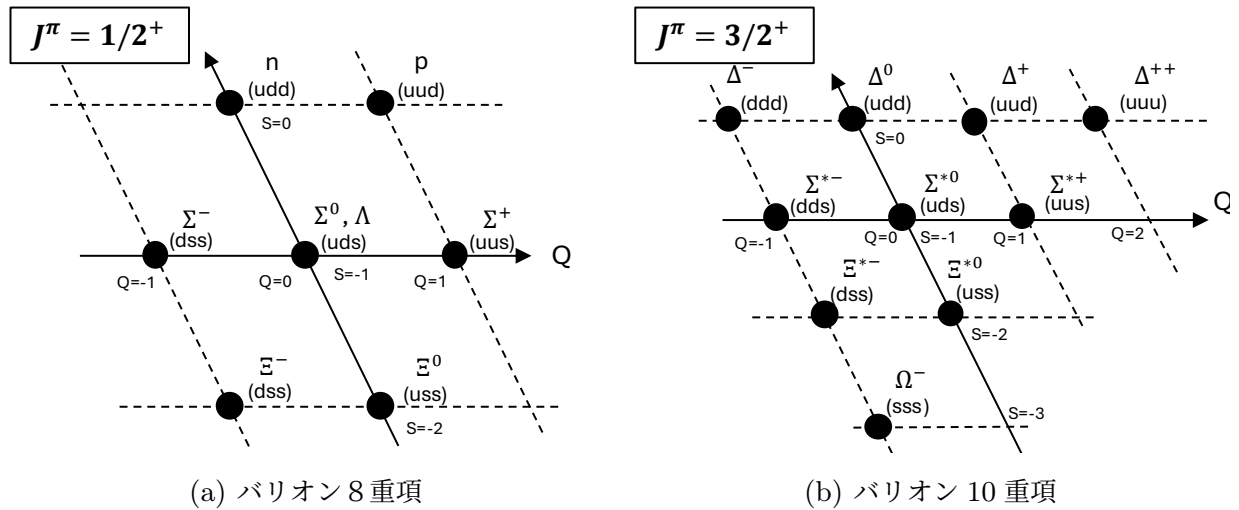


図 1.1: バリオン 8 重項と 10 重項

1.2 ΞN 相互作用の物理

Ξ^- 粒子は、ストレンジクォークを 2 つ持つハイペロンであり、質量は $1321 \pm 0.07(\text{MeV}/c^2)$ 、寿命は $163.9 \pm 0.015(\text{ps})$ である。この節では、 ΞN 相互作用の研究意義と過去実験について述べる。

1.2.1 研究意義

上述したように、バリオン間相互作用を明らかにする上で、S=-2 多体系の相互作用を知る必要がある。特に、 $\Xi N, \Lambda \Lambda$ の質量差が、 $28 \text{ MeV}/c^2$ ほどしかなく、バリオン混合が S=0,-1

多体系に比べ起きやすいと考えられているため、バリオン間相互作用の研究において、非常に重要な役割を担う。また、 ΞN 相互作用の研究は、中性子星の理解にとっても非常に重要である。中性子星とは、半径 10 km 程度、密度 10^{12} kg/cm³ 程度という超高密度天体であり、主な構成要素は中性子であると考えられている。この中性子星内部では、中性子のフェルミエネルギーを下げるために、ハイペロンが生成されていると考えられており、最も質量の軽いハイペロンである Λ 粒子の次に Ξ^- 粒子が生成されやすいのではないかと理論的予測がある [2]。これは、 Σ 粒子と核子間の相互作用が斥力的であるのに対して Ξ 粒子と核子間の相互作用が引力的であること、かつ Ξ^- 粒子がマイナスの電荷を持つため、電荷保存則の観点から電子のフェルミエネルギーを下げるができるためである。以上のことから、 ΞN 相互作用の研究は極めて重要であるのだが、 $\Xi^-(dss), \Xi^0(uss)$ 粒子の生成断面積は非常に小さく、実験の難しさから、これまで研究があまり進んでこなかった。J-PARC では、高強度 K^- 中間子ビームを使うことで、小さな生成断面積にもかかわらず ΞN 相互作用の研究を十分な収量で行うことができるのである。

1.2.2 ΞN 相互作用の研究

Ξ^- 粒子の束縛系として、 Ξ^- ハイパー核と Ξ^- 原子の 2 種類が存在する。どちらの生成実験においても (K^-, K^+) 反応（ダブルチャージ、ダブルストレンジネス交換反応）により、まず Ξ^- 粒子を生成するが、束縛系の作り方は全く異なる。前者では、標的原子核中に存在する陽子を直接 Ξ^- 粒子に置き換え Ξ^- ハイパー核を生成する。後者では、原子核中に束縛されず放出された Ξ^- 粒子を同じ標的または別の標的の中で止め、標的原子の原子軌道にトラップさせ、 Ξ^- 原子を作る。前者は主に欠損質量法によって ΞN が核内で感じる相互作用を調べ、後者は Ξ^- 原子が脱励起していく際に放出する X 線を測定することによって Ξ^- 粒子が原子核表面で感じる ΞN 相互作用を調べる（詳しくは次章で説明する）。最近では、LHC で行われている高エネルギー衝突実験によって、 p と Ξ^- の運動量相関関数を測ることによっても、 ΞN 相互作用の研究が行われている。この項では、以上の実験手法を具体的に用いた過去の実験を紹介する。

Ξ ハイパー核の反応分光実験

(K^-, K^+) 反応を用いた Ξ^- ハイパー核の質量分光実験は、KEK PS E224 実験 [3]、AGS E885 実験 [3]、最近では J-PARC E05 実験 [5] にて行われた。KEK PS E224 実験ではシンチレーションファイバーターゲットを用いて $^{12}\text{C}(K^-, K^+)X$ 反応のミッシングマススペクトラムが測られた。この実験で測られたミッシングマススペクトラムとともに、 Ξ^- ポテンシャルが Woods-Saxon 型であると仮定し、その深さを 12, 16, 24 MeV で変化させた時に理論的に予測される準自由生成スペクトルの形状を曲線で重ね書きした図を図 1.2a に示す。この実験から、ポテンシャルの深さは、 $V_0 \approx 20$ MeV であるということが示唆された。そして、より統計的に改善された実験である AGS E885 実験が行われ、ダイヤモンドターゲットを用い

て $^{12}\text{C}(\text{K}^-, \text{K}^+)\text{X}$ 反応のミッシングマススペクトラムが測られた。図 1.2a と同様に、 Ξ^- ポテンシャルの深さを 14, 16, 18, 20 MeV と変化させた時に理論的に予測される準自由生成の形状を表す曲線とともに、得られたミッシングマススペクトラムを図 1.2b に示す。この実験から、 Ξ^- ポテンシャルの深さは、 $V_0 \approx 14$ MeV と示唆された。その場合、 $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の基底状態の束縛エネルギーは 4.5 MeV となることが予想されるが、分解能が 14 MeV(FWHM) であったため、束縛領域に明確なピーク構造を見つけないことができなかった。これを踏まえ、より分解能と統計量が改善された実験である、J-PARC E05 実験が行われた。この実験では、分解能 8.2 MeV(FWHM) が達成され、束縛領域閾値付近に Ξ ハイパー核の束縛状態を示唆する準自由生成以外の構造が見つかった (図 1.3)。この構造のより詳細な研究のために、さらに分解能を向上させた実験である J-PARC E70 実験 (分解能 2 MeV(FWHM)) が進められている。

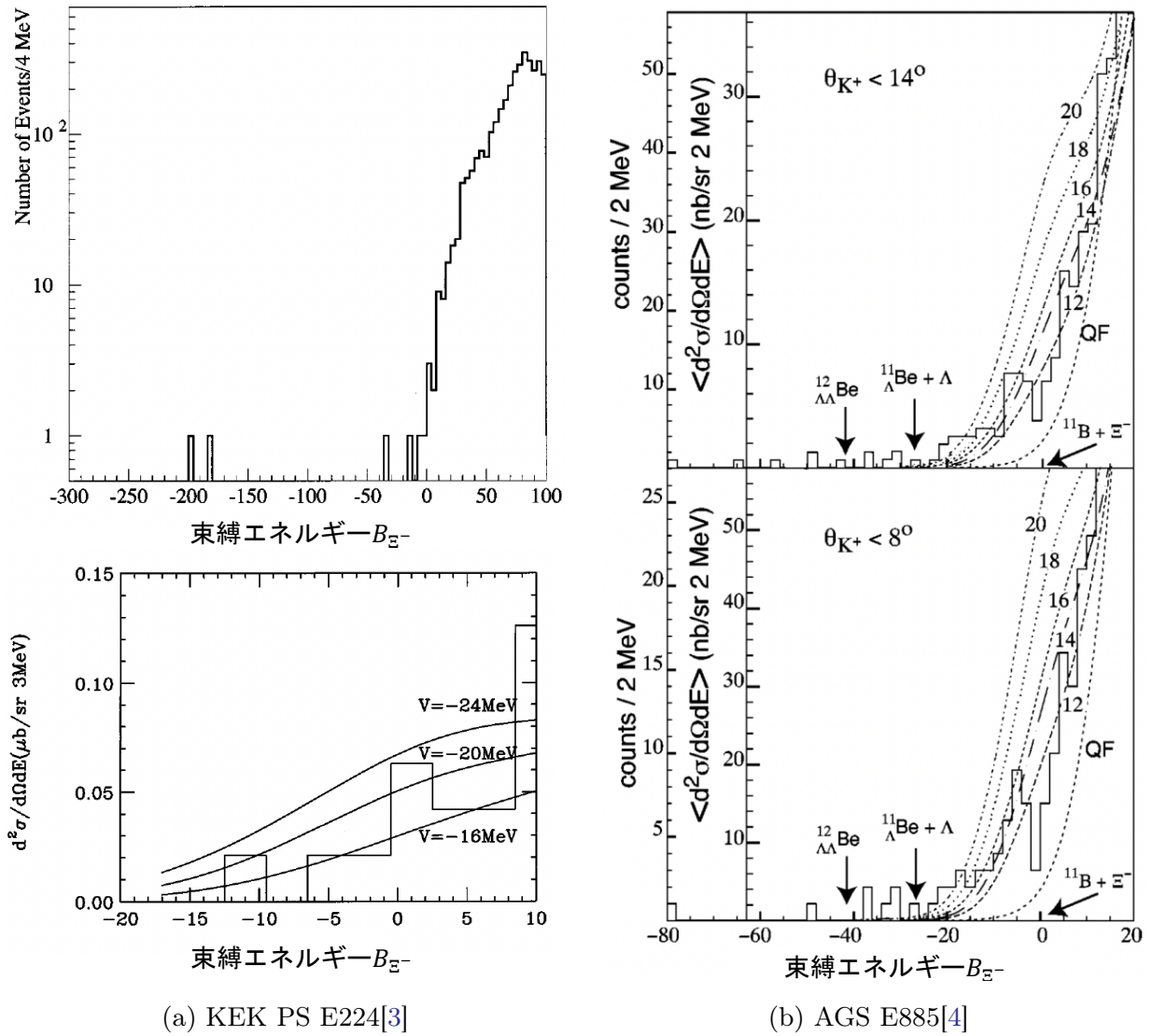


図 1.2: ミッシングマススペクトラム

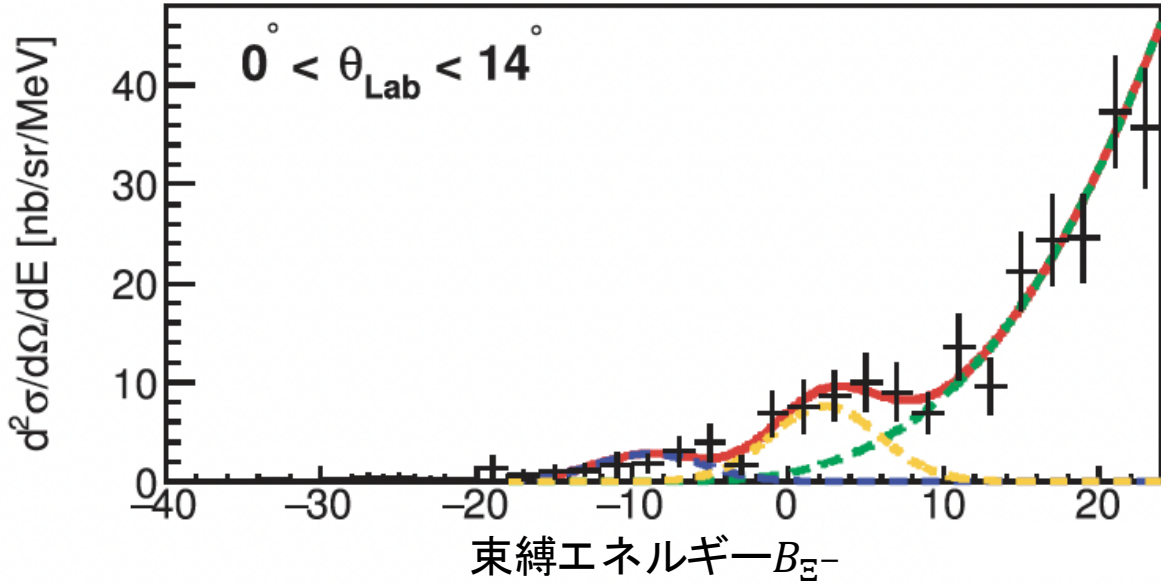


図 1.3: J-PARC E05 で得られたミッシングマススペクトラム [5]

原子核乾板を用いた Ξ 束縛系の探索

原子核乾板を用いた実験である KEK E373 実験、J-PARC E07 実験から、束縛した Ξ ハイパー核の存在がいくつか報告されている。それらの実験で測られた $\Xi^- - ^{14}\text{N}$ 束縛系の Ξ 束縛エネルギーの一覧を図 1.4 に示す。図 1.4 の右側の半分の準位図は、いくつかの理論計算で予想されるエネルギー準位である。一つの実験で二つ点が打たれているのは、 $\Xi^- - ^{14}\text{N}$ 束縛系が崩壊した後に残る娘核が基底状態にあるのか、励起状態にあるのかの不定性によるものである。J-PARC E07 実験で見つかった IBUKI イベントでは、 Ξ^- 束縛エネルギーが、 $B_{\Xi^-} = 1.27 \pm 0.21 \text{ MeV}$ と決定され、原子核 1p 状態ではないかと考えられている。また、IRAWADDY イベントと KEK E373 実験で見つかった KINKA イベントは束縛エネルギーがそれぞれ、 $B_{\Xi^-} = 6.27 \pm 0.27 \text{ MeV}$ 、 $B_{\Xi^-} = 8.00 \pm 0.77 \text{ MeV}$ (娘核の一つが基底状態の場合) か $B_{\Xi^-} = 4.96 \pm 0.77 \text{ MeV}$ (娘核の一つが励起状態の場合) と、上記の 1p 状態に比べ大きな値を示している。これはこれらのイベントで発見された $\Xi^- - ^{14}\text{N}$ 束縛系が原子核 1s 状態にある可能性を示唆しており、 $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ 反応確率が小さいことから、 $\Xi N, \Lambda\Lambda$ 混合の強さが比較的弱い可能性があることを示唆している。

ΞN 相互作用の研究において、強い $\Xi N - \Lambda\Lambda$ 混合によりエネルギー準位が大きな自然幅を持つことを考慮に入れると、原子核乾板実験だけでなく、 (K^-, K^+) 反応分光実験や Ξ 原子の分光実験を行うことは極めて重要と言える。

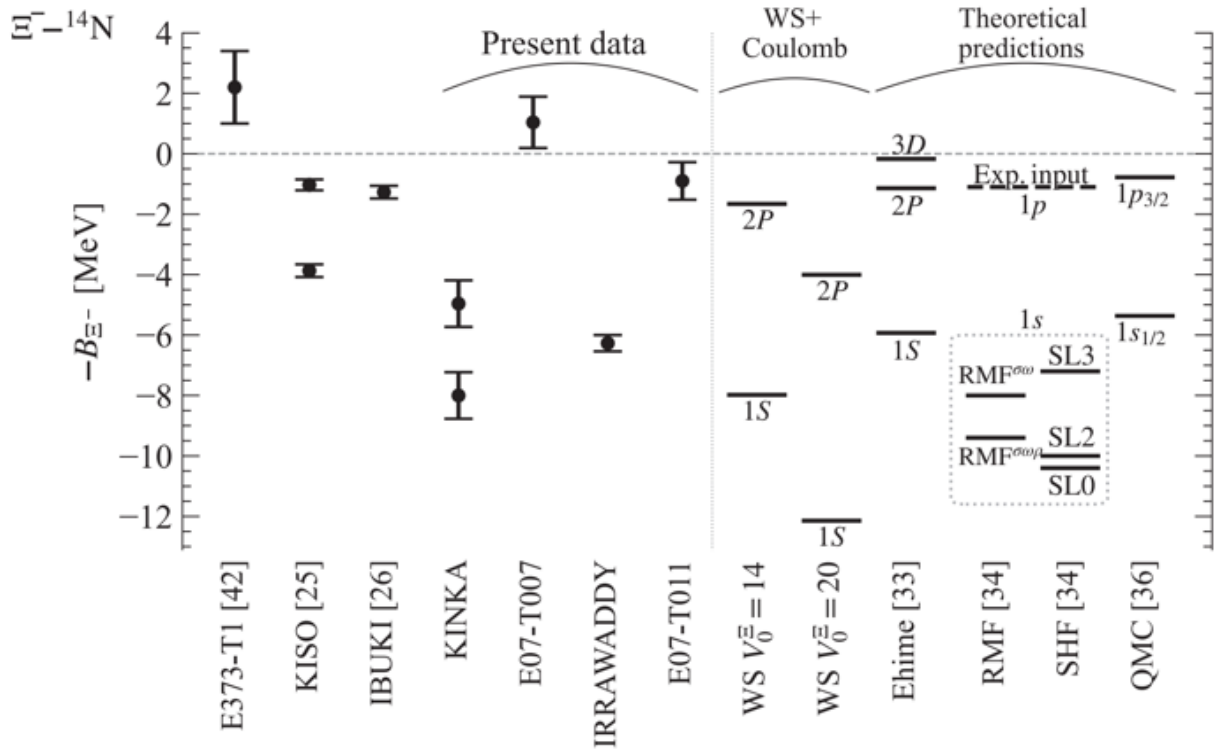


図 1.4: 原子核乾板実験 (KEK E373-T1[6], KISO[7], IBUKI[8], J-PARC E07[9]) で得られた $\Xi^- - ^{14}\text{N}$ 束縛系の束縛エネルギー (左) と、Woods-Saxon、Coulomb ポテンシャルのもとで理論計算 (Ehime, RMF, SHF, QMC) で与えられた束縛エネルギー (右)。図は Ref.[9] より転載。

Ⅲ 原子 X 線分光実験

Ξ^- 粒子はマイナス電荷を持っているため、原子軌道に存在する電子を弾き出し、そのかわりに自分が原子軌道に入り込むことができる。そして、X 線やオージェ電子の放出を伴いながら脱励起を繰り返し、最終的に原子核に吸収される。 Ξ^- 粒子は電子のおよそ 3000 倍の質量があるため、内側の原子軌道の半径は fm のオーダーとなり原子核と波動関数がかなりオーバーラップすると考えられる。すなわち、内側の軌道のエネルギー準位を作り出すのに、クーロン力だけでなく強い相互作用が関与してくると考えられるのである。よって、クーロン力のみから計算されるエネルギー準位差から、この強い相互作用分シフトした値が、実際に観測される X 線のエネルギー値となるので、 Ξ^- 粒子が脱励起していく際に放出する X 線を精度よく測ることにより、 Ξ^- 粒子と核子間の相互作用を調べることができる。また、 $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ 反応による吸収の強さは吸収が起こる原子軌道のエネルギー準位の自然幅として現れるため、X 線測定により $\Xi N - \Lambda\Lambda$ 相互作用の情報も得ることができる。(図 1.5)

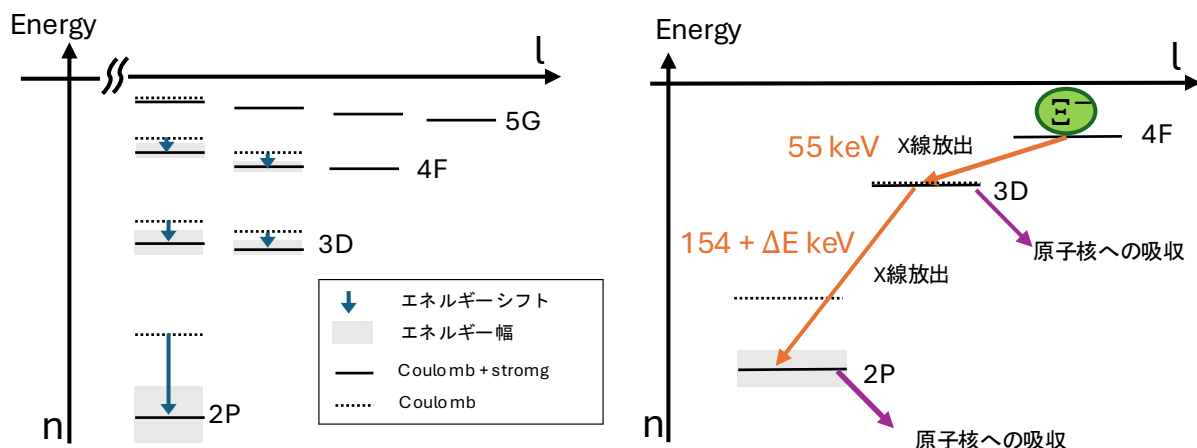


図 1.5: E-C 原子のエネルギー準位のシフトと自然幅 (左)、E-C 原子原子軌道での E⁻ 粒子の脱励起の様子 (右)

E 原子 X 線分光実験として、これまで J-PARC E07 実験 [10]、J-PARC E03 実験が行われた。E07 実験では、原子核乾板を粒子飛跡検出器として用い、画像解析によって、原子核乾板中で E 粒子が静止し、E⁻-Ag, E⁻-Br 原子が生成されたイベントを同定し、Ge 検出器とコインシデンスさせ、E 原子 X 線を測定した。原子核乾板の画像解析により優れた S/N 比を達成することができたが、統計数の少なさから、E 原子 X 線を観測することができなかった。E03 実験では、これを克服するために鉄を標的にし、E⁻-Fe 原子 X 線の測定を行った。E⁻ 粒子が標的内で止まる確率を、E⁻ 粒子の生成位置、反跳運動量からもとめ、確率の高いものを E 原子生成イベントとして選択した。この実験は今現在解析中である。しかし、この実験は E07 実験と比べると S/N 比が悪いという欠点がある。統計量とともに S/N 比も良い実験として計画されたものが、本修士論文の対象の J-PARC E96 実験である。J-PARC E96 実験については次の節で詳しく説明する。

1.3 J-PARC での E-C X 線分光実験 (E96)

J-PARC E96 実験では E-C 原子の X 線を精密測定し、EN 相互作用の情報を得ることを目的としている。

1.3.1 J-PARC

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は、茨城県東海村に建設された陽子加速器施設であり、世界最高レベルのビーム強度を達成している。この施設では、大強度の陽子ビームを用いて生成される中性子、μ 粒子、中間子、ニュートリノなどの多様な二次粒子が、素粒子・原子核物理のみならず、物質科学や生命科学といった幅広い研究分野で活用されている。素粒子・原子核物理の分野においては、これまで統計的な制約により研究が困難であった物理現象にアクセス可能となり、新たな知見を得ることが期待されている。

一方、物質科学や生命科学の分野においては、世界最大級の明るさを持つ二次粒子ビームを試料に照射し「巨大な顕微鏡」として用いることによって、従来にはない高精度な分析が可能となる。このように、J-PARC は科学史において極めて重要な役割を果たしているといえる。J-PARC の加速器は、400 MeV リニアック (LINAC)、3 GeV シンクロトロン (RCS)、30 MeV シンクロトロン (MR) で構成されており (図 1.6)、3 GeV シンクロトロンからの陽子ビームは物質生命科学実験施設に、30 MeV シンクロトロンからの陽子ビームは、原子核素粒子実験施設 (ハドロンホール)、ニュートリノ実験施設の2つの実験施設へ供給される。

ハドロンホールへ輸送された陽子ビームは T1 target (金標的) に照射され、 $p+Au$ 反応によって生成された π 中間子、K 中間子、さらに我々が実験を行う K1.8 実験エリアへ輸送される。2 次粒子の輸送途中に設置されている静電セパレータ (ESS1, ESS2) は、運動量を選別した 2 次荷電粒子に運動方向と垂直の強い電場をかけることで、ESS 出口における粒子の垂直方向の位置に粒子の質量による差を与える。そして、それに対してスリットを欲しい粒子の通過位置に揃え、欲しい粒子のみを選別する。この粒子選別機構を 2 段用いることにより、高純度・高強度の K 中間子を K1.8 実験エリアに輸送することができる (図 1.7)。今回の実験では、 Ξ^- の生成率が最も高い 1.8 GeV/c の運動量を持つ K 中間子ビームを輸送し、K1.8 エリアに設置した実験標的に照射した。

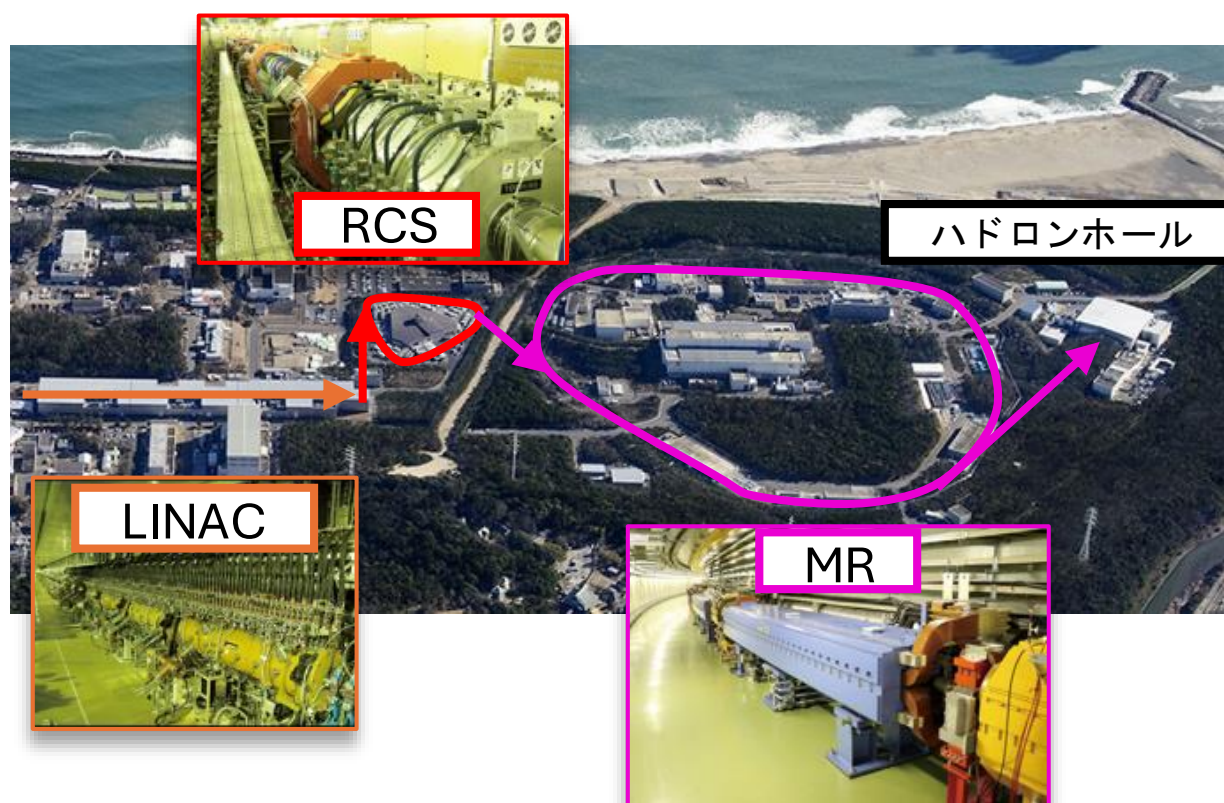


図 1.6: J-PARC 上空写真 (<https://j-parc.jp/c/facilities/accelerators/> より)

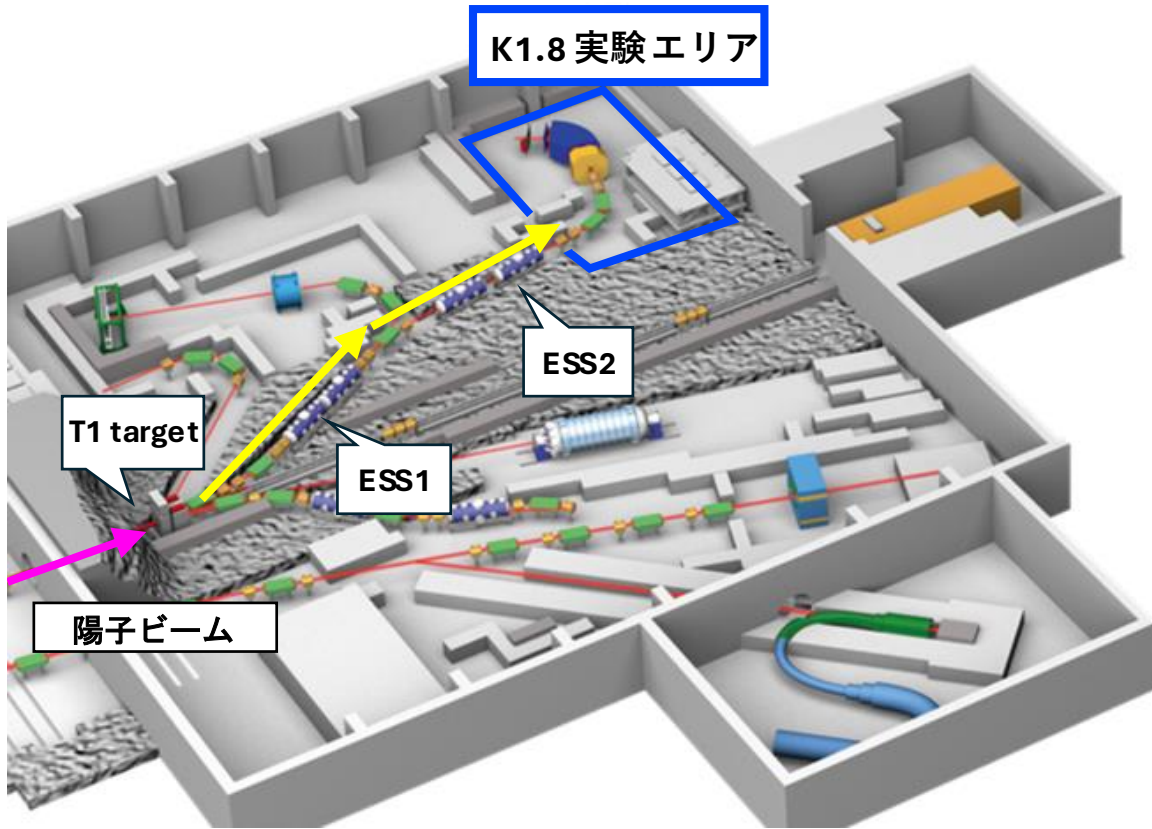


図 1.7: J-PARC ハドロン実験施設 (<https://research.kek.jp/group/j-parc-hef/> より)

1.3.2 E96 実験

J-PARC E96 実験では、K1.8 実験エリアに輸送された高強度 K^- ビームをシンチレーションファイバー（ポリスチレン）ターゲットに照射し、 ^{12}C 核内の陽子または水素との $p(K^-, K^+)\Xi^-$ 反応によって Ξ^- 粒子を生成する。そして、放出された Ξ^- をターゲット内で静止させ、C 原子軌道にトラップさせ、 Ξ^- -C 原子を生成する。生成された Ξ^- -C 原子の動径方向の波動関数 ($R(r)$) に r をかけた関数 $\Phi(r) = rR(r)$ は以下のシュレーディンガー方程式に従う。

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} + U(r) \right] \Phi(r) = E\Phi(r) \quad (1.1)$$

換算質量 μ は原子核質量 m_N と Ξ^- の質量 m_{Ξ^-} を用いて

$$\mu = \frac{m_N m_{\Xi^-}}{m_N + m_{\Xi^-}} \quad (1.2)$$

と書かれる。ポテンシャル $U(r)$ はクーロン相互作用から作られる $U_{Coulm.}(r)$ と強い相互作用から作られる $U_{St.}(r)$ の和、 $U(r) = U_{Coulm.}(r) + U_{St.}(r)$ で書くことができる。式 (1.1) を解くことにより主量子数 n および角運動量 l ($l = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1$) に対するエネルギー

ギー固有値 $E^{n,l}$ が求まる。特に、 $l = n - 1$ の軌道を circular orbit と呼ぶ。Ξ⁻ 粒子は主量子数の大きな軌道にまずトラップされ、 $E1$ 遷移をくり返し脱励起していくため、ほとんどの場合、主量子数の比較的小さい軌道では circular orbit を脱励起していくことになる。

強い相互作用によるポテンシャルは、光学ポテンシャルとして実数部分 $V(r)$ 、虚数部分 $W(r)$ を用いて $U_{St.}(r) = V(r) + iW(r)$ と表され、上述した Ξ 原子軌道の強い相互作用によるエネルギーシフトはこれらを用いて、

$$\begin{aligned}\Delta E &= E_{Coul.+St.}^{n,l} - E_{Coul.}^{n,l} \\ &= \langle \Phi^{n,l} | H_{kin} + Re(U_{Coul.}) + V(r) | \Phi^{n,l} \rangle - \langle \Phi'^{n,l} | H_{kin} + Re(U_{Coul.}) | \Phi'^{n,l} \rangle\end{aligned}\quad (1.3)$$

とかける。この時の運動エネルギー項は式 (1.4) で表される。

$$H_{kin} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}\quad (1.4)$$

エネルギー幅 $\Gamma_{abs.}$ は Ξ 粒子が異なる粒子に変換される、すなわち、 $\Xi N \rightarrow \Lambda \Lambda$ 反応による原子核への吸収によるもので、エネルギー固有値の虚数部分と $E_{Im} = -\frac{i}{2}\Gamma_{abs.}$ の関係にあり

$$E_{Re} - \frac{i}{2}\Gamma_{abs.} = \langle \Phi^{n,l} | H_{kin} + U_{Coul.} + U_{St.} | \Phi^{n,l} \rangle\quad (1.5)$$

と書ける。強い相互作用の光学ポテンシャルを Woods-Saxon 型 (R :原子核半径、 a :ぼやけ度) と仮定し

$$U_{St.} = \frac{V_0 + iW_0}{1 + \exp(\frac{r-R}{a})}\quad (1.6)$$

とおき、例えば $V_0 = 15$ MeV, $W_0 = 1.5$ MeV とすると、ポテンシャルの概形は図 1.8 となる。Ξ-C 原子のクーロン相互作用のみから計算される circular orbit の波動関数も図 1.8 に示す。J-PARC E96 実験では、 $4F \rightarrow 3D(55 \text{ keV})$, $3D \rightarrow 2P(154 \text{ keV} + \Delta E)$ 遷移により放出される X 線を Ge 検出器で測り、エネルギーシフトとエネルギー幅が大きく現れると考えられている $2P$ 軌道の情報を得ようとしている。理論的には $2P$ 軌道のエネルギーシフト (ΔE) と自然幅 ($\Gamma_{abs.}$) はそれぞれ異なるポテンシャルを使って、 $\Delta E > 1$ MeV, $\Gamma_{abs.} \sim 270$ keV (ND potential)、 $\Delta E \sim 90$ keV, $\Gamma_{abs.} \sim 6$ keV (HAL potential) [14] と予想されている。図 1.8 からわかるように、 $2P$ 軌道の波動関数と光学ポテンシャルのオーバーラップは、光学ポテンシャルの表面付近の情報をもつがわかる。以上のように、Ξ 原子 X 線分光は直接強い相互作用の光学ポテンシャルの定量的な情報を抜き出すことができることから ΞN 相互作用の研究において非常に重要な手法といえる。

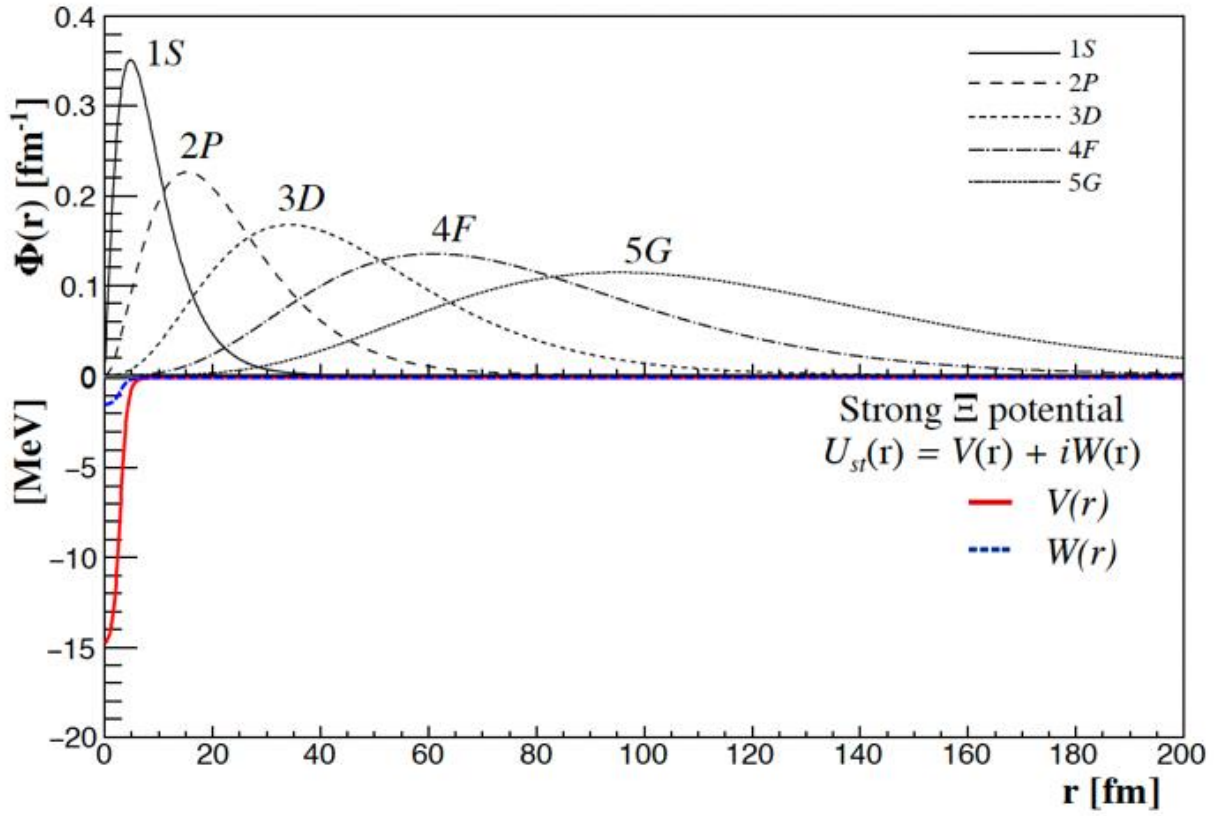


図 1.8: $\Xi - C$ 原子のクーロン相互作用のみから計算される circular orbit の波動関数と、強い相互作用の光学ポテンシャル [11]

1.3.3 実験セットアップ

J-PARC E96 実験はハドロン実験施設の K1.8 実験エリアにて J-PARC E70 実験と並行して、完全に共通のセットアップを用いて行われている。(図 1.9)。上流にある K1.8 ビームラインスペクトロメーターを用いて、入射粒子である K^- 粒子の運動量解析を行い、下流の S-2S スペクトロメーターで散乱粒子である K^+ 粒子の運動量解析を行い、欠損質量法により Ξ^- 粒子の生成イベントを同定する。そして、さらにアクティブ標的である AFT(Active Fiber Target) の粒子飛跡解析により Ξ^- 粒子が標的内で止まったイベント (Ξ^- -C 原子生成イベント) をタグする。これらのスペクトロメーターとターゲットを囲う Ge 検出器群 Hyperball-X との同時計測によって Ξ^- -C 原子 X 線を測定する。

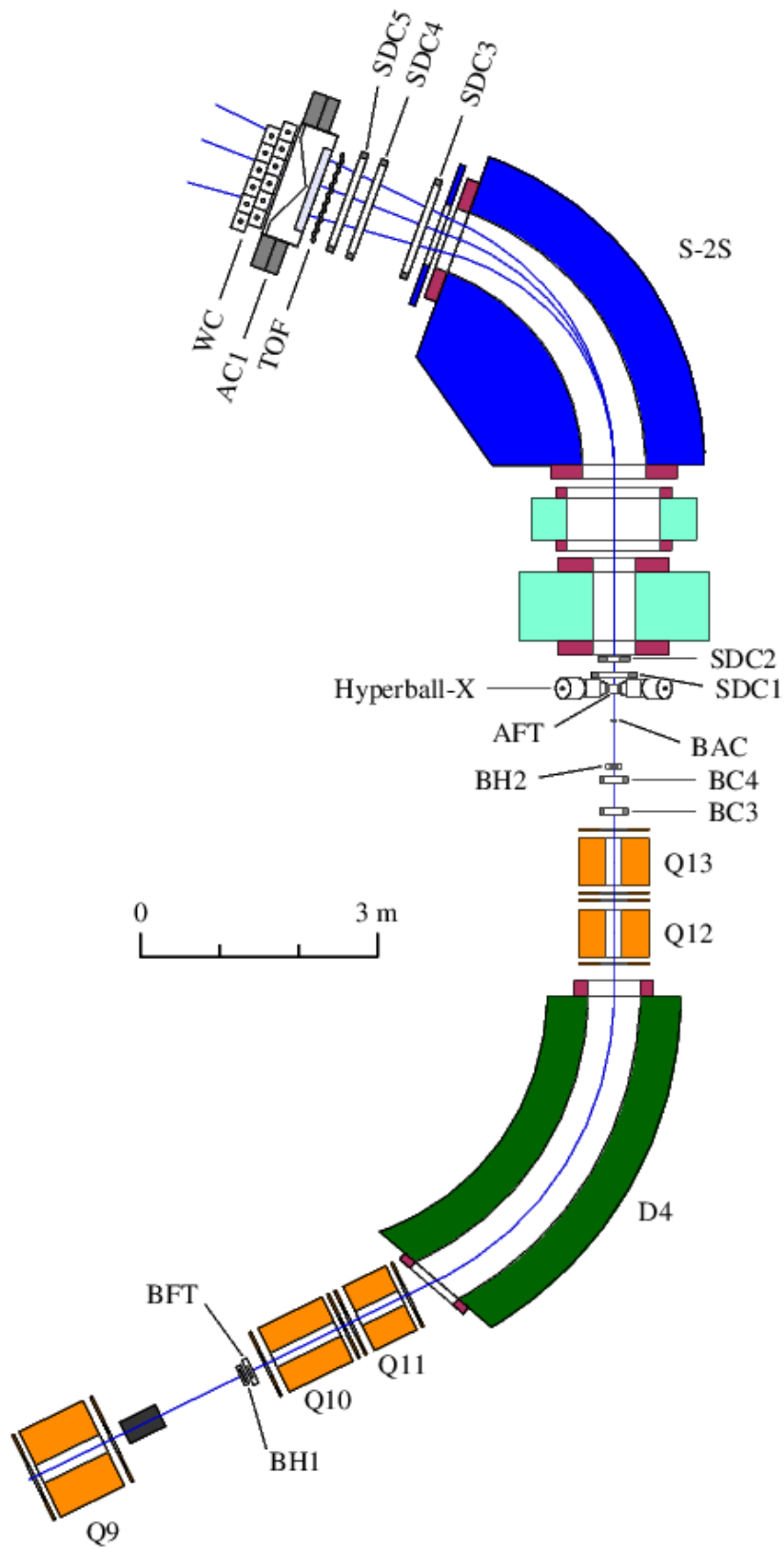


図 1.9: J-PARC E70 実験、E96 実験のセットアップ

K1.8 ビームラインスペクトロメーター

先述したように K1.8 ビームラインスペクトロメーターにより K^- 中間子ビームの運動量を測定する。K1.8 ビームラインスペクトロメーターは QQDQQ マグネット（収束磁石 4 台＋偏向磁石 1 台）で構成されており、その前後に設置されているシンチレーティングファイバー飛跡検出器（BFT）とドリフトチェンバー（BC3, BC4）を用いて、運動量解析を行うことができる。また、それらのマグネットとトラッキング検出器を挟むように設置されているシンチレーションカウンタ BH1 と BH2 で測定される飛行時間と標的直前に設置されているエアロゲルカウンタ（BAC）によって粒子識別を行うことができる。それぞれの検出器の性能を表 1.1 にまとめる。

検出器	構成	有感領域 (mm)	備考
BFT	4 面 ($xx'yy'$)	$160^x \times 80^y$	MPPC $\times 160 \times 2$ 読み出し、 $\phi = 1$ mm
BC3	6 面 ($xx'uu'vv'$)	$192^x \times 100^y$	陽極ワイヤーピッチ：3 mm
BC4	6 面 ($xx'uu'vv'$)	$192^x \times 100^y$	陽極ワイヤーピッチ：3 mm
BH1	11 セグメント	$170^x \times 66^y$	PMT $\times 11 \times 2$ 読み出し、厚さ 5 mm
BH2	8 セグメント	$118^x \times 60^y$	PMT $\times 8 \times 2$ 読み出し、厚さ 60 mm
BAC	シリカエアロゲル	$170^x \times 70^y$	PMT $\times 2$ 読み出し、厚さ 46 mm

表 1.1: ビームライン検出器群の使用

S-2S スペクトロメーター

先述したように S-2S スペクトロメーターにより散乱粒子である K^+ 中間子の運動量を測定する。S-2S スペクトロメーターは QQD マグネット（収束磁石 2 台＋偏向磁石 1 台）で構成されており、その前後に設置されているドリフトチェンバー（SDC1, SDC2, SDC3, SDC4, SDC5）により運動量解析をすることができる。また、SDC5 の下流側に 3 台の粒子識別用検出器が設置されている。一つ目は、BH2 からの飛行時間を測定するためのシンチレーションカウンタ（TOF）、二つ目は、 π^+ 事象を抑制するためのエアロゲルカウンタ（AC）、そして三つ目は陽子事象を抑制するための水チェレンコフカウンタ（WC）である。これらの検出器の性能を表 1.2 にまとめる。

検出器	構成	有感領域 (mm)	備考
SDC1	6 面 ($uu'xx'vv'$)	$394^x \times 264^y$	陽極ワイヤーピッチ: 6 mm
SDC2	4 面 ($vv'uu'$)	$160^x \times 300^y$	陽極ワイヤーピッチ: 5 mm
SDC3	4 面 ($xx'yy'$)	$1170^x \times 1170^y$	陽極ワイヤーピッチ: 9 mm
SDC4	4 面 ($yy'xx'$)	$1170^x \times 1170^y$	陽極ワイヤーピッチ: 9 mm
SDC5	4 面 ($yy'xx'$)	$1170^x \times 942^y$	陽極ワイヤーピッチ: 9 mm
TOF	18 セグメント	$1192^x \times 600^y$	PMT $\times 11 \times 2$ 読み出し、厚さ 20, 30 mm
AC	シリカエアロゲル	$1450^x \times 995^y$	PMT $\times 18 \times 2$ 読み出し、厚さ 113 mm
WC	純水	$1495^x \times 730^y$	PMT $\times 18 \times 2$ 読み出し、厚さ 180, 190 mm

表 1.2: S-2S 検出器群の仕様

AFT(Active Fiber Target)

J-PARC E70 実験と E96 実験は ^{12}C 核を標的として用いるが、それぞれ異なる目的のために、普通の炭素標的を使うのではなく、標的かつ検出器として使うことのできるアクティブファイバー標的 (AFT) を用いる。AFT は $\phi 3$ mm の CH_2 シンチレーションファイバーが縦横に格子状に整列し、ビーム方向に 9 層重なった検出器となっている (図 1.10)。AFT の性能を表 1.3 にまとめる。E70 実験では三ハイパー核 ($^{12}_{\Xi}\text{Be}$) のミッシングマスを $2 \text{ MeV}/c^2$ の精度で測定するために、入射粒子と散乱粒子の標的物質中におけるエネルギーストラグリングによるエネルギー損失を補正する役割を担う。E96 実験では図 1.11 のように放出された Ξ^- 粒子

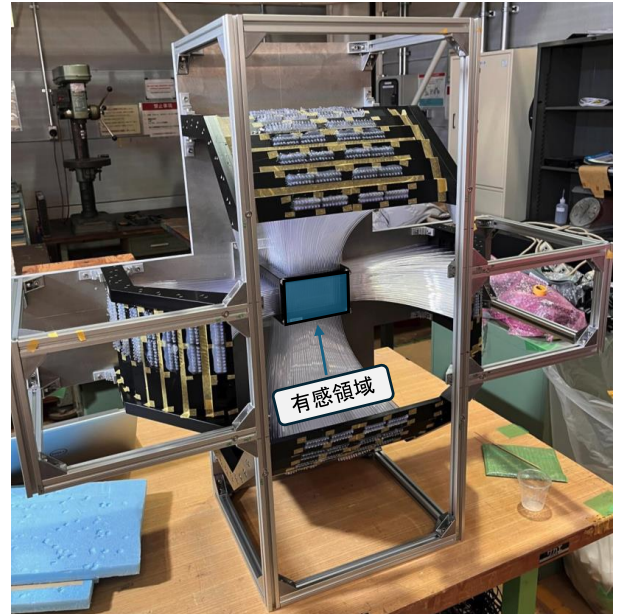
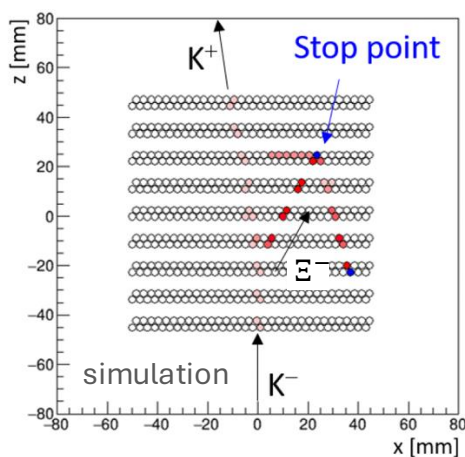


図 1.10: AFT の写真 [12]

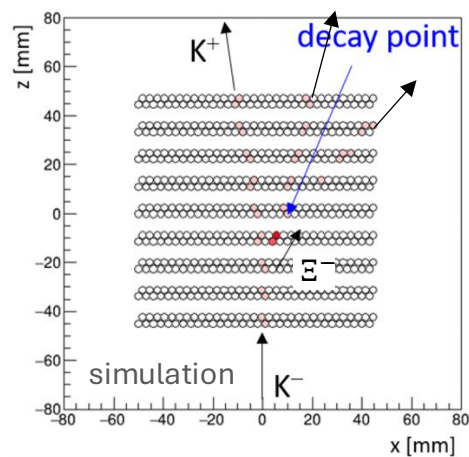
子が標的内で止まったイベントと、止まることなく標的の外へ出たイベントや途中で崩壊してしまったイベントを選別するためのトラッキング検出器としての役割を担う。 Ξ^- 粒子は主に $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ で崩壊し、さらに Λ 粒子が $\Lambda \rightarrow n \pi^0$ か $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ で崩壊する。この時生成される π^0 粒子からの 2γ への崩壊や π^- 粒子が Ξ 原子 X 線測定の大きな背景事象となるので、AFT による signal と background の選別は極めて重要となる。

AFT	
fiber config.	$xx'yy' \times 9$ layers
材質	CH ₂ φ3mm ファイバー
読み出し	MPPC + VME-EASIROC
有感領域	$100^x \times 50^y \times 100^z$
ビーム方向の厚さ	9 g/cm ²

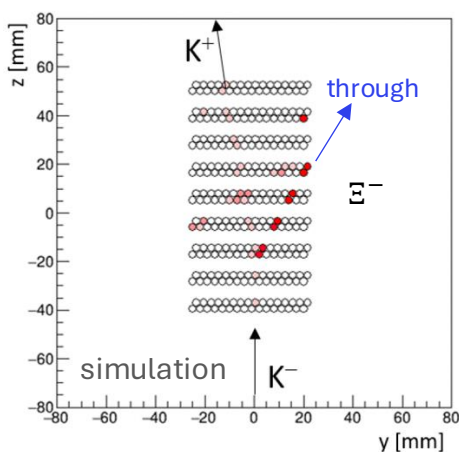
表 1.3: AFT の性能



(a) AFT 内で止まったイベント (signal)



(b) AFT 内で崩壊したイベント (background)



(c) AFT 内で止まらず飛び出したイベント (background)

図 1.11: AFT を用いた Σ^- 粒子の tracking のシミュレーション [13]

Hyperball-X

J-PARC E96 実験では、Canberra 社製 clover 型 Ge 検出器 4 台からなる Hyperball-X を用いて π 原子 X 線分光を行う。4 台の Ge 検出器はそれぞれ AFT に向けて、水平に対して ± 45 度方向から近接している。Hyperball-X の setup を図 1.12a に示す。clover 型 Ge 検出器は図 1.12b のように 4 つの Closed-end N 型 Ge クリスタル（詳しくは第 3 章を参照）が内蔵されている。Ge クリスタルは製造の困難さから、一つあたりの体積の上限値が存在しており、立体角を稼ぐために大きな一つのクリスタルを作るとは困難である。そこで、clover 型 Ge 検出器のように小さなクリスタルを同じ真空槽の中に並べることによって一台あたりの Ge クリスタルの体積を大きくすることができる。結晶が大きくなると検出器の静電容量が上がり、電荷収集時間も長くなって、分解能が悪化するが、それも避けられるという利点がある。また、clover 型 Ge 検出器はクリスタルひとつあたりの計数率が小さくなるので、高計数率環境の耐性があるという長所もある。Ge 検出器は付録 B で説明するように、価電子帯と伝導帯のバンドギャップが非常に小さく、熱により価電子帯の電子が簡単に伝導帯へ移ることができるので、常温環境下で使うことができない。そのため、Hyperball-X で使う Ge 検出器は液体窒素冷却により、およそ 90 K までクリスタルの温度を下げて使用している。Ge クリスタル一つあたりのサイズは、直径 51 mm、長さ 71 mm で、有感体積は 470 cm^3 (決勝体積に対する有感領域の割合：89%) となっている。

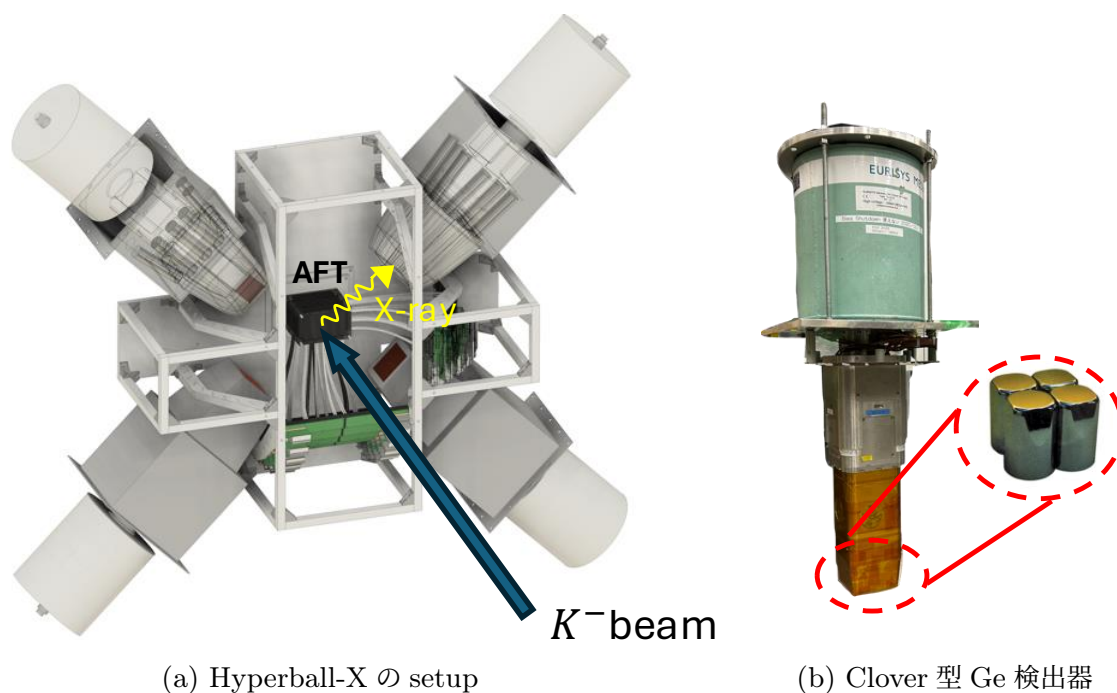


図 1.12: Hyperball-X と clover Ge 検出器

ビーム起因で生成された励起原子核が放出するガンマ線が Ge 検出器に入射し、コンプト

ン散乱を起こし、Ge クリスタル外に出るような場合、そのイベントは一部のエネルギーだけ Ge クリスタルに落とすので、ADC スペクトラムに広範囲で続く連続的なバックグラウンドとなる。また、 π^0 粒子の崩壊による高エネルギーガンマ線が Ge クリスタル内や周辺の物質の中で電子シャワーを起こすイベントや、高エネルギー荷電粒子が Ge クリスタルを貫くイベントも深刻なバックグラウンドとなる。そこで、我々は図 1.13 のように、Ge 検出器を BGO シンチレーターで囲うことにより、BGO シンチレーターが Ge 検出器と同時に信号を出したイベントはバックグラウンドとして除去する仕組みを Hyperball-X のセットアップに組み込んでいる。このバックグラウンド除去で用いるシンチレーターには、有効原子番号が大きくガンマ線吸収率の高い BGO シンチレーターを用いている。また、Ge 検出器のエネルギー較正に用いる LSO シンチレーターを図 1.13 のように BGO シンチレーターの手前に設置している（詳細は第 2 章を参照）。

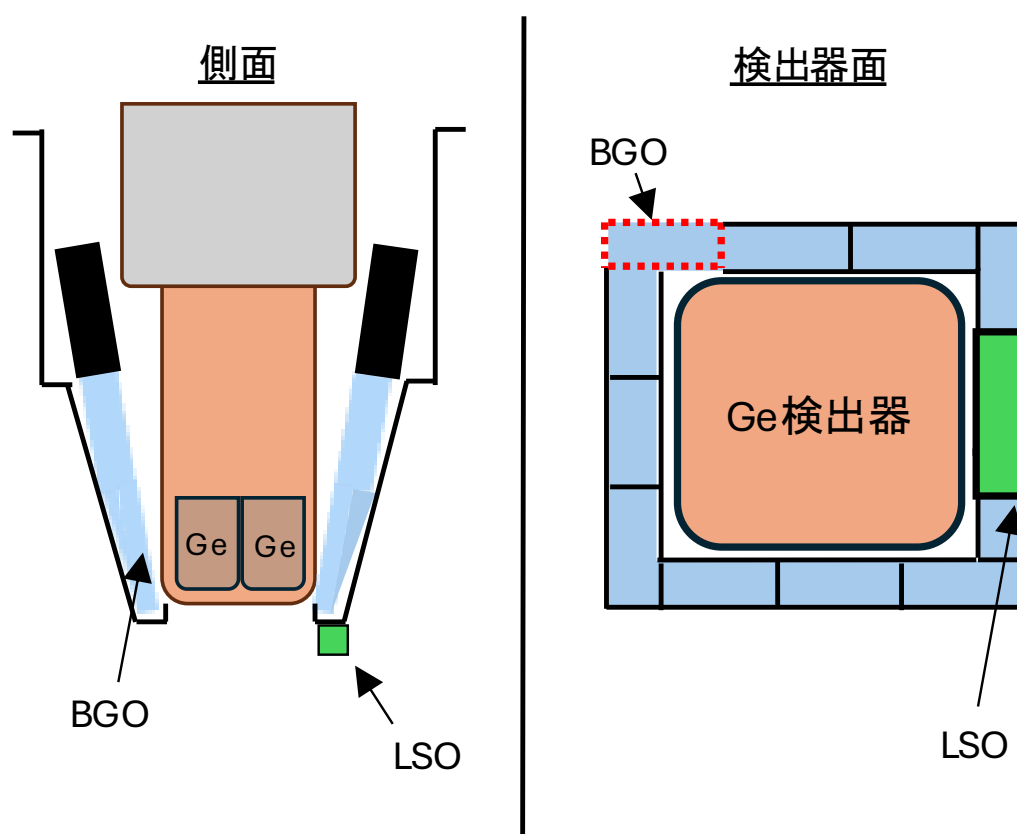


図 1.13: Ge 検出器に対する BGO シンチレーターと LSO シンチレーターの位置

1.4 本論文の目的

J-PARC E96 実験では、Ge 検出器群 Hyperball-X を用いて Ξ -C 原子 X 線を精密測定する。予想される Ξ -C 原子 X 線のエネルギーは 50 keV~200 keV の領域であり、我々が所有する Ge 検出器では測定したことのない低エネルギー領域を含んでいる。本研究では、この低エネルギー領域における高精度エネルギー較正手法の開発と、 Ξ -C 原子 X 線を精密測定す

るために考慮する必要がある Ge 検出器の位置依存性および HV 依存性の評価を行う。また、エネルギー較正をする際に重要となるエネルギー較正曲線の非線形性の原因も明らかにする。

第 2 章

Ge 検出器のエネルギー較正手法の開発

J-PARC E96 実験では Ξ 原子 X 線精密分光を行うために LSO シンチレーターを用いたエネルギー較正システム（以下ではこれを LSO パルサーと呼ぶ）を使う。この章では、LSO パルサーの概要、および性能評価についてまとめる。

2.1 LSO パルサーの概要

Ξ 原子 X 線のピーク位置が ΞN 相互作用の情報に直接寄与するため、極めて精度の高いピーク位置決定が要求される。そうすると、ピーク位置決定精度に系統誤差として乗るエネルギー較正精度をできるかぎり小さくすることが重要になってくる。具体的には、シミュレーションによって予測される Ξ 原子 X 線のピーク位置決定精度に対して、無視できるほどの系統誤差を与えるようなエネルギー較正精度である。図 2.1 はシミュレーションによって生成された J-PARC E96 実験で得られる Ξ 炭素原子 X 線のスペクトラムである。J-PARC E96 実験で予想されている Ξ 原子 X 線のカウン数はそれぞれ $4F \rightarrow 3D$ (55 keV) 遷移は 22 カウント、 $3D \rightarrow 2P$ (154 keV + ΔE) 遷移は 11 カウント [13] とイベント数がかなり少ない

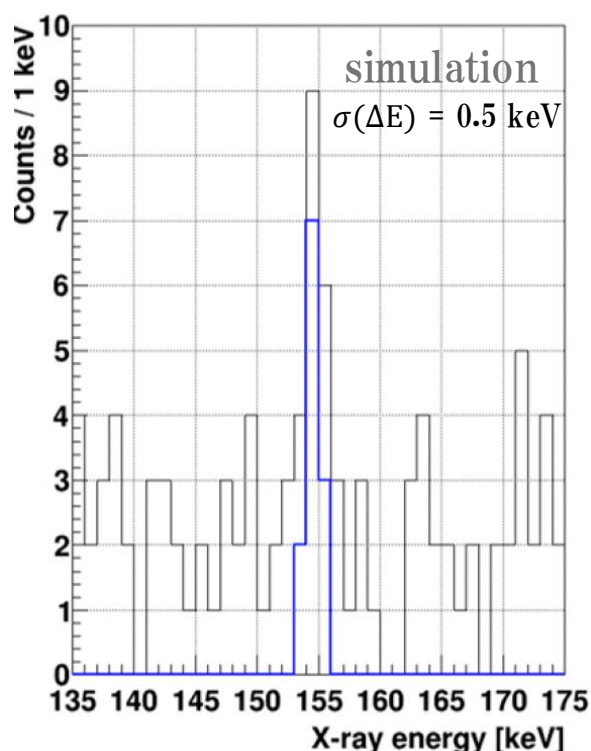


図 2.1: 155 keV の Ξ 炭素原子 X 線のスペクトラム シミュレーション [13]

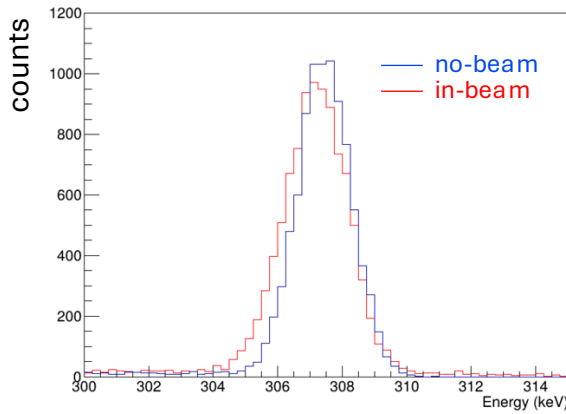
が、分解能が 2 keV(FWHM@202 keV)

の Ge 検出器を使うため、155 keV の ^{57}Co

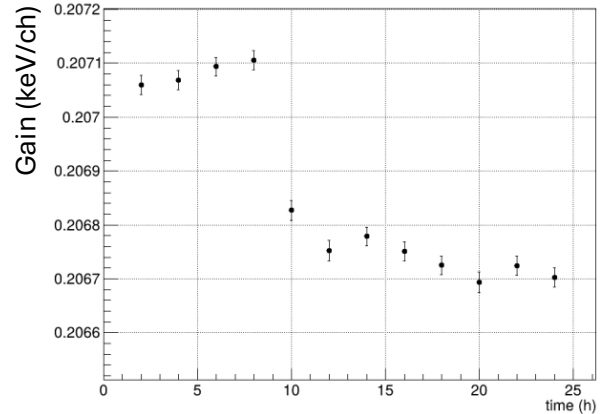
の X 線のピーク位置決定精度は $\sigma = 0.5$ keV を達成できると予想されている。

よって、目標エネルギー較正精度をその 1/10 の $\sigma_{calib} < 0.05$ keV とした。 $\sigma_{calib} < 0.05$ keV のエネルギー較正精度は通常のエネルギー較正手法（実験前や実験後に行う線源を用いたエネルギー較正）では達成するのは難しい。その理由は以下の 2 点が挙げられる。

- in-beam 環境下における Ge 検出器の信号のベースラインシフト
~ 0.2 keV
- データ取得期間内での温度変化などによる回路系を含む検出器のゲインドリフト
~ 0.4 keV(@202 keV)



(a) ベースラインシフト



(b) AMP 回路のゲインドリフト

図 2.2: エネルギー較正における問題

これらの問題を解決するために我々は in-beam 環境下でもリアルタイムでエネルギー較正をすることができる LSO パルサーを用いたエネルギー較正システムを導入する。この較正システムの概略図を図 2.3 に示す。LSO シンチレーターは天然放射性核種 ^{176}Lu (図 2.4) を 2.6% 含んでいるため、 ^{176}Lu が β 崩壊したタイミングで β 線により自己発光する。本来 LSO シンチレーターはこの自己発光によるバックグラウンドがデメリットとして扱われるが、我々はそれを逆手に取り LSO シンチレーターを ^{176}Lu の娘核である ^{176}Hf からのガンマ線放出のタイミングカウンターとして使う。これにより、in-beam 環境下の大量のバックグラウンドの中から LSO シンチレーターが出すタイミング情報を元に、特定のガンマ線や X 線を選び出すことができる。図 2.5 に LSO $\cap$ Ge と reaction $\cap$ Ge のそれぞれのトリガーで取った Ge 検出器の in-beam 環境下における ADC スペクトラムを示す。LSO からは triggerable な 88 keV、202 keV、307 keV のガンマ線と、50 – 60 keV の X 線が放出される。J-PARC E07 実験 [10] では、この較正システムを用いることによって 200~500keV の

領域で 0.1 keV 以下のエネルギー較正精度が達成された。本研究では C 原子 X 線が観測されるエネルギー領域の 50~200 keV でこの較正システムの導入を試みる。

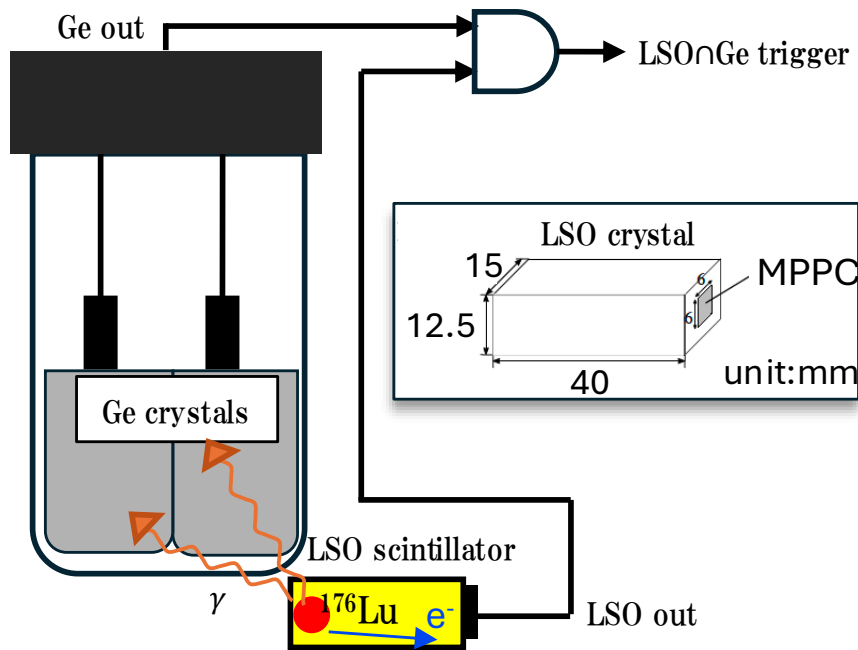


図 2.3: LSO パルサーを用いた Ge 検出器エネルギー較正システム

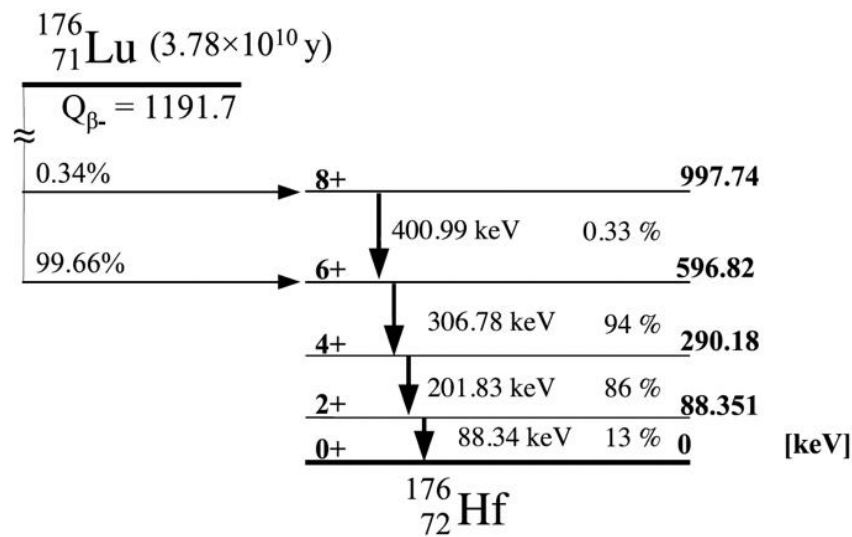


図 2.4: ^{176}Lu の崩壊図

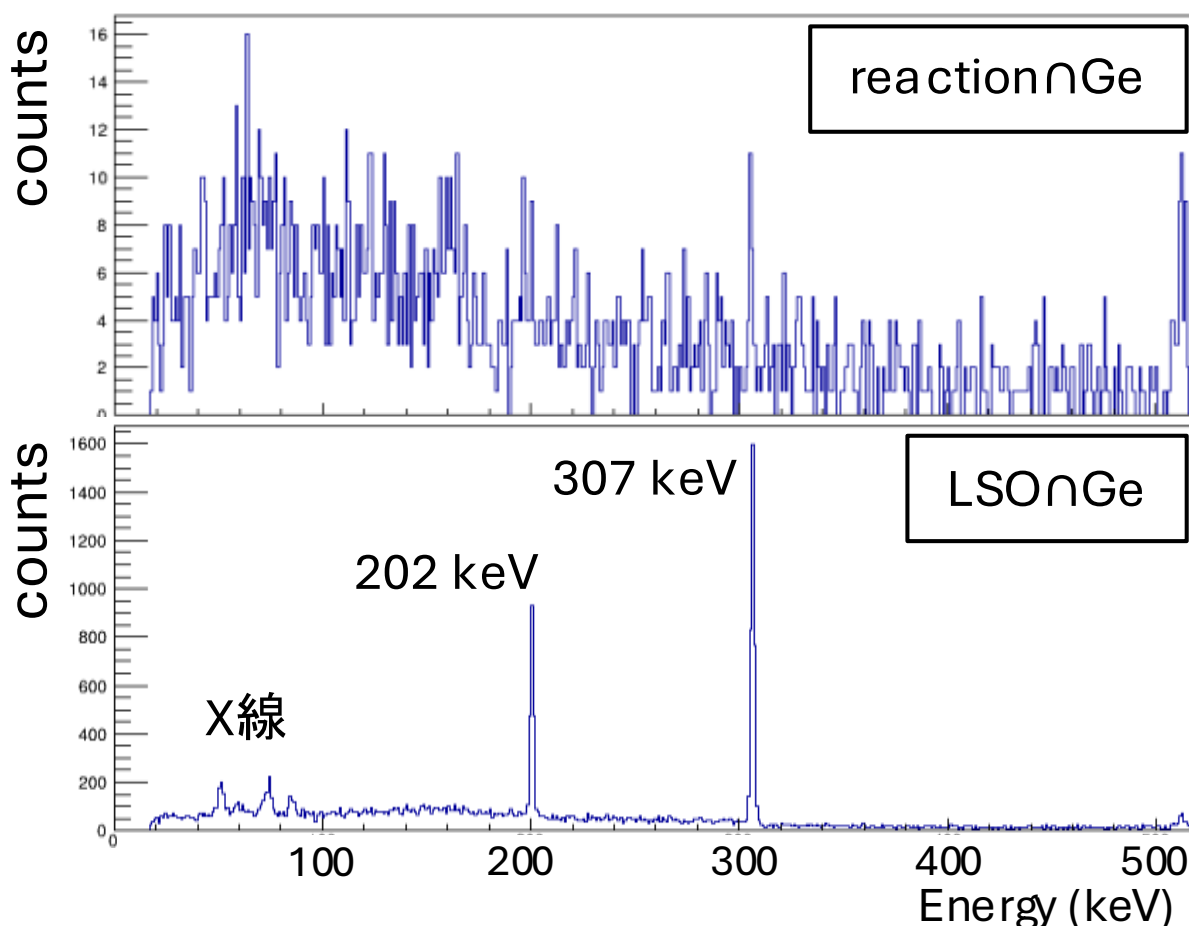


図 2.5: in-beam 環境下 trigger 別スペクトラム

2.1.1 LSO パルサーの利点

LSO パルサーを用いると、J-PARC E96 実験セットアップの場合、2 時間毎のピーク位置の変動を ^{176}Lu の 202 keV と 307 keV のガンマ線を使うことにより、モニタリングすることができる。そして、モニタリングの結果観測されたピーク位置の変動に応じてエネルギー較正曲線を作り直すことにより、ピーク位置の変動に対応することができる。しかし、LSO シンチレーターに含まれる ^{176}Lu は天然放射性核種であるため、LSO で trigger できる較正ピークのカウント数を十分に貯めるには有限の時間がかかる。そこで、較正ピークの統計精度が十分とれるような時間スケールを τ (本実験ではおよそ 4 時間) とし、 τ よりも長い時間スケールと短い時間スケールに分けて LSO パルサーの利点を説明する。

τ よりも長い時間スケール

τ よりも長い時間スケールのピーク位置の変動やゲインが飛んだりすることによる急激な変化の場合、上述したように、較正曲線を τ ごとに作り直すことによって対応することができる。

τ よりも短い時間スケール

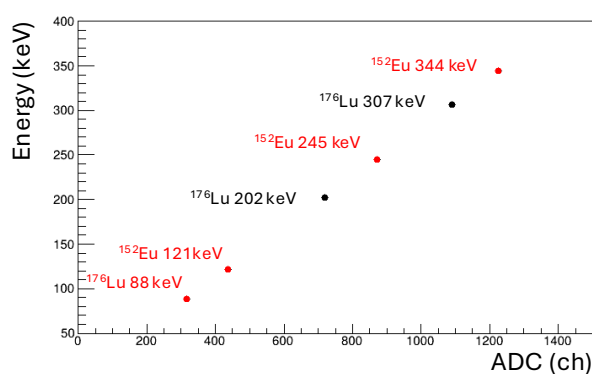
τ よりも短い時間スケールのピーク位置の変動に対しても LSO パルサーを使うことにより大きな恩恵を得ることができる。 τ の間のピーク位置変動が起きた場合、 τ の間に貯めた較正ピークを一つのピークとしてフィッティングすると、ピークの幅が広がることになる。しかし、目的の Ξ 原子 X 線のピークの幅も同じ形で広がるため、較正ピークの平均位置として決めた較正エネルギーを使うと、ピーク位置変動を系統誤差として扱わずにエネルギー較正することができる。これは、本来補正することのできないことで残るはずのピーク位置中心位置の系統誤差を、分解能の悪化という形で統計誤差に組み込んでいることを意味している。 τ よりも短い時間スケールのピーク位置の変動は基本的に 0.1 keV のオーダーであるため、分解能に比べて十分に小さく無視できるので、ピーク位置変動による系統誤差を無視できることになる。

2.2 50 – 200 keV におけるエネルギー較正

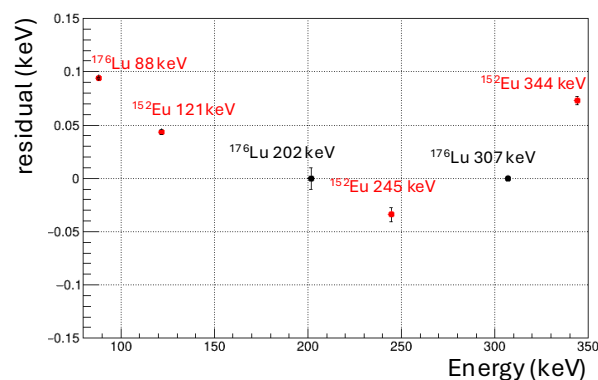
すでに先行研究 [10] において LSO パルサーを用いたエネルギー較正により、200～500 keV のエネルギー領域で 0.1 keV のエネルギー較正精度が達成されている。本研究では J-PARC E96 実験で測定する Ξ 炭素原子 X 線のエネルギー領域である、50～200 keV で $\sigma_{calib} < 0.05$ keV のエネルギー較正精度を達成することができるかを調べた。

エネルギー較正精度の指標

以降、エネルギー較正精度を定量的に議論していくために、「エネルギー較正残差分布」を頻繁に使うことになるので、「エネルギー較正残差分布」についてここで詳しく説明しておく。0.01 keV のオーダーで Energy(keV) と ADC(ch) の関係を調べるのに、縦軸エネルギー(keV)、横軸 ADC(ch)(図 2.6a) の分布図を用いるのは縦軸のスケールが合わないために適さない。そこで、ある一つのエネルギー較正直線を用意し、それを用いて縦軸「エネルギー較正後の値(keV) - 既知のエネルギー値(keV)」、横軸「既知のエネルギー値(keV)」(図 2.6b) の分布図(エネルギー較正残差分布)を作り相関を調べる。それによって 0.01 keV のオーダーで Energy(keV) と ADC(ch) (実際はエネルギー較正後の値(keV) であるが分布図としては同じ意味を持つ) の関係を調べることができる。



(a) ADC(ch) と Energy(keV) の相関



(b) エネルギー較正残差分布 (^{176}Lu 202 keV, ^{176}Lu 307 keV でエネルギー較正)

図 2.6: エネルギー較正精度の指標

2.2.1 50 – 350 keV における Energy(keV) と ADC(ch) の関係

^{133}Ba 線源、 ^{152}Eu 線源、 ^{241}Am 線源、 ^{176}Lu (LSO) から放出される計 10 種類のガンマ線を用いて、50 – 350 keV のエネルギー領域における Energy(keV) と ADC(ch) の関係を調べた。この時用いた Ge 検出器は Hyperball-X の検出器の一つである SN02 である。エネルギー較正残差分布を作るための仮のエネルギー較正直線を ^{176}Lu から放出される 202 keV、307 keV のガンマ線を使って作った。その結果を (図 2.7) に示す。計 10 種類のガンマ線のエネルギー値は表 2.1 に示す。E < 150 keV のエネルギー領域では 0 から大きく正方向にズレた分布を持っており、リニアリティが悪化していく様子が見られた。特に興味のある 50 – 200 keV の領域において、 ^{176}Lu から放出される 202 keV、307 keV のガンマ線を使ったエネルギー較正は適切ではないこともわかった。

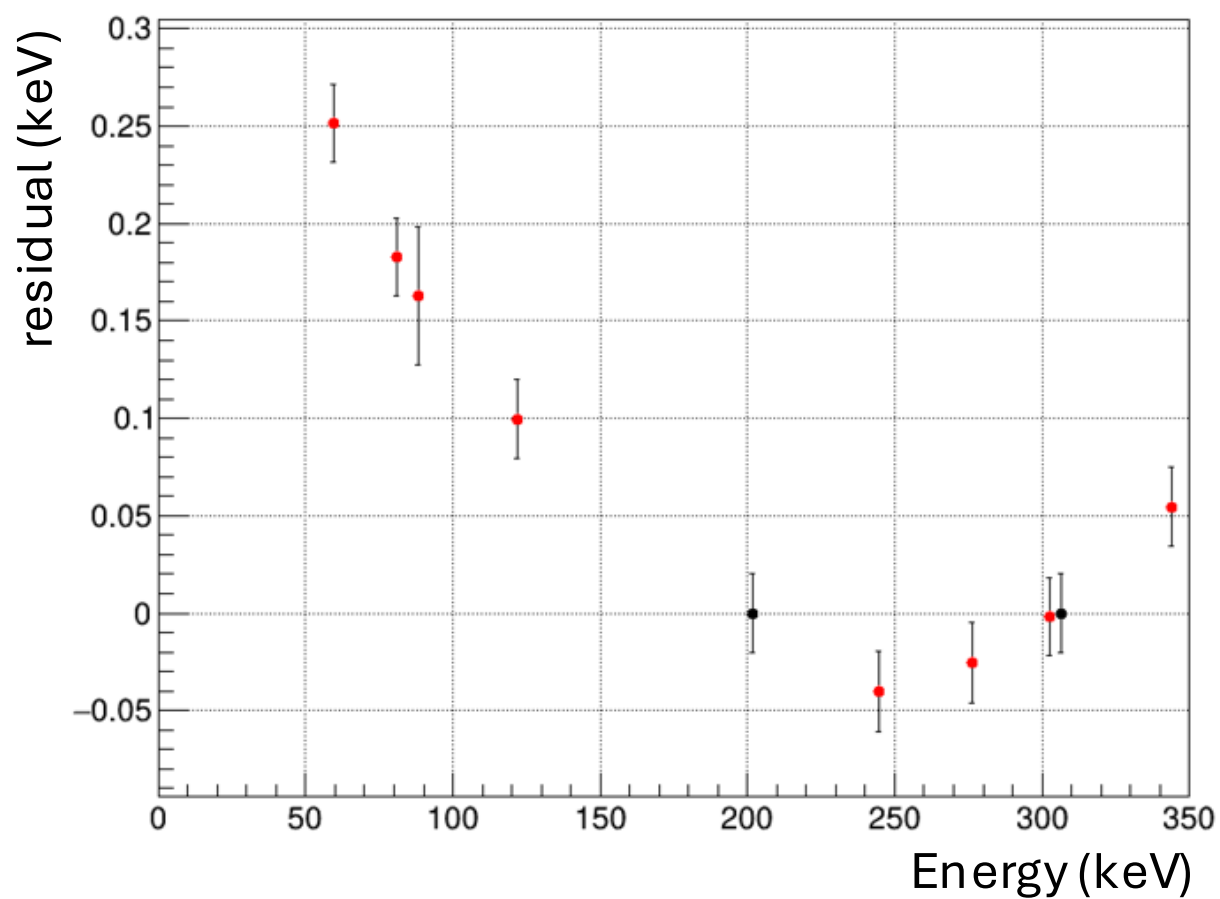


図 2.7: 50 – 350 keV における Energy(keV) と ADC(ch) の関係 (赤点が 3 種のチェックソースからのガンマ線、黒点が ^{176}Lu から放出される 202 keV、307 keV のガンマ線による測定点)

表 2.1: ^{133}Ba 線源、 ^{152}Eu 線源、 ^{241}Am 線源、 ^{176}Lu (LSO) から放出されるガンマ線のエネルギー [1]

線源	エネルギー $E[\text{keV}]$
^{133}Ba	81.00
	276.40
	302.85
^{152}Eu	121.78
	244.70
	344.28
^{241}Am	59.54
^{176}Lu	88.34
	201.83
	306.78

2.2.2 LSO から放出される X 線、88 keV ガンマ線を用いたエネルギー較正

前項より、50 – 200 keV のエネルギー領域を精度よくエネルギー較正するためには LSO から放出される X 線および 88 keV のガンマ線を使う必要がある。以下でそれぞれのピークについて説明する。

LSO から放出される X 線

LSO からは 2 種類の原子からの X 線が放出されている。一つ目は Hf 原子からの X 線で、主に ^{176}Lu が β 崩壊した先の励起状態にある ^{176}Hf が内部転換を介して脱励起した際に空いた K 殻の電子軌道を外殻の電子が埋める時に放出される X 線である。もう一つは Lu 原子からの X 線で、これは主に LSO 内で発生したガンマ線や X 線を同じ LSO 内にある Lu 原子が吸収し、そして脱励起する際に放出される X 線である。

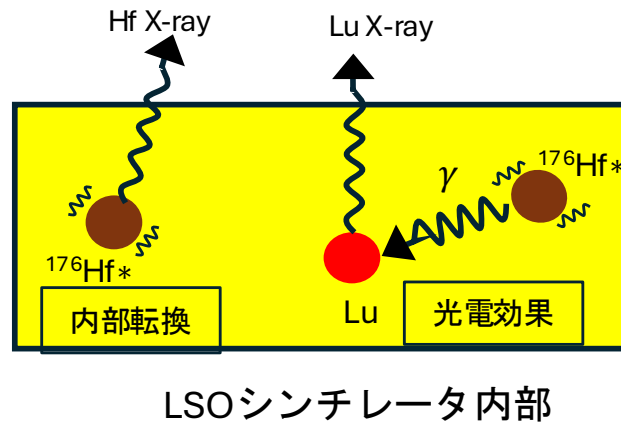


図 2.8: LSO から放出される Hf 原子の X 線と Lu 原子の X 線の生成メカニズム

我々の Ge 検出器で測ることのできるエネルギーレンジ ($E > 20$ keV) で現れる X 線の主なピークは、 $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$, $K_{\beta 3}$ と呼ばれる図 2.9 に示すような遷移である。また、表 2.2、表 2.3 に Lu 原子と Hf 原子のそれぞれの $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$, $K_{\beta 3}$ 遷移のエネルギー値、相対強度を示す。

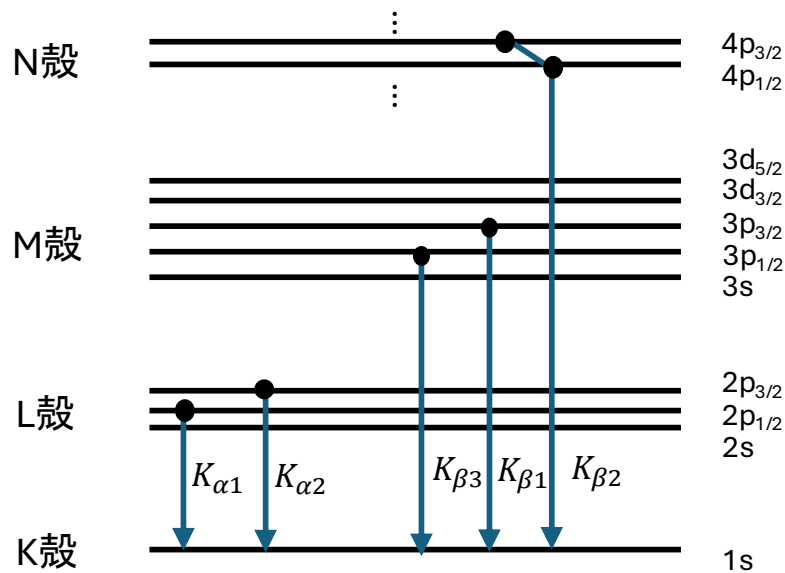


図 2.9: $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$, $K_{\beta 3}$ の遷移 [15]

表 2.2、表 2.3 にある計 10 本の X 線のピークが Ge 検出器の ADC スペクトラムでは重なり、図 2.10 のようになる。(以下 LSO から放出される 10 本の X 線を LSO の X 線と総称

	エネルギー [keV]	相対強度
$K_{\alpha 1}$	54.570	0.50471
$K_{\alpha 2}$	52.965	0.28698
$K_{\beta 1}$	61.290	0.10669
$K_{\beta 2}$	62.901	0.0430
$K_{\beta 3}$	61.050	0.0525

表 2.2: Lu 原子の $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$, $K_{\beta 3}$ のエネルギー値と相対強度 [16]

	エネルギー [keV]	相対強度
$K_{\alpha 1}$	55.790	0.50353
$K_{\alpha 2}$	54.612	0.28731
$K_{\beta 1}$	63.244	0.10754
$K_{\beta 2}$	64.912	0.04280
$K_{\beta 3}$	62.986	0.05571

表 2.3: Hf 原子の $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$, $K_{\beta 3}$ のエネルギー値と相対強度 [16]

する。)

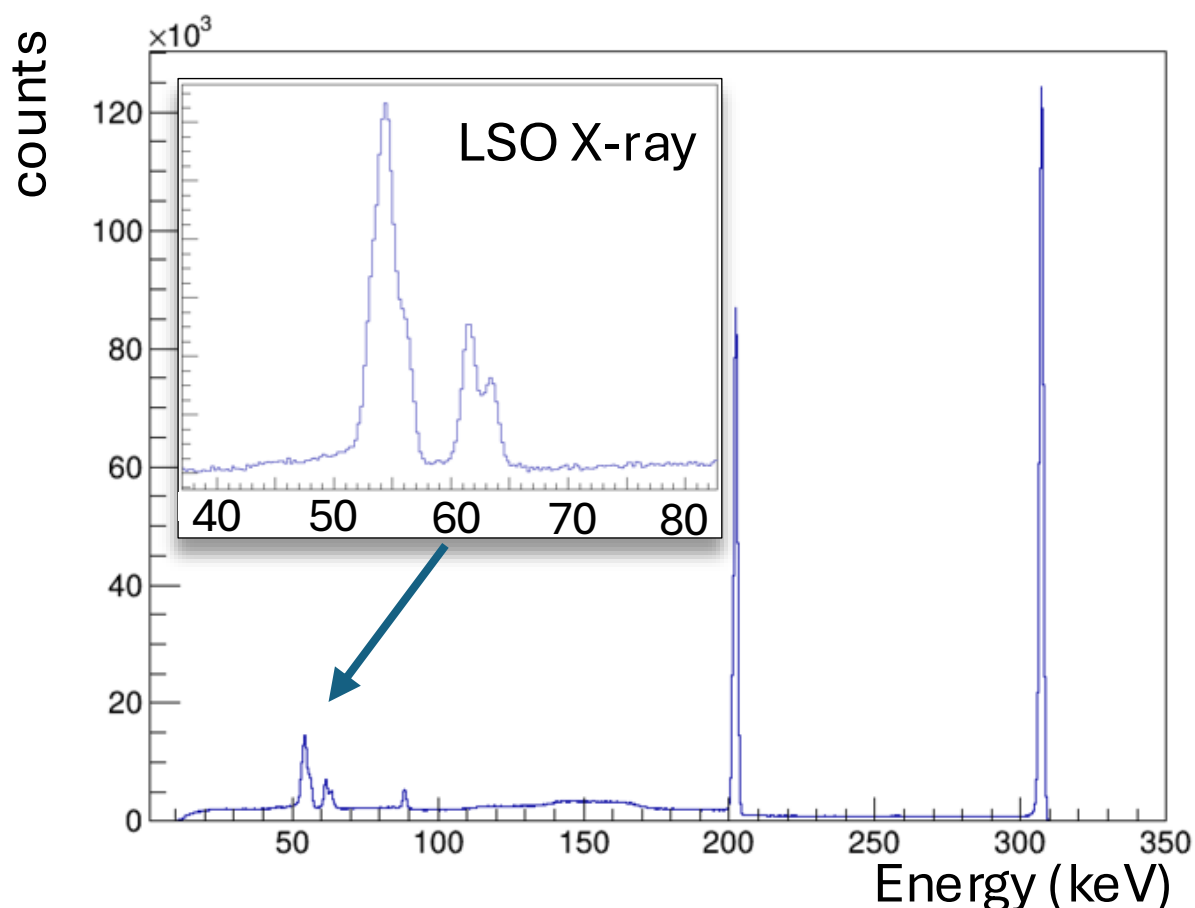


図 2.10: LSO から放出される X 線のスペクトラム

この LSO の X 線をエネルギー較正のリファレンスピークとして使うためには、限られた統計数のピークをできる限り少ないパラメーターでフィッティングする必要がある。そのため、まず LSO の X 線の response function を高統計のデータ（事前に長い時間をかけて取っておいたデータ）から得る。この際に以下で説明する手続き 1～5 を踏む。そして得られ

た response function (フリーパラメーターの数:5) を使って、実際にエネルギー較正したいデータの LSO の X 線をフィッティングしエネルギー較正のリファレンスピークとして使う。

以下、response function を得る手続きを説明する。

1. LSO 内における X 線の吸収比の見積り

LSO 内部から放出される X 線は低エネルギーであればあるほど、LSO を出る前に LSO 内で吸収されてしまう確率が高くなる。その結果、Ge 検出器の ADC スペクトラムに現れるピークの強度比はそれぞれ、表 2.2、表 2.3 に従わなくなる。以下で各種 X 線の吸収比を簡単な 2 次元の模型 (図 2.11) を用いて求める。まず、Lu 原子または Hf 原子は LSO 内に一様に数密度 ρ (*const.*) で分布していると仮定する。Lu 原子と Hf 原子の数の比は未知なので、それぞれの原子内での X 線の比のみを求める。図 2.11 に従い y 方向の積分をすることにより、LSO から放出されるエネルギー E_1 、 E_2 の X 線の数 I_1/I_2 は式 2.1 となる。このとき、表 2.2、表 2.3 から求まる E_1 、 E_2 の X 線の相対強度比は r_1/r_2 とし、あるエネルギー E の光子に対する LSO 内による吸収係数を $\mu(E)$ とする。LSO の厚さは $d = 12.5$ (mm)、密度は $\rho_{LSO} = 7.4$ (g/cm³) である。

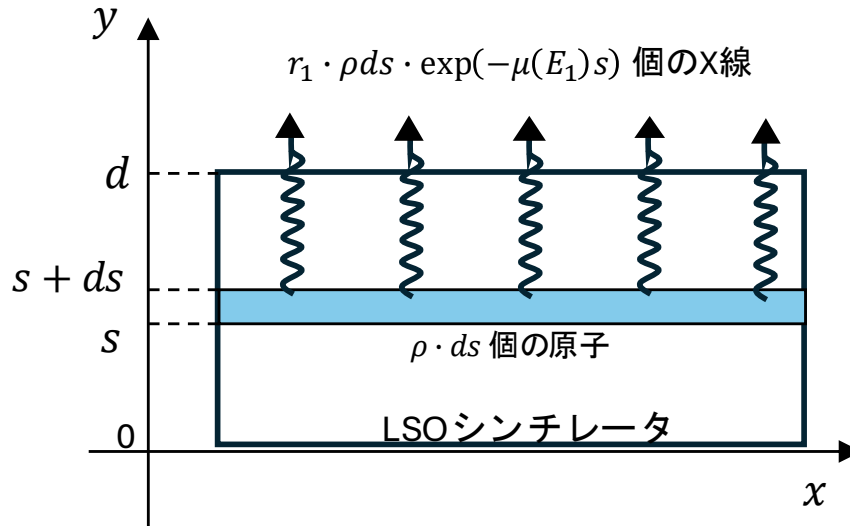


図 2.11: 吸収比を計算するための LSO 二次元図

$$\begin{aligned}
 \frac{I_1}{I_2} &= \frac{\int_0^d r_1 \rho \cdot \exp(-\mu(E_1)s) \cdot ds}{\int_0^d r_2 \rho \cdot \exp(-\mu(E_2)s) \cdot ds} \\
 &= \frac{r_1 \mu(E_2) (1 - \exp(-\mu(E_1)d))}{r_2 \mu(E_1) (1 - \exp(-\mu(E_2)d))}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Lu 原子と Hf 原子のそれぞれの X 線のエネルギーにおける吸収係数を表 2.4, 2.5 にまとめる。

Lu X – ray (keV)	μ/ρ_{LSO} (cm ² /g)	μ (/cm)
$K_{\alpha 1}$ (54.570)	3.28	24.11
$K_{\alpha 2}$ (52.965)	3.46	25.43
$K_{\beta 1}$ (61.290)	2.38	17.5
$K_{\beta 2}$ (62.901)	2.23	16.4
$K_{\beta 3}$ (61.050)	2.41	17.69

表 2.4: Lu 原子の $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$, $K_{\beta 3}$ における吸収係数とそれに関する量 [22]

Hf X – ray (keV)	μ/ρ_{LSO} (cm ² /g)	μ (/cm)
$K_{\alpha 1}$ (55.790)	3.03	22.24
$K_{\alpha 2}$ (54.612)	3.20	23.50
$K_{\beta 1}$ (63.244)	2.20	16.18
$K_{\beta 2}$ (64.912)	9.33	68.64
$K_{\beta 3}$ (62.986)	2.22	16.34

表 2.5: Hf 原子の $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$, $K_{\beta 3}$ における吸収係数とそれに関する量 [22]

我々の LSO の厚さ (12.5 (mm)) においては式 2.1 に現れる exp の項は極めて小さく無視することができることがわかる。これは厚さ方向のサイズをこれ以上大きくしても、X 線の量は増えることはないことを示している。Lu 原子と Hf 原子の数が増えたとしても LSO から出てくることができないのである。参考に、Hf 原子の $K_{\alpha 1}$ の X 線の数 $1/e$ となる厚さはおおよそ 0.4 (mm) である。また、Hf 原子の $K_{\beta 2}$ の吸収係数が極端に大きくなることは特筆すべき点である。通常、ある原子から出てくる KX 線は、その原子の K 殻の束縛エネルギーを超えることはないので、吸収係数が極大となる K-edge を超えることはない。しかし、LSO の場合、LSO が含有している 2.6% の ^{176}Lu が β 崩壊し ^{176}Hf に変わるため (原子番号が一つ増える) Hf 原子の $K_{\beta 2}$ 線は Lu の K-edge を超え、吸収係数が増大する。

式 2.1 は式 2.2 のように近似され、吸収係数の比と各種 X 線が原子から放出される相対強度を使って簡単に表される。

$$\frac{I_1}{I_2} \approx \frac{r_1 \mu(E_2)}{r_2 \mu(E_1)} \quad (2.2)$$

2. 10 個のガウシアン の 相 対 位 置 と 相 対 強 度 の 固 定、sigma の 共 通 化

LSO の X 線のフィッティングを行う際、まず 10 個のガウシアンを用意する。そして、 ^{176}Lu 88 keV, 202 keV の 2 点を使って求めたエネルギー較正関数 ($E = a \times \text{ADC}(\text{ch}) + b$) のパラメーター a を用いて、表 2.2、表 2.3 からわかる 10 本の X 線のエネルギー差 (keV) を $\text{ADC}(\text{ch})$ に変換し、10 個のガウシアンのピーク位置の相対位置を固定する。次に、手続き 1 で求めた Lu 原子と Hf 原子それぞれの $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$, $K_{\beta 3}$ の比をガウシアンの高さの比として固定する (Hf と Lu 間の X 線の強度比はフリーパラメーターであることに注意する)。最後に、10 個のガウシアンの sigma を共通化する。これらの手続きによって、パラメーターはガウシアンの高さ、sigma、ピーク位置、Hf 原子と Lu 原子間の X 線の相対強度、の 4 つのパラメーターとなる。

ここまでの手続きで、BG を定数と仮定した場合 (BG はある値で固定している) のフィッティングを行った結果を図 2.12 にしめす。

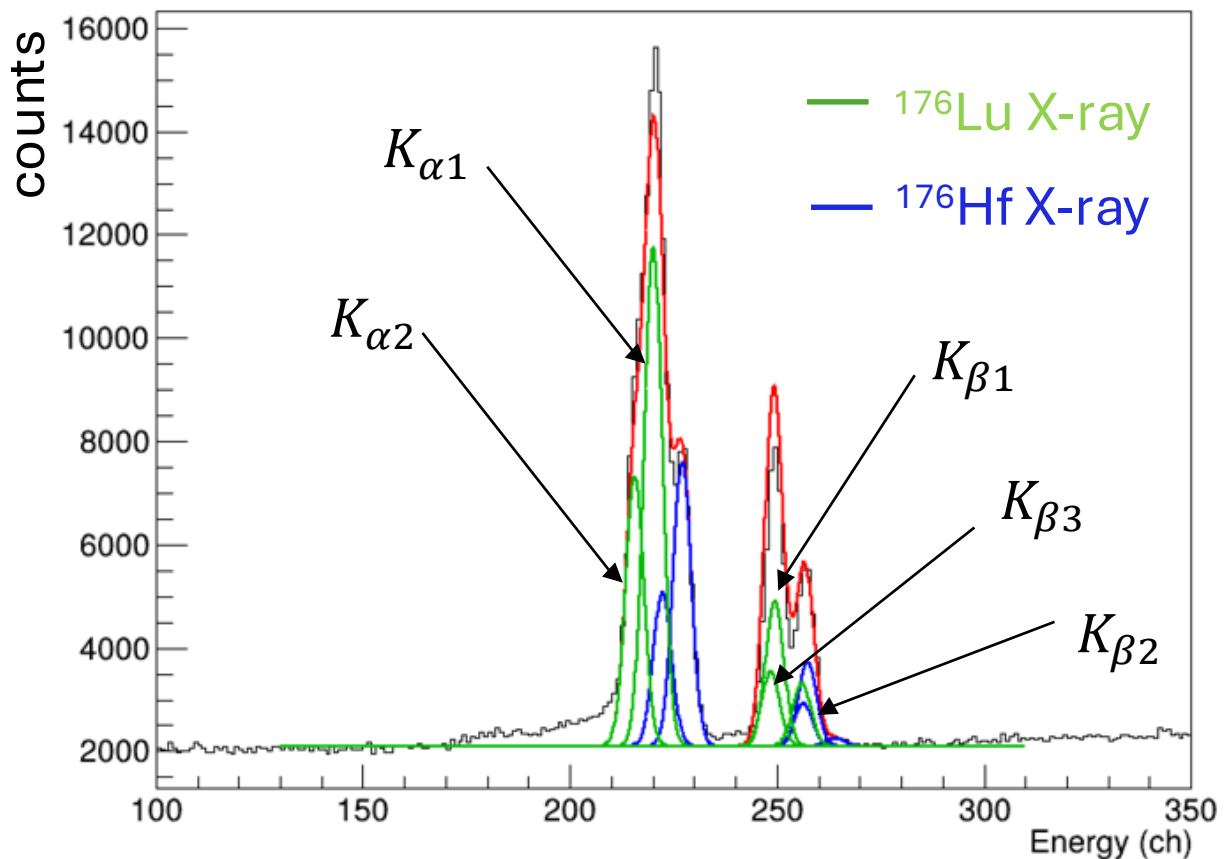


図 2.12: 手続き 1,2 のみを踏んだ LSO の X 線のフィッティング結果 (BG は定数で固定)

3. Low energy tail の再現

図 2.12 からわかるように、ピークの左側に tail 部分が現れている。この X 線スペクトラムの形を再現するために PIXE (Particle induced X-ray Emission) 実験でよく使われる HYPERMET function を使う (HYPERMET function については付録

Cを参照)。ここで使う具体的な式は式 2.3 である。 $G(x)$ は、電子・正孔対の発生数の揺らぎと電氣的なノイズによるエネルギーピーク形状の広がりを表すガウス関数である。 $T(x)$ は、Ge 結晶の孔子欠陥によるキャリアトラップ (ICC:Incomplete Charge Collection) と RAE(Radiative Auger Effect) による低エネルギー側の広がりを表すスキュード・ガウス関数である。 $Es(x)$ は Ge 原子の KX 線が有感領域から飛び出してしまった際に現れる、主ピークから 9.9 keV 離れたところに現れるエスケープピークを表すガウス関数である。この HYPERMET function(式 2.3) を手続 1、2. の固定パラメーターの手続きに従い、10 個用意しフィッティングする。ただし、ガウス関数、スキュード・ガウス関数、エスケープのガウス関数の大きさの比 (B/A と C/A) は 10 個で共通とし、skewedeness を表す β も 10 個で共通とする。その結果を図 2.13 に示す。バックグラウンドは定数 (フリーパラメーター) とする。

$$F(x) = G(x) + T(x) + Es(x) \quad (2.3)$$

$$G(x) = A \times \exp\left(-\frac{(x-c)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.4)$$

$$T(x) = B \times \exp\left(-\frac{x-c}{\beta}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{x-c}{\sqrt{2}\sigma} + \frac{\sigma}{\sqrt{2}\beta}\right) \quad (2.5)$$

$$Es(x) = C \times \exp\left(-\frac{(x-c')^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.6)$$

(c' : Ge の K_{α} 線のエネルギー分ずらした値)

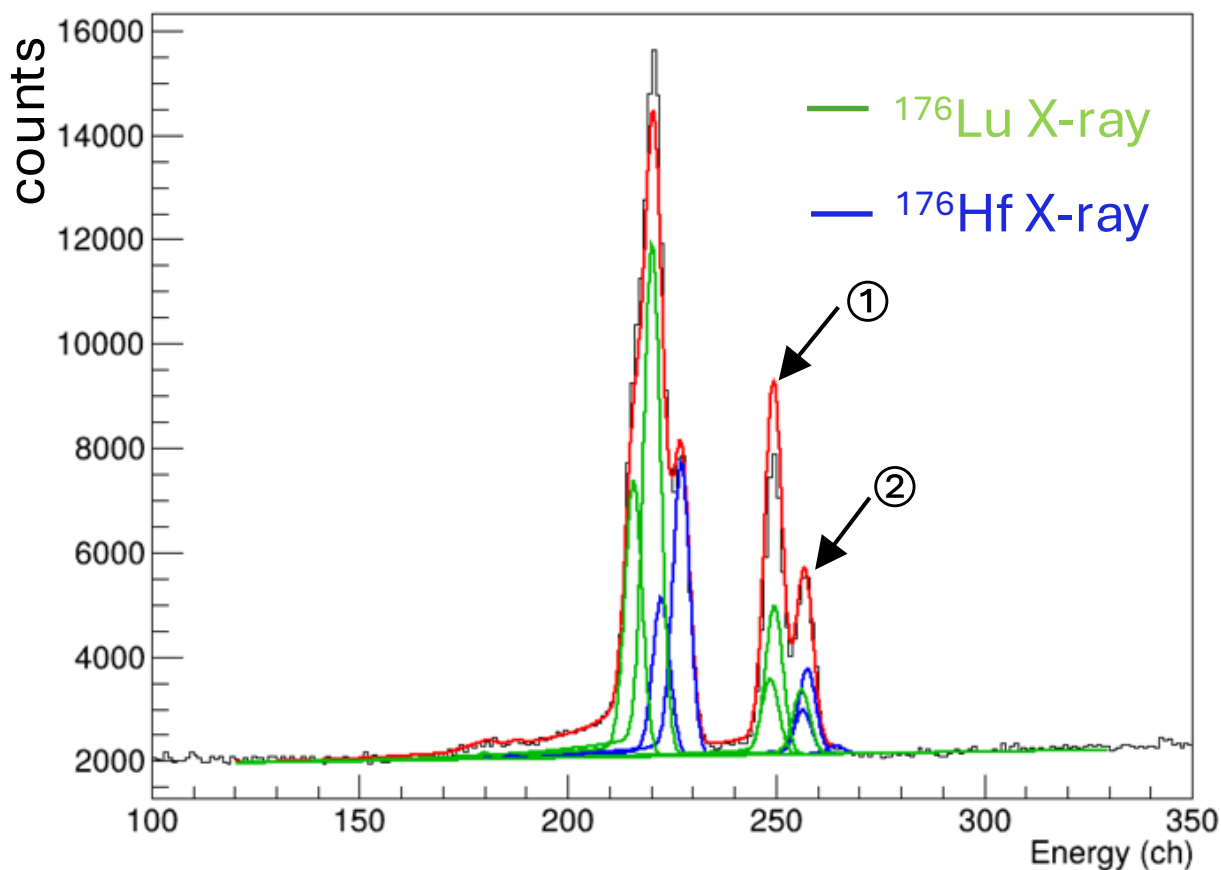


図 2.13: 手続き 1,2,3 を踏んだ LSO の X 線のフィッティング結果

4. 吸収比の補正とエネルギー依存の efficiency の補正

図 2.13 からわかるように、3. のフィッティングによって、スペクトルの 2 つの構造の形はおおよそフィットできたものの、各ピークの相対強度は少しずれている。この相対強度のズレを二つのフリーパラメーターを使って補正する。この相対強度のずれは主に、LSO と Ge クリスタルの間に存在する物質による吸収や LSO クリスタル内での吸収比の計算結果からのずれ、そして Ge 検出器の efficiency のエネルギー依存性によるものだと考えられる。フリーパラメーターはそれぞれ、図 2.13 の K_{β} 群の 2 山 ① (Lu の $K_{\beta 1}, K_{\beta 3}$ の 2 つ) と ② (Lu の $K_{\beta 2}$, Hf の $K_{\beta 1}, K_{\beta 2}, K_{\beta 3}$ の 4 つ) にフリーパラメーターを一つずつ共通で設定する。

以上の 1~4 の手続きを踏まえたフィッティング結果を 2.14 に示す。この時のフリーパラメータの数は 10 個である。バックグラウンドは定数 (フリーパラメーター) とする。補正カイ 2 乗は 1.54 となりかなり LSO の X 線のスペクトルの形を再現できていると言える。

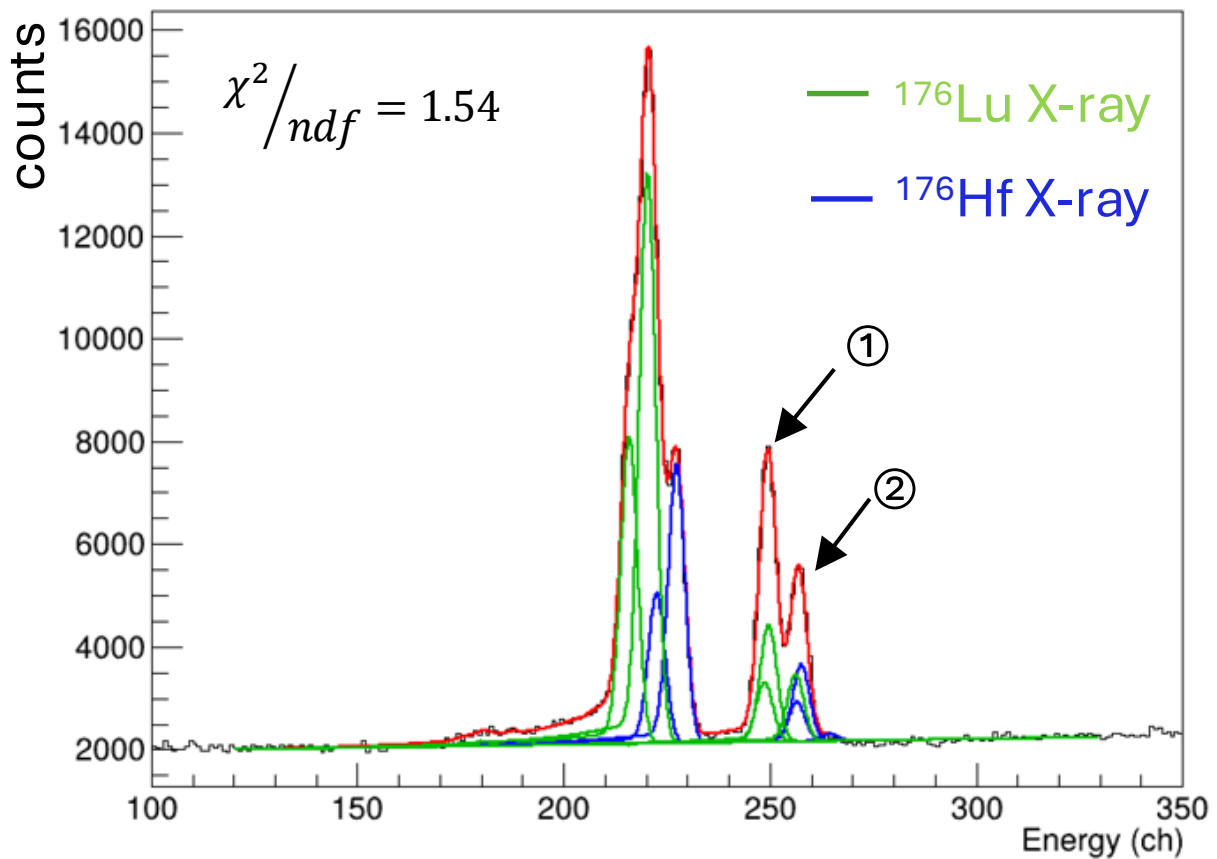


図 2.14: 手続き 1,2,3,4 を踏んだ LSO の X 線のフィッティング結果

5. 固定パラメーターを得る

手続き 4 でフィッティングの結果得られた 5 つのパラメーター

- (a) ガウス関数とスキュードガウス関数の大きさの比: *gauss/skewed*
- (b) メインピークとエスケープピークの比: *main/escape*
- (c) skewedness と σ の比: β/σ
- (d) 強度比の補正パラメーター 1 (① の強度)
- (e) 強度比の補正パラメーター 2 (② の強度)

を固定パラメーターとした、HYPERMET function を LSO の X 線の response function とする。

低エネルギー tail の発生や強度比の変化の原因は Ge クリスタルのどこに X 線が入ったかに関係してくるため、response function の作成 (手続き 1~5) は実際に行う実験のセットアップで行い、各クリスタル毎に行う必要がある。

以上の手続きを実験室で取得した実際のデータに対して行い、LSO の X 線と ^{176}Lu 202 keV ガンマ線を用いた Ge 検出器のエネルギー較正を行った。その際、線源 (^{133}Ba 線源、 ^{152}Eu 線源、 ^{241}Am 線源) を用いて、この LSO の X 線と ^{176}Lu 202 keV ガンマ線を用いたエネルギー

較正が妥当であるかを調べた。図 2.15 に response function を使った LSO の X 線のフィッティング結果を示す。補正カイ 2 乗は 1.08 となり LSO の X 線のスペクトルの形を再現できていると言える。図 2.16 に得られたエネルギー較正残差分布を示す。黒点が LSO の X 線と ^{176}Lu 202 keV に対応し、赤点は ^{241}Am 60 keV, ^{133}Ba 81 keV, ^{152}Eu 122 keV, 245 keV の測定値に対応する。

LSO の X 線と ^{176}Lu 202 keV ガンマ線の 2 点を使って作ったエネルギー較正直線

$$E \text{ (keV)} = a \times \text{ADC (ch)} + b \quad (2.7)$$

のパラメーター a, b の誤差 σ_a, σ_b と共分散 σ_{ab} を用いた

$$\sigma_{calib}^2 = \left(\frac{E - b}{a} \right)^2 \sigma_a^2 + \sigma_b^2 + 2 \frac{E - b}{a} \sigma_{ab} \quad (2.8)$$

をエネルギー較正誤差関数としてエネルギー較正残差分布に同時に描画した。それぞれの点のエラーバーには、ピークの統計量からくるピーク位置決定精度と線源の位置や実験室の温度変化からくる系統誤差 (0.02 keV) を二乗和として含んでいる。

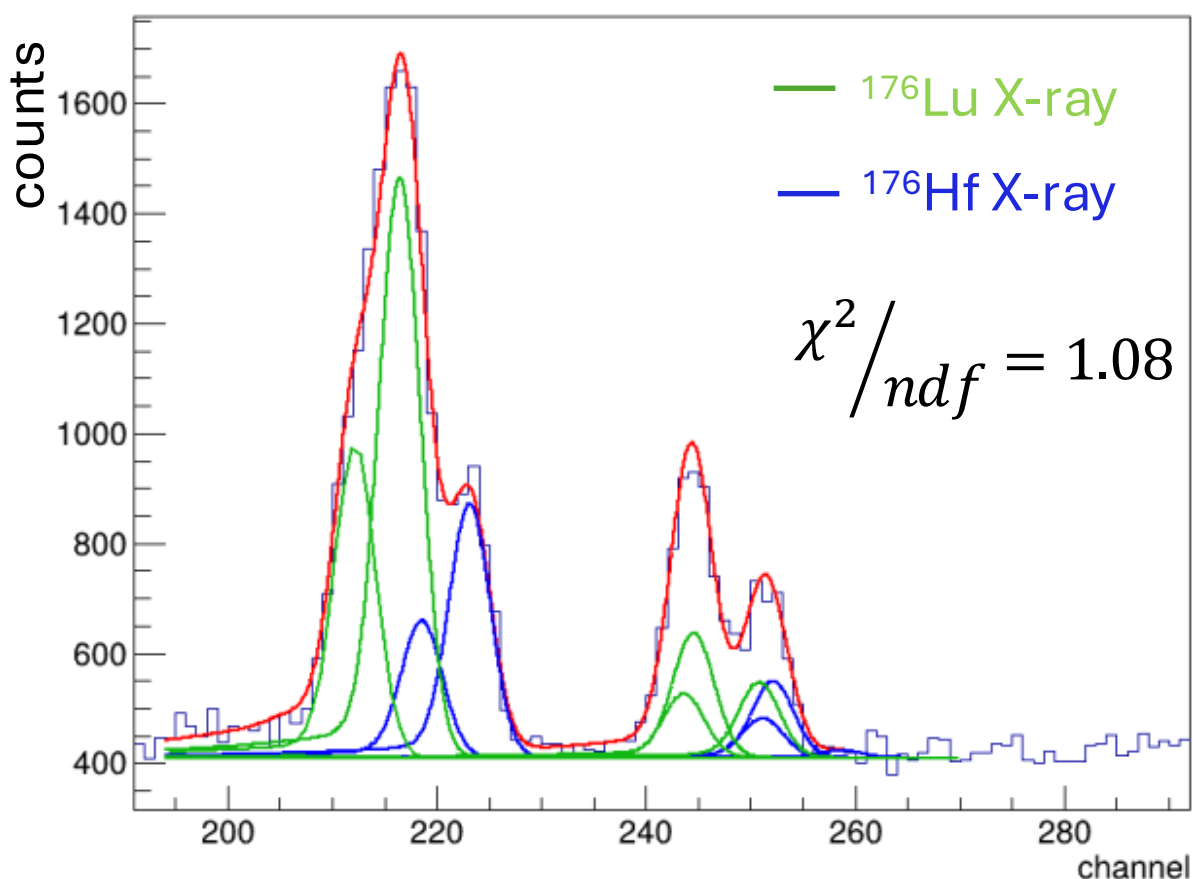


図 2.15: response function を用いた LSO の X 線のフィッティング結果

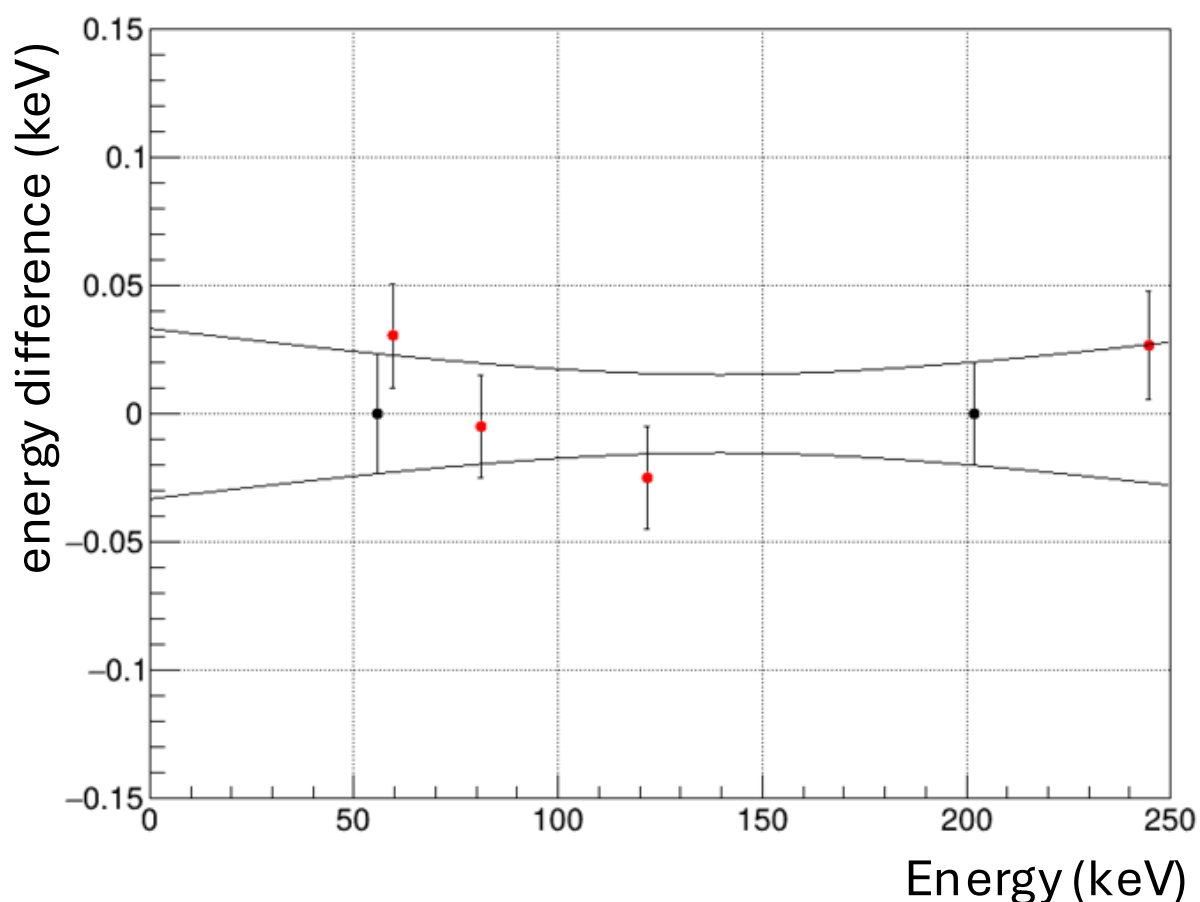


図 2.16: LSO の X 線と ^{176}Lu 202 keV をエネルギー較正のリファレンスピークとして用いたエネルギー較正残差分布。黒点が較正用の LSO X 線と ^{176}Lu 202 keV に対応し、赤点は ^{241}Am 60 keV, ^{133}Ba 81 keV, ^{152}Eu 122 keV, 245 keV の測定値に対応する。

図 2.16 より、線源の 4 つのガンマ線の測定値は LSO X 線と ^{176}Lu 202 keV を用いたエネルギー較正誤差のエラーバーの範囲に入っており、この 2 点を用いたエネルギー較正手法は妥当だと言える。また、50～200 keV のエネルギー領域において、0.05 keV 以下のエネルギー較正精度を達成することができることもわかった。

^{176}Lu 88 keV ガンマ線

実際の J-PARC E96 実験セットアップの場合、Ge 検出器の周りにバックグラウンドサプレッサーとして BGO シンチレーターを囲うようにして配置する。その結果、図 2.17 のスペクトラムのように、LSO $\cap$ Ge のトリガーを選んだ場合でも BGO に含まれる Bi 原子からの特性 X 線のピークが現れる（詳しくは事項で説明する）。そして、特に 86～89 keV のエネルギーを持つ K_β 線が ^{176}Hf 88 keV ガンマ線のピークと被ることになる。故に、 ^{176}Hf 88 keV ガンマ線は高精度エネルギー較正のためのリファレンスピークとして使うことはできない。

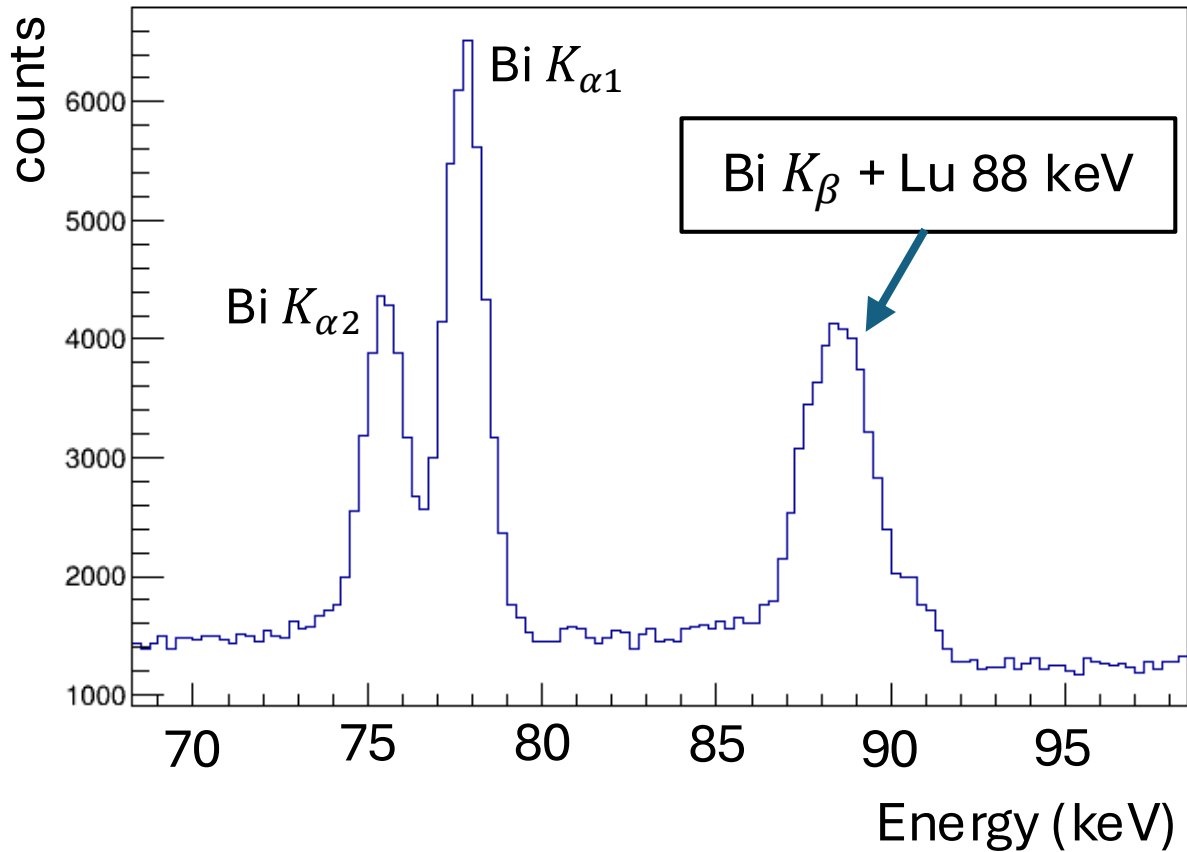


図 2.17: ^{176}Lu 88 keV ガンマ線と Bi の K_β 線

2.2.3 Bi K_α 線を用いたエネルギー較正

図 2.18 に Ge 検出器の検出面から見た、Ge 検出器、BGO シンチレーター、LSO シンチレーターの配置図を示す。本研究の過程で、 ^{176}Lu が放出する X 線やガンマ線が周りに置いた物質を励起し、その物質から特性 X 線が放出されていることがわかった。そして、これらの特性 X 線は LSO $\cap$ Ge トリガーでトリガーすることができる。特に、周りに配置されている物質の中でも原子番号の大きい Bi 原子の特性 X 線が J-PARC E96 実験で使う Ge 検出器のダイナミックレンジに入っており、図 2.17 のように、LSO $\cap$ Ge トリガーで綺麗なピークが現れる。 K_β 線は上述した理由と同様でエネルギー較正のリファレンスピークとして使うことができないが、 K_α 線 (74, 77 keV) は他のピークと重なることがないので、リファレンスピークとして使うことができる。 $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ は自然幅がそれぞれ無視できないほど大きいので、ガウス関数ではなく、ローレンツ関数をガウス関数でコンボリューションした関数である Voigt 関数をフィッティング関数に用いる。また、LSO の X 線と同様に、 $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ の相対強度と相対位置は固定し、sigma の値は共通化する。その時のフィッティング結果を図 2.19 に示す。補正カイ 2 乗は 1.52 となり Bi の K_α 線のスペクトルの形を再現できていると言える。Bi の $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ のエネルギー、相対強度、自然幅を表 2.6 にまとめる。

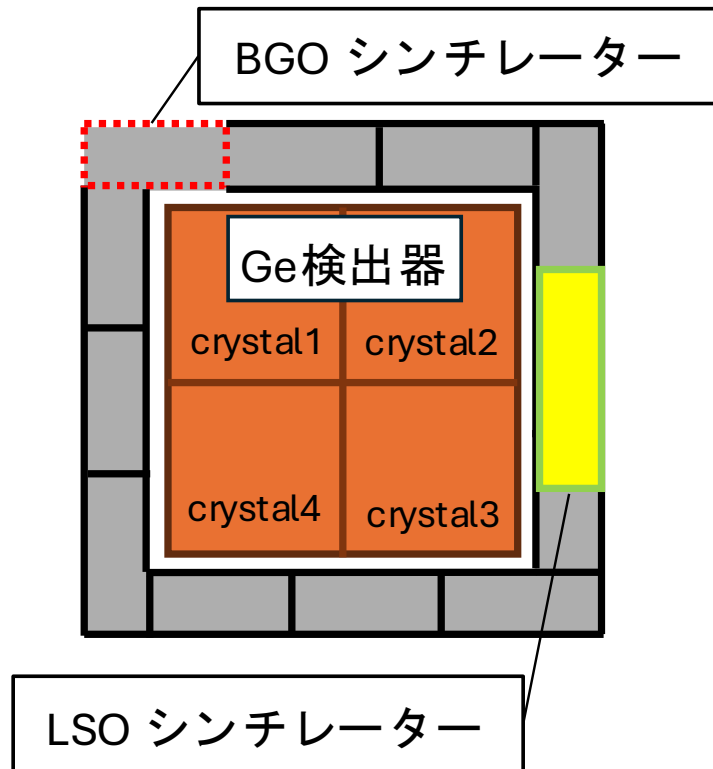


図 2.18: Ge 検出器の検出面から見た各検出器の配置図

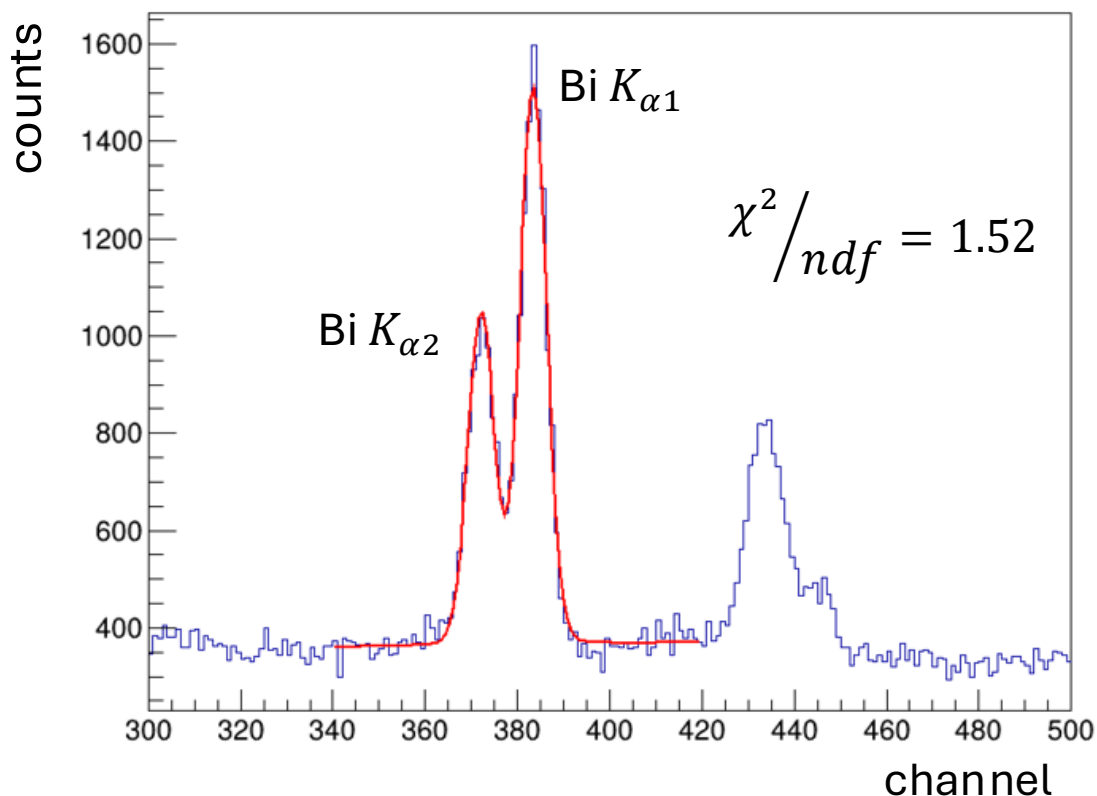


図 2.19: Bi K_{α} 線を 2 つの Voigt 関数でフィッティングした結果

Bi K_{α} – ray (keV)	相対強度	自然幅 (eV)
$K_{\alpha 1}$ (77.107)	0.486	69.4
$K_{\alpha 2}$ (74.815)	0.289	70.1

表 2.6: Bi 原子の $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ のエネルギーと相対強度と自然幅 [16]

図 2.20 に Bi K_{α} 線と ^{176}Lu 202 keV ガンマ線をエネルギー較正のリファレンスピークとして使って作ったエネルギー較正残差分布を示す。この際、エネルギー較正の妥当性を調べるために ^{152}Eu の 122 keV ガンマ線を使用した。それぞれの点のエラーバーには、それぞれのピークの統計誤差と 0.02 keV の系統誤差を二乗和として含めている。

図 2.20 より、 ^{152}Eu の 122 keV の測定値は K_{α} 線と ^{176}Lu 202 keV を用いたエネルギー較正誤差の範囲にエラーバーの範囲で入っており、この 2 点を用いたエネルギー較正手法は妥当だと言える。また、50～200 keV のエネルギー領域において、0.05 keV 以下のエネルギー較正精度を達成することができることもわかった。

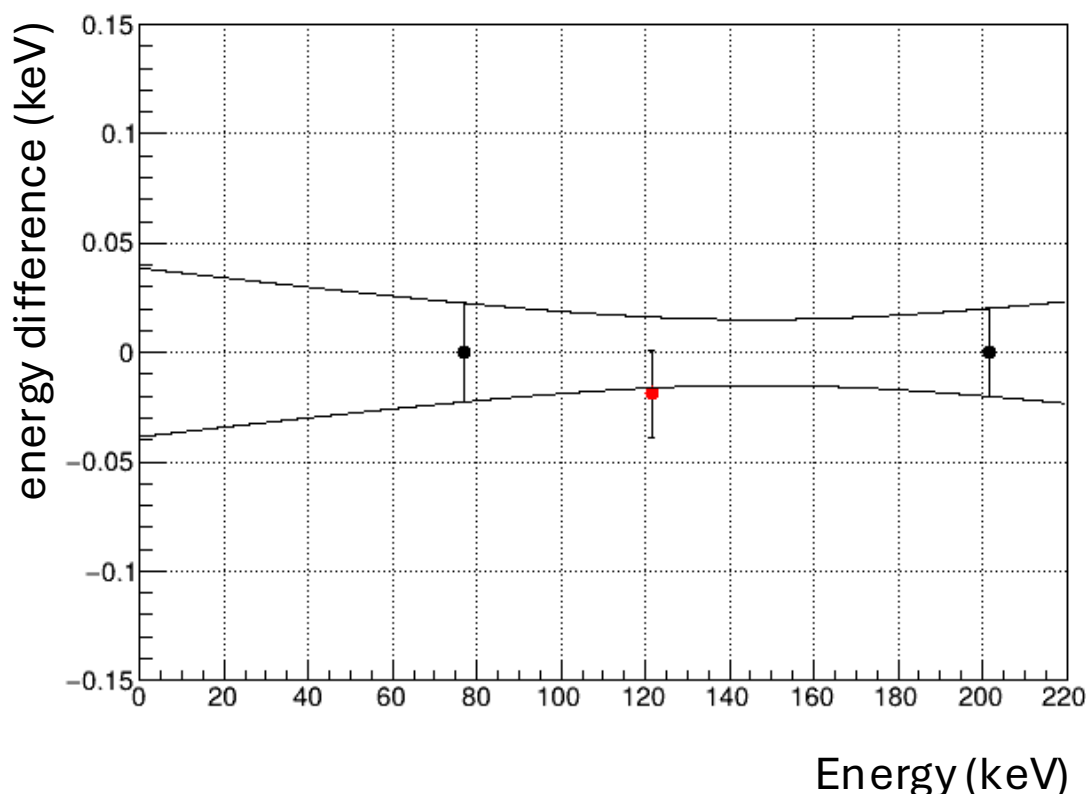


図 2.20: Bi K_{α} 線と ^{176}Lu 202 keV をエネルギー較正のリファレンスピークとして用いたエネルギー較正残差分布。黒点が Bi K_{α} 線と ^{176}Lu 202 keV に対応し、赤点は ^{152}Eu 122 keV に対応する。

2.3 ビーム照射環境下におけるエネルギー較正

2024 年 6 月に J-PARC E96 commissioning 実験を行った。そこでは、Active Fiver Target に、本実験で使う強度の K 中間子 beam を照射し、本実験と同様の in-beam 環境を再現した。そして、そのような環境下における長時間データ取得中のピーク位置の変動を、LSO から放出される ^{176}Lu 202 keV と 307 keV のガンマ線をモニターすることにより見積もった。また、エネルギー較正に使うリファレンスピークのピーク位置決定精度がビーム起因の背景事象によりどれほど悪化するかも見積もった。それらを踏まえ、in-beam 環境下において、50 – 200 keV のエネルギー領域で達成されるエネルギー較正精度を見積もった。in-beam 環境における各種条件を表 2.7 にまとめる (6/2,crsyta#7)。Ge 検出器の livetime の定義は式 2.9 に従う。

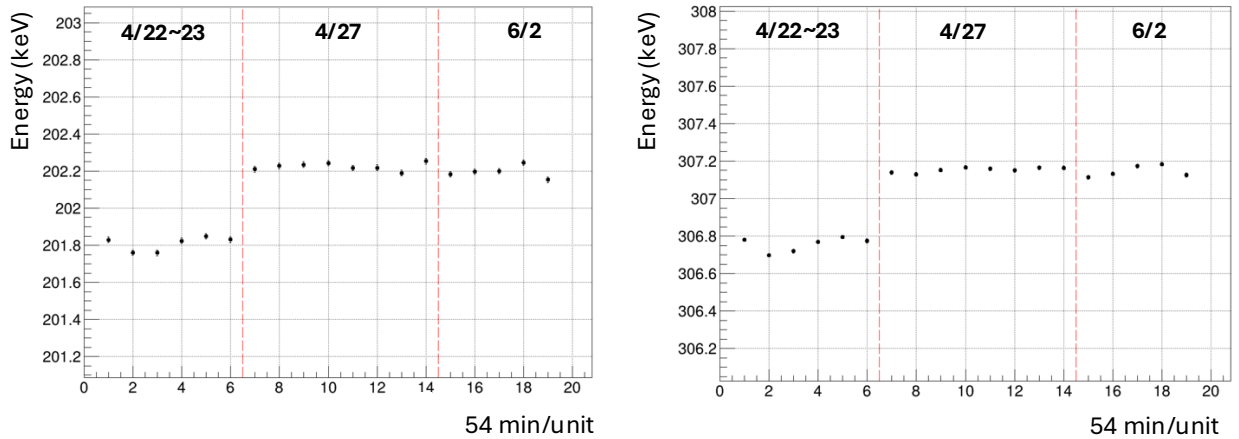
ビーム強度 (/2.4 s)	1.4M ($K : \pi = 4 : 3$)
標的サイズ (mm)	$100^x \times 50^y \times 100^z$
標的中心と Ge 検出器面の距離 (mm)	219
Ge 検出器の reset rate(/2.4 s)	225
Ge 検出器の single rate(/2.4 s)	8153
Ge 検出器の livetime	91%

表 2.7: 6/2,crystal#7 の各種条件

$$Ge \text{ livetime} = \frac{{}^{176}\text{Lu} \text{ 202 keV のピークカウント (beam on)} \times \text{DAQ livetime(beam on)}}{{}^{176}\text{Lu} \text{ 202 keV のピークカウント (beam off)} \times \text{DAQ livetime(beam off)}} \quad (2.9)$$

2.3.1 ${}^{176}\text{Lu}$ 202 keV, 307 keV ガンマ線のピーク位置変動

2024 年 6 月の J-PARC E96 commissioning 実験では、図 2.21 の赤点線で区切られている通り、大きく分けて 3 回の production run があった。1 回目の production run と 2,3 回目の production run の間で ${}^{176}\text{Lu}$ 202 keV では 0.04 keV、 ${}^{176}\text{Lu}$ 307 keV では 0.06 keV ほどのピーク位置のシフトが観測された。これは、温度変化により回路系の gain が変わったものによるものと考えられる。実際に、実験ホール内の平均気温は、1 回目の run では 25～26°C で 2 回目の run では 30°C である。(3 回目の run では温度測定が正常に行われていなかったためデータがない。) また、表 2.8 からわかる通り、この二つの production run 間でビーム rate などのベースラインシフトに効く成分はなかった。1 つの production run の間には、3 回とも 0.1 keV 程度のピーク位置のドリフトが観測された。



(a) ${}^{176}\text{Hf}$ 202 keV ガンマ線のピーク位置変動

(b) ${}^{176}\text{Hf}$ 307 keV ガンマ線のピーク位置変動

図 2.21: 長時間データ取得中の in-beam でのピーク位置変動

	4/22～4/23	4/27
reset rate(/2.4 s)	111	114
single rate(/2.4 s)	4814	5070

表 2.8: 4/22～4/23 と 4/27 の prduction run それぞれにおける Ge 検出器の reset rate と single rate(crystal#7)

2.3.2 ビーム起因の背景事象によるピーク S/N 比の悪化

in-beam 環境下では背景事象が増加し S/N 比が悪くなる。その結果、リファレンスピークの位置決定精度が悪化し、エネルギー較正精度が悪化する。この項では 2 回目の production run (およそ 8 時間) のデータを用いて算出された、ビーム起因の背景事象による Bi K_{α} 線と LSO の X 線の S/N 比の変化と、それに伴うピーク位置決定精度の変化を示す。ただし、in-beam 環境と off-beam 環境における「データ取得時間」が揃うようにノーマライズされたデータを以下では比較する (beam on の時間は 2.4 s、beam off の時間は 1.2 s であるので、以下で示している in-beam 環境下における 2 種のピークのピーク位置決定精度はおよそ 4 時間で溜まる統計量に対するものとなる)。Lu 202 keV ピークは S/N 比が十分に良いため、in-beam 環境下の背景事象の増加に伴うピーク位置決定精度の悪化は無視できるほど小さい。

図 2.22 に in-beam 環境下と off-beam 環境下の Bi K_{α} 線のスペクトラムを示す。in-beam と off-beam どちらも、 $LSO \cap Ge \cap (Ge \text{ TDC cut})$ の条件をかけている。BGO veto の条件をかけると Bi X 線のピークはほぼ全て消失してしまうため、Bi K_{α} 線をフィッティングする際には BGO veto を行わない。表 2.9 に in-beam 環境、off-beam 環境のそれぞれでの S/N 比とピーク位置決定精度をまとめる。S/N のカウントを数える範囲は ($E(K_{\alpha 2}) - 3\sigma, E(K_{\alpha 1}) + 3\sigma$) とした (σ はフィッティングで得られた分解能で 0.77keV)。表 2.9 より、S/N 比はビーム起因の背景事象により 90.3 から 69.9 に悪化し、ピーク位置決定精度は ± 0.030 keV から ± 0.042 keV に悪化した。しかし、背景事象の増加に伴うピーク位置決定精度の悪化は我々が求めるエネルギー較正精度 (0.05 keV) を大きく超えることはないことがわかり、およそ 4 時間で Bi K_{α} 線のピーク位置決定精度は 0.05 keV を下回ることがわかった。よって、Bi K_{α} 線は in-beam 環境下でもリファレンスピークとして使えることが結論付けられた。

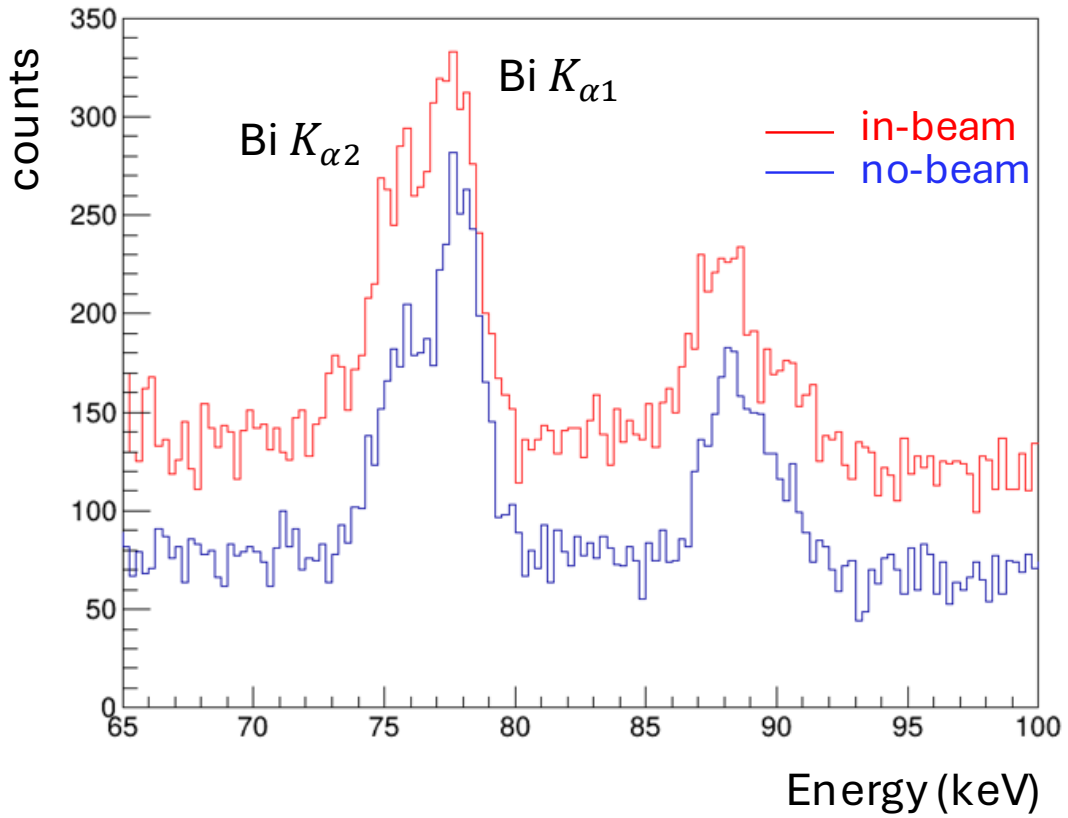


図 2.22: Bi K_{α} 線の in-beam 環境, off-beam 環境におけるスペクトラム（それぞれ 4 時間データにノーマライズされている）

	$S/\sqrt{N}$	ピーク位置決定精度 (keV)
off-beam	90.3	0.030
in-beam	69.9	0.042

表 2.9: Bi K_{α} 線の in-beam 環境、off-beam 環境における S/N 比とピーク位置決定精度

図 2.23 に in-beam 環境下と off-beam 環境下における LSO の X 線のスペクトラムを示す。in-beam と off-beam どちらも、 $LSO \cap Ge \cap (Ge \text{ TDC cut}) \cap (BGO \text{ veto})$ の条件をかけている。BGO veto の条件が入ることにより、Bi K_{α} 線（図 2.22）に比べ背景事象の増加率が小さいことが見て取れる。また、in-beam の Signal 数が off-beam に比べて小さくなっているのは in-beam 環境下における Ge 検出器の livetime の低下によるものと考えられる。表 2.10 に in-beam 環境、off-beam 環境のそれぞれでの S/N 比とピーク位置決定精度をまとめる。S/N のカウントを数える範囲は $(E(Lu K_{\alpha 2}) - 3\sigma, E(Hf K_{\beta 2}) + 3\sigma)$ とした。表 2.10 より、S/N 比はビーム起因の背景事象により 79.5 から 59.7 に悪化し、ピーク位置決定精度は ± 0.023 keV から ± 0.032 keV に悪化した。しかし、Bi K_{α} 線と同様に大幅なピーク位置決定精度の悪化は見られず、LSO の X 線は in-beam 環境下でもリファレンスピークとして

使えることが結論付けられた。

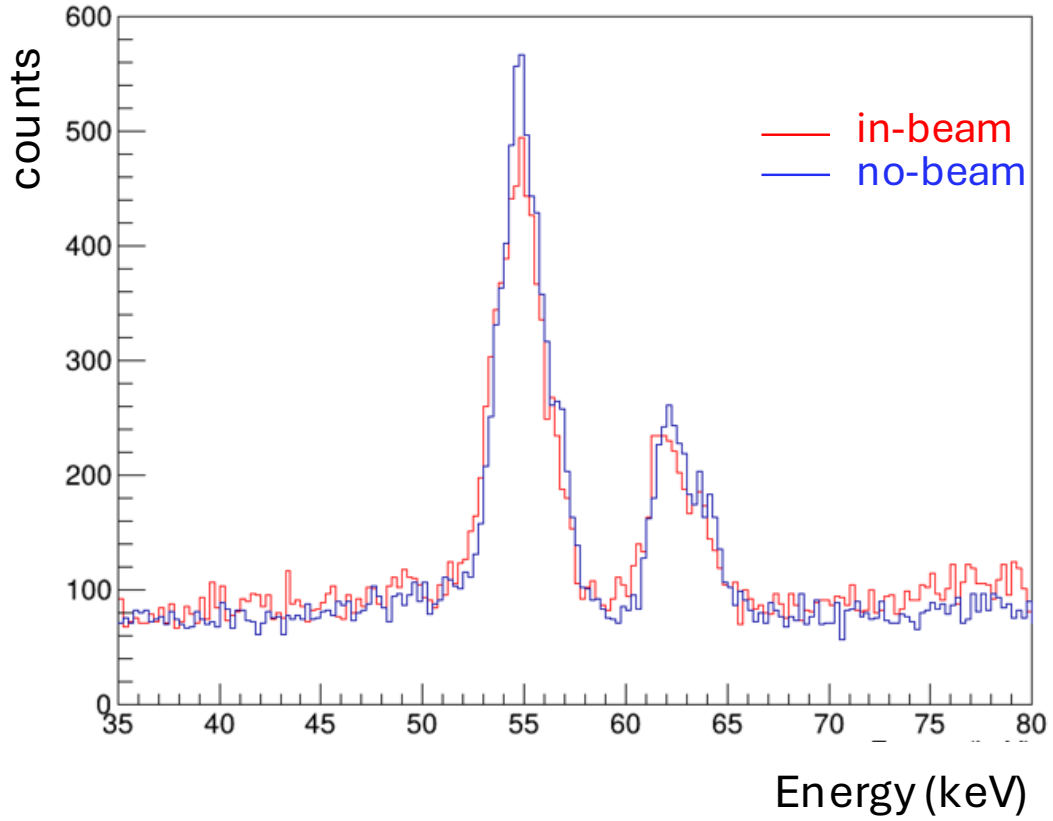


図 2.23: LSO の X 線の in-beam 環境、off-beam 環境におけるスペクトラム（それぞれ 4 時間データにノーマライズされている）

	$S/\sqrt{N}$	ピーク位置決定精度 (keV)
off-beam	79.5	0.023
in-beam	59.7	0.032

表 2.10: LSO の X 線の in-beam 環境、off-beam 環境における S/N 比とピーク位置決定精度

2.3.3 J-PARC E96 commissioning run において達成されたエネルギー較正精度

前節で述べた、LSO の X 線、Bi の K_{α} 線、 ^{176}Lu 202 keV のガンマ線、の 3 点を用いたエネルギー較正を、2 回目の production run（およそ 8 時間）で取得したデータに対して行い（図 2.21 より 2 回目の production run の中では大きな peak drift は観測されなかったの
で 8 時間データをまとめてエネルギー較正しても問題はない）、どれほどのエネルギー較正精度が達成されたかを見積もった。ただし、この評価では、in-beam 環境における線源を用い

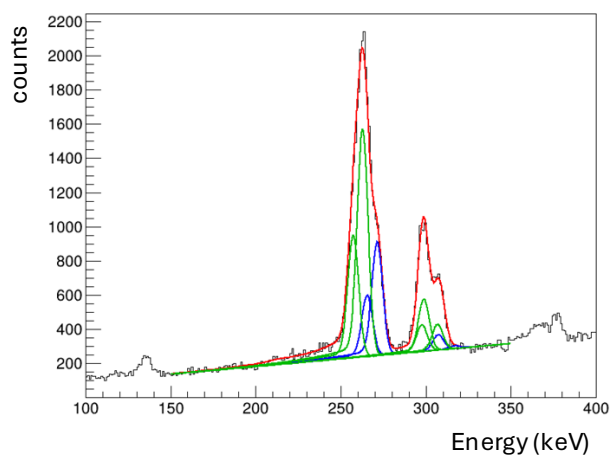
たデータを取得することができなかったため、系統誤差を考慮せず、リファレンスピークのピーク位置決定精度のみからくるエネルギー較正誤差を評価した。また、E96 実験では Ge クリスタルが合計 15 個ある Ge 検出器群を使うが、commissioning 実験では信号増幅回路が不調であったため、正常にデータを取得できたのは 5 つのクリスタルのみであった。そのため、ここではこの 5 つのクリスタルに対してのみエネルギー較正精度の評価を行った。使用した 5 つのクリスタルの番号と、LSO からの距離、分解能を表 2.11 に示す。図 2.18 のように Ge クリスタルに入射する X 線を LSO が遮らないように、LSO は Ge 検出器の横端に取り付けられているため、全 Ge クリスタルは LSO からの距離が近いか遠いかの 2 種類に大別される。

クリスタル番号	LSO からの距離	分解能 (FWHM(@202 keV))
crystal#1	遠い (6 cm)	1.74
crystal#5	近い (2 cm)	1.73
crystal#6	近い (2 cm)	1.91
crystal#7	遠い (6 cm)	2.01
crystal#8	近い (2 cm)	1.69

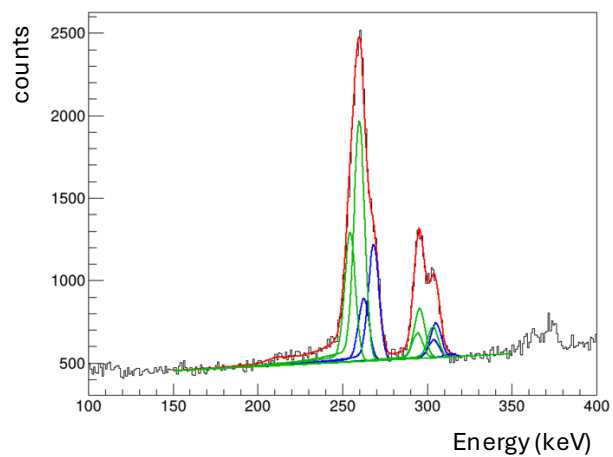
表 2.11: エネルギー較正精度の評価に使う 5 つのクリスタルのクリスタル番号と LSO からの距離、分解能

E96 実験のセットアップ (off-beam 環境下) で長時間貯めたデータから 5 つのクリスタルの LSO の X 線の response function を得た。その際のフィッティング結果を図 2.24 に示す。また、それらの response function を使った in-beam 環境下で貯めたデータに対するフィッティング結果を図 2.25 に示す。エネルギー較正関数は LSO の X 線、Bi の K_α 線、 ^{176}Lu 202 keV のガンマ線、の 3 点を直線でフィットした一次関数とした。

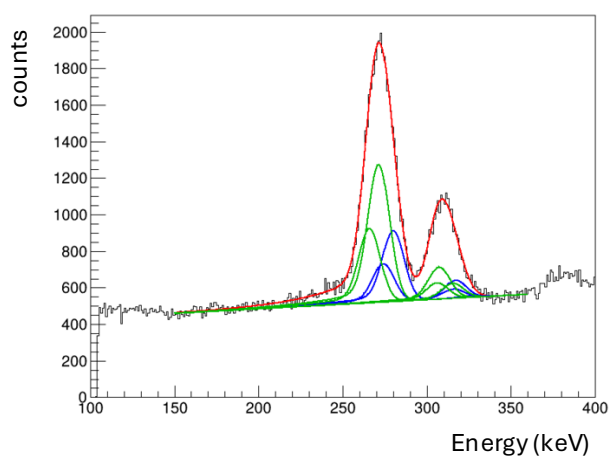
8 時間のデータに対する 5 つのクリスタルのエネルギー較正残差分布を図 2.26 に示す。赤点はエネルギー較正関数を作るのに用いた LSO の X 線 (55 keV)、Bi の K_α 線 (77 keV)、 ^{176}Lu 202 keV で、黒の曲線がエネルギー較正誤差関数である。5 つ全てのクリスタルで 0.05 keV 以下のエネルギー較正精度が達成された。crystal#1, crystal#6, crystal#7 において、LSO の X 線のピーク位置決定精度が悪いのは、LSO の X 線の統計数が少ない、または分解能が悪いことによると考えられる。crystal#6 のように分解能が悪い場合、図 2.24c のように LSO の X 線の概形から Hf 原子の X 線と Lu 原子の X 線の見分けがつかなくなり、Hf 原子と Lu 原子の存在比のフリーパラメーターとピーク位置決定のパラメーターが相関しピーク位置決定精度を低下させることになる。



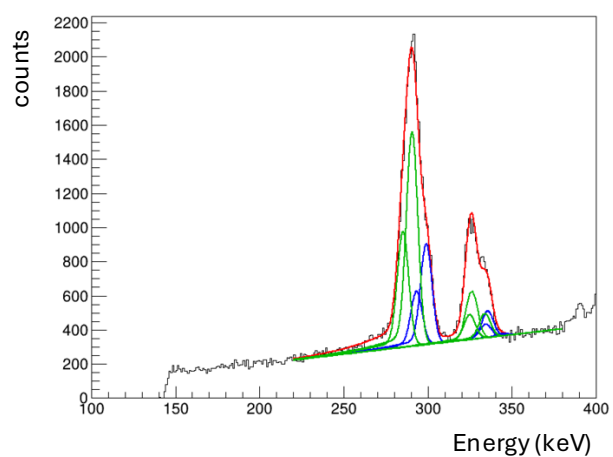
(a) crystal1



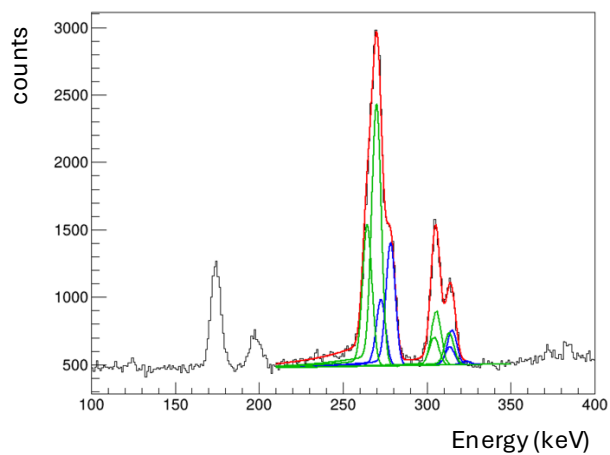
(b) crystal5



(c) crystal6

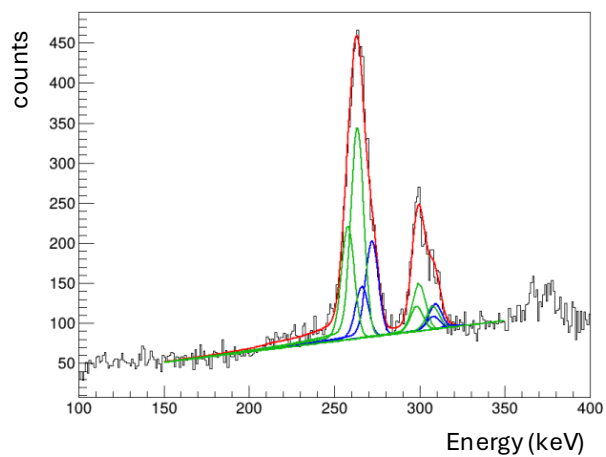


(d) crystal7

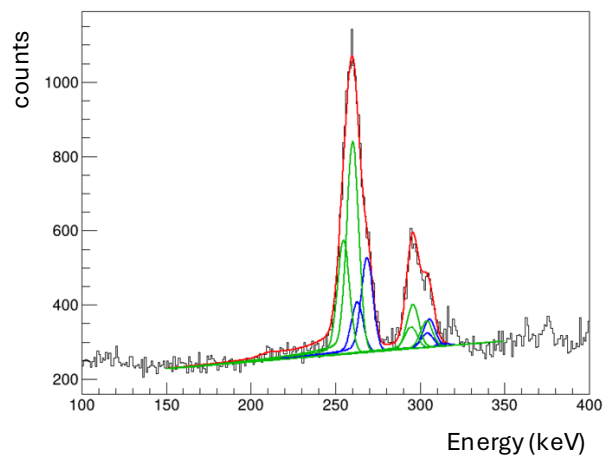


(e) crystal8

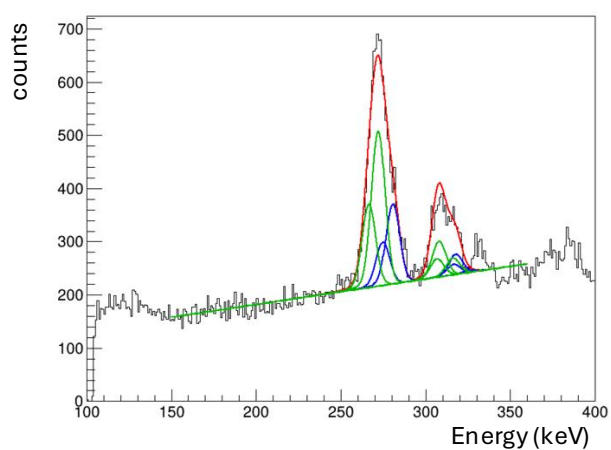
図 2.24: off-beam 環境下で reponse function を得るために行った各クリスタルの fitting 結果



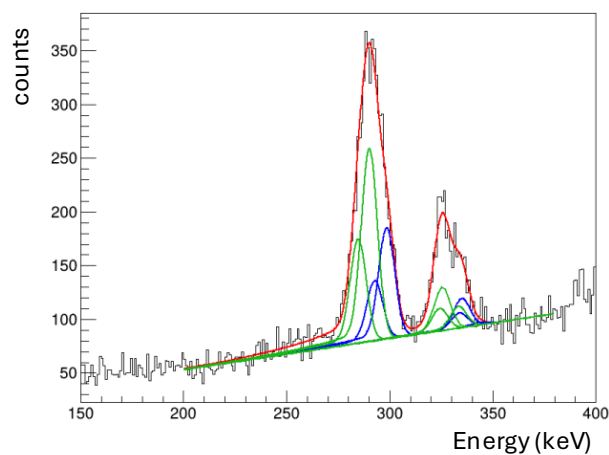
(a) crystal1



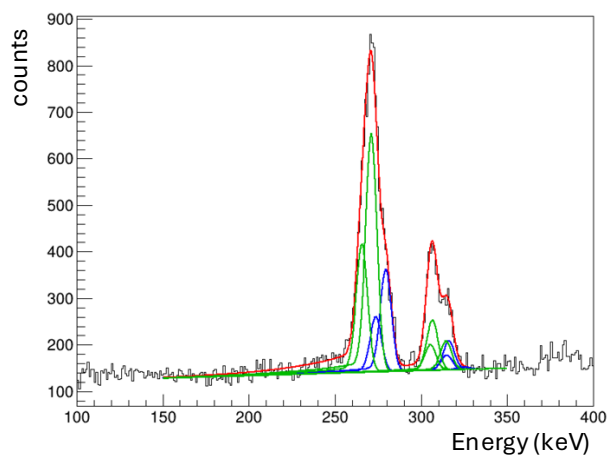
(b) crystal5



(c) crystal6

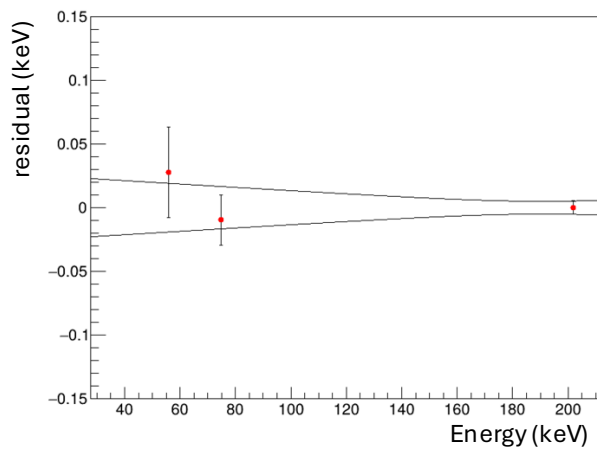


(d) crystal7

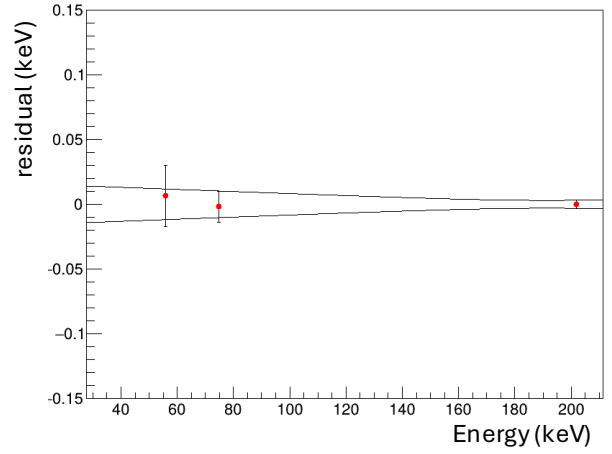


(e) crystal8

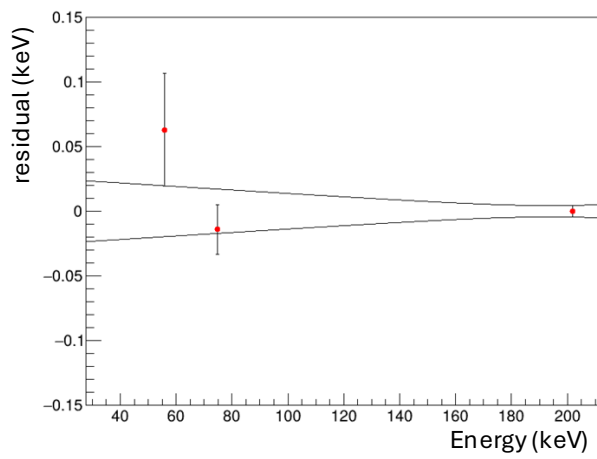
図 2.25: 図 2.24 で得た reponse function を使い on-beam 環境下で行った各クリスタルの fitting 結果



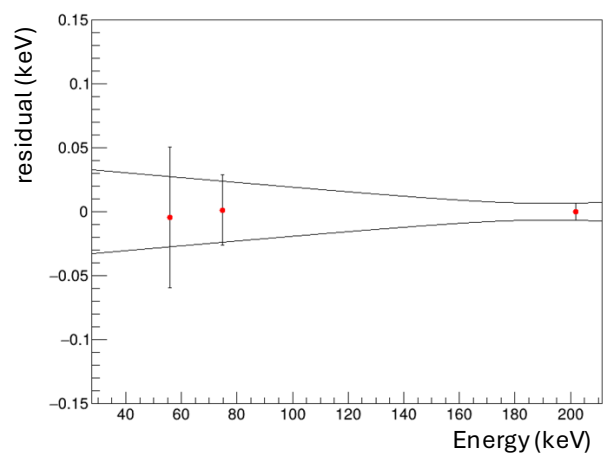
(a) crystal1



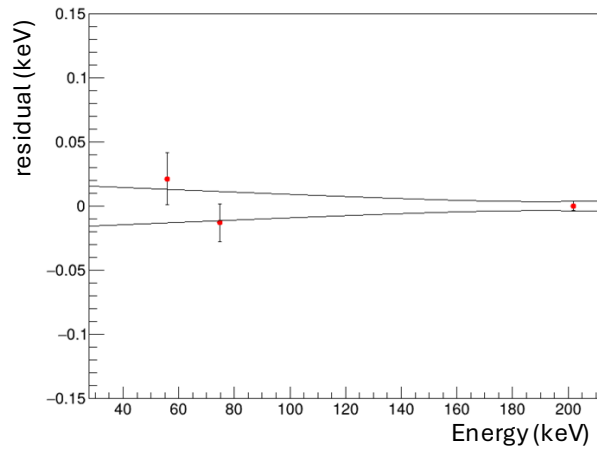
(b) crystal5



(c) crystal6



(d) crystal7



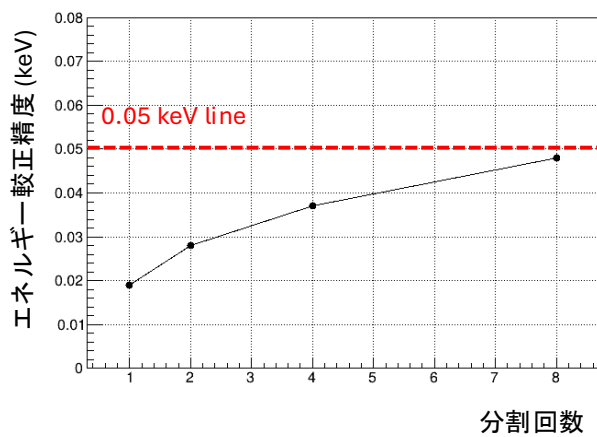
(e) crystal8

図 2.26: 2 回目の commissioning run (8 時間データ) における 5 つのクリスタルのエネルギー較正残差分布

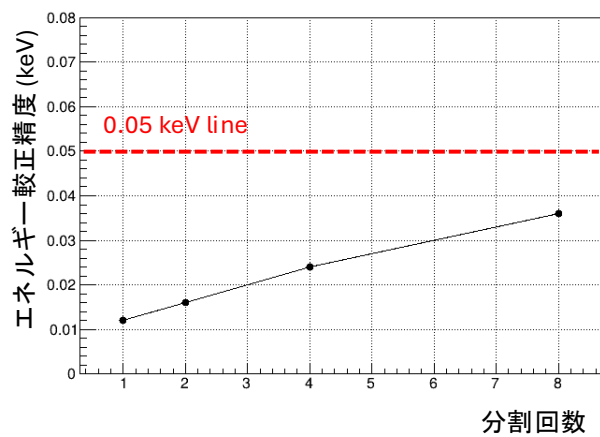
2.3.4 エネルギー較正精度とデータ分割時間の関係

ピーク位置のモニターの結果、大きなピーク位置のシフトが観測された場合、その区間とは異なるエネルギー較正関数を用意する必要がある。このようなデータ分割をすると当然リファレンスピークの統計量が小さくなるため、エネルギー較正精度は低下すると考えられる。この項では、前項で評価した5つのクリスタルに対して2回目の production run (8時間データ) を、1分割 (8時間データ)、2分割 (4時間データ)、4分割 (2時間データ)、8分割 (1時間データ) し、55 keV におけるエネルギー較正精度の変化を示す。図 2.27 からわかる通り、crystal#1、crystal#5、crystal#8 に関しては1時間ごとの分割を行っても、55 keV において 0.05 keV 以下のエネルギー較正精度が達成され、crystal#6 は2時間ごとの分割で、crystal#7 は4時間ごとの分割で 0.05 keV 以下のエネルギー較正精度が達成されることがわかった。

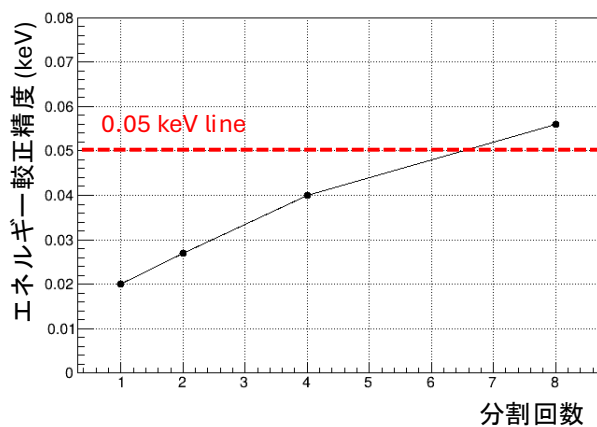
以上より、分割時間の下限はリファレンスピークの統計量 (LSO に近いか遠いか) やそれぞれのクリスタルが持つ分解能に左右されるが、今回の commissioning run で正常に動いた5つのクリスタルに関しては、4時間以上の大きなピーク位置のドリフトに対してはその間のデータを別にエネルギー較正することにより、0.05 keV 以下のエネルギー較正精度を達成することができることがわかった。



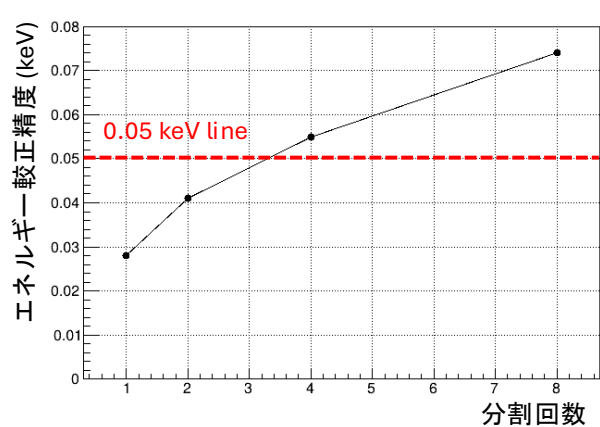
(a) crystal1



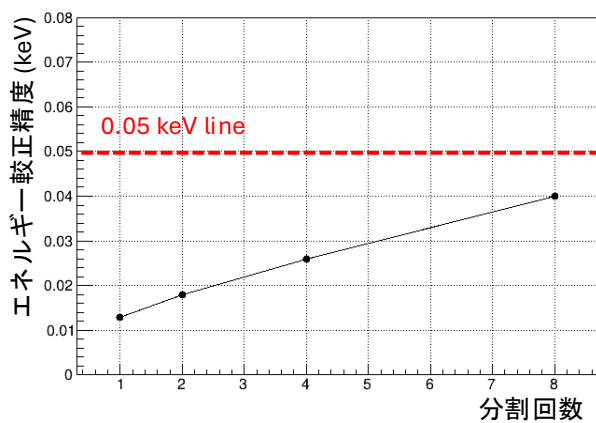
(b) crystal5



(c) crystal6



(d) crystal7



(e) crystal8

図 2.27: 2 回目の production run (8 時間データ) を、1 分割 (8 時間データ)、2 分割 (4 時間データ)、4 分割 (2 時間データ)、8 分割 (1 時間データ) したときの 55 keV におけるエネルギー較正精度の変化

2.4 まとめ

J-PARC E96 実験に向け、 Ξ -C 原子 X 線のエネルギー測定範囲である 50~200 keV における LSO パルサーを用いた高精度エネルギー較正手法の開発を行なった。従来の ^{176}Lu 202 keV, 307 keV を用いたエネルギー較正では 0.05 keV 以下のエネルギー較正精度を達成することが難しいため、新たに、LSO から放出される X 線と LSO で trigger することのできる Bi K_α 線を加えたエネルギー較正手法を開発した。off-beam 環境下では、この手法により 50~200 keV で 0.05 keV 以下のエネルギー較正精度を達成することができた。2024 年 6 月に行われた J-PARC E96 commissioning 実験において、in-beam 環境下におけるこの新たなエネルギー較正手法の性能評価を行なった。ビーム由来の背景事象によるリファレンスピークの位置決定精度の悪化は 0.05 keV を大きく上回るものではなく、in-beam 環境下でも、系統誤差を除く統計的なエラーのみで 0.05 keV のエネルギー較正精度を達成することがわかった。また、正常に動作した Ge クリスタル 5 つに対しては最低 4 時間の統計量があれば 0.05 keV のエネルギー較正精度を達成することができるともわかった。今後は 15 個全てのクリスタルに対して in-beam 環境下における線源を用いたエネルギー較正のテストを行い系統誤差も含めたエネルギー較正精度の評価を行う必要がある。

第 3 章

Hyperball-X の性能評価

3.1 Ge 検出器

固体内部（原子が周期的に並ぶことにより発生する周期場内）における電子の状態はバンド理論により記述される（付録 B を参照）。そして、このバンド理論から半導体検出器の動作原理を説明することができる。我々は主に、50 keV 以上のガンマ線・X 線を測定することを目的として、半導体検出器の一つである Ge 検出器を使用する。ここでは、我々が使う Closed-end 同軸 N 型 Ge 検出器を紹介する。

Closed-end 同軸 N 型 Ge 検出器

我々が使う Closed-end 同軸 N 型 Ge 検出器の内部構造を図 3.1 に示す。Closed-end 同軸 N 型 Ge 検出器は、n 型の Ge クリスタル外側表面に B をイオン注入して形成した p^+ 層、中央穴の表面に Li を拡散させて形成した n^+ 層が存在している。この n 型 Ge クリスタルは、表面の p^+ 層と pn 接合を作り、ほとんどの空乏層は Ge クリスタル側に広がる。 p^+ 層、 n^+ 層はそれぞれ半導体と金属の接合により発生するショットキー障壁を防ぐために作られている（N 型 Ge 検出器の場合 p^+ 層は p 型半導体の役割も担う）。半導体と金属を接合すると図 3.2 のようにポテンシャル障壁を作り、電流を流しづらくする性質がある。

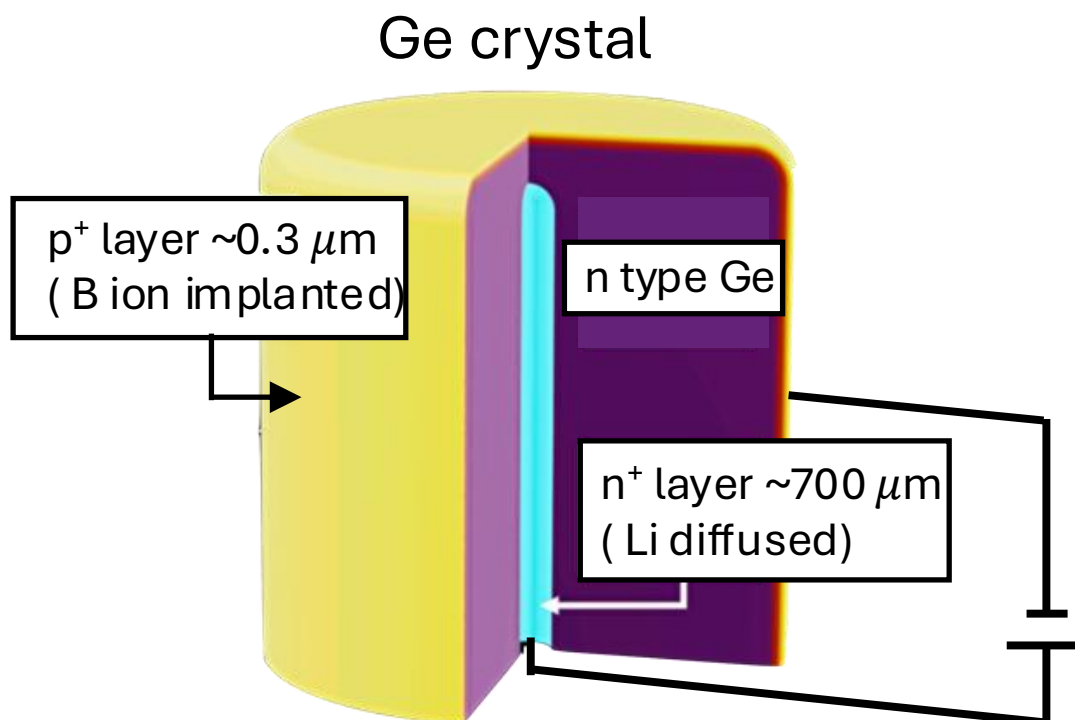


図 3.1: Closed-end 同軸 N 型 Ge クリスタル [20]

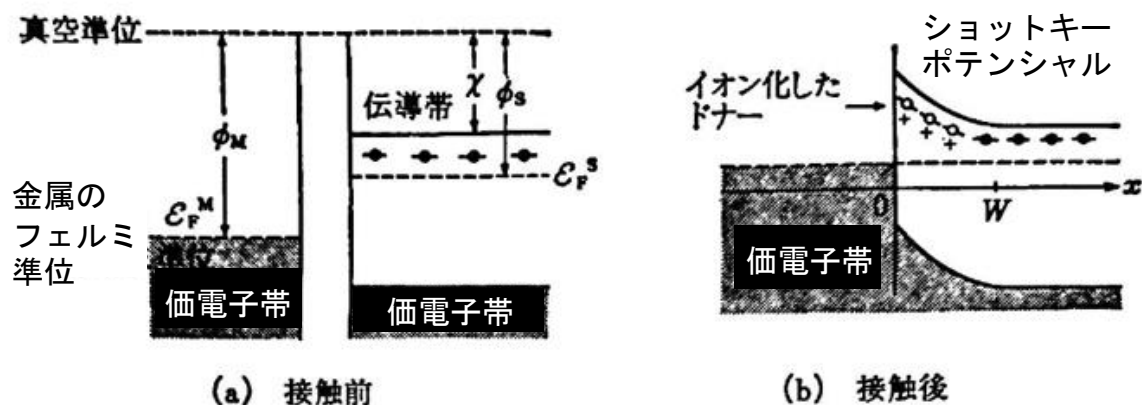


図 3.2: 半導体と金属の接合により発生するショットキーポテンシャル (Ref.[18] より転載)

Closed-end 同軸 N 型 Ge 検出器の場合、放射線損傷の影響を受けやすい正孔がクリスタルの外側に向けて移動する。これは、電子正孔対生成点が幾何学的に結晶外側に生ずることが多いことを考えると、正孔が内側に向けて移動する P 型 Ge 検出器に比べ、放射線損傷の影響が小さくなる。これは放射線損傷を受けやすい高強度 2 次ビームを使う我々の実験環境下においては大きなアドバンテージとなる。

3.1.1 Ge 検出器内のヒット位置依存性の評価

Closed-end 同軸型 Ge クリスタルは図 3.3(a) のような電場分布をもち、その結果図 3.3(b) のように電荷収集効率が場所によって異なる。これは、電場が弱い場所ではキャリアトラップが起こる確率が上がりキャリア収集の効率が下がるためと考えられる。特に、Closed-end 同軸型の場合、クリスタルのエッジ部分で電荷収集効率が下がることが知られている。その結果、Ge クリスタルのどこにガンマ線が入ったかで Ge 検出器で読み出されるエネルギー値が変わる。

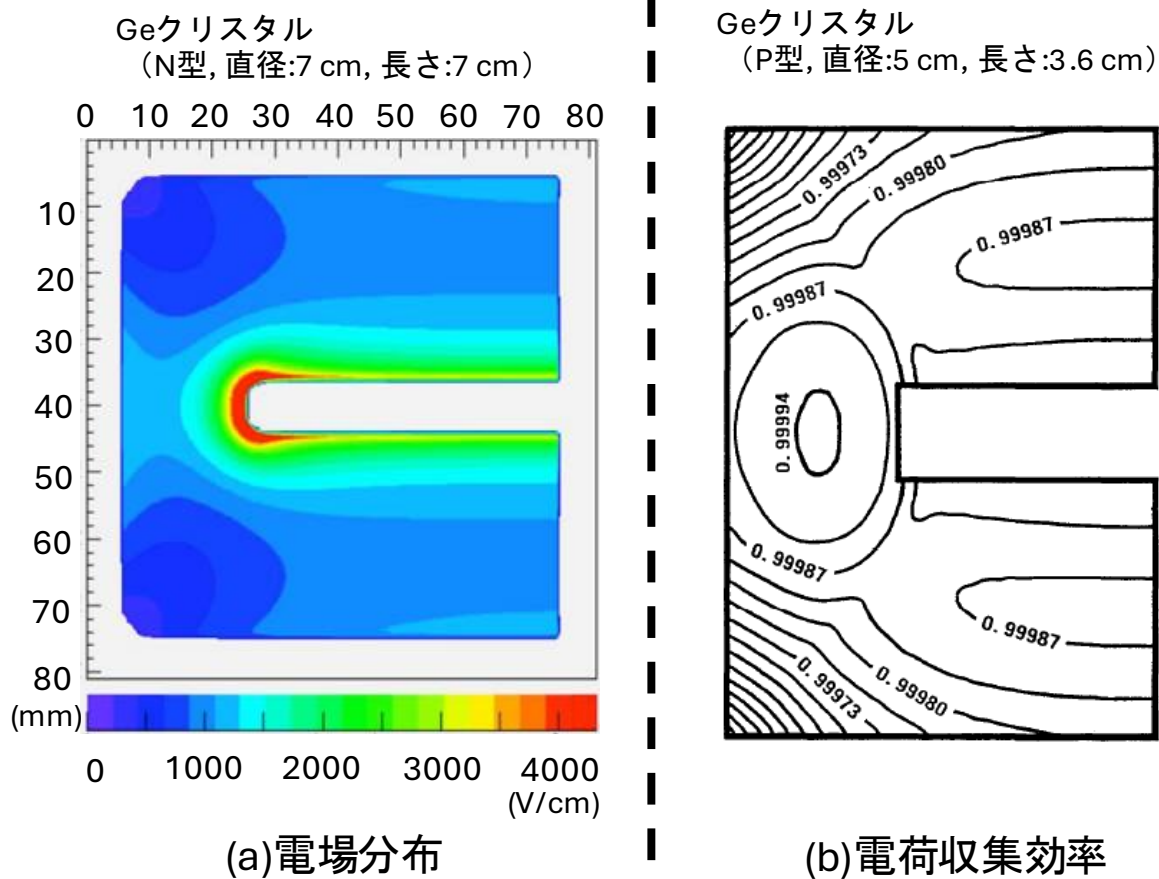
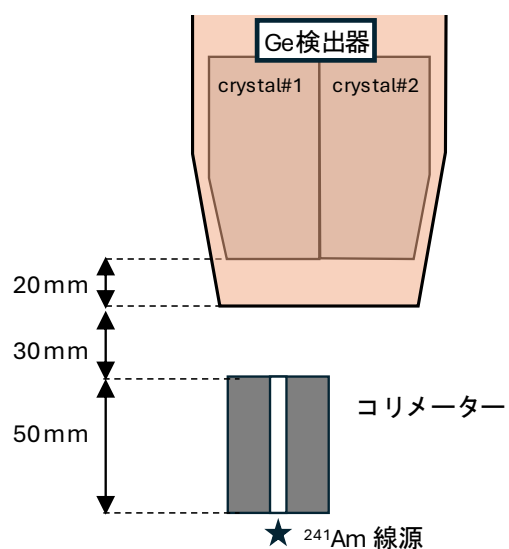
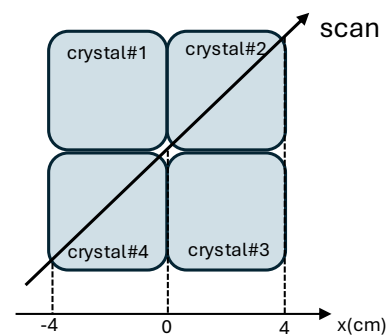


図 3.3: Closed-end 型 Ge 結晶の電場分布と電荷収集効率の例 [19][21]

実験室で鉛コリメーターを取り付けた ^{241}Am 線源を結晶に対して斜め方向に移動させてスキャンした場合と縦方向に移動させてスキャンした場合の、59.54 keV ガンマ線のピークカウントと Ge 検出器で読み出されるエネルギー値の変化をプロットした図を図 3.5 と図 3.7 に示す。この時のエネルギー値は Ge 検出器の正面に固定した ^{133}Ba 線源の 36 keV の K_β 線と 81 keV ガンマ線を用いてエネルギー較正している。どちらも、ピークカウントが減る周辺（結晶のエッジ部分）でエネルギー値の減少が見られる。最大でおよそ 0.08 keV のエネルギー差が場所によって存在していることがわかり、我々の Closed-end 同軸型 Ge 検出器を用いてエネルギー値の精密測定をする際には、Ge 検出器内でのヒット位置依存性を考慮する必要があることがわかる。この項では、有限のサイズをもつ AFT 標的から放出される E 原子 X 線が Ge 検出器内の位置依存性によりどれほどエネルギー値がずれうるかを見積もる。



(a) Ge 検出器、コリメーター、 ^{241}Am 線源の位置関係



(b) Ge 検出器正面から見た ^{241}Am 線源移動位置

図 3.4: Ge 検出器正面の窓に沿って ^{241}Am 線源のガンマ線でスキャンした時のセットアップと線源移動位置

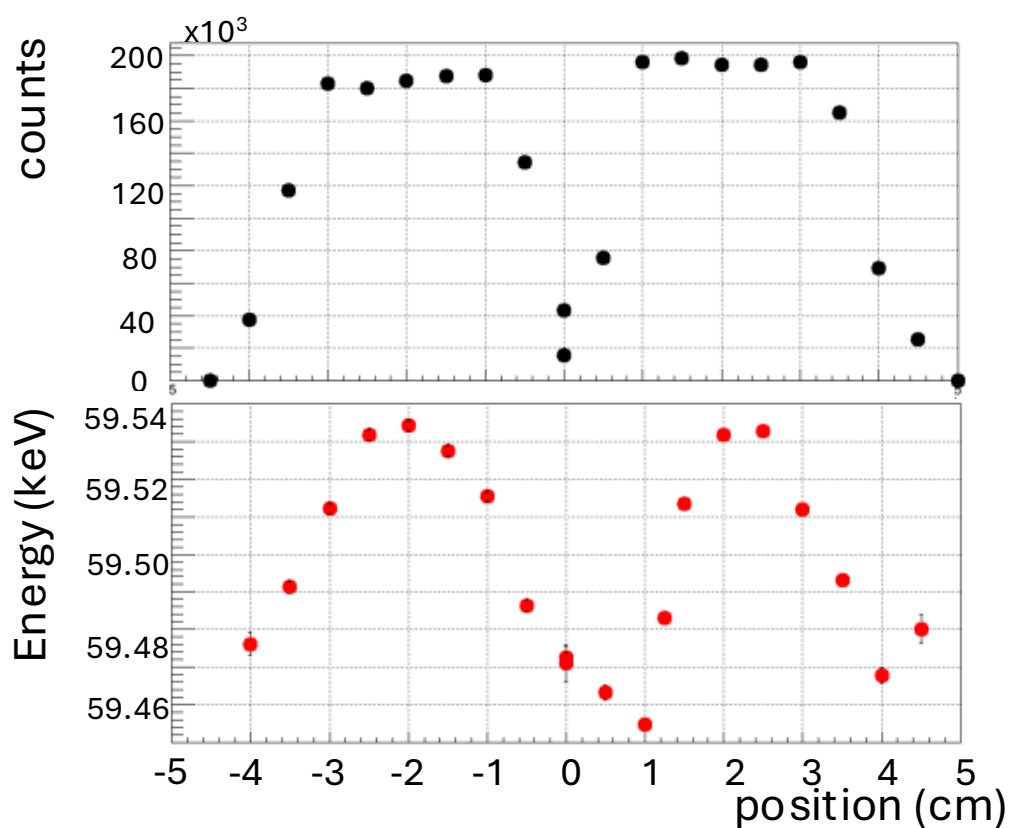
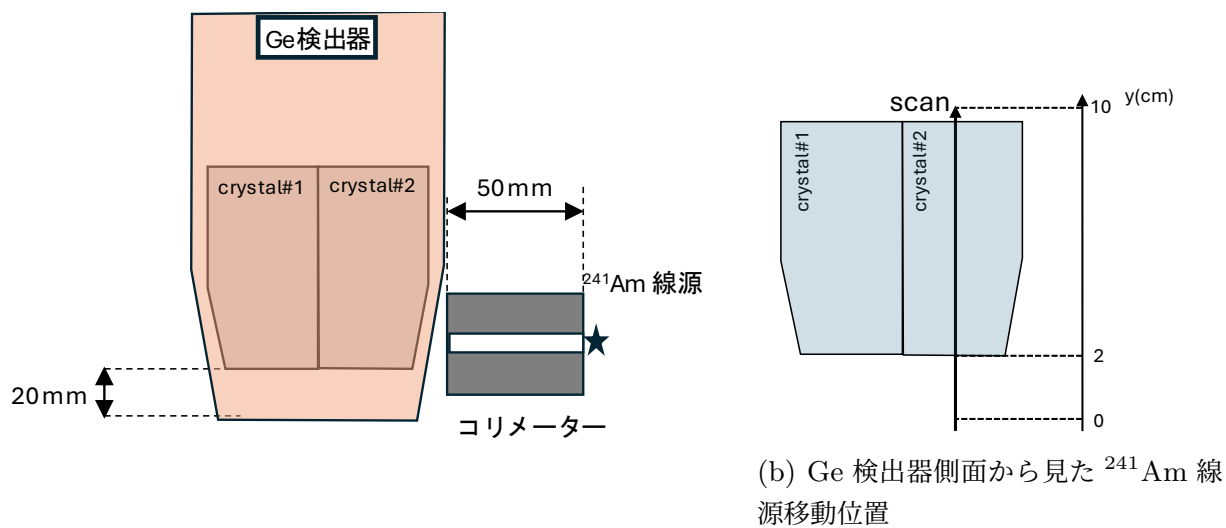


図 3.5: Ge 検出器正面の窓に平行にスキャンした時の ^{241}Am 59.54 keV ガンマ線のピークカウントとエネルギー値



(a) Ge 検出器、コリメーター、 ^{241}Am 線源の位置関係

図 3.6: Ge 検出器側面に沿って縦に ^{241}Am 線源のガンマ線でスキャンした時のセットアップと線源移動位置

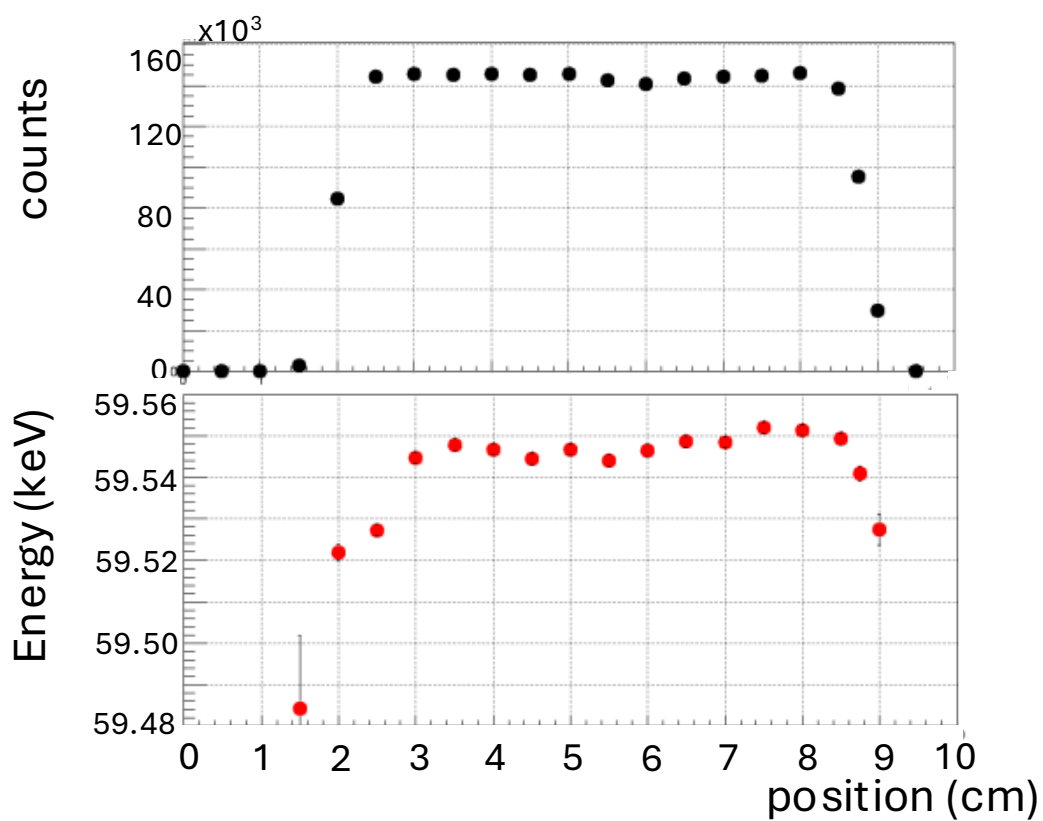


図 3.7: Ge 検出器側面に沿って縦にスキャンした時の ^{241}Am 59.54 keV ガンマ線のピークカウントとエネルギー値

実験手法

この実験では図 3.8 のセットアップを用いた。J-PARC E96 実験とできるかぎり同じになるように、trigger には増幅回路 ORTEC 973U が出す CRM (Count Rate Meter) 信号を用いた。線源位置依存性の評価では、リファレンスとなる線源である ^{133}Ba の位置を固定し、線源位置依存性を見るためのチェックソースである ^{241}Am , ^{152}Eu の位置を変化させた（この時、コリメーターは使っていない）。そして、 ^{133}Ba のガンマ線を用いて、チェックソースのガンマ線（60 keV, 122 keV, 344 keV）をエネルギー較正した。こうすることにより、rate の変化によるベースラインシフトの問題を分離することができ、線源位置依存性のみによるエネルギー値の変化を調べることができる。チェックソースの位置は、図 3.9、図 3.10 のように、Ge 検出器の前面に貼られたベリリウム窓から垂直距離が 5 cm の場合と 15 cm の 2 パターンとし、ベリリウム窓に対して平行な方向の位置を 0 cm～15 cm で変化させた平行方向の位置依存性評価と、Ge 検出器のベリリウム窓から垂直距離を 0 cm～25 cm で変化させた垂直方向の位置依存性評価を行った。ただし、この時の平行方向の位置はベリリウム窓の中心位置と一致するようにしている。平行方向の位置依存性評価に関してはチェックソースに近い側のクリスタルと遠い側のクリスタル 2 種が存在するため、どちらも評価を行なった。

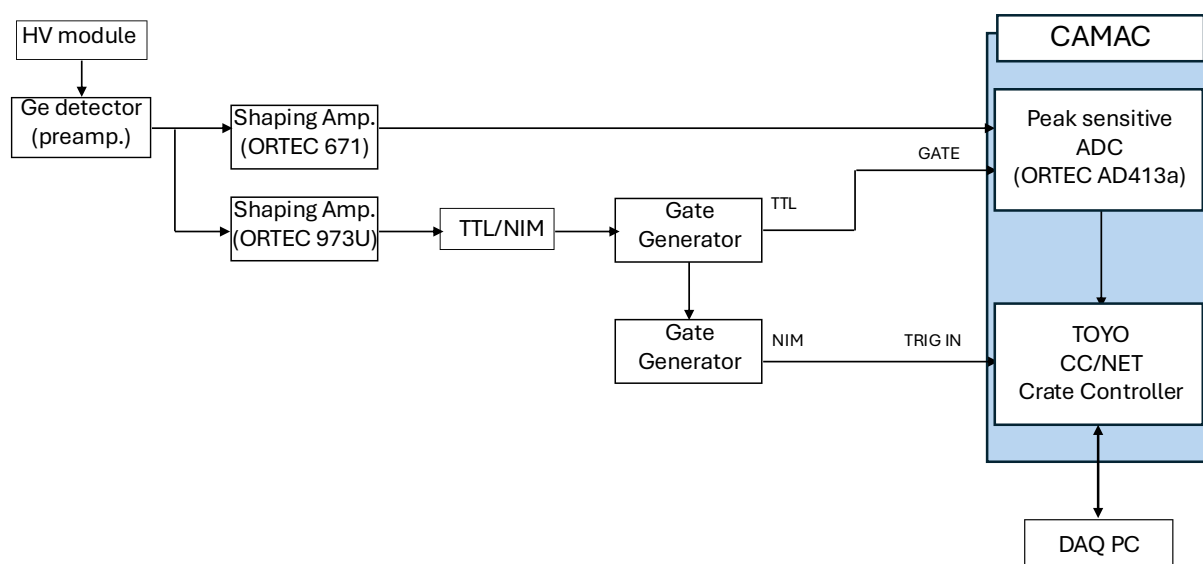


図 3.8: 線源位置依存性評価のセットアップ

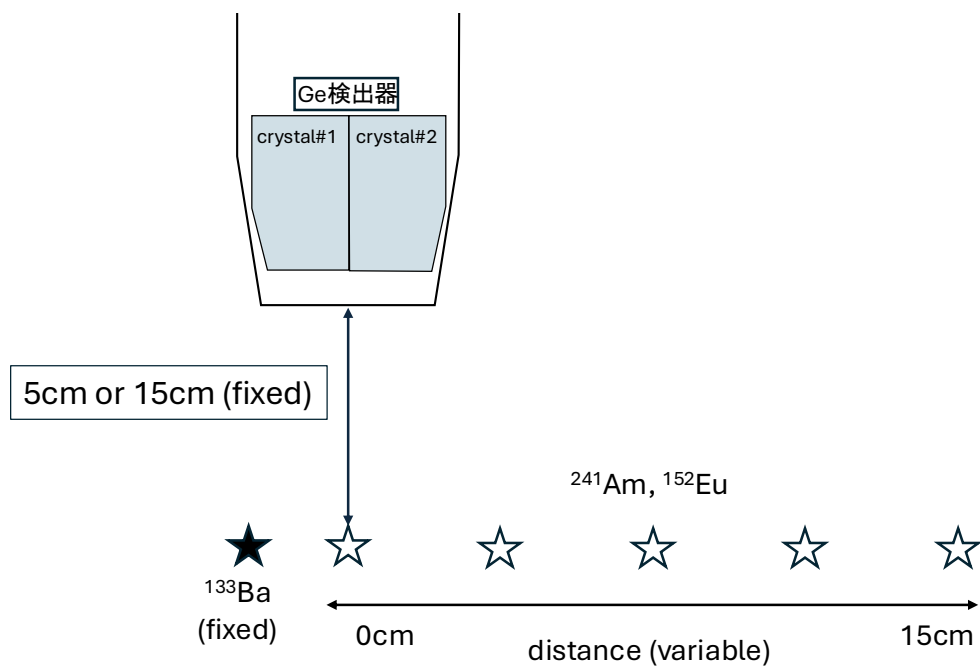


図 3.9: 線源位置依存性評価（検出器面（ベリリウム窓）に対して平行な方向）の線源と Ge 検出器の配置図



図 3.10: 線源位置依存性評価（検出器面（ベリリウム窓）に対して垂直な方向）の線源と Ge 検出器の配置図

実験結果

ベリリウム窓から垂直方向の距離 15 cm における窓の面に平行の線源位置依存性の評価の結果を図 3.11 に示す。平行方向 0 cm で読み出されるエネルギー値からのずれを縦軸に、平行方向の線源位置 (cm) を横軸にプロットした。チェックソースから遠い側のクリスタルでは大きなエネルギー値の変化は見られなかったが、近い側のクリスタルでは有意に位置依存性が現れ、平行方向の距離が大きくなればなるほどエネルギー値が大きくなっていく傾向を示した。また、この線源位置依存性はエネルギー依存性があり、高いエネルギーの方が位置依存性が大きく現れ、平行方向 15 cm の場所で 344 keV では 0.05 keV、122 keV では 0.03 keV、60 keV では 0.01 keV エネルギー値が大きくなることがわかった。

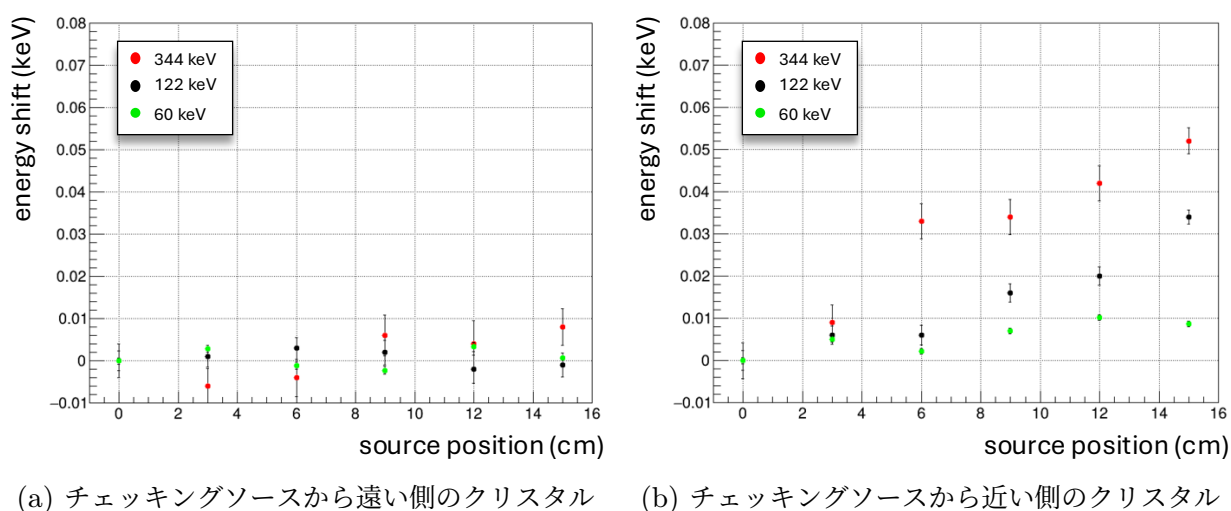
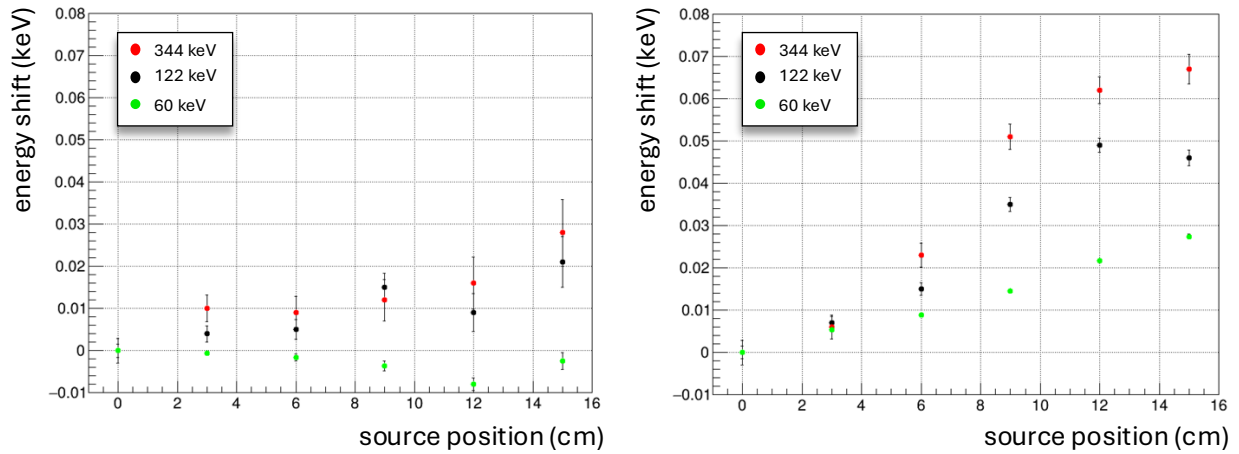


図 3.11: ベリリウム窓から垂直方向の距離 15cm の平行方向の線源位置依存性

ベリリウム窓から垂直方向の距離 5 cm における平行方向の位置依存性の評価の結果を図 3.11 に示す。15 cm の場合と同様に平行方向 0 cm における読み出されるエネルギー値からのずれを縦軸に、平行方向の線源位置 (cm) を横軸にプロットした。15 cm の場合と同様の位置依存性とエネルギー依存性を示したが、垂直距離 5 cm の方がエネルギー値の変化が大きくなることがわかった。チェックソースから遠い側のクリスタルでも、344 keV、122 keV で平行方向 15 cm の場所でそれぞれ 0.02~0.03 keV エネルギー値が大きくなった。チェックソースから近い側のクリスタルでは、平行方向 15 cm の場所で 344 keV では 0.07 keV、122 keV では 0.05 keV、60 keV では 0.03 keV エネルギー値が大きくなった。



(a) チェッキングソースから遠い側のクリスタル (b) チェッキングソースから近い側のクリスタル

図 3.12: ベリリウム窓から垂直方向の距離 5cm の平行方向の線源位置依存性

ベリリウム窓から垂直方向の位線源置依存性の評価の結果を図 3.13 に示す。垂直方向 25 cm で読み出されるエネルギー値からのずれを縦軸に、垂直方向の位置 (cm) を横軸にプロットした。垂直方向の距離が大きくなればなるほどエネルギー値が大きくなる傾向を示した。また、わずかに位置依存性のエネルギー依存性があるが、平行方向に線源を移動した場合ほどは極端に現れないことがわかった。垂直方向 1 cm の場所で 344 keV では 0.05 keV、122 keV では 0.05 keV、60 keV では 0.035 keV エネルギー値が小さくなった。

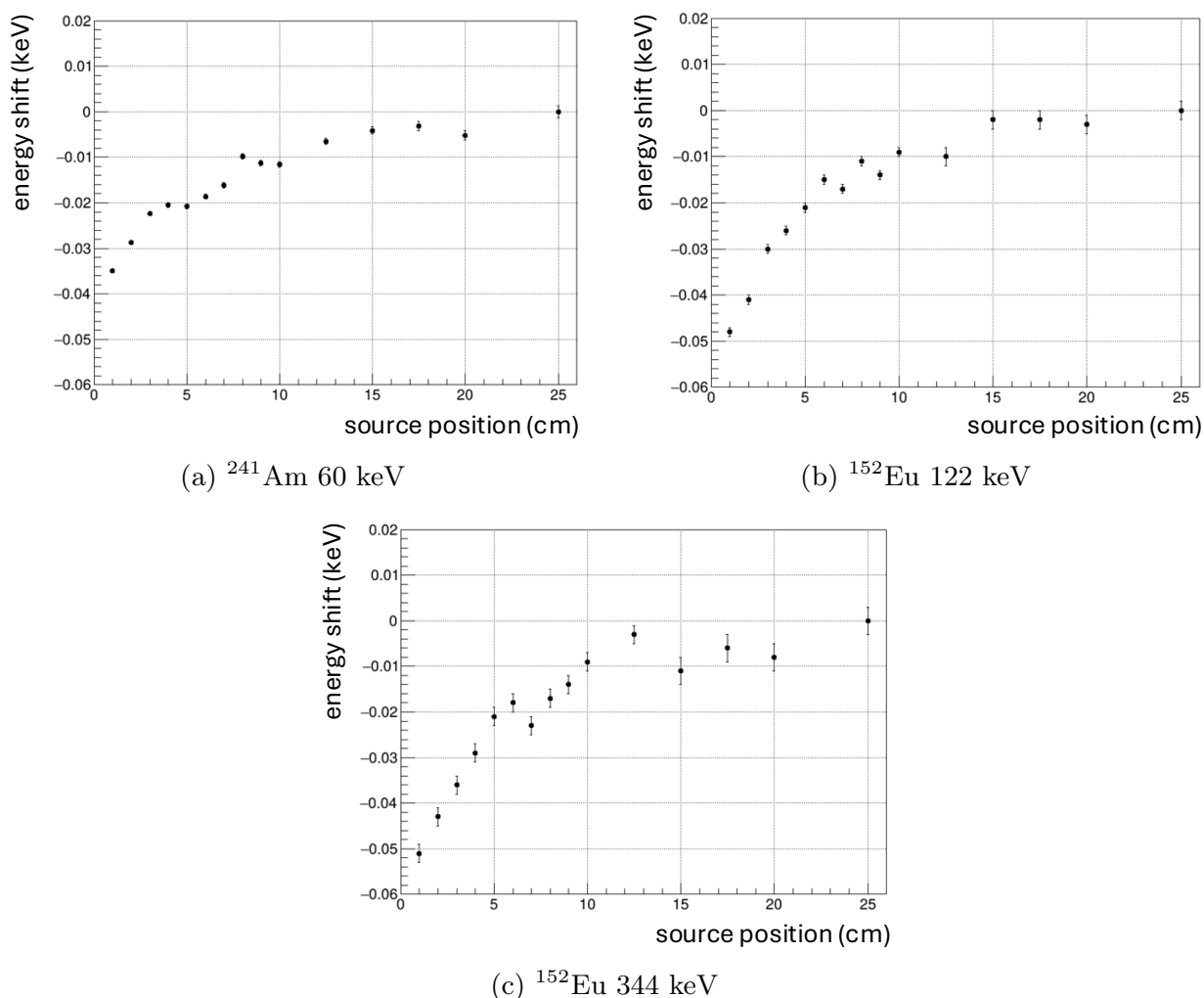


図 3.13: ベリリウム窓から垂直方向の線源位置依存性

考察

Closed-end 型 Ge クリスタルにおける電荷収集効率の分布の例を図 3.14 に示す。また、図 3.14 の計算に用いられている Ge クリスタルと我々が使う Ge クリスタルの各種設定の比較を表 3.1 に示す。Ge クリスタルの型と長さ方向の大きさが明らかに異なるが、大雑把な電荷収集効率の傾向は変わらないと仮定して以下議論する。図 3.14 には特に電荷収集効率の高い領域を赤色で塗っている。図 3.14 からわかるように、クリスタルのエッジ部分周辺では電荷収集効率が低い。本実験で観測された線源の位置によって変化するエネルギー値は、基本的に幾何学的にクリスタルのどこにガンマ線が入りやすいかで説明することができる。図 3.11, 3.12 に示すように、クリスタルに対して平行方向に線源を遠ざけていくと、4 cm 付近から徐々にエネルギー値が大きくなっていく。これは、線源の位置がエッジの直下から水平方向に離れていくため、クリスタルの側面からガンマ線が入射するようになっていき、電荷収集効率の高い領域で吸収が起こりやすくなるためだと考えられる。エネルギーが高いほどエネルギー値の変化が大きくなるのは、電荷収集効率が良い領域がクリスタルの表面から深

い部分にあるためではないかと考えられる。垂直距離が 5 cm と 15 cm で違いがあるのは、距離が 15 cm ほど離れると Ge クリスタルの立体角が小さくなり、クリスタル内の位置に敏感ではなくなるためであると考えられる。平行方向の主な傾向はこのようにして幾何学的に説明することができる。垂直方向のエネルギー値の変化は図 3.10 のように垂直方向に Ge 検出器面に近づくにつれ、二つのクリスタルのエッジ部分に近づいていくことになり、電荷収集効率の低い領域に入射する確率が高まるため、エネルギー値が小さくなっていくと考えられる。エネルギー依存に関しては、エッジ部分の電荷収集効率等高線の角度がどれぐらいであるかに依ってしまうため、クリスタル内の詳細な電場分布を知らない現状では議論することができない。

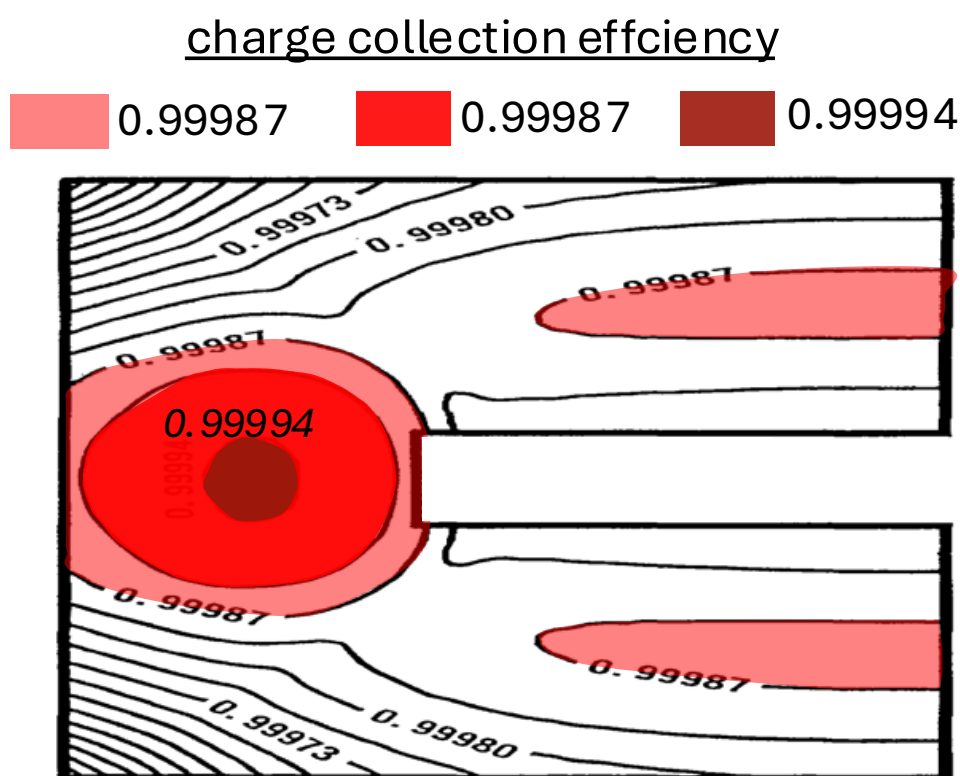


図 3.14: Closed-end 型 Ge クリスタルと電荷収集効率の例 [21] (赤で塗った領域が特に効率が良い)

	図 3.14 の Ge クリスタル	我々の Ge クリスタル
型	p 型	n 型
サイズ	直径 : 5 cm, 長さ : 3.6 cm	直径 : 5 cm, 長さ : 7 cm
HV	+3000 V	-3000 V
Shaping time	4 μ s	3 μ s

表 3.1: 我々が使う Ge クリスタルの型、サイズ、印加電圧 (HV)、信号の整形時間 (Shaping time) と図 3.14 の電荷収集効率を計算する際に用いている各種設定値の比較

次に本実験で観測された Ge 検出器の線源位置依存性が J-PARC E96 実験の標的である AFT 内での Ξ 原子 X 線発生点の分布により問題になるかについて議論する。Ge 検出器と AFT 標的領域の位置関係を図 3.15 に示す。AFT 標的領域の角、A, B, C, D の新しく設定した座標系 (図 3.16) における位置座標を表 3.2 にまとめる。ただし、Ge 検出器の前面 (ベリリウム窓) と標的中心の距離は 220 mm で、AFT の標的領域のサイズは $100^x \times 50^y \times 100^z$ mm (ビーム方向を z とした右手系) である。Ge 検出器前面中心から x' 方向と z' 方向 (Ge 検出器面と平行) には最大でおよそ ± 5 cm、 y' 方向 (Ge 検出器面と垂直) では最小がおよそ 17 cm、最大でおよそ 27 cm で AFT 標的領域が広がっている。これらの値におけるエネルギー値の相対的な変化は Ξ 原子 X 線のエネルギー領域が 50~200 keV であることを考慮に入れると、図 3.11b、図 3.13a、図 3.13b より、最大でも 0.01 keV ほどしか変化がないことがわかる。これによって、J-PARC E96 実験では Ge 検出器の線源位置依存性は考慮する必要がないことがわかる。

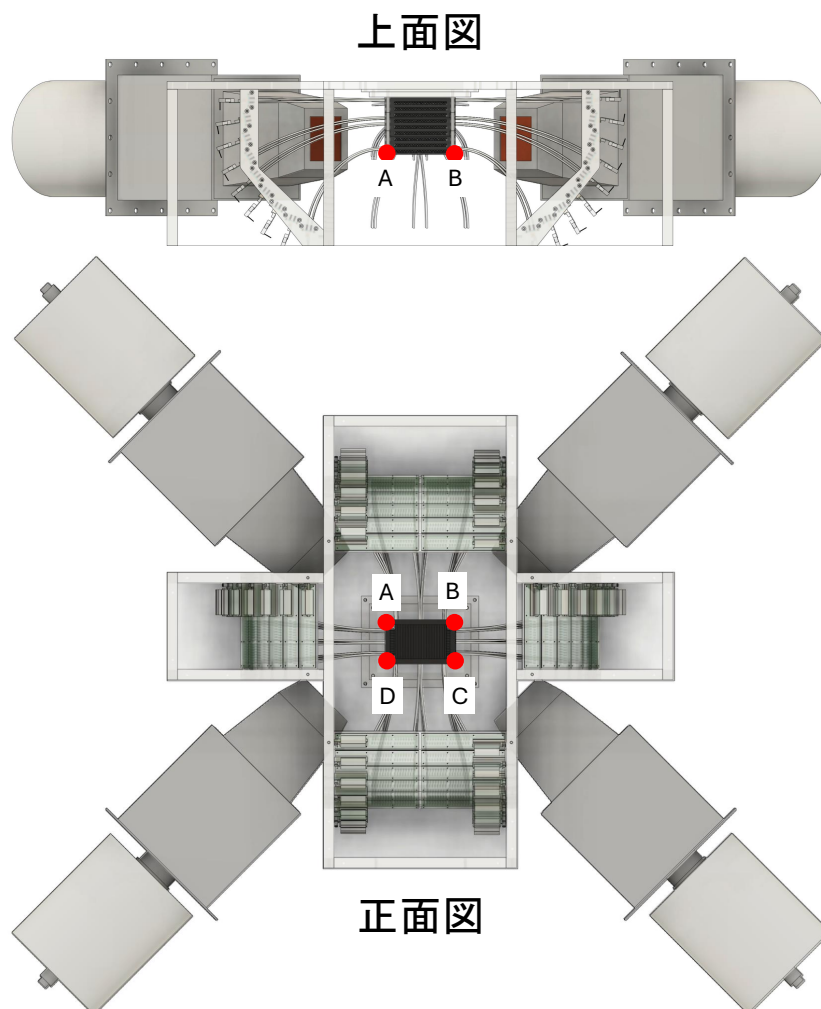


図 3.15: Hyperball-X と AFT の上面と正面から見た位置関係

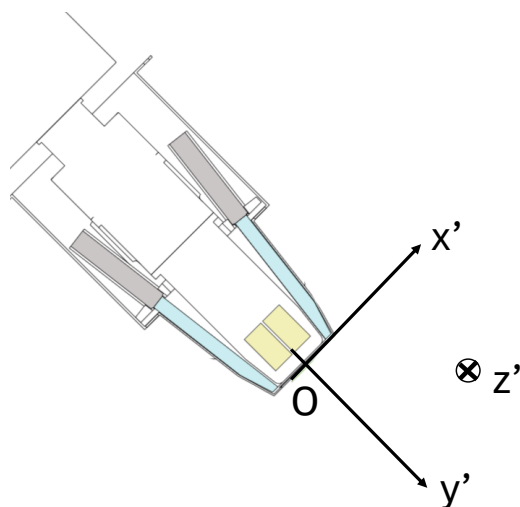


図 3.16: Ge 検出器と AFT の距離を計算するために新しく設定する座標系（原点はベリリウム窓の中心）

point	(x', y', z') (mm)
A	(-17.7, 167.0, -50.0)
B	(53.0, 237.7, -50.0)
C	(17.7, 273.0, -50.0)
D	(-53.0, 202.3, -50.0)

表 3.2: 図 3.16 にある (x,y,z) 座標系における点 A,B,C,D の座標 (mm)

3.1.2 Ge 検出器の HV 依存性の評価

我々が使う Ge 検出器のバイアス電圧の定格は -3000 V だが、4 台中 1 台は -2500 V 、2 台は -1800 V で使っている。これらの Ge 検出器は定格電圧まで HV（絶対値）を上げると発振が発生し分解能が低下するためである。しかし、HV（絶対値）を下げると図 3.17 のように有感領域が狭くなって、収集効率の低下する可能性がある。この項では、定格電圧 -3000 V まで上げることのできる Ge 検出器個体を用いて -3000 V から HV（絶対値）を下げていった場合にどれほど収集効率が低下するか見積もる。

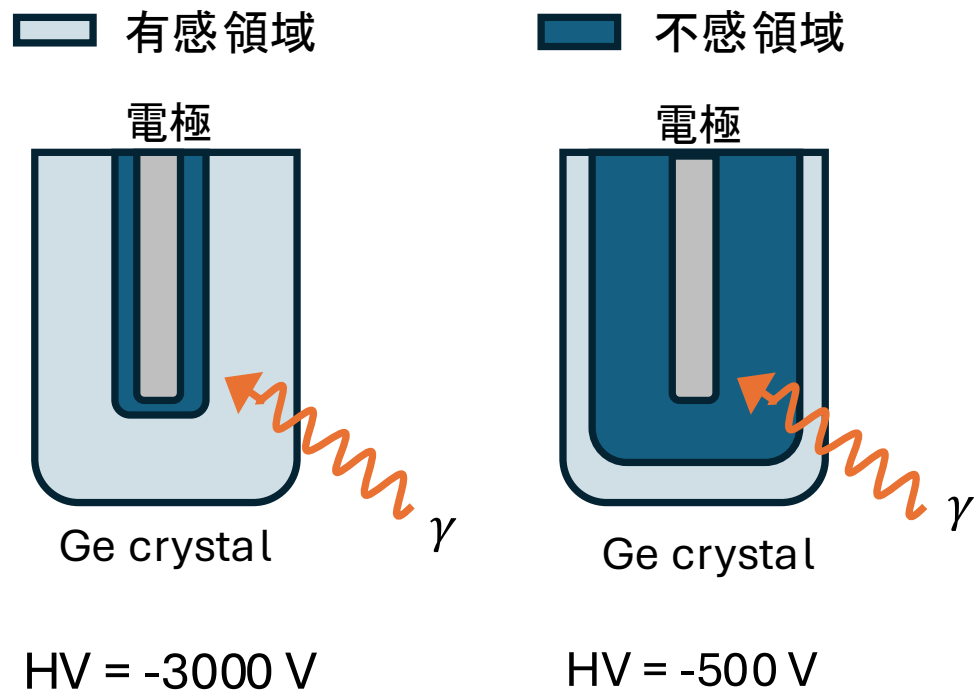


図 3.17: HV に依る有感領域の変化

実験手法

この実験では図 3.18 の回路セットアップを用いた。収集効率の測定をするため、データ収集系 (DAQ) livetime でガンマ線のカウント数をノーマライズする必要があるので、trigger request 信号と trigger accept 信号の数を visual scaler で測定した。DAQ の deadtime を ADC の gate のスタートタイミングから長さ 15 us として trigger request 信号に veto としてコインシデンスさせ trigger accept 信号を作った。HV 電源は J-PARC E96 実験とまったく同じ ORTEC model 660 を用いた。この HV 依存性評価の実験では、 ^{152}Eu , ^{60}Co 線源を用いて、HV を -3000 V , -2500 V , -2000 V , -1500 V , -1000 V , -500 V , -250 V の 7 点で、収集効率の評価を行った。収集効率の定義は、HV = -3000 V の時のそれぞれのガンマ線の測定時間あたりのカウント数を 1 としたときのカウント数とした。また、分解能の HV 依存性も評価した。その際に、shaping time を 3 us, 10 us で変えた場合の 2 種類で HV 依存性の違いも評価した。ただし、線源は Ge 検出器のベリリウム窓からおよそ 10 cm の位置に置き、そときの 1 クリスタルあたりの計数率はおおよそ 10 (kHz) でパイルアップは無視できる。

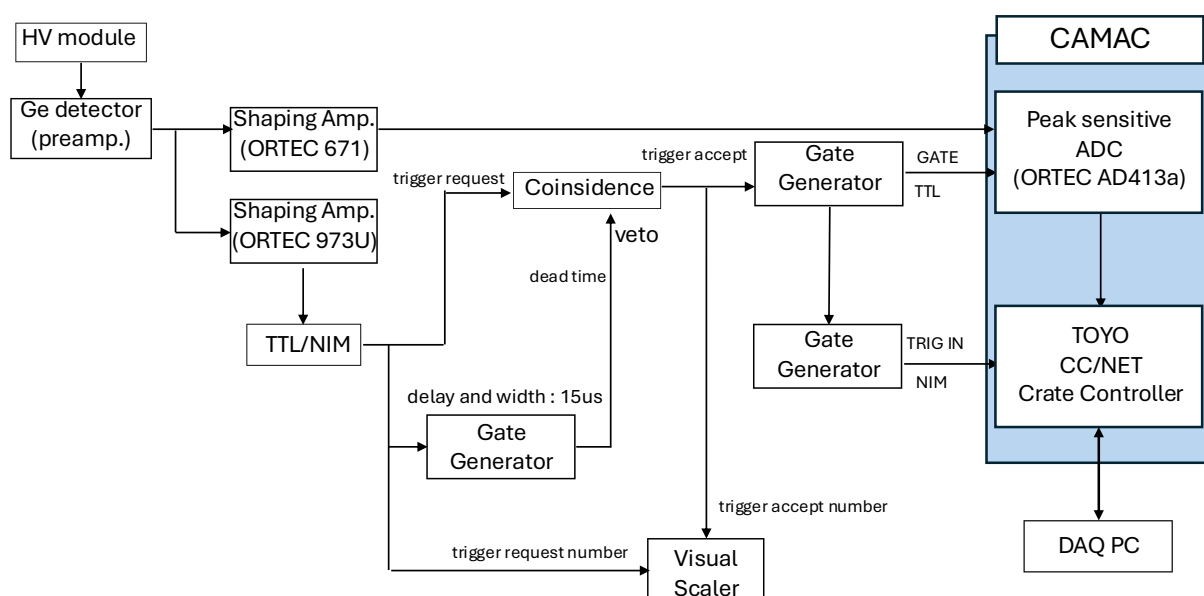


図 3.18: HV 依存性評価の回路セットアップ

実験結果

^{152}Eu のガンマ線 122 keV, 245 keV, 344 keV と ^{60}Co のガンマ線 1.1 MeV, 1.3 MeV を用いた収集効率の HV 依存性の評価の結果を図 3.19 に示す。全てのエネルギーで HV を下

げることにより e 収集効率の低下が見られ、ガンマ線のエネルギーが高ければ高いほど収集効率の低下は著しいことがわかった。1.1 MeV, 1.3 MeV に関しては、 -2000 V で収集効率の低下が顕著になり始め、 -1800 V ではおよそ 80% まで低下していることがわかる。

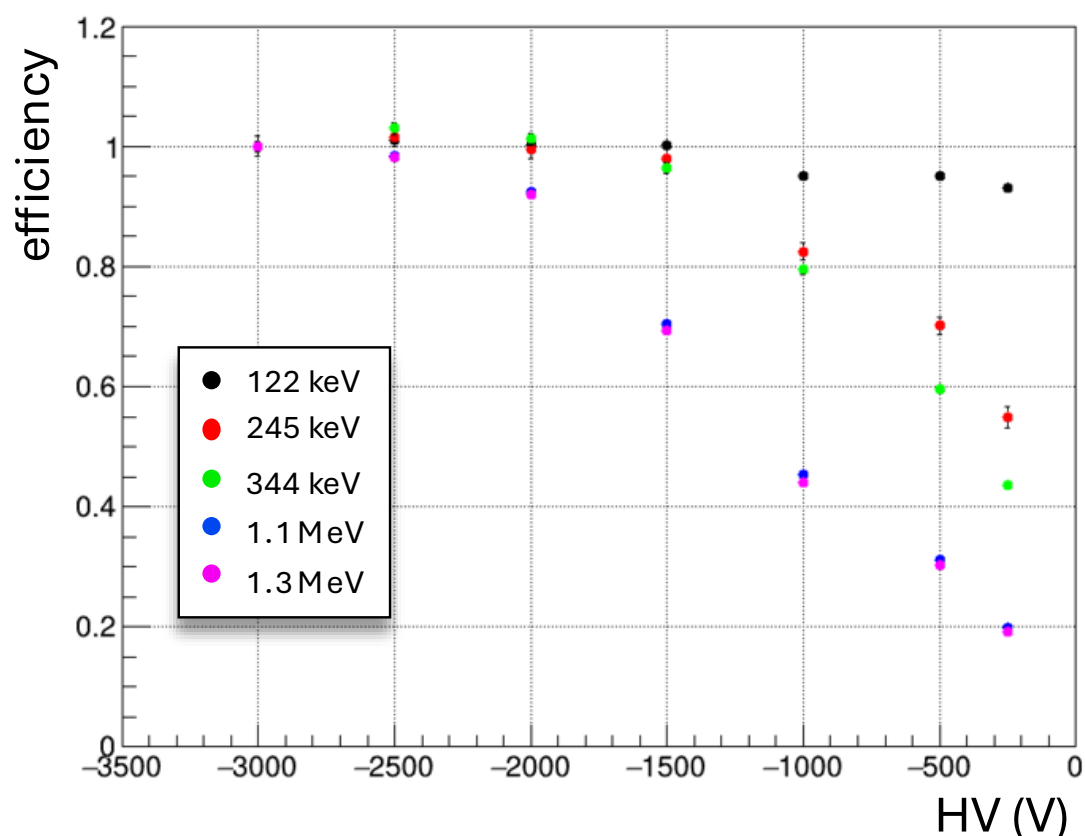
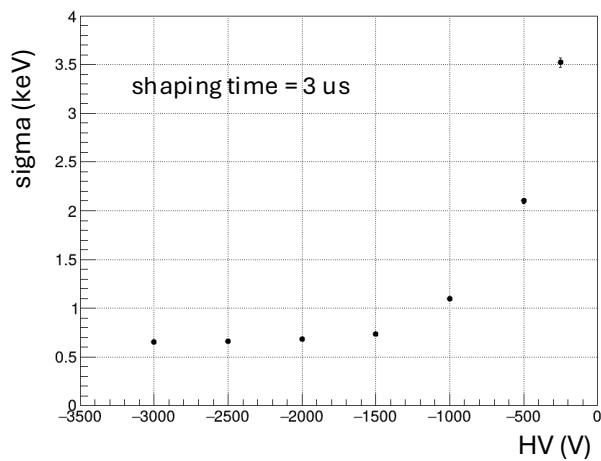
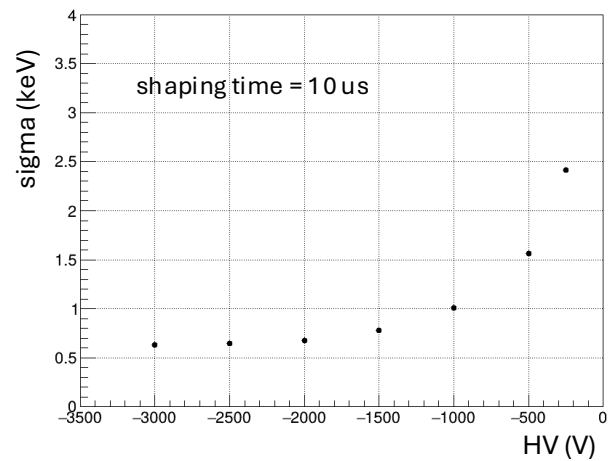


図 3.19: efficiency の HV 依存性

分解能の HV 依存性を shaping time 3 us, 10 us で変えた場合の評価の結果を図 3.20 に示す。どちらの shaping time でも HV を低下させていくと -1500 V あたりで分解能の悪化が現れはじめ、最終的に 3 us では 5 倍、10 us では 3.5 倍悪化することがわかり、また、shaping time が短いほど分解能の悪化が著しいことがわかった。



(a) shaping time 3 us の分解能の HV 依存性



(b) shaping time 10 us の分解能の HV 依存性

図 3.20: 分解能の HV 依存性

考察

Hyperball-X で使う Ge 検出器の Ge クリスタルの直径は 51 mm、長さ 71 mm となっている (図 3.21)。このクリスタルは Closed-end N 型なので、HV を下げていくと、図 3.17 のように電極側からクリスタル表面 (B イオン注入層との pn 接合面) に向けて徐々に有感領域が小さくなっていく。エネルギーの高いガンマ線ほど不感層に辿り着きやすいことから、ガンマ線のエネルギーが高いほど収集効率の減衰の始まりが早いと考えられる。電極から有感層までの距離を r とおき、HV とおおよそ線形性が保たれている ($r \approx a - bV$ ($a, b = \text{const.}$)) と考えると、HV を下げていくことにより領域 B では検出器正面から見ると不感層の体積は r の二乗で大きくなっていくので、領域 B に入るガンマ線の収集効率は $-V^2$ (エネルギーに依らない) で減衰すると考えられる。一方、領域 A では、不感層の体積は r に比例して小さくなると考えられるので (電場が綺麗に平行版コンデンサーと同じ

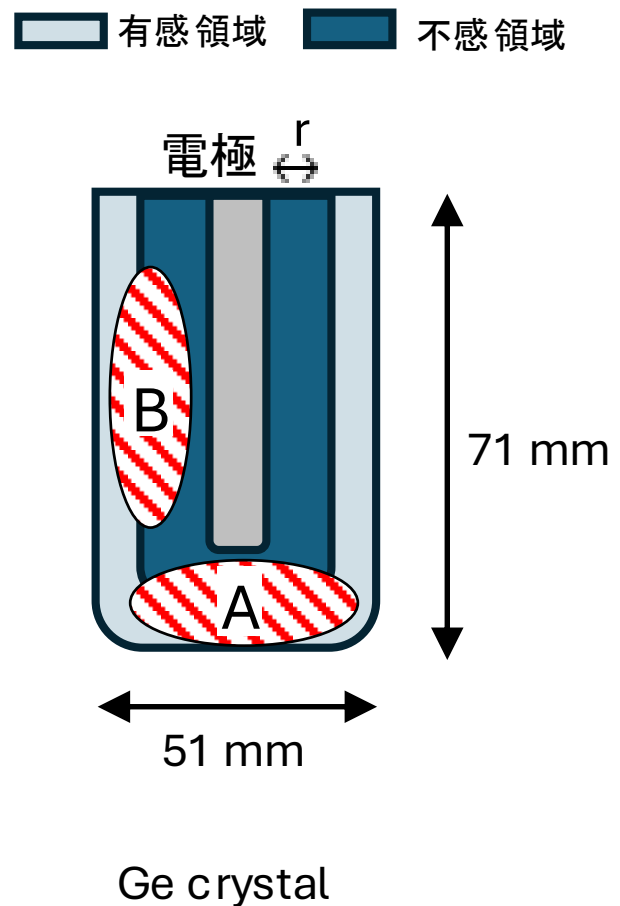


図 3.21: Ge クリスタルサイズ [?]

分布になっていると仮定している)、領域 A に入るガンマ線の収集効率は $-\exp(-\mu bV)$ (μ : Ge クリスタル内での吸収係数) で減衰すると考えられる。そして、領域 A の減衰傾向を主に示すか、領域 B の減衰傾向を主に示すかはガンマ線のエネルギーに依ると考えられる。特に、エネルギーが高く、主に領域 B の減衰傾向を示す場合、減衰の勢い(傾き)はエネルギーに依らないと考えられる。一方で、エネルギーが低く、主に領域 A の減衰傾向を示す場合、減衰の勢い(傾き)はエネルギーに依る(吸収係数に依る)ことになると考えられる。 ^{60}Co のガンマ線 1.1 MeV, 1.3 MeV に関しては直線的に全く同じ傾向で減衰するのが見て取れる。一方で、 ^{152}Eu のガンマ線 245 keV, 344 keV に関しては、減衰の仕方が少し異なっていることが見て取れる。これは、表 3.3 からわかる通り、 ^{60}Co のガンマ線 1.1 MeV, 1.3 MeV は Ge クリスタル表面からおよそ 3 cm の深さまで侵入することができ、領域 B での吸収がメインであり、 ^{152}Eu のガンマ線 245 keV, 344 keV は、およそ 1.5 cm まで侵入し、領域 A での吸収がメインであるためと考えられる。(クリスタル正面の表面から電極までの距離の情報を我々は持っていないが、同軸部分の半径方向の距離とおおよそ同じ (2.5 cm) なのではないかと考えられる)。 ^{152}Eu のガンマ線 122 keV, 245 keV, 344 keV と ^{60}Co のガンマ線 1.1 MeV, 1.3 MeV に対する Ge クリスタル ($\rho_{\text{Ge}} = 5.323 \text{ g/cm}^3$) 内の吸収係数とその逆数を表 3.3 にまとめる。

ガンマ線 (keV)	$\mu/\rho_{\text{Ge}} (\text{cm}^2/\text{g})$	$1/\mu (\text{cm})$
122	0.30	0.63
245	0.12	1.52
344	0.10	1.87
1100	0.06	3.37
1300	0.05	3.68

表 3.3: ^{152}Eu のガンマ線 122 keV, 245 keV, 344 keV と ^{60}Co のガンマ線 1.1 MeV, 1.3 MeV に対する Ge クリスタル ($\rho_{\text{Ge}} = 5.323 \text{ g/cm}^3$) 内の吸収係数とその逆数 [22]

J-PARC E96 実験で観測する 三原子 X 線のエネルギー領域 50~200 keV では、-1800 V で大きな収集効率の低下はないことがわかり、我々の使用条件 (1 台 -3000 V、1 台 -2500 V、2 台 -1800 V の HV) でも収集効率の低下という問題はないことがわかった。

分解能の HV 依存性に関しては、半導体検出器の一般的な性質から、HV を落とすことにより有感領域が狭くなり、キャパシタンスが大きくなるため、ノイズ耐性が悪くなり分解能が低下することが知られている。しかし、図 3.20 からわかるとおり、shaping time を伸ばすことにより、分解能の低下を少し抑えることができたことから、キャリアのドリフト速度が電圧が下がることにより落ち、shaping time 3 μs では電荷を収集しきれていないことによる分解能の悪化が一つの要因となっていることがわかる。

3.2 Hyperball-X の回路構成

実際に J-PARC E96 実験で使う Hyperball-X の主な回路構成を図 3.22 に示す。特に、ADC とエネルギーの線形性に効いてくる部分を赤く塗った。また、各モジュールの説明を以下で説明する。

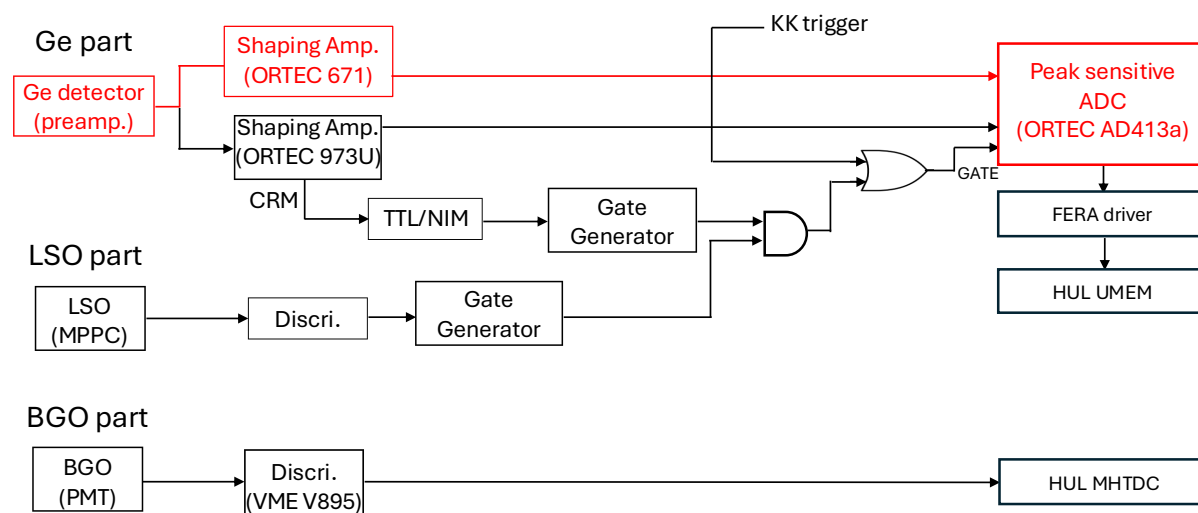
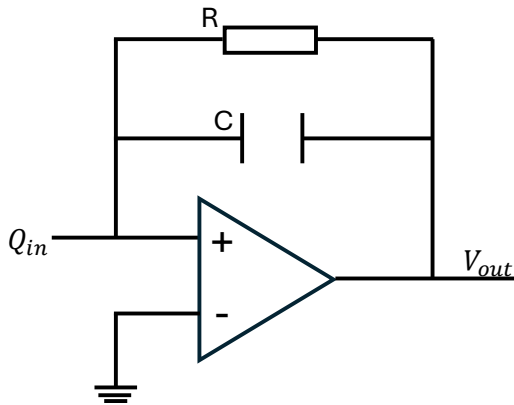


図 3.22: Hyperball-X の主な回路構成（赤の部分は ADC の線形性に影響を与える部分）

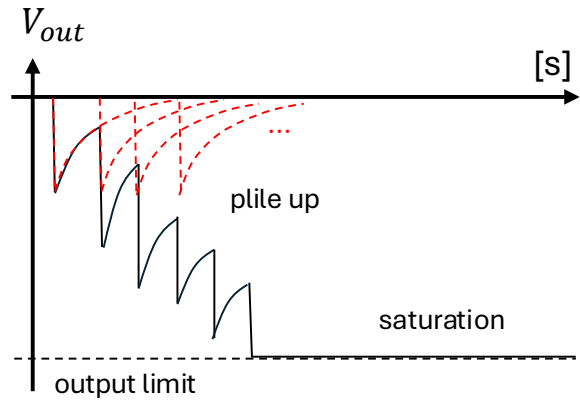
トランジスタリセット型プリアンプ

我々のグループは、2 次ビームである π 中間子や K 中間子を標的に照射し、その標的内で生成されたハイパー核やエキゾチック原子から放出されるガンマ線や X 線を標的周辺に設置した Ge 検出器で測定する。そのため、ビーム起因で生成される標的物質やその周辺の物質の励起原子核からのガンマ線や、ビーム粒子の崩壊や反応で生ずる π^0 粒子の崩壊で放出される高エネルギーガンマ線、ビーム粒子の標的での散乱や反応による π^- 粒子などの高エネルギー荷電粒子が高い計数率（ ~ 100 kHz）で Ge 検出器内でエネルギーを落とすことになる。そのような高いバックグラウンドの中で通常の抵抗放電型プリアンプを使うと、図 3.23b のようにフィードバックコンデンサが溜まった電荷を放電し切る前に次のイベントが来てしまい、プリアンプ出力電圧が飽和して信号を出力することができなくなる。そこで、我々は電荷をすぐに抵抗放電せずに溜め続け、ある閾値に達したら強制的に放出してリセットするトランジスタリセット型プリアンプを採用している。このトランジスタリセット型プリアンプの出力信号は図 3.24b のように、Ge クリスタルでエネルギーデポジットが起こるたびに一段

一段 step を踏んで出力電圧が大きくなっていく。使用している Ge 検出器では、閾値はおよそ 10 V で、ガンマ線のエネルギーあたりの出力信号の step の大きさはおよそ 50 mV/MeV となっている。

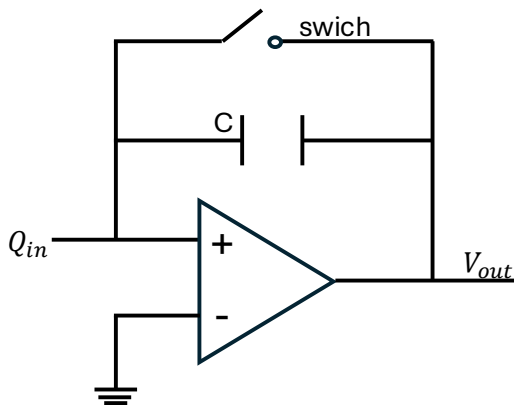


(a) 抵抗放電型プリアンプの回路

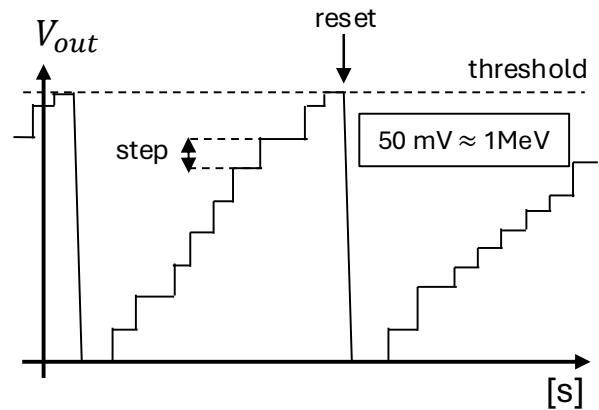


(b) 抵抗放電型プリアンプ の出力信号

図 3.23: 抵抗放電型プリアンプ



(a) トランジスタリセット型プリアンプの回路



(b) トランジスタリセット型プリアンプ. の output 信号

図 3.24: トランジスタリセット型プリアンプ

ORTEC 671 Amp.

☐ 原子 X 線精密分光を行うためには非常に高いエネルギー分解能で X 線を測定する必要がある。そこで、我々は分解能という点において性能の良い ORTEC 671 を整形増幅器として使う。Ge クリスタル内で生成されたキャリアが全て収集されるまでには平均 $0.5 \mu\text{s}$ かかるため μs オーダーの長い shaping time による信号整形が必要になる。しかし、整形時間が長すぎると高い計数率への耐性が落ちるため、整形時間と耐計数率はトレードオフの関係と

なっている。J-PARC E96 実験では shaping time $3\ \mu\text{s}$ を採用することにしており、信号幅はおよそ $15\ \mu\text{s}$ (図 3.25) となっている。この設定値において $202\ \text{keV}$ に対するエネルギー分解能は in-beam 環境下でおよそ $2\ \text{keV}$ (FWHM) が達成されている。このモジュール背面からは信号のタイミング情報となる TTL 規格の CRM (Count Rate Meter) 信号が出力されているが、次の ORTEC 973U のパラグラフで説明する理由により、J-PARC E96 実験では Ge の trigger 信号としては採用していない。また、出力信号は $0\sim 10\ \text{V}$ となっており、 0.025% 以下の線形性が保証されている。

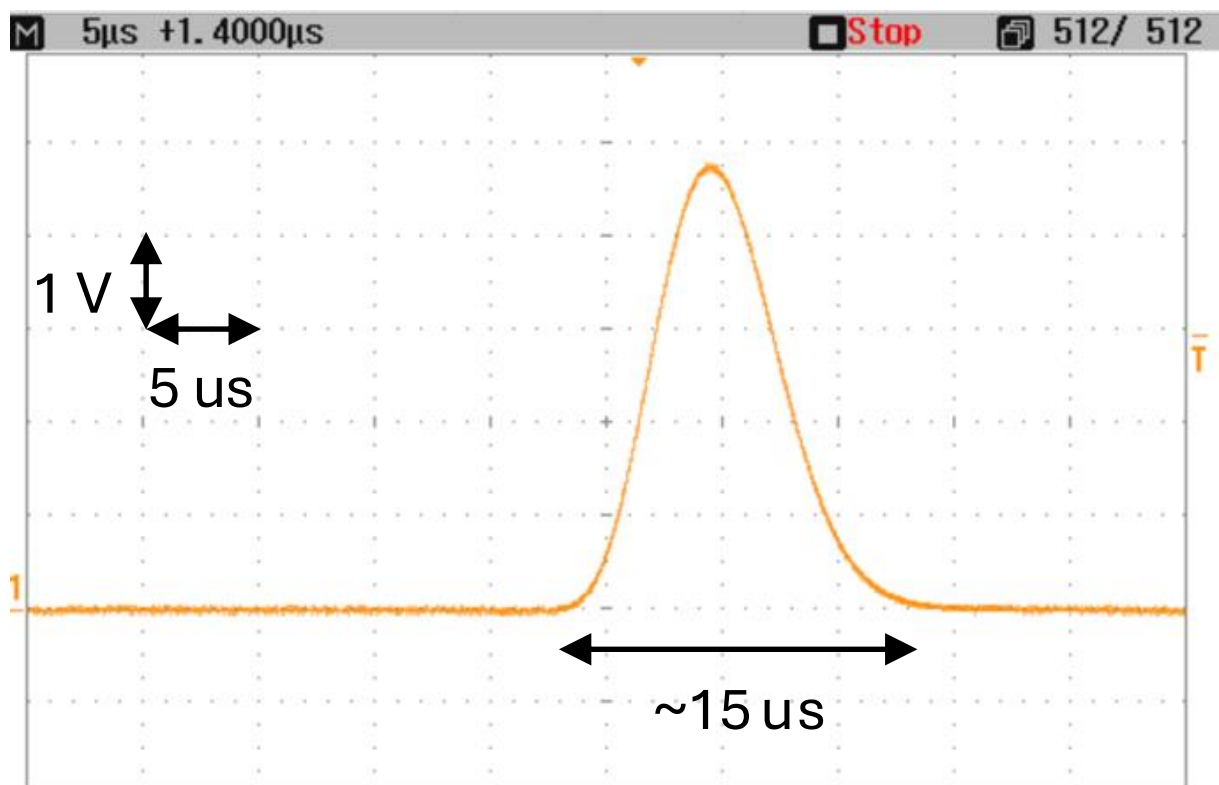


図 3.25: Ge プリアンプ出力を入力とした時の ORTEC 671 アンプの出力信号

ORTEC 973U アンプ

ORTEC 973U は図 3.26 のように整形された出力信号を出す。信号幅が $3\ \mu\text{s}$ と比較的狭いにも関わらず、エネルギー分解能が良い信号に整形することができる。そのために、ORTEC 973U には特殊な整形回路が内蔵されている。ORTEC 973U のブロックダイアグラムを図 3.27 に示す。まず最初に、入力信号を fast amp. によって整形増幅し、この fast amp. 出力を時定数 $\sim 0.25\ \mu\text{s}$ の特殊な整形回路 (prefilter) に通す。そして、さらにその出力を integrator で積分時間 $3\ \mu\text{s}$ (fast amp. 出力から作られた gate) で積分し、この積分した値が最終出力の波高となる。パルス幅は $3\ \mu\text{s}$ の gate が閉じると強制的に 0 に戻るため、

信号幅は $3\ \mu\text{s}$ となり、 $3\ \mu\text{s}$ 以上時間的に離れた信号はパイルアップしないという耐高計数率性を持つモジュールとなっている。しかし、分解能は ORTEC 671 に比べ悪く $202\ \text{keV}$ での分解能は in-beam 環境下でおよそ $3.5\ \text{keV}$ (FWHM) である。ORTEC 671 と同様に背面から信号のタイミング情報となる TTL 規格の CRM 信号が出ており、J-PARC E96 実験ではこのモジュールの CRM 信号を Ge trigger として採用している。その理由は図 3.28 のように、ORTEC 671 の低エネルギー領域 ($< 35\ \text{keV}$) における CRM 信号の応答が悪いためである。。973U の ADC 情報もデータとして取得してはいるが分解能が悪いため X 線精密分光には使わない。

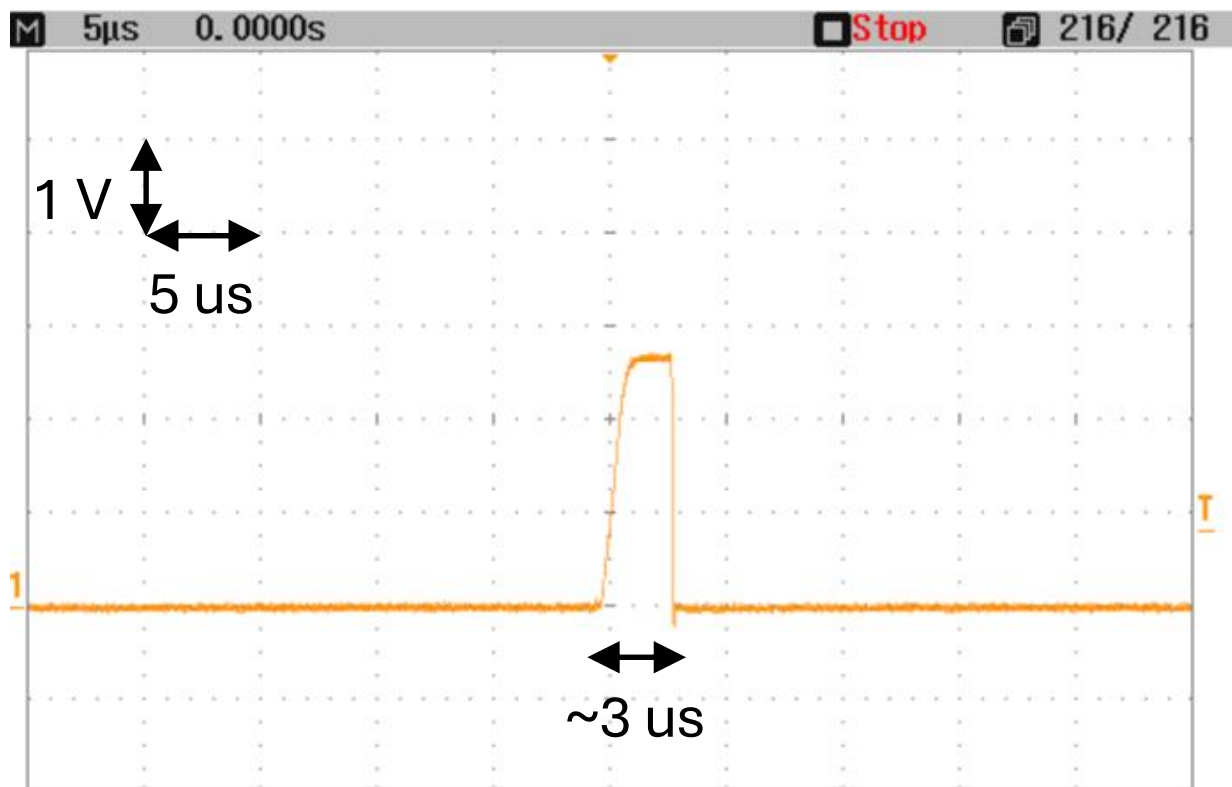


図 3.26: Ge プリアンプ出力を入力とした時の ORTEC 973U アンプの出力信号

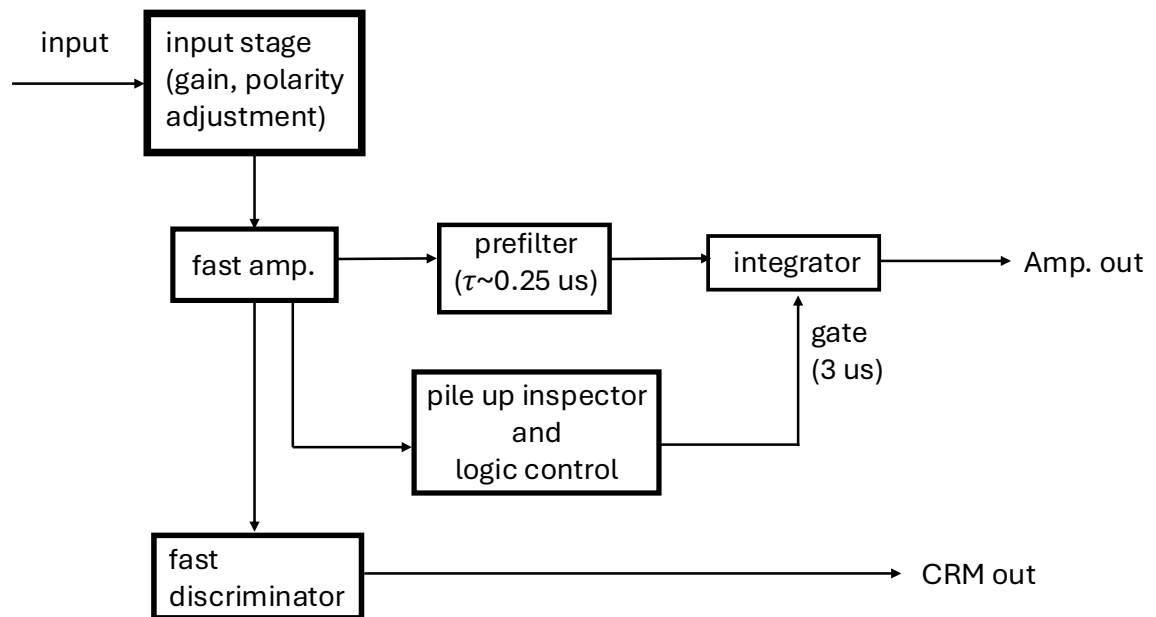


図 3.27: ORTEC 973U アンプのブロックダイアグラム

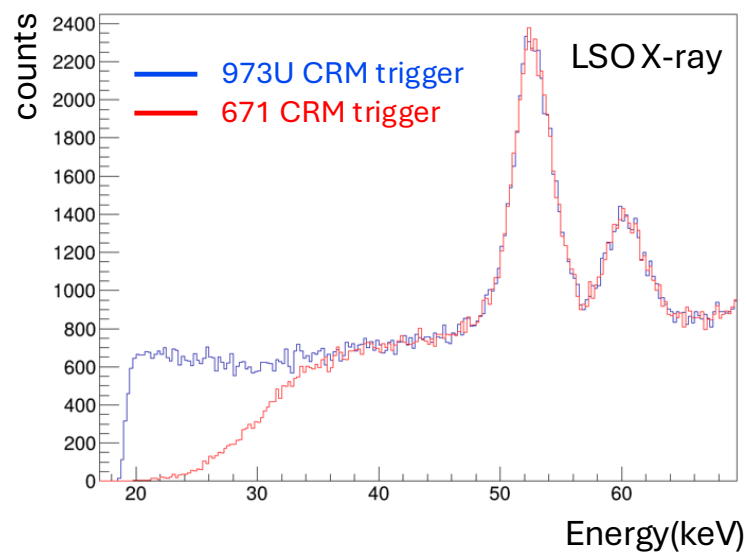


図 3.28: 671 と 973U のそれぞれの CRM 信号で trigger をかけた場合の ADC スペクトラム

ORTEC AD413A

AD413A は CAMAC 規格の 4ch ピーク有感型 ADC モジュールである。入力信号のダイナミックレンジは 0~10 V で 8064 channels(1.25 mV/ch) の分解能を持っている。ADC の方式は conversion の速い逐次比較型である。背面にある CAMAC bus を使った CAMAC 読み出しでは 1ch 読み出すのに 10 μ s かかってしまうが、表面のコネクタから LeCroy 社 FERA 規格に対応したデータ転送が可能になっている。この規格を用いて読み出すことで、dead time はアナログ信号をデジタル信号に変換する conversion time のみとなり高速 conversion モジュールの特性を最大限に生かすことができる。conversion time は、1ch あたりレンジ内であれば 6 μ s、オーバーフローの場合は 1 μ s である。J-PARC E96 実験ではこのモジュールのダイナミックレンジがおおよそ 1.6 MeV となるように整形増幅器のゲインを調整する。また、ダイナミックレンジの 99.9% の範囲で 0.025% 以下の線形性が保証されている。

3.2.1 パルサーを用いた ADC の非線形性の評価

^{241}Am 60 keV (黒点) と ^{176}Lu 202 keV (黒点) でエネルギー較正を行ったうえで、様々なガンマ線のエネルギーを測定し、文献値からのずれを調べた。その結果を図 3.29 に示す。0~350 keV の領域では 0.1 keV のオーダーで明らかに線形性が失われていることがわかる。また、J-PARC E96 実験で三原子 X 線が観測されるエネルギー領域である 50~200 keV でも 0.01 keV のオーダーではあるが線形性が失われている。我々が求めるエネルギー較正精度 0.05 keV に比べかなり小さいが、この非線形性が Hyprball-X の回路構成内のどこから発生しているか調べた結果をこの項と次項で示す。この項では ADC モジュールである AD413A の非線形性の評価を示す。

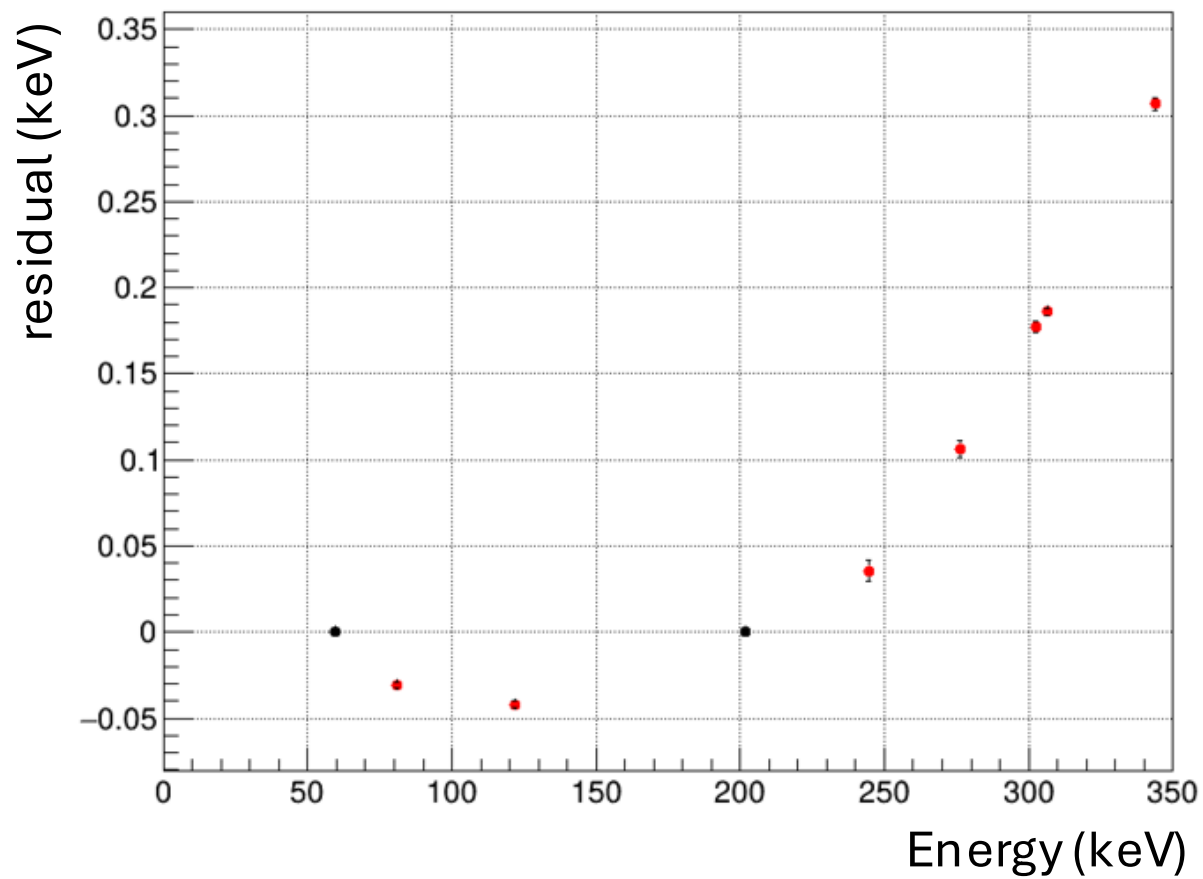


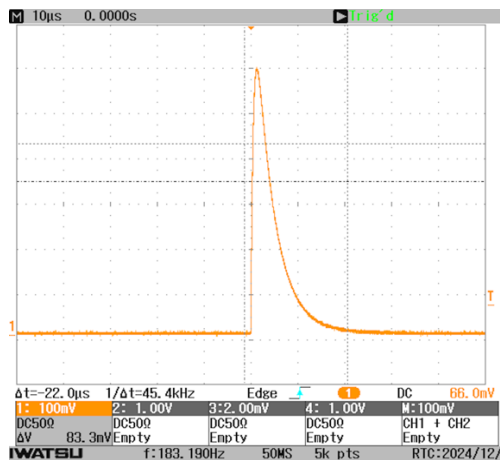
図 3.29: さまざまなガンマ線・X 線のエネルギーについてのエネルギー較正後の測定値 (keV) - 既知のエネルギー値 (keV) の差分布。黒点は較正に用いた ^{241}Am 60 keV、 ^{176}Lu 202 keV のガンマ線

ORTEC 448 パルサー

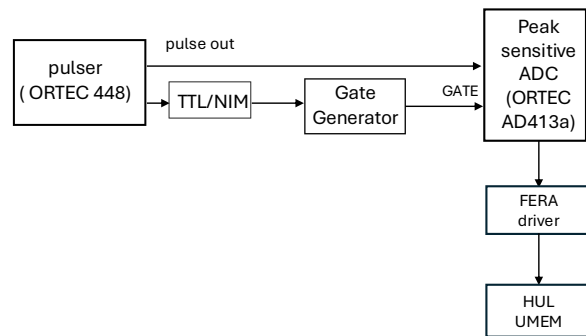
非線形性の評価のために ORTEC 448 パルサーを用いた。このパルサーは 0~10 V のパルスが発生することができ、その線形性は 20 ppm 以下 (0.2 mV以下) である。四段階の電圧ダイヤルに加え、立ち上がり時間(200, 500, 1000, 2000 ns)、崩壊定数(5, 10, 20, 50, 1000 μ s)、attenuate スイッチ ($\times 1.2$, $\times 1.4$, $\times 2$, $\times 2$, $\times 5$, $\times 10$) を用いてパルスの波形を調整することができる。atteunuate スイッチはオンにするとその数値の逆数倍だけ波高が小さくなる。四段階の電圧ダイヤルは内側ほど細かな調節をすることができるようになっている。先行研究 [?] より、外側のダイヤルを回した際に内側のダイヤルの連続性が失われることがわかっているため、その不連続性は後で補正する。

実験手法

attenuate スイッチは全部オフ、立ち上がり定数 2000 ns、崩壊定数 5 μ s の設定値で作ったパルス (図 3.30a) を AD413A に直接インプットした。電圧調整は主に外側から二番目のダイヤルを用いて行い、400 mV~1700 mV (100 mV 間隔) の 14 段階で行った。また、J-PARC E96 実験では 671 の出力 (AD413A の入力) を 8 V $\leftrightarrow$ 1.3 MeV に対応するようにアンプのゲインを調整するので、パルス高とエネルギーの関係は 100 mV $\leftrightarrow$ 16 keV となる。AD413A の ch 依存と個体依存を見るために、一つのモジュール (#1) の 1ch~3ch と他の個体モジュール (#2) の 1ch の計 4 種類で非線形性の評価を行った。その際に用いたセットアップは図 3.30b の通りである。448 パルサーは表面から trigger 信号が出ているのでそれを使った。



(a) ORTEC 448 pulser 出力



(b) AD413A の非線形性の評価の回路系のセットアップ

図 3.30: AD413A の非線形性の評価

実験結果

前章で確立した 55 keV (LSO X-ray)、78 keV (Bi K α -ray)、202 keV (^{176}Lu) の 3 点を使ったエネルギー較正を再現するために、パルサーで作った 400 mV、500 mV、1400 mV（赤点）の信号を ADC に入力して ADC 値を測定することで、ADC(ch) $\rightarrow$ 電圧 (mV) の較正直線を作った。そして、400 mV $\sim$ 1700 mV の 14 点のパルサー信号の各点に対して、それらの ADC 測定値から較正直線を使って求めた電圧値から、パルサーのダイヤルで設定した電圧値を引くことにより較正残差分布を作成した。その結果が図 3.31 である。縦軸のスケールはおよそ ± 0.15 keV と対応するように ± 1.05 mV とした。図 3.31 から明らかなように、非線形性の現れ方には ch 依存性が存在していることがわかる。また、二次関数的な一つの極値を持つ場合（#1 ch1, #1 ch2）もあれば三次関数的な二つの極値を持つ場合（#1 ch3）もある一方で、モジュール #2 ch1 のように 400 $\sim$ 1400 mV の領域において極めて高い線形性を持つものもあった。縦軸 1 目盛およそ 0.015 keV であるので、モジュール #1 に関しては 400 $\sim$ 1400 mV の領域でおよそ 0.05 keV の非線形性が現れていることがわかった。これはエネルギー較正精度に有意に系統誤差として乗る値である。これを踏まえると J-PARC E96 実験で使う AD413A の全 ch において非線形性の評価を行うべきであることがわかる。

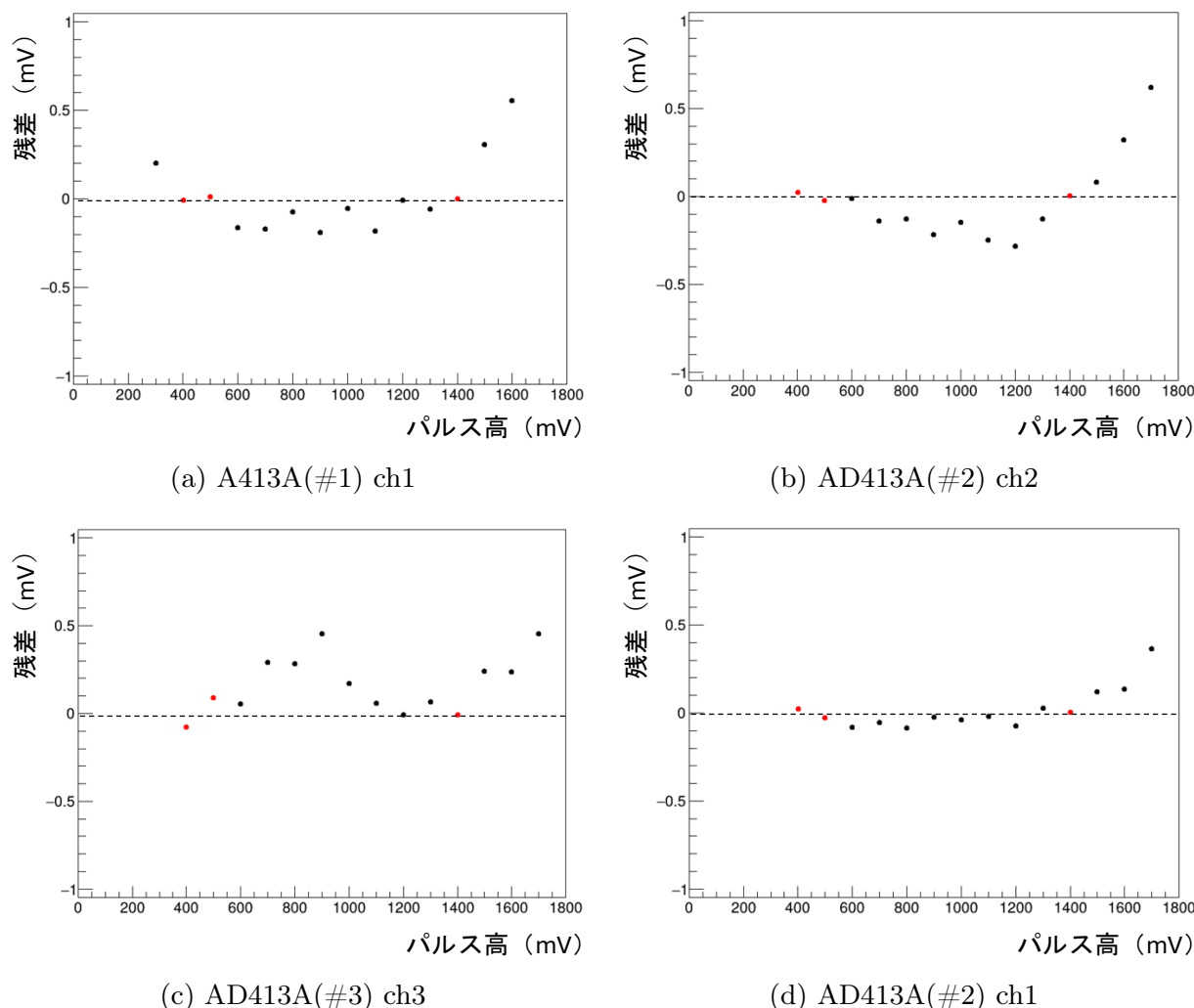


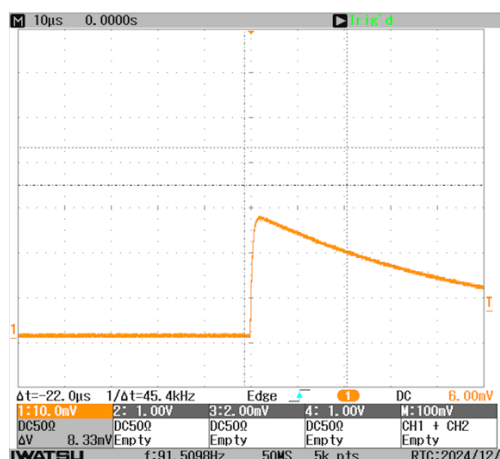
図 3.31: AD413A の非線形性の評価のための較正残差分布

3.2.2 パルサーを用いた整形増幅器の非線形性の評価

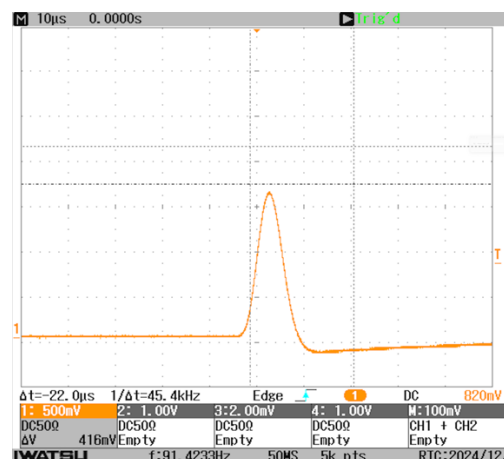
実験手法

この項では前項と同様に ORTEC 448 パルサーを用いて 671 アンプの非線形性の評価を行う。Ge 検出器のプリアンプの出力を再現するために、パルサーの設定値は $\times 33.6$ の attenuate、立ち上がり定数 1000 ns、崩壊定数 50 μs で行った。その時のパルス波形を図 3.32a に示す。Ge 検出器のプリアンプはトランジスタリセット型のため信号の崩壊時間が無限大なので、崩壊定数は十分に大きい値にした。また、attenuate はちょうど 671 アンプによる増幅を打ち消すように設定したので、縦軸と横軸は前項と同様のスケール (100 mV $\leftrightarrow$ 16 keV) で議論していく。パルサーの出力信号を 671 アンプに入力し、整形後の信号 (図 3.32b) を AD413A に入力した。電圧調整は前項と全く同様で主に外側から二番目のダイヤルを用いて行い、400 mV $\sim$ 1700 mV (100 mV 間隔) の 14 段階で行った。ただし、この値は attenuate 前のパルス高に対応している。また、前項の ADC モジュール非線

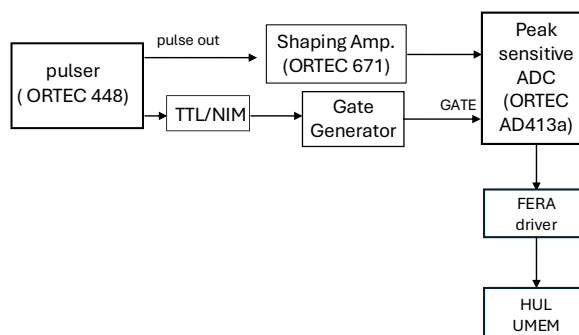
形性評価によってモジュール#2 ch1 が極めて高い線形性を示したので、この ch に 2 種類の 671 アンプ (671 Amp.#1, 671 Amp.#2) の出力信号を入れ非線形性のアンプモジュール個体依存性の評価を行った。その際に用いたセットアップは図 3.32c の通りである。



(a) ORTEC 448 パルサー 出力



(b) パルサー出力信号を入力した時の ORTEC 671 アンプの出力信号



(c) 671 アンプの非線形性の評価の回路系のセットアップ

図 3.32: 671 アンプの非線形性の評価

実験結果

前項と同様に 400 mV、500 mV、1400 mV (赤点) を使った ADC(ch)→ 電圧 (mV) の較正直線を作り 14 点の測定電圧の残差分布を作成した。その結果が図 3.33 である。400～1400 keV の領域で、671 Amp.#1 は下に凸の二次関数的な非線形性を示し、671 Amp.#2

は二つ局地をもつ三次関数的な非線形性を示した。#1 ではおよそ 0.03 keV の非線形性が現れ#2 ではおよそ 0.05 keV の非線形性が現れた。非線形性の現れ方にはモジュール依存性があり、ここで使っている AD413A#2 の ch1 はほとんど非線形性がないことを考慮すると、671 アンプの非線形性もエネルギー較正精度に対して有意な系統誤差として乗ることがわかった。前項同様、671 アンプモジュールに関しても J-PARC E96 実験で使う全台の非線形性を調べる必要があることがわかった。

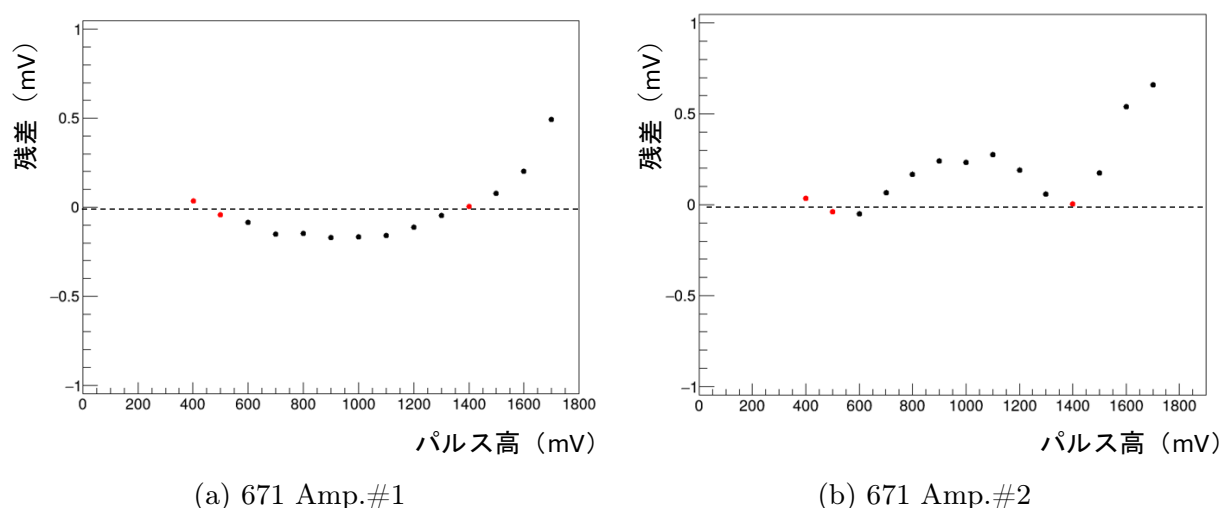


図 3.33: 671 アンプの非線形性の評価のための ADC で測定したパルサー信号電圧の残差分布

3.3 まとめ

J-PARC E96 実験で使う Ge 検出器群、Hyperball-X の性能評価を行った。Hyperball-X は Closed-end N 型 Ge 検出器で構成されているため、AFT 標的内での Ξ 原子 X 線の発生位置によって読み出される Ξ 原子 X 線のエネルギー値が変化する可能性がある。そこで、線源を用いた位置依存性の評価を行い、J-PARC E96 実験における Ge 検出器の位置依存性の影響を調べた。その結果、AFT 標的サイズにおいては Ge 検出器の位置依存性は無視できるほど小さい (0.01 keV) ことがわかった。

我々が使っている Ge 検出器の設定電圧において Ξ 原子 X 線の収集効率の低下が見られるか調べた。この実験では、定格電圧までバイアス HV を上げることのできる Ge 検出器個体を用いて、HV の設定値を変化させた場合の線源のガンマ線の収集効率を評価することにより収集効率の HV 依存性を調べた。その結果、 Ξ 原子 X 線のエネルギー領域である 50～200 keV では収集効率の低下が見られないことがわかった。

前章のエネルギー較正手法の開発において、50～200 keV のエネルギー領域において、ADC(ch) とエネルギー (keV) の非線形性が観測されたため、パルサーを用いて Hyperball-X

の回路系のどのモジュールからこの非線形性が発生しているか調べた。その結果、個体によっては、ADC モジュールと整形アンプモジュールどちらも最大で 0.05 keV ほどの非線形を発生させることがわかった。そのため、J-PARC E96 実験で使う全ての ADC モジュールと整形アンプモジュールに対してパルサーを用いた同様の実験を行い、エネルギー較正ポイント間の非線形性の現れ方を詳細に調べる必要があることがわかった。

第 4 章

まとめと今後の展望

4.1 まとめ

現在、ストレンジネス核物理の分野では、核子-核子間相互作用を一般化させたバリオン 8 重項間相互作用を明らかにすることが 1 つの大きなトピックとなっている。これまで、ハイペロン-核子散乱実験やハイパー核の分光実験によって、 $S(\text{ストレンジネス})=-1$ 多体系の相互作用はよく調べられてきているが、 $S=-2$ 多体系の相互作用についての情報はかなり不足している状況にある。 ΞN 相互作用に関しては、引力的であることはわかっているものの、その大きさがわからない状況にある。

J-PARC E96 実験は、 $\Xi - C$ 原子 X 線を Ge 検出器群、Hyperball-X によって精密測定することにより、 ΞN 相互作用の情報を得ることを目的としている。この実験では、 $\Xi - C$ 原子の $4F \rightarrow 3D(55 \text{ keV})$, $3D \rightarrow 2P(154 \text{ keV} + \Delta E)$ 遷移により放出される X 線を測定する。特に、 $3D \rightarrow 2P$ 遷移の際に放出する X 線は、クーロン力のみから計算される値から強い相互作用分シフトした値となると予想されており、また、 Ξ^- 粒子の吸収反応により、 $2P$ 軌道は有限の自然幅を持つと考えられている。そのため、これらのシフト値と自然幅をエネルギー分解能の良い Ge 検出器を用いた X 線精密測定により測定し、 ΞN 相互作用の情報を得ることができる。

J-PARC E96 実験では、Hyperball-X を使うことにより、 $3D \rightarrow 2P$ 遷移の際に放出する X 線 ($154 \text{ keV} + \Delta E$) を 0.5 keV のピーク位置決定精度で測定できると予想されている。そのため、このピーク位置決定精度に系統誤差として乗るエネルギー較正精度をできる限り小さくする必要がある。本論文では、目標エネルギー較正精度を $\sigma_{calib} < 0.05 \text{ keV}$ と設定し、 $50 \sim 200 \text{ keV}$ のエネルギー領域における高精度エネルギー較正手法の開発を行った。また、この実験では、Ge 検出器のヒット位置依存性により発生する分解能の悪化が無視できなくなる可能性がある。さらに、期待される X 線の統計数を考えると、定格より低い HV で使用せざるを得ない Ge 検出器の電荷収集効率の低下にも注意する必要がある。本論文では、それらの効果を線源を用いることにより評価した。

エネルギー較正手法の開発の際に明らかになった ADC(ch) とエネルギー (keV) の非線形性を詳しく調べるために、パルス発生器を用いた ADC モジュールと整形アンプの非線形性の評価も行なった。

J-PARC E96 実験では、LSO シンチレーションカウンタ (LSO パルサーと称する) を用いたエネルギー較正システムを使う。この手法を用いると、LSO に含まれる天然放射性核種 ^{176}Lu 由来のガンマ線や X 線を、 ^{176}Lu が出す β 線による LSO のシンチレーション光で trigger できるので、それらを Ge 検出器のエネルギー較正のリファレンスとして使うことにより、Ge 検出器の計数率が極めて高い in-beam 環境下でもリアルタイムでエネルギー較正を行うことができる。しかし、これまで E-C 原子 X 線のエネルギー測定範囲である 50~200 keV に対して、LSO パルサーを用いてエネルギー較正を行った例はない。そこで、本論文では、この手法を用いた 50~200 keV における高精度エネルギー較正手法を開発した。

^{176}Lu の 202 keV ガンマ線と、Ge 検出器の周囲に置かれた BGO シンチレーションカウンタ内の Bi 原子から放出される K_{α} 線、LSO が含む Lu 原子と Hf 原子から放出される X 線 (以下 LSO の X 線と総称する)、の 3 点を用いたエネルギー較正により in-beam 環境下で 0.05 keV 以下のエネルギー較正精度を達成することができた。Bi 原子の K_{α} 線は ^{176}Lu のガンマ線によって Bi 原子が励起されて放出されたものであれば trigger できるため、リファレンスピークとして使え、また、LSO の X 線は複雑なスペクトルをしているが、no-beam 環境下で事前に得た response function を用いれば、少ない統計データでもリファレンスピークとして使えることがわかった。response function を作る際に用いる関数は PIXE 実験で採用されている HYPERMET function を参考に作成したもので、それを用いることにより複雑な X 線のスペクトルを再現することに成功した。

J-PARC E96 実験で用いる AFT 標的サイズは $100^x \times 50^y \times 100^z(\text{mm})$ と有限のサイズを持っており、 E 原子 X 線の発生位置により Ge 検出器内の X 線ヒット位置が変化するので、読み出されるエネルギー値が有限に変わる可能性がある。そのため、本論文では Ge 検出器面のベリリウム窓に対して垂直方向と平行方向に線源を移動し、Ge 検出器で読み出されるエネルギー値の変化を調べた。その結果、AFT のサイズ内であれば、0.01 keV 程度のエネルギー値の変化しかないことがわかり、J-PARC E96 実験においては、Ge 検出器のヒット位置依存性は問題ないことが結論付けられた。

J-PARC E96 実験で使用する Ge 検出器のバイアス電圧の定格は 3000 V だが、4 台中 1 台は 2500 V、2 台は 1800 V で使っている。そのため、Ge クリスタル内の有感領域の減少による X 線の収集効率が低下する可能性がある。本論文では、定格電圧まで上げることでできる個体を用いて、HV を変化させた場合の線源のガンマ線の収集効率の低下を調べた。その結果、 E-C 原子 X 線のエネルギー測定範囲である 50~200 keV のガンマ線の収集効率は 1800 V の HV であっても低下は見られなかったため、J-PARC E96 実験においては、定

格より小さな HV での Ge 検出器の使用による Ξ -C 原子 X 線の収集効率の低下はないと結論づけられた。

極めて線形性の良いパルス発生器を用いて、Ge 検出器のプリアンプ出力や整形アンプ出力を再現し、それらを入力として用いることで、整形アンプと ADC モジュールの非線形性の現れ方を調べた。その結果、ADC モジュール、整形アンプモジュールどちらも同程度非線形性の発生源となりうることがわかった。また、非線形性の現れ方はかなり個体差があることがわかり、最大で 0.05 keV 直線からズレる可能性があることもわかった。

以上から、本研究によって、 Ξ 原子 X 線精密分光実験 (J-PARC E96 実験) を行うにあたり使用する Ge 検出器について必要な性能が十分達成されることがわかった。

4.2 今後の展望

今後評価すべきものを以下に箇条書きする。

1. J-PARC E96 実験で使用する全クリスタル (15 個) に対して、本論文で開発したエネルギー較正手法が適用できることを確認する。
2. Hyperball-X 回路系で使用する全ての ADC モジュールと整形アンプの非線形性を測定して、必要であれば補正を行う。
3. in-beam 環境下においてチェックソースを用いることにより、エネルギー較正の系統誤差が較正データの統計誤差より小さいことを確認する。

J-PARC E96 実験は、J-PARC ハドロン実験施設 K1.8 ビームラインにて、2025 年 4 月～5 月に行われる予定である。この実験によって、世界で初めて Ξ 原子 X 線の観測が行われ、 $S=-2$ 多体系の相互作用の理解に大きく貢献することが期待されている。

付録 A

LSO シンチレーターの位置依存性

E96 実験では図 A.1 のように、Ge 検出器面ベリリウム窓に対して、LSO シンチレーターと AFT の相対位置が大きく異なる。そのため、第 3 章で議論した Ge 検出器内ヒット位置の依存性により、両者の位置から発生するガンマ線や X 線のエネルギー値（Ge 検出器で読み出されるエネルギー値）が大きく異なる可能性がある。その場合、エネルギー較正のリファレンスとして使う LSO からのガンマ線や X 線のエネルギー値を文献の値から位置依存性の分補正した実効的なエネルギー値をエネルギー較正に使う必要がある。

ここでは、図 A.2 のように LSO シンチレーターの位置を E96 実験セットアップと AFT 位置にした場合で、LSO から放出されるガンマ線の値がどれほど変化するかを見積もる。ただし、LSO からのガンマ線をエネルギー較正するためのリファレンス線源として ^{152}Eu を AFT 位置に置いた。また、E96 実験セットアップの場合、LSO シンチレーターに近いクリスタル、遠いクリスタルの 2 通りが存在するので、それぞれに対して評価した。

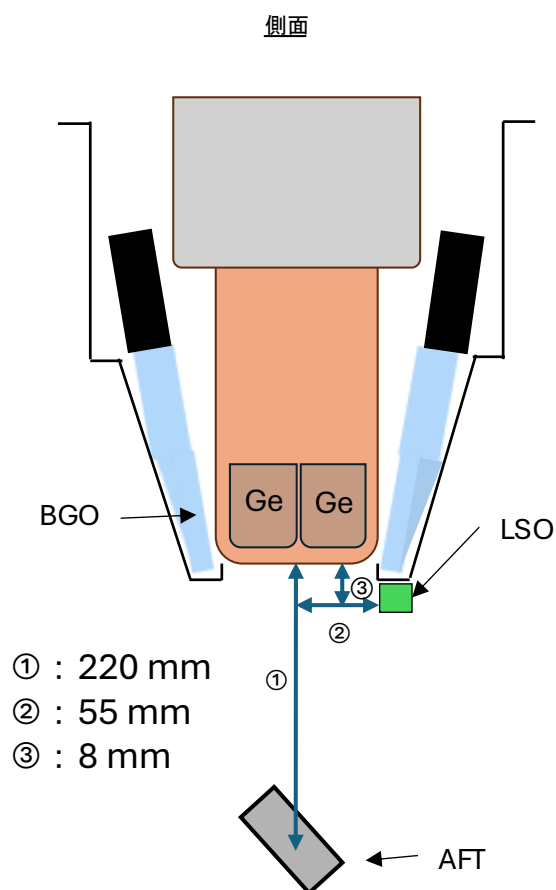


図 A.1: Ge 検出器面ベリリウム窓に対する LSO シンチレーターと AFT の位置

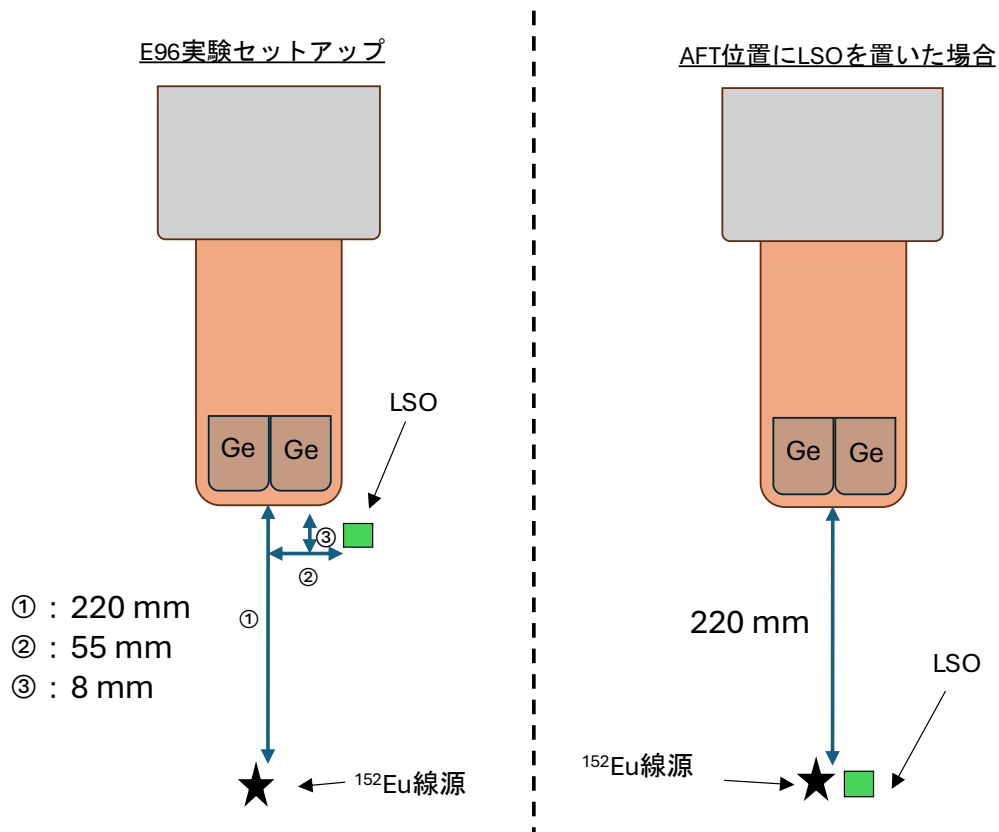


図 A.2: 左が E96 実験セットアップにおける LSO 位置で右が AFT 位置に LSO シンチレーターを置いた場合

^{152}Eu 線源から出るガンマ線を使って、LSO から放出される 3 つのガンマ線 (88 keV, 202 keV, 307 keV) をエネルギー較正し、2 つのセットアップ間におけるエネルギー値の比較を行なった。表 A.1 は LSO シンチレーターから遠いクリスタルに対する E96 実験セットアップと AFT 位置に LSO を置いた場合の比較、表 A.2 は LSO シンチレーターから近いクリスタルに対する E96 実験セットアップと AFT 位置に LSO を置いた場合の比較となっている。

リファレンスピークの統計誤差のみを考慮したエネルギー較正誤差は十分小さく、ここでは無視できるとする。ただし、エネルギー較正関数がどれほど ADC(ch) とエネルギー (keV) の関係を再現できているかの定量的な評価は行なっていないので、ここでは、表 A.2、表 A.1 にあるエネルギー値の絶対値の評価は行わず、相対的に 2 つのセットアップ間でエネルギー値がどれだけ変化したかのみを評価する。

	E96 実験セットアップ (keV)	AFT 位置に LSO を置いた場合 (keV)
^{176}Lu 88.34 keV	88.334 ± 0.020	88.325 ± 0.038
^{176}Lu 202.83 keV	201.853 ± 0.002	201.866 ± 0.002
^{176}Lu 306.78 keV	306.776 ± 0.001	306.800 ± 0.002

表 A.1: E96 実験セットアップと AFT 位置に LSO を置いた場合で測定されたエネルギー値の比較 (遠いクリスタル)

	E96 実験セットアップ (keV)	AFT 位置に LSO を置いた場合 (keV)
^{176}Lu 88.34 keV	88.330 ± 0.010	88.370 ± 0.034
^{176}Lu 201.83 keV	201.863 ± 0.001	201.859 ± 0.003
^{176}Lu 306.78 keV	306.765 ± 0.001	306.769 ± 0.002

表 A.2: E96 実験セットアップと AFT 位置に LSO を置いた場合で測定されたエネルギー値の比較 (近いクリスタル)

第 3 章で述べたように、Ge クリスタルのエッジの部分にガンマ線がよく入るようであれば、エネルギー値が低く読み出されるので、E96 実験セットアップの方がエネルギー値は小さくなると予想できる。たしかに、表 A.1 では、E96 実験セットアップの方がわずかであるが小さな値となっている。202 keV では 0.013 keV、307 keV では 0.024 keV エネルギー値が小さくなっている。88 keV に関してはエラーの範囲の変動で定量的な評価ができない。しかし、表 A.2 では、二つのセットアップ間の差がほとんどないことがわかる。これは、近い側のクリスタルの場合、Ge クリスタルの側面から入射するガンマ線の数に有限に存在し、第 3 章で述べたように、エネルギー値が大きく読み出される成分があるため、小さくエネルギー値が読み出されるものと大きくエネルギー値読み出されるものが相殺して、エネルギー値の変化がほとんどなくなるのではないかと考えられる。

以上より、E96 実験セットアップと AFT の位置に LSO を置いた場合で、LSO から放出されるガンマ線のエネルギー値の変化は無視できるほど小さく、LSO から放出されるガンマ線に実効的なエネルギーを用意してエネルギー較正を行う必要がないとわかる。

付録 B

半導体検出器

バンド理論

結晶格子による周期場

$$V(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = V(\mathbf{r}) \quad \mathbf{R} = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3 \quad (n_1, n_2, n_3 \in \mathbb{Z}) \quad (\text{B.1})$$

を仮定して、固有状態 $\psi(\mathbf{r})$ を求める。シュレーディンガー方程式は

$$i\hbar \frac{d\psi(\mathbf{r})}{dt} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) \quad (\text{B.2})$$

で与えられる。これをフーリエ変換して、位置表示から波数表示に移行すると、波動関数のフーリエ分解は

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} \psi_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (\text{B.3})$$

となる。ただし、ここでは系は有限体積 L^3 としているので、周期境界条件から波数 $\mathbf{k}$ は、 $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{L}(n_1, n_2, n_3)$ ($n_1, n_2, n_3 \in \mathbb{Z}$) のように離散化される。そのため、離散フーリエ変換を採用する。また、格子点 $\mathbf{R} = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3$ に周期性のある任意の関数 $f(\mathbf{r})$ は、関係式 [B.4](#)~[B.7](#)

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\theta} = 2\pi \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(\theta - 2\pi m) \quad (\text{ディリクレ核の極限公式}) \quad (\text{B.4})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_n \delta(\mathbf{r} - n\mathbf{a}) \\ \uparrow \\ FT \quad (1 \text{次元格子のフーリエ変換}) \\ \downarrow \\ \sum_n e^{in\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}} = 2\pi \sum_m \delta(\mathbf{k} \cdot \mathbf{a} - 2\pi m) \end{array} \right. \quad (\text{B.5})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{n_1} \sum_{n_2} \sum_{n_3} \delta(\mathbf{r} - n_1 \mathbf{a} - n_2 \mathbf{b} - n_3 \mathbf{c}) \\ \quad \uparrow \\ \quad FT \quad (3 \text{次元格子のフーリエ変換}) \\ \quad \downarrow \\ (2\pi)^3 \sum_{m_1} \sum_{m_2} \sum_{m_3} \delta(\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_1 - 2\pi m_1) \delta(\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_2 - 2\pi m_2) \delta(\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_3 - 2\pi m_3) \end{array} \right. \quad (\text{B.6})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{\mathbf{R}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}) \\ \quad \uparrow \\ \quad FT \quad (3 \text{次元格子のフーリエ変換}) \\ \quad \downarrow \\ \frac{(2\pi)^3}{V_{uc}} \sum_{\mathbf{G}} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{G}) \quad (\text{逆格子ベクトル: } \mathbf{G} = m_1 \mathbf{g}_1 + m_2 \mathbf{g}_2 + m_3 \mathbf{g}_3) \end{array} \right. \quad (\text{B.7})$$

を使うと、周期関数 $f(\mathbf{r})$ は

$$\left\{ \begin{array}{l} f(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{R}} f_0(\mathbf{r} - \mathbf{R}) \\ \quad \uparrow \\ \quad FT \\ \quad \downarrow \\ \frac{(2\pi)^3}{V_{uc}} F_0(\mathbf{k}) \sum_{\mathbf{G}} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{G}) \quad (F_0(\mathbf{k}) \text{ は } f_0(\mathbf{r}) \text{ のフーリエ変換}) \end{array} \right. \quad (\text{B.8})$$

となり、フーリエ変換すると逆格子 $\mathbf{G}$ 上にしか存在しないことがわかる。そのため、周期場 $V(\mathbf{r})$ のフーリエ分解を

$$V(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} V_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} \quad (\mathbf{G} = m_1 \mathbf{g}_1 + m_2 \mathbf{g}_2 + m_3 \mathbf{g}_3) \quad (\text{B.9})$$

とする。ただし、 $V_{-\mathbf{G}} = V_{\mathbf{G}}^*$ を満たすことに注意する。以上を踏まえると、

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r}) &= \sum_{\mathbf{G}} V_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} \sum_{\mathbf{k}'} \psi_{\mathbf{k}'} e^{i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}} \\ &= \sum_{\mathbf{G}} \sum_{\mathbf{k}'} V_{\mathbf{G}} \psi_{\mathbf{k}'} e^{i(\mathbf{G} + \mathbf{k}') \cdot \mathbf{r}} \\ &= \sum_{\mathbf{k}} \left(\sum_{\mathbf{G}} V_{\mathbf{G}} \psi_{\mathbf{k} - \mathbf{G}} \right) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

$$\begin{aligned}
-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(\mathbf{r}) &= -\sum_{\mathbf{k}} -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi_{\mathbf{k}}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \\
&= -\sum_{\mathbf{k}} \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi_{\mathbf{k}}\right)e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}
\end{aligned} \tag{B.11}$$

より、波数表示のシュレーディンガー方程式は

$$-i\hbar\frac{d\psi_{\mathbf{k}}}{dt} = \frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m}\psi_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{G}} V_{\mathbf{G}}\psi_{\mathbf{k}-\mathbf{G}} \tag{B.12}$$

となる。自由電子の運動エネルギーに由来する部分を $\epsilon_{\mathbf{k}} = \frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m} + V_0$ として整理すると、

$$-i\hbar\frac{d\psi_{\mathbf{k}}}{dt} = \frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m}\psi_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{G}\neq 0} V_{\mathbf{G}}\psi_{\mathbf{k}-\mathbf{G}} \tag{B.13}$$

となる。これを1次元に限定し、 $G = ng$ ($n \in \mathbb{Z}$) とすると、 $k = (\dots, k-2g, k-g, k, k+g, k+2g, \dots)$ の波動関数 $\psi(k+ng)$ は以下の行列方程式を満たす。

$$i\hbar \begin{pmatrix} \vdots \\ \psi_{k-g} \\ \psi_k \\ \psi_{k+g} \\ \psi_{k+2g} \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \ddots & \dots & \dots & \dots & \dots & \ddots \\ \dots & \epsilon_{k-g} & V_{-g} & V_{-2g} & V_{-3g} & \dots \\ \dots & V_g & \epsilon_k & V_{-g} & V_{-2g} & \dots \\ \dots & V_{2g} & V_g & \epsilon_{k+g} & V_{-g} & \dots \\ \dots & V_{3g} & V_{2g} & V_g & \epsilon_{k+2g} & \dots \\ \ddots & \dots & \dots & \dots & \dots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vdots \\ \psi_{k-g} \\ \psi_k \\ \psi_{k+g} \\ \psi_{k+2g} \\ \vdots \end{pmatrix} \tag{B.14}$$

右辺のハミルトニアン行列の対角要素 ϵ_k は周期ポテンシャルを摂動とした時、0次の摂動における時間発展を表す。非対角要素 V_{ng} が周期場によるブラッグ散乱を表し、波数 k の状態から波数 $k-ng$ の状態への変化を示している。このハミルトニアン行列はエルミート行列なので対角化することができ、以下の固有方程式を満たす定在波が存在する。

$$\begin{pmatrix} \ddots & \dots & \dots & \dots & \dots & \ddots \\ \dots & \epsilon_{k-g} & V_{-g} & V_{-2g} & V_{-3g} & \dots \\ \dots & V_g & \epsilon_k & V_{-g} & V_{-2g} & \dots \\ \dots & V_{2g} & V_g & \epsilon_{k+g} & V_{-g} & \dots \\ \dots & V_{3g} & V_{2g} & V_g & \epsilon_{k+2g} & \dots \\ \ddots & \dots & \dots & \dots & \dots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vdots \\ \psi_{k-g} \\ \psi_k \\ \psi_{k+g} \\ \psi_{k+2g} \\ \vdots \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \vdots \\ \psi_{k-g} \\ \psi_k \\ \psi_{k+g} \\ \psi_{k+2g} \\ \vdots \end{pmatrix} \tag{B.15}$$

これを解いて得られた $\psi(k+ng)$ を用いて逆フーリエ変換をすれば、

$$\psi_k(x) = \sum_n \psi_{k+ng} e^{i(k+ng)x} \tag{B.16}$$

が得られる。これは波数 k の状態は波数 $k+ng$ の状態と混成するが、それ以外の状態とは決して混成しないことを意味する。式 B.16 を3次元に拡張するとブロッホ波の波数表示

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \psi_{\mathbf{k}+\mathbf{G}} e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}} \quad (\text{逆格子ベクトル: } \mathbf{G} = m_1\mathbf{g}_1 + m_2\mathbf{g}_2 + m_3\mathbf{g}_3) \tag{B.17}$$

が得られる。 $\mathbf{G}$ は逆格子ベクトルなので、 $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \psi_{\mathbf{k}+\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}}$ は $\mathbf{R} = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3$ の周期関数となる。 $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ を用いてブロッホ波の位置表示

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R})) \quad (\text{B.18})$$

が得られる。以上より、周期ポテンシャル中の電子はブロッホ状態を固有状態として有しており、それは平面波 $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ を周期関数 $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ で変調させたものである。バンド構造を考える上では、式 B.15 の無限次元の行列の計算をする必要はなく、二準位系の類推から定性的に理解すれば十分である。二つの状態の線型結合 $|\psi\rangle = C_1|1\rangle + C_2|2\rangle$ を考え、固有値方程式

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_1 & V^* \\ V & \varepsilon_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} \quad (\text{B.19})$$

を解くと、二準位エネルギー $E_{\pm}$ は複合同順で

$$E_{\pm} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2}\right)^2 + |V|^2} \quad (\text{B.20})$$

となる。根号の中に注目すると、 $|V| \ll \left|\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}\right|$ であれば、非対角要素はほとんど効くことはなく、混成が起こらず、逆に $-2|V| \lesssim \varepsilon_1 - \varepsilon_2 \lesssim 2|V|$ では非対角成分により混成がよく起こることを示している。図 B.1 に ε_1 を固定して ε_2 を動かした時の二準位系の混成の変化を示す。線の濃さは状態 $|2\rangle$ の成分の割合 $|C_2|^2$ の大きさを表している。

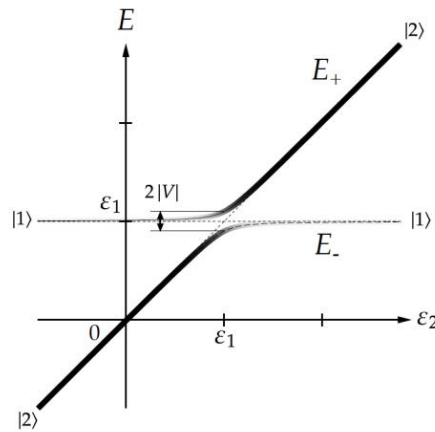


図 B.1: ε_1 を固定して ε_2 を動かした時の二準位系の混成 (Ref.[17] より転載)

図 B.1 から明らかなように、二準位のエネルギー値が一致する点周辺において混成が起こり、 $V = 0$ の時に縮退していた点（直線が交わっていた点）が非対称成分 V により縮退が解けることがわかる。周期場中の電子状態も二準位問題と同様にハミルトニアンに対角要素 ε_{k-ng} の値に近く付くときに強い混成が起こる。非対角要素 $V_{ng} \rightarrow 0$ とした極限（空格子近似）を考えると対角要素は

$$\varepsilon_{k-ng} = \frac{\hbar^2}{2m} (k - ng)^2 \quad (\text{B.21})$$

で与えられるので縮退する点（ブラッグ点と呼ぶ）は

$$\varepsilon_k = \varepsilon_{k-ng} \quad (\text{B.22})$$

を満たす点で、 $k = \frac{ng}{2}$ となる。各縮退点では周期場によって $2|V_{ng}|$ のエネルギーギャップが開くが縮退点から離れると周期場の影響は消え、直ちに自由電子の分散に復帰する。その様子を図 B.2 に示す。

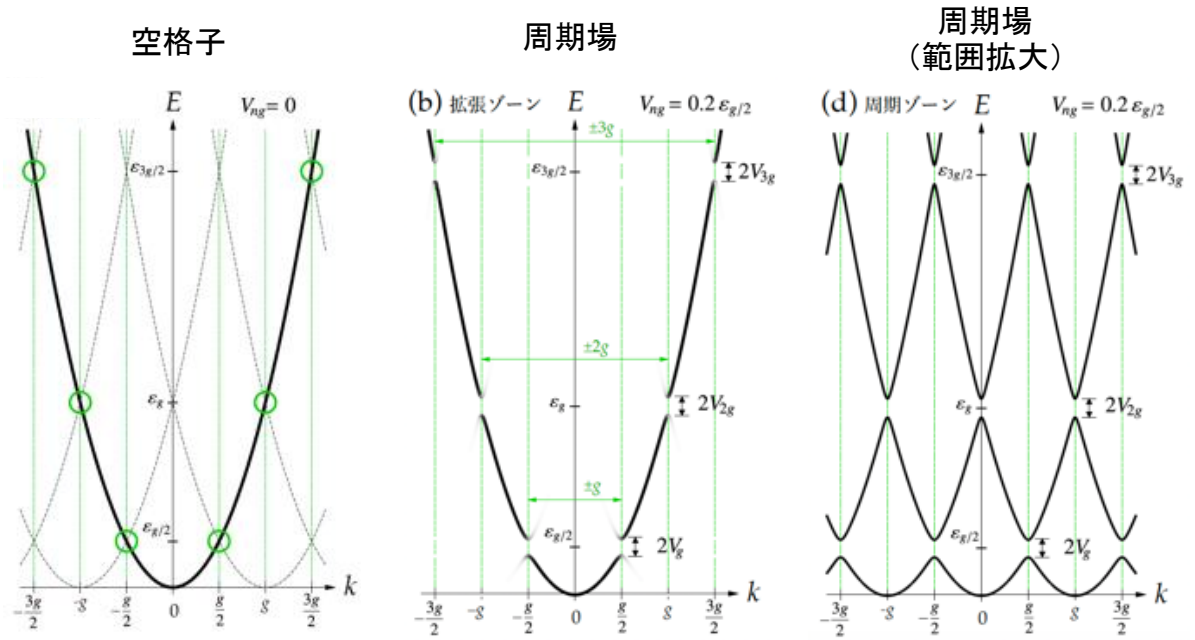


図 B.2: 一次元系の分散関係。左から空格子モデル、弱い周期場、弱い周期場（範囲拡大）の図 (Ref.[17] より転載)

このようにして縮退点周辺に電子が伝播することのできないバンドが現れる。ここでは、電子はブラッグ散乱を繰り返して定在波となっている。この帯を禁制帯と呼び、逆に電子が自由電子として振る舞うことのできる帯を許容帯と呼ぶ（図 B.3）。

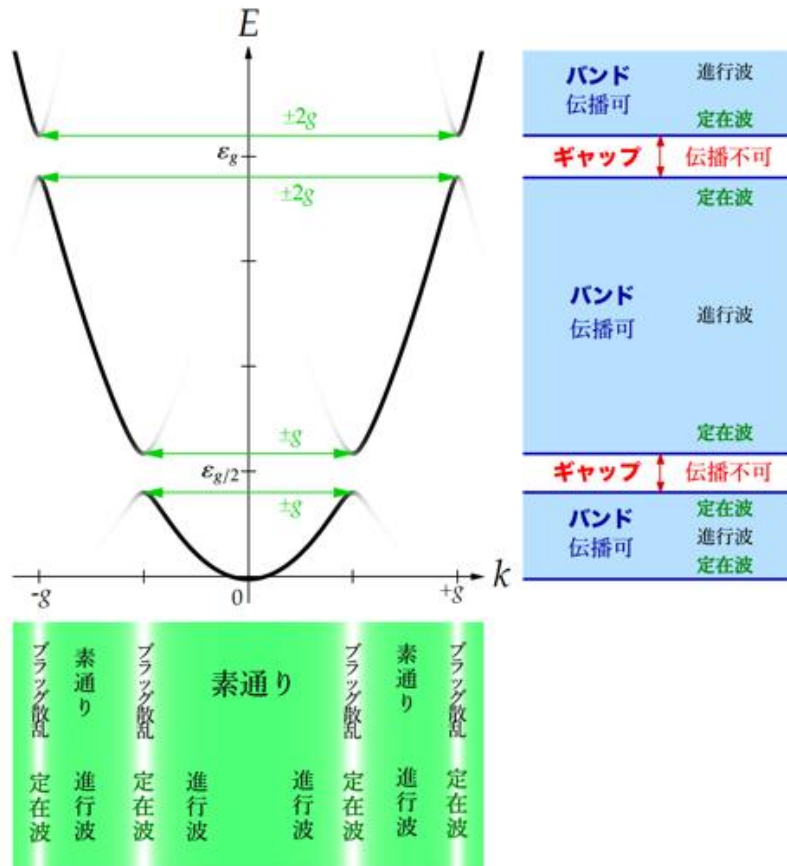


図 B.3: 一次元系におけるバンド構造 (Ref.[17] より転載)

実際には、物質は 3 次元でありかつ原子の周期性にはバリエーションがあり、逆格子が複雑化する。その結果、エネルギーが波数ベクトル $\mathbf{k}$ の方向に依存するようになる。Ge のミラー指数 (100),(111) 方向の $\mathbf{k}$ に対するエネルギーを図 B.4 に示す。図 B.4 にあるように、電子のエネルギーがある波数 $k = k_0$ で極小または極大になっているときには、エネルギー $E(k)$ を k_0 のまわりで展開して、

$$E(k) = E(k_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2 E}{dk^2} (k - k_0)^2 + \dots \quad (\text{B.23})$$

とすることができる。こうすることにより第 1 項 $E(k_0)$ (極小点) を位置エネルギー、第 2 項を運動エネルギーと考える

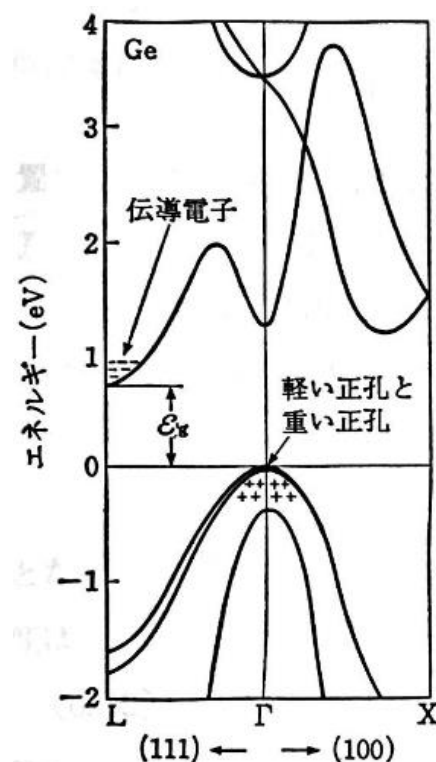


図 B.4: Ge のミラー指数 (100),(111) 方向の $\mathbf{k}$ に対するエネルギー (Ref.[18] より転載)

ことができる。ここで、有効質量 m^* を

$$m^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right)^{-1} \quad (\text{B.24})$$

と設定すると、伝導帯の底にある電子は有効質量 m^* をもって運動する自由電子と見なすことができる。価電子帯の極大値周辺でも同様に電子の見かけの質量を設定すると負値をとることになるが、あえてそのまま議論を進めることにより正孔（正のキャリア）を導入することができる。価電子帯に電子が完全に詰まっていると、正の速度を持つ電子と負の速度をもつ電子が同数存在するので全体として電流は流れない。したがって、電流密度は

$$\mathbf{j} = \sum_k (-e) \mathbf{v}_k = 0 \quad (\text{B.25})$$

となる。いま、価電子帯の中で波数 k_p の電子 1 個が抜け出して穴になっているとすると、この穴の速度を $\mathbf{v}_p$ としたとき、 $(-e\mathbf{v}_p)$ だけ電流が不足するので、電流密度は

$$\mathbf{j}_p = \sum_k (-e) \mathbf{v}_k - (-e) \mathbf{v}_p = +e \mathbf{v}_p \quad (\text{B.26})$$

となることがわかる。すなわち、価電子帯全体の運動は、 $+e$ の電荷を持ち、速度 $\mathbf{v}_p$ で運動する粒子と等価になる。電場 $\mathbf{E}$ をかけたとき、穴の近くの電子は「等価的」に

$$m^* \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e \mathbf{E} \quad (\text{B.27})$$

$$\therefore \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{e}{|m^*|} \mathbf{E} \quad (\text{B.28})$$

に従って運動し、電子は電場と同じ向きに運動する。よって、正孔も $\mathbf{v}_p = \mathbf{v}$ で運動するはずで、正孔の有効質量 m_p^* を

$$m_p^* = -\hbar^2 \left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right)^{-1} \quad (\text{B.29})$$

と設定すると、

$$\frac{d\mathbf{v}_p^*}{dt} = \frac{e}{m_p^*} \mathbf{E} \quad (m_p^* > 0) \quad (\text{B.30})$$

となり電場の向きに運動する電荷 $+e$ の粒子として見なすことができる。電流密度は伝導帯の電子の数密度を n 、価電子帯の正孔の数密度を p とすれば

$$\mathbf{j} = -nev + ep\mathbf{v}_p \quad (\text{B.31})$$

とかける。

n 型半導体と p 型半導体

Si または Ge にごく少量の As または P などの 5 族元素（ドナー）を入れた結晶は n 型半導体という。ここでは例として、Si に As を入れた場合を考える。Si は 4 個の価電子により

4つの共有結合を作り（Geも同様）、ダイヤモンド型の結晶格子を形成する。そして、この中にAsが入るとAsは5つの価電子を持っているため、図 B.5 左のように電子が1つあまることになる。これは、 As^+ イオンと電子がクーロン力により弱く束縛されている状態なので、水素原子模型を用いることにより、この電子の束縛エネルギーを計算することができる。ただし、電子の質量を有効質量 m^* 、誘電率 ϵ に置き換える必要がある。そうすると、

$$E_n = -\left(\frac{m^*}{m_0}\right)\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon}\right)\frac{13.6}{n^2} \text{ (eV)} \quad (\text{B.32})$$

となり、 $\epsilon/\epsilon_0 = 11.8$ 、 $m^*/m_0 = 0.6$ 、($n = 1$) とすると、束縛エネルギーは $E_1 = -0.059 \text{ (eV)}$ となる。したがって、Si 結晶中の不純物原子 As は伝導帯のわずか 59 meV 下にエネルギー準位を形成する。(図 B.5)

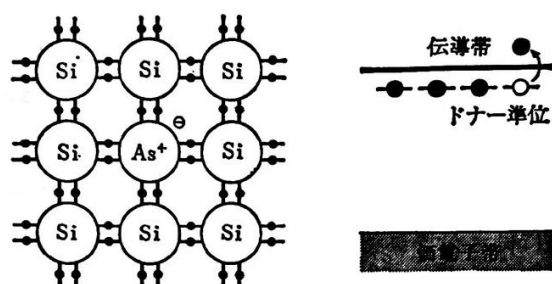


図 B.5: ドナーとドナー準位 (Ref.[18] より転載)

同様にして、Si や Ge に In や B などの 3 族の元素（アクセプター）を入れた結晶を p 型半導体と呼び、図 B.6 のように価電子帯直上にアクセプター準位を形成する。

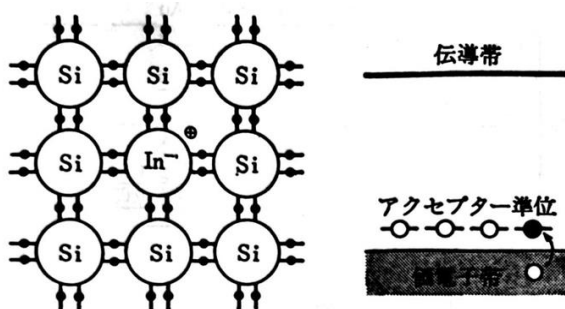


図 B.6: アクセプターとアクセプター準位 (Ref.[18] より転載)

電子分布と正孔分布

立方体 L^3 の中の自由電子の状態密度と占有率（フェルミ分布）はそれぞれ

$$\begin{cases} \rho(\varepsilon) = \frac{(2m)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{\varepsilon} & (m: \text{電子の質量}) \\ f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT})} & (\varepsilon_F: \text{フェルミ準位}) \end{cases} \quad (\text{B.33})$$

となる。これらを半導体の伝導電子と正孔に適用する。ただし、電導電子と正孔それぞれ有効質量 m^* 、 m_p^* をもつ自由粒子であると近似し、伝導帯の底のエネルギーを ε_c 、価電子帯の頂上のエネルギーを ε_v とする。電導電子の状態密度は

$$\rho(\varepsilon) = \frac{(2m^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_c} \quad (\text{B.34})$$

正孔の状態密度は

$$\rho_p(\varepsilon) = \frac{(2m_p^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{\varepsilon_v - \varepsilon} \quad (\text{B.35})$$

で近似される。占有率はそれぞれ、

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT})} \quad (\text{B.36})$$

$$f_p(\varepsilon) = 1 - f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp(\frac{\varepsilon_F - \varepsilon}{kT})} \quad (\text{B.37})$$

となるので、真性半導体（不純物のない半導体）における状態密度、占有率、それらの積で表される数密度の分布は図 B.7 のようになる。 ε_g は禁制帯のエネルギーギャップを示す。真性半導体のフェルミ準位は禁制帯のほぼ中央に来ることになる。

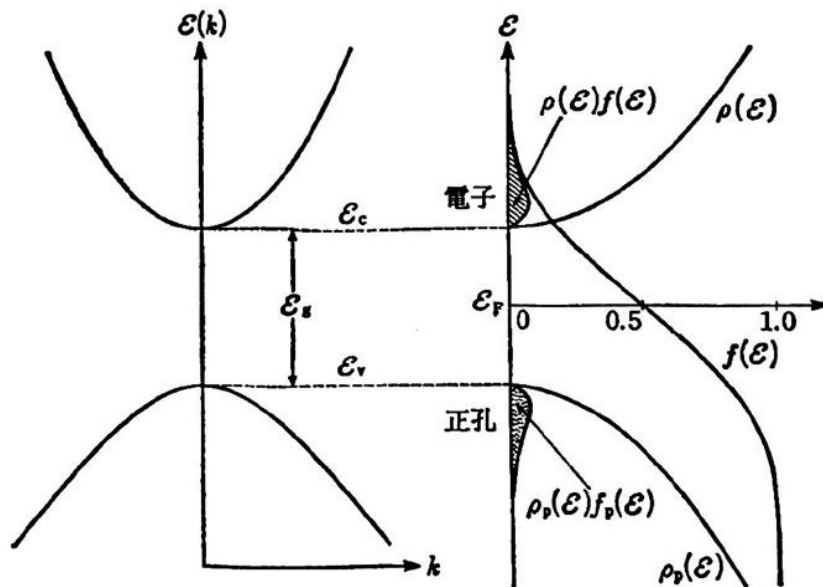


図 B.7: 真性半導体の電子と正孔の分布 (Ref.[18] より転載)

同様に、n 型半導体と p 型半導体の電子分布と正孔分布を図 B.8 に示す。n 型半導体の場合はフェルミ準位がドナー準位の近くに寄り、p 型半導体の場合はアクセプター準位の近くに寄ることになる。

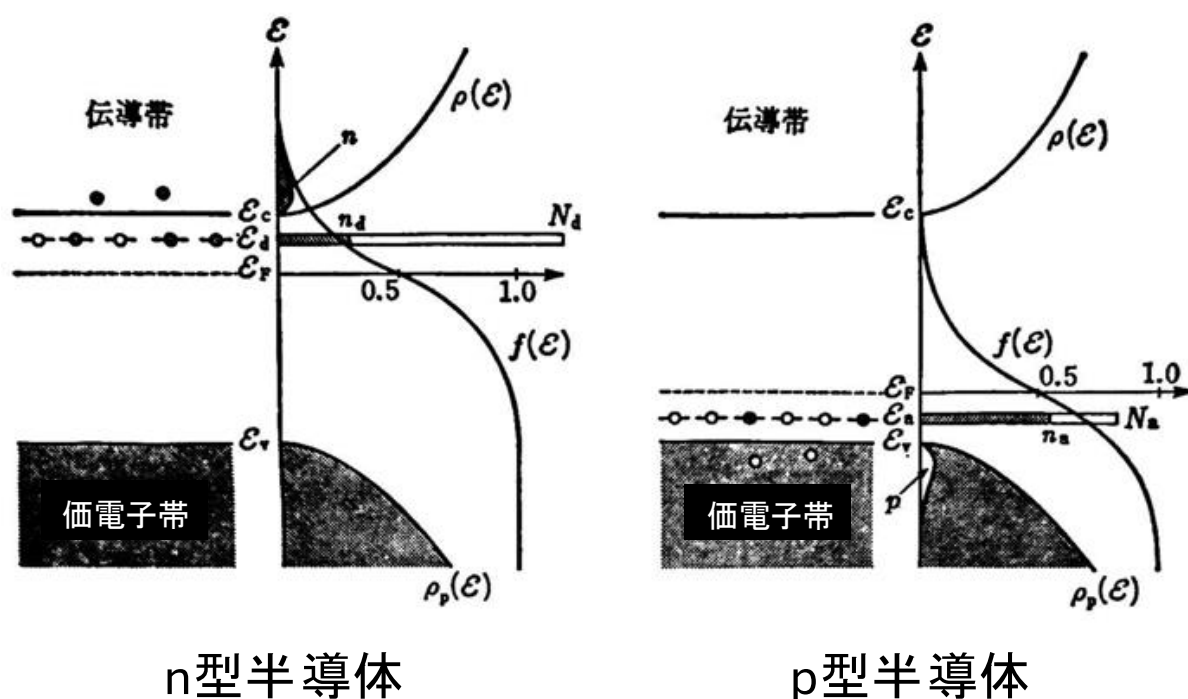
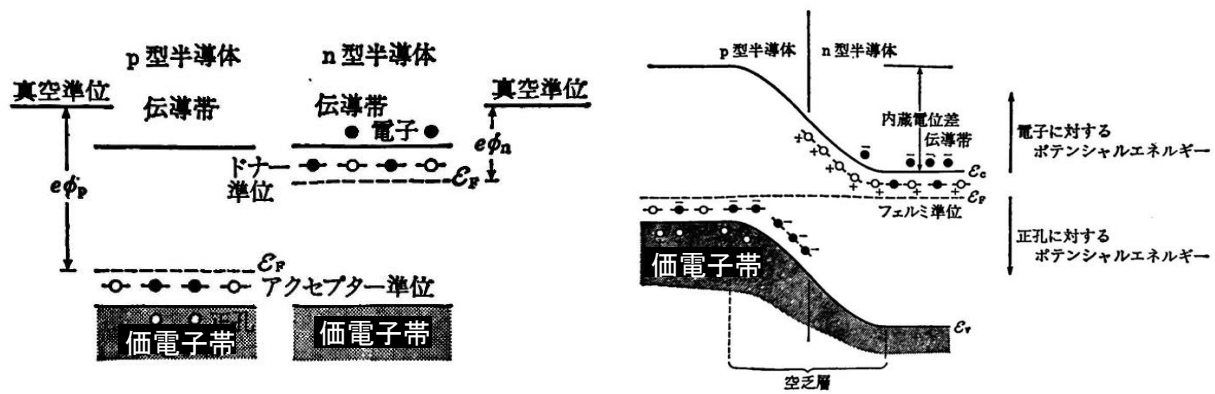


図 B.8: n 型半導体と p 型半導体の電子と正孔の分布 (Ref.[18] より転載)

pn 接合

半導体検出器は以上で説明した p 型半導体と n 型半導体を接合して使う。pn 接合をするると図 B.9a から図 B.9b のようにエネルギー準位図が変化する。これは pn 接合面を通して電子と正孔が移動するのでフェルミ準位が等しくなるように変化するためである。接合面に近い p 型半導体の中のアクセプター原子は電子を取り込んでマイナスイオンになり、n 型半導体の中のドナー原子は電子を放出してプラスイオンになっている。その結果、電子のポテンシャルが曲げられ、内蔵電位が発生する。図 B.9b からわかる通り、内蔵電位が発生している部分には電導電子も正孔も存在していない。この境界層を空乏層と呼ぶ。

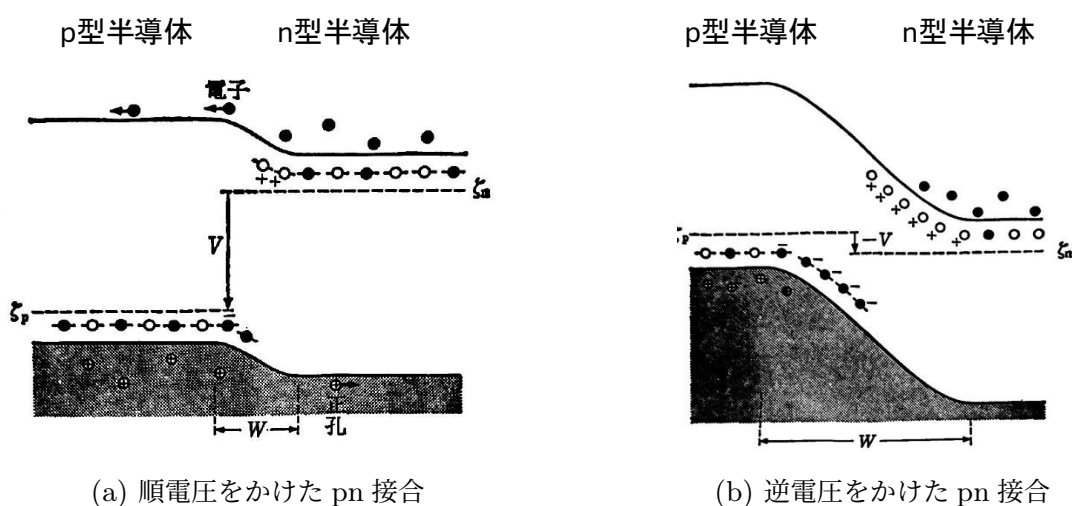


(a) 接合前の p 型半導体と n 型半導体

(b) pn 接合後のエネルギー準位図

図 B.9: pn 接合

pn 接合に対して、p 型の方を正に、n 型の方を負になるように（順電圧）電位差を外から加えると図 B.10a のようにポテンシャル障壁が下がり、電流が流れるようになるが、逆の電圧（逆電圧）を加えると、図 B.10b のようによりポテンシャル障壁は高くなり、空乏層が広がる。



(a) 順電圧をかけた pn 接合

(b) 逆電圧をかけた pn 接合

図 B.10: 外から電圧をかけた時の pn 接合のエネルギー準位変化 (Ref.[18] より転載)

半導体検出器はこの空乏層を有感領域として用いる検出器である。荷電粒子やガンマ線、X 線由来の 1 次電子が空乏層を通過すると、その運動エネルギーが空乏層内の価電子帯の電子に与えられ伝導電子となり、電位に沿って流れ、シグナルとして観測される。この際、正孔も同時に生成され、電流として流れることになる。これらの電子正孔対は、バンドギャップが Ge でおおよそ 0.67 eV と非常に小さいため、一つの荷電粒子に対して大量に生成されることになる。これが半導体検出器のエネルギー分解能が良い所以となっている。

付録 C

PIXE 実験と HYPERMET function

PIXE 実験とは PIXE 分析法 (Particle Induced X-ray Emission 分析法) によって資料内の元素組成を分析する実験である。具体的には、2 MeV~4 MeV の陽子ビームで試料を衝撃し、その際に試料から発生する特性 X 線を分光し元素組成を調べる。この際に使われる主な検出器は Si(Li) 検出器であるが、最近では Ge 検出器を用いた分光も行われている。この実験は X 線の収量を測り組成比を調べることが主であるため、半導体検出器における X 線の response function の研究が頻繁にされてきている。現在では、GUPIX と呼ばれる software[23][24] を使い、検出器の種類、陽子ビームの情報、試料の周りにある物質など、いくつかのパラメーターを設定するだけで、元素の種類、特性 X 線の量を決定することができる。

GUPIX の中では、主に、下で挙げる 5 つの関数で構成される HYPERMET function を使うことにより X 線をフィッティングしている。

$$F(x) = G(x) + T_1(x) + T_2(x) + S(x) + Es(x) \quad (\text{C.1})$$

$$G(x) = A \times \exp\left(-\frac{(x-c)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{C.2})$$

$$T_1(x) = B \times \exp\left(-\frac{x-c}{\beta}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{x-c}{\sqrt{2}\sigma} + \frac{\sigma}{\sqrt{2}\beta}\right) \quad (\text{C.3})$$

$$T_2(x) = B' \times \left(\operatorname{erf}\left(\frac{x-k_t c}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x-c}{\sqrt{2}\sigma}\right)\right) \quad (\text{C.4})$$

$$S(x) = C \times \operatorname{erfc}\left(\frac{x-c}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (\text{C.5})$$

$$Es(x) = D \times \exp\left(-\frac{(x-c')^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{C.6})$$

(c' : Ge の K_α 線のエネルギー分ずらした値)

以下、それぞれの関数の役割を説明する。図 C.1 には、 $G(x), T_1(x), T_2(x), S(x)$ の概形を示す。

$G(x)$: Gaussian

X線スペクトラムのメインの構成要素、ガウス関数は電子・正孔対の発生数の揺らぎと電氣的なノイズによるエネルギーピーク形状の広がりを表す関数である。 $Es(x)$ も同様にガウス関数であるが、 $Es(x)$ は Ge 原子 (Si 原子) の KX 線が有感領域から飛び出してしまった際に現れる、主ピークから 9.9 keV (1.7 keV) 離れたところに現れるエスケープピークを表す。

$T_1(x)$: Skewed Gaussian

スキュード・ガウス関数は主に、半導体結晶内にできた格子欠陥により一部のキャリアがトラップされ、生成された全てのキャリアが収集しきれないようなイベント (ICC: Incomplete Charge Collection) によりできる、低エネルギー側のテイルを表す。

ICC の他に、X線特有の低エネルギーテイルを形成する要因が存在している。それは Radiative Auger effect (RAE) である。RAE とは、内殻の軌道の電子が弾き出され、励起状態になった原子が X 線放出と Auger 電子放出どちらも同時に行うことで脱励起するような現象である。これにより、X線放出のみの脱励起の際の X 線エネルギーよりも Auger 電子が持っていくエネルギー分 X 線のエネルギーは小さくなる。また、Auger 電子の運動エネルギーは連続的なので、この現象によりメインピークから低エネルギー側のテイルを形成する。

$T_2(x)$: Truncated shelf

低エネルギーの X 線は半導体クリスタルと電極の接合部分に近い領域で吸収される確率が高い。その結果、図 C.2 の (1) のように電場により加速される前の熱的な運動に従う電子 (hot electron cloud) が金属と半導体の接合部で形成されるポテンシャルにより反射し、その分のキャリアが収集されなくなる現象が発生する。その結果、半導体検出器に読み

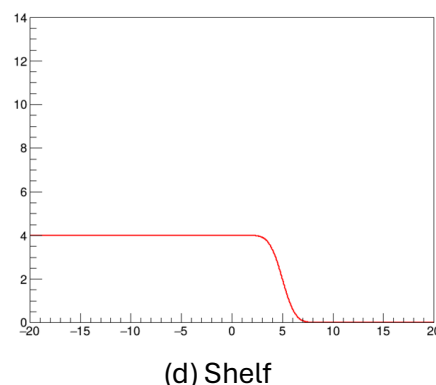
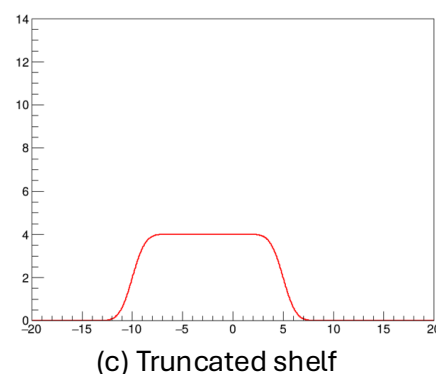
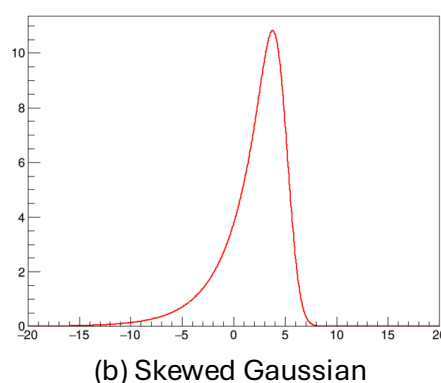
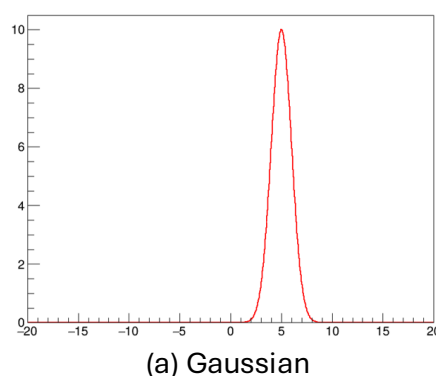


図 C.1: 4 種類の関数の概形

出されるエネルギー値が小さくなる。また、次に説明する Shelf とは異なり、hot electron cloud のサイズと、接合部と X 線吸収点の距離の間の幾何学で決まる失われるキャリア数の閾値があるため、テイルは低エネルギー側の ADC の閾値までは続かず、途中で途切れたような形になる。このような途切れた棚のような形を表現するために、Truncated shelf 関数を使う。この関数の低エネルギー側の閾値のエネルギーを示すパラメーターが k_t となっている。

$S(x)$: Shelf

Ge 検出器を使った中エネルギーのガンマ線分光ではガンマ線のスペクトラムに低エネルギー側の ADC の閾値まで続く棚のようなスペクトラムが現れる。これは、Ge クリスタル内で多重コンプトン散乱をした結果現れる形状で、その際にもこの Shelf 関数を使ってスペクトラムの形状を表現する。低エネルギーの X 線にも同じような棚の形状が現れることがある。当然このエネルギー領域においてはコンプトン散乱を起こす確率は極めて低いため、全く異なる要因で棚の形状が形成されることが知られている。それは、図 C.2 の (2) のように 1 次電子や 1 次 Auger 電子が全てのエネルギーを落としきらずに不感層に出てしまうような現象である。これによって、ADC の低エネルギー側の ADC の閾値まで続く棚の形状が形成される場合がある。そのようなスペクトラムの形状を表現するためにこの Shelf 関数が使われている。

Truncated shelf と Shelf どちらも極めて低いエネルギー領域（4 keV）でしか現れない形状であることが知られている [25]。

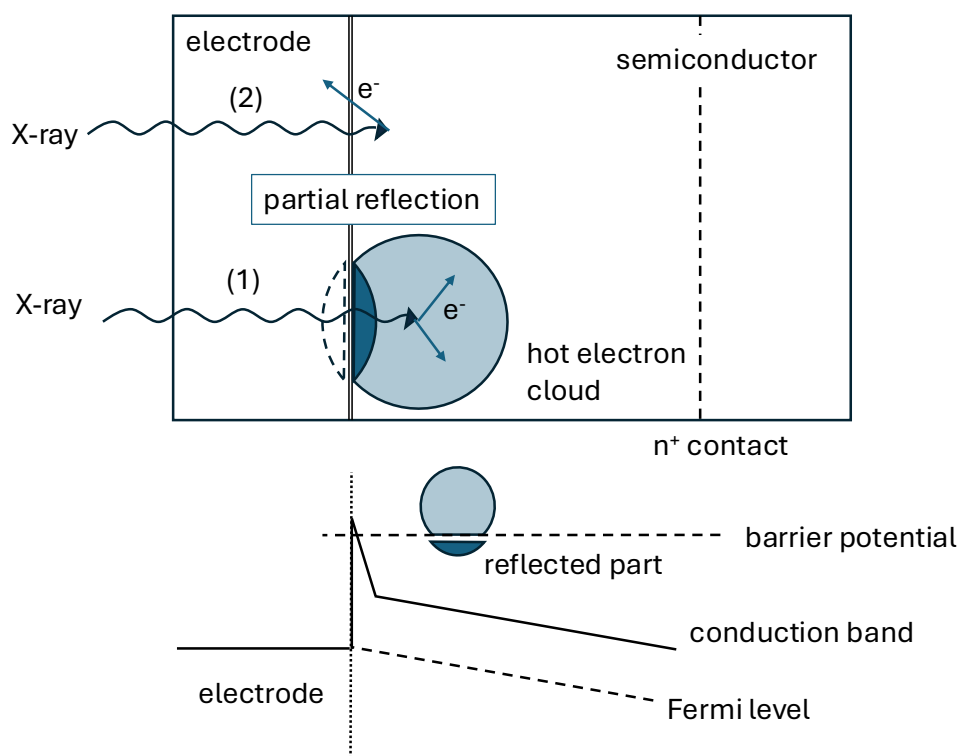


図 C.2: 半導体と電極の接合面における、Truncated shelf と Shelf のスペクトラム形状を作るメカニズム

参考文献

- [1] 原子力研究開発機構 各データ研究グループ 核データ表, https://www.ndc.jaea.go.jp/NuC/index_J.html/
- [2] J. Schaffner-Bielich, Nucl. Phys. A 804, 309 (2008).
- [3] T. Fukuda et al. [E224 Collaboration], Phys. Rev. C 58 , 1306 (1998).
- [4] P. Khaustov et al. [The AGS E885 Collaboration], Phys. Rev. C 61 , 054603 (2000).
- [5] Y. Ichikawa et al, Prog. Theor. Exp. Phys. 2024 091D01 (13 pages)
- [6] A. Ichikawa et al., Phys. Lett. B 500, 37 (2001).
- [7] K. Nakazawa et al., Prog. Theor. Exp. Phys. 2015 033D02 (2015).
- [8] S. H. Hayakawa et al., Phys. Rev. Lett. 126, 062501 (2021).
- [9] M. Yoshimoto et al., Prog. Theor. Exp. Phys., 2021, 073D02 (2021)
- [10] M. Fujita et al., Prog. Theor. Exp. Phys. 2022 , 123D01 (2022).
- [11] M. Fujita, PhD thesis, Experimental study for spectroscopy of Xi^- -atomic X rays
- [12] K. Ohashi, Master's thesis, シンチレーションファイバーを用いたハイパー核実験用飛跡検出器及びアクティブ標的の開発
- [13] T. O. Yamamoto et al, J-PARC E96 proposal, Measurement of X rays from Ξ^- C atom with an active ber target system
- [14] T. Koike, private communication (2020).
- [15] <https://xraypy.github.io/XrayDB/>
- [16] IXAS(The International X-ray Absorption Society), <https://xrayabsorption.org/>
- [17] 広島大学 固体物理学 1 講義ノート, <https://home.hiroshima-u.ac.jp/ino/lecture/>
- [18] エレクトロニクスの基礎, (物理学選書 1 裳華房、霜田光一・桜井捷海 著)
- [19] 東北大学, 米本慶央, 学位論文, Ge 検出器の時間分解能の測定
- [20] Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 1063 (2024) 169313
- [21] H.I. Bak et al. I Nuci. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 366 (1995) 332-3399
- [22] NIST homepage, <https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients>
- [23] J.L. Campbell, Nucl. Instr. and Meth. B 22 (1987) 13.
- [24] J.L. Campbell, B.M. Millman, J.A. Maxwell, A. Perujo, W.J. Teesdale, Nucl. Instr.

and Meth. B 9 (1985) 71.

[25] Nuclear Inst. and Methods in Physics Research B 219–220 (2004) 110–114

謝辞

本論文は多くの方々のお力添えのもと完成させることができました。誠にありがとうございます。

指導教員の田村裕和教授には本当にお世話になりました。多種多様な物理研究に興味を持ち、いつだって楽しそうに話す田村さんの姿は見ているこちらも楽しくなってくるものがありました。その根本には、どの分野の研究も見境なく面白いと思っているという訳ではなく、それらの研究分野は「この世界を理解する」という絶対的な目的の元しっかり繋がっているからこそ面白い、という確固たる研究哲学があり、それを知った時は感動し震えました。今後自分が研究者として生きていくにあたって深く根をはる思想の一つとなりました。

KEK の鵜養美冬氏、JAEA の山本剛史氏、藤田真奈美氏には学部 4 年生の頃から東海村での実験で大変お世話になりました。鵜養さんには、これまで食べたことのないような美味しいご飯にたくさん連れて行っていただきました。また、東海村と東京を車で行き来するたびに心配をしてくださり、男らしさとその中にある優しさをたくさん実感しました。将来自分もそのような大人になりたいなと強く思います。山本さんには Ge 検出器についてたくさんのことを教わりました。本論文にはこの 2 年間で山本さんに教えていただいたこと、議論したことがたくさん書かれていると思います。一つ一つの Ge 検出器の知識が、あの時期に、八木部屋のあそこのスペースで、ホワイトボードを使って細かく教えてもらったな、というように鮮明に思い出されるものとなっております。藤田真奈美氏には、Ge 検出器の efficiency を求めるための実験に関する質問に夜遅くまで付き合っていたことを覚えています。すぐには答えを教えず、考えてごらんというようなスタンスで教えていただいたため今でも鮮明に覚えております。ありがとうございました。

博士後期課程 3 年生の鎌田健人氏はおそらく E96 実験にて最もお世話になった方の一人です。4 学年も下の自分の意見に耳を傾け、E96 実験への積極的な参加を快く受け入れていただけた事、深く感謝します。ビームタイムの度に何度も衝突を繰り返し、時折険悪なムードになることがありましたが、それはお互いが実験に本気で取り組んでいるからだと思います。J-PARC E96 実験にて世界初の 3 原子 X 線観測を成功させ、素晴らしい博士論文になることを信じています。そのために今後も全力でサポートします。

博士課程後期 2 年生の大浦文也氏は今後の自分の Ge 検出器の研究において極めて重要な第一歩をサポートしていただきました。AGATA を使うミラノ大学の研究グループとの橋渡

し役となっていただきました。大変感謝しております。今後ハイパー核分野での Ge 検出器の発展に貢献できるよう全力で邁進して行きます。また、どんなときも物理や検出器に関する質問を快く受け入れ、iPad mini を使って細かく説明してくださりました。ありがとうございます。

博士課程後期 1 年生の成済秀氏は同じ目線に立って、今そこは考えなくてもいいだろうというような細かいところまで長い時間を使って一緒に議論してくださりました。「そもそも、これはなんでこうなるんだっけ」という基礎に立ち返った鋭い質問はいつも自分に本質的な理解を促してくださりました。ありがとうございます。

同期の斎藤隆太氏、倉田倫太郎氏は、研究者を志し博士後期課程に進む仲間として、時にはライバルとして大変たくさんの刺激をいただきました。何に対しても貪欲に知りたがる倉田氏、たくさんの知識を持ち何でも完璧にこなす斎藤氏、それぞれ見習う部分がたくさんありました。感謝しております。

その他のスタッフの方々にはミーティングなどでの的確なアドバイスをいただき、大変感謝しております。

最後に、自分の信じる道であれば良いと、何も文句は言わずここまで育ててくれた親、自分との戦い方を教えてくれた部活の顧問の先生、学問を学ぶことの面白さを教えていただいた駿台の英語教師に深く感謝いたします。

2025 年 2 月

今本 亮