

修士論文

Ξ⁻ 原子からの X 線精密測定実験のための
LSO シンチレーターを用いた
エネルギー較正システム開発



京都大学大学院理学研究科
原子核ハドロン研究室
林 勇治

平成 21 年 2 月 6 日

概要

原子核物理の最前線は、加速器の発展によって近年目覚ましく拡大してきた。ストレンジネス核物理の分野では、これまでの KEK-PS 加速器に代わって茨城県東海村に大強度の K^- ビームを供給可能な大強度陽子加速器 J-PARC が建設され、その大強度性から稀事象の統計をためることが可能となり、今までにない実験が始められようとしている。J-PARC の建設を機に、日本はストレンジネス核物理の最先端の立場にあることを確固たるものとし、数多くの理論家も実験の成果を心待ちにしている。

我々が J-PARC で行う E03 実験は、 Ξ^- 原子からの X 線のエネルギーを測定するものである。鉄ターゲットに K^- ビームを当て、 (K^-, K^+) 反応によって Ξ^- 粒子を作り、同一ターゲット内で $\text{Fe}\Xi^-$ 原子を生成させる。このターゲットを高エネルギー分解能をもった Ge 半導体検出器で覆い、 $\text{Fe}\Xi^-$ 原子からの X 線を測定する。この X 線のエネルギーシフト、幅、yield から Ξ^- 粒子と原子核の間の光学ポテンシャルを求めるのがこの実験の目的である。エネルギー精度は 50 eV を目標としているが、ビームを高レートで Ge 検出器に入射させるとピーク位置が数 100 eV シフトすることが経験上知られており、in-beam 状態での同時エネルギー較正システムが必要となる。デッドタイムの原因となる標準線源を使わず、効率良く較正用データを取得しなければならない。

そこで我々は LSO シンチレーターを用いたトリガー可能な線源を開発した。LSO シンチレーター内に含まれる Lu 元素には、放射性同位元素である ^{176}Lu が 2.6 % 含まれており、 β 崩壊の後、直ちに 202 keV と 307 keV の γ 線を放出する。これは $\text{Fe}\Xi^-$ 原子の遷移で予想される X 線のエネルギー 286 keV を較正するのにちょうどいいエネルギーである。光電子増倍管に LSO シンチレーターをつけて Ge 検出器の横に置いておくと、 ^{176}Lu が β 崩壊をする際シンチレーター自身が光るため、光電子増倍管でトリガーをつくることで Ge 検出器に入射した較正用 γ 線を効率よく測定出来るという仕組みである。

まず、この LSO トリガーが高バックグラウンド下で正常に働くかどうかをチェックするために、1 MBq を超える放射能を持つ ^{22}Na を近づけ、Ge 検出器のレートが 50 kHz を超えるような状況でのテストを行った。バックグラウンドによって S/N 比は悪くなるが、Ge 検出器と LSO シンチレーターの信号時間差、さらに LSO シンチレーターのエネルギー分布でカットをかけることで S/N 比は大幅に改善でき、高レート γ 線入射時に対しては使用可能であるとわかった。

次に、J-PARC により近い状況として、東北大学の核理研センターで高レート陽電子ビームを Ge 検出器に直接入射してテストを行った。J-PARC よりも数倍高い負荷である Ge 検出器のカウントレートが 100 kHz の状況下で、ビームオンとオフで 500 eV ほど見かけのピーク位置がシフトした。Ge 検出器から少し離れた位置に置いた ^{133}Ba か ^{152}Eu の γ 線によって ^{176}Lu の 307 keV ピークを較正すると、統計誤差 60 eV 以内でビームオンとオフの際のエネルギー値が一致した。これによって相対的なピーク位置が変わらないことが確認でき、LSO シンチレーターを用いたインビーム較正システムは E03 実験で有効に働くことを示した。

目次

第 1 章 序論	4
1.1 ストレンジネス核物理とハイパー核	4
1.2 $S = -2$ の物理	4
1.3 J-PARC	5
1.4 Ξ^- 原子からの X 線エネルギー精密測定実験 (E03)	5
1.4.1 実験の概要と目的	5
1.4.2 実験方法	7
1.4.3 較正の問題	13
第 2 章 LSO シンチレーターを用いたエネルギー較正システム	15
2.1 LSO シンチレーター	15
2.2 設置場所	17
第 3 章 テスト実験	18
3.1 Ge 検出器の位置依存性テスト	18
3.2 高レート γ 線入射テスト	21
3.2.1 実験セットアップ	21
3.2.2 結果	21
3.2.3 考察	23
3.3 高レート陽電子ビーム入射テスト	26
3.3.1 実験セットアップ	26
3.3.2 結果	29
3.3.3 考察	31
3.4 50 eV 精度に対するその他の問題	38
3.4.1 非線形性	38
3.4.2 経時変化	38
3.4.3 他ピークの重なりによるフィット時のピーク中心値のズレ	39
第 4 章 まとめ	41
付録 A ^{176}Lu の γ 線エネルギー	42
A.1 プレナ型 Ge 検出器 (LEPS 検出器)	42
A.2 同軸型 Ge 検出器	45
付録 B Ge 検出器の ADC ヒストグラムのフィット関数	47
B.1 スキュードガウス関数 1	47
B.2 スキュードガウス関数 2	49

目次

1.1 J-PARC 全体図	6
1.2 $(n,l)=(6,5) \rightarrow (5,4)$ 遷移の模式図 (鉄ターゲットの場合)	7
1.3 Ξ^- 原子の光学ポテンシャルと波動関数の概略図	7
1.4 K1.8 ビームライン概略図	9
1.6 (K^-, K^+) による Ξ^- 粒子生成断面積	10
1.5 ターゲット付近の検出器群	10
1.7 Hyperball-J の概略図	11
1.8 トランジスタリセット型プリアンプのアウトプット	12
1.9 Hyperball-J で得られる $\text{Fe}\Xi^-$ 原子からの $(n,l)=(6,5) \rightarrow (5,4)$ の X 線ピーク予想ヒストグラム	13
2.1 無機シンチレーターの発光原理	16
2.2 ^{176}Lu の崩壊ダイアグラム	16
2.3 光電子増倍管の設置場所	17
2.4 ^{176}Lu の γ 線ピーク	17
3.1 同軸型 Ge 検出器断面イラスト	18
3.2 位置依存性チェックのための配置図 1	19
3.3 Ge 検出器の検出器軸上の位置依存性	19
3.4 位置依存性チェックのための配置図 2	20
3.5 ターゲット体積内での位置依存性	21
3.6 高レート γ 線入射テストの回路図	22
3.7 高レート γ 線入射テスト配置図	22
3.8 LSO トリガーで得られた Ge 検出器の ADC ヒストグラム	23
3.9 光電子増倍管 ADC ヒストグラム	24
3.10 Ge 検出器 ADC と光電子増倍管 ADC の二次元ヒストグラム	24
3.11 光電子増倍管と Ge 検出器の時間差 TDC ヒストグラム	25
3.12 Ge 検出器の ADC、TDC の二次元ヒストグラム	25
3.13 カット前後の Ge 検出器 ADC ヒストグラム	26
3.14 カット前後の Ge 検出器 ADC ヒストグラム (より高レート γ 線入射条件下)	27
3.15 高レート陽電子入射テストの実験配置図	28
3.16 高レート陽電子入射テストのトリガー回路	29
3.17 陽電子ビームレートの時間変移	30
3.18 20 kHz ビーム、 ^{152}Eu 条件下での Ge 検出器のトリガー別 ADC ヒストグラム	31
3.19 ビームオンオフのピーク位置比較	32
3.20 Ge 検出器と光電子増倍管の ADC 二次元ヒストグラム	32
3.21 Ge 検出器の ADC、TDC 二次元ヒストグラム	33
3.22 カット前後の Ge 検出器 ADC ヒストグラム	33

3.23 Ge 検出器のトリガー別 ADC ヒストグラム (カット後)	34
3.24 10 kHz ビーム、 ^{133}Ba 条件下での Ge 検出器のトリガー別 ADC ヒストグラム	35
3.25 カット前後の Ge 検出器 ADC ヒストグラム	36
3.26 ダブルスキュードガウス関数によるフィット	37
3.27 Ge 検出器のトリガー別 ADC ヒストグラム (カット後)	38
3.28 2つのエネルギーピークを近づけた際のフィット結果	40
A.1 LEPS 検出器位置依存性チェックのための配置図	43
A.2 LEPS 検出器の位置依存性	43
A.3 ^{176}Lu γ 線エネルギー計測のための実験配置図 (プレナ型)	44
A.4 LEPS 検出器による ADC ヒストグラム	44
A.5 ^{176}Lu γ 線エネルギー計測のための実験配置図 (同軸型)	45
A.6 同軸型 Ge 検出器で得られた ADC ヒストグラム	46
B.1 スキュードガウス分布 1	48
B.2 スキュードガウス関数 1 によるフィット	49
B.3 テール関数	50
B.4 スキュードガウス分布 2	51

第1章 序論

1.1 ストレンジネス核物理とハイパー核

原子核は一般に陽子と中性子から構成されており、それ以外のバリオンを含んだ原子核は天然には存在しない。ハイパー核とは、通常の原子核にストレンジネス量子数を持つバリオン（ハイペロン）が束縛された新しい原子核である。通常の原子核がアップ、ダウクォークのみから成るのに対し、ハイパー核はアップ、ダウンに加えてストレンジクォークを含んでいると見ることもできる。ストレンジネス量子数を持つハイペロンは、核内の核子からのパウリ原理の効果を受けずに原子核内部の深い軌道にまで入ることが可能であり、ハイパー核のエネルギー準位を研究することで原子核最深部の構造を調べることができる。こうしたハイパー核の構造から、ハイペロン・核子間の相互作用の情報を得ることができ、核力をより一般化したバリオン間力についての理解に大きな手がかりを与えるものと期待されている。

ハイパー核は宇宙線による核反応生成物として原子核乾板の中で 1952 年に初めて発見された [1]。その後加速器を用いて作られた K^- ビームを原子核乾板に照射して大量のハイパー核が作られ、軽いハイパー核が数多く同定されその束縛エネルギーが求められた。1970 年代には欧州原子核研究所の陽子シンクロトロン（CERN-PS）で (K^-, π^-) 反応によってハイパー核の励起状態の研究が行われた。1980 年代になると (π^+, K^+) や $(\text{stopped } K^-, \pi)$ 反応でもハイパー核の研究が行われ、米国ブルックヘブン国立研究所（BNL）と高エネルギー加速器研究機構の陽子シンクロトロン（KEK-PS）で主に行われてきた。また、エネルギー準位だけでなく、ハイパー核の崩壊様式や寿命の測定など多面的な研究がされるようになってきた。1990 年代からは KEK を中心として、SKS を使ったより精密なハイパー核のスペクトロスコピー実験 [2]、 γ 線分光 [3]、ハイペロン・核子散乱 [4] など多様な実験が行われるようになり、ストレンジネス核物理は理論、実験ともに日本の研究が最先端を走っている状況となった。そして、これまで実験が行われてきた KEK-PS 加速器が 2005 年にシャットダウンしたものの、新たに大強度陽子加速器施設、J-PARC が建設され、高強度の K^- ビームを利用したストレンジネス核物理実験が今まに行われようとしている。

1.2 $S = -2$ の物理

前節の通り、これまで長期間に渡って数多くのストレンジネス核物理の実験が行われてきたが、 $S = -2$ の系の実験データは殆どない。しかし $S = -2$ の世界はハイペロン間の相互作用が初めて現れるシステムであり、非常に興味深いことが多い。その 1 つが中性子星におけるハイペロンの役割である。中性子星とは質量の大きな恒星が進化した最晩年の天体の一種で、中性子が主な成分の天体である。言うなれば中性子からなる大きな原子核のようなものである。こうした超高密度状態の中性子星の内部には、ハイペロンや π 中間子、 K^- 中間子が多数存在すると考えられている [5]。ハイペロン間の相互作用を調べることは中性子星構造を調べる上でも非常に有用な情報を与えてくれるであろう。

さらに、これまで長い間、初期中性子星の低密度状態では、全体で中性となるために正電荷の陽子と負電荷のバリオン Σ^- で構成されているのではないかという仮説が立てられていたが、最近の実験によって Σ^- と中重核領域の原子核の間に働く力は強い斥力であることがわかった [2]。つまり Σ^- は中性子星には存在し得ないこととなり、同じく負の電荷をもち、次に質量の軽い $S = -2$ の Ξ^- が存

在しているのではないかと考えられている。したがって Ξ^- と原子核間の相互作用を調べることはとても大きな意味を持つのである。

他にも、 $S = -2$ の系では、 ΞN と $\Lambda\Lambda$ の間の mixing が強く起こることが予想されている。 $S = 0$ の系では ΔN と NN の質量差は約 300 MeV で、 $S = -1$ の系では ΛN と ΣN の質量差は約 80 MeV である。一方、 $S = -2$ の ΞN と $\Lambda\Lambda$ の質量差は約 28 MeV しかない。量子力学の摂動論によると、こうした状態の mixing の効果は質量差に反比例するため、 ΞN と $\Lambda\Lambda$ の mixing が強く起こることが予想されるのである。

$S = -2$ の世界には、このような興味深い物理が多くあるのだが、KEK-PS では十分な数の K^- ビームが生成できなかったため、日本国内での $S = -2$ の実験はエマルジョンや SciFi などの visual detector を用いた実験に限られてきた (E176 [6]、E224 [7]、E373 [8]、E522 [9] など)。しかし、現在建設中の J-PARC が完成すれば高強度 K^- ビームが作られるため、 $K^-(\bar{u}s)$ を入射させて $K^+(\bar{u}s)$ が出てくるような反応を選べば高統計・高分解能での $S = -2$ の系の実験が可能となる。

1.3 J-PARC

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は茨城県東海村に建設された世界最高強度を目指した陽子加速器施設で、原子核、高エネルギー物理、物性研究のための多様な二次粒子ビームラインが用意され、様々な物理研究が行われようとしている。

J-PARC の全体図は図 1.1 の通りで、約 450 m の線形加速器リニアックで陽子を 400 MeV まで加速し、3 GeV シンクロトロンへ入射、加速ののち、全長 1500 m 超のシンクロトロンへ入射、50 GeV まで加速されて原子核実験施設であるハドロン実験施設 (ハドロンホール) へ送られる。J-PARC の 50 GeV シンクロトロンは 15 μA ものビームを生成する予定であり、0.75 MW ものビームパワーを備えた高強度加速器となる。

その大強度性によって、今まで出来なかったような稀な事象の統計を溜められることとなり、これまで研究の中心であった Λ ハイパー核 ($S = -1$) から、 Ξ ハイパー核、ダブル Λ ハイパー核など $S = -2$ のセクターまで研究可能となり、他にも中性子を利用したタンパク質などの構造・機能解析やカミオカンデと連携したニュートリノ物理実験 (T2K) などが予定されている。

1.4 Ξ^- 原子からの X 線エネルギー精密測定実験 (E03)

1.4.1 実験の概要と目的

E03 実験とは、J-PARC 実験として承認された、 Ξ^- 原子からの X 線エネルギー精密測定実験である [10]。 Ξ^- 原子から放出される X 線を検出することで現在まであまり知られていない Ξ 粒子と原子核の間の相互作用の情報を得ようという実験である。

このような負の電荷を持った単粒子と原子核との原子束縛状態を利用した実験として、例えば μ^- 原子の X 線測定による原子核の電荷分布測定 [11] などがある。 μ^- は質量以外の特性は電子と殆ど変わらないため、電子と同じように正の電荷を持った原子核に束縛されて軌道を遷移して落ちていく。この一連の遷移で余分になるエネルギーは、X 線として放出するかオージェ効果によって解消されることになる。ところが、 μ^- の質量は電子の 207 倍もあるため、電子軌道に比べて μ^- 軌道は 1/207 の大きさとなる。したがって質量数の大きい μ^- 原子では、 μ^- は原子核半径の内側まで入り込み、結合エネルギーが小さくなることで軌道がずれ、X 線エネルギーはシフトすることになる。つまり放出される X 線は電荷分布についての情報を持っているのである。

μ^- 原子と同様に、物質に負の電荷を持ったハドロン ($\pi^-, K^-, \bar{p}, \Sigma^-$ など) を入射してエキゾチック原子を生成させる実験は、これまでに多く行われ成果が上げられてきた。しかし、 $S = -2$ (すなわ

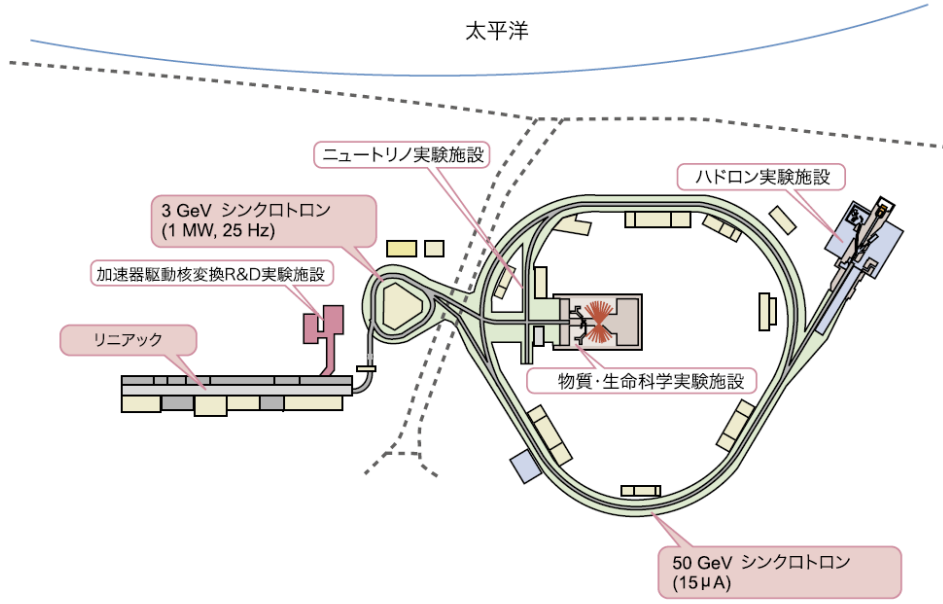


図 1.1: J-PARC 全体図。

ち Ξ^-) についての実験データは 1 つも無く、名の通りエキゾチックなものとなっている。 μ^- 原子は電磁相互作用によって作られているが、ハドロンと原子核の間には強い相互作用が働くため、その情報を引き出すことができる。 Ξ^- 粒子が下の状態に遷移してきて Ξ^- 粒子の軌道と原子核が重なってくると、 Ξ^- 粒子は強い相互作用によってある確率で原子核に吸収される。吸収されると X 線は出ないため、強い相互作用がない場合に比べて X 線強度は減少する。エネルギー準位は強い相互作用によりシフトし、また幅をもつことになる (図 1.2)。X 線エネルギーを精密に測定し、またその強度を調べることで Ξ^- 粒子と原子核の間に働く強い相互作用を知ることが出来るのである。

Ξ^- 粒子に働く強い相互作用を無視して考えると Ξ^- 粒子と原子核の間に働く力は電磁相互作用のみなので、原子軌道のエネルギー準位はディラック方程式を解けば正確に得られ、X 線エネルギーも計算できる。このエネルギーと測定されたエネルギーの差、そしてエネルギーの広がりを見ることで、 Ξ^- と原子核の間の強い相互作用がわかるという仕組みである。第一次近似としては、測定される X 線エネルギーシフトは式 1.1 のように表わされる。 U_{Ξ} は光学ポテンシャル、 Ψ_{Ξ} は電磁相互作用のみを考えたときの Ξ 粒子の波動関数である (図 1.3)。

$$\Delta E = \int |\Psi_{\Xi}|^2 U_{\Xi} dr \quad (1.1)$$

光学ポテンシャルの形として Woods-Saxon 型ポテンシャルを仮定すると、1 つの Ξ 粒子の状態の遷移に伴う X 線のエネルギーシフトから Ξ^- 粒子と原子核の間の光学ポテンシャルの深さの情報が得られる。このようにして様々な原子核に対して X 線を正確に測定し、その結果を再現するような光学ポテンシャルを探れば Ξ^- 粒子と原子核との相互作用を知ることができる。

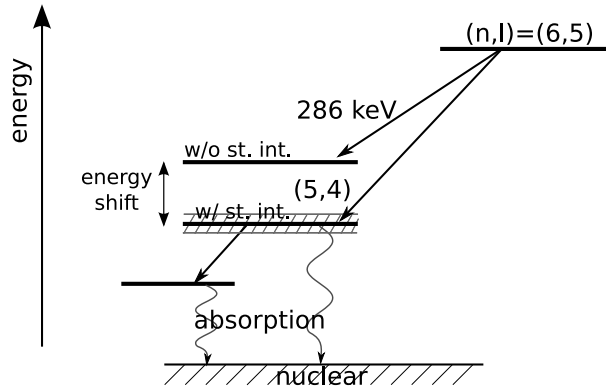


図 1.2: $(n,l)=(6,5) \rightarrow (5,4)$ 遷移の模式図（鉄ターゲットの場合）。強い相互作用の有無で遷移エネルギーに差が生まれる。

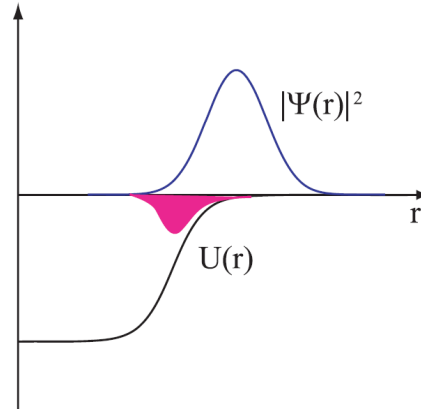


図 1.3: Ξ^- 原子の光学ポテンシャルと波動関数の概略図。重なりが即ちシフトに当たる。

この E03 実験は、実験手法の性質上、光学ポテンシャルの原子核表面での様子を見ていることになる。一方で、同じ J-PARC で行われる予定の Ξ^- ハイパー核のスペクトロスコピー実験（E05）[12] では Ξ^- 粒子と原子核間ポテンシャルの中心部分を見ているといえる。こうした意味でこの 2 つの実験は互いに相補的な関係にあり、2 つの実験結果を合わせることで Ξ^- 粒子と核子の間の相互作用の情報を詳しく得ることができる。

1.4.2 実験方法

この実験は J-PARC の K1.8 ビームラインで純度の高い K^- ビームを作り、ターゲットに K^- ビームを打ち込み (K^-, K^+) 反応によって生成された Ξ^- 粒子を同じターゲット中で止め、 Ξ^- 原子を形成させて行われる。反応後の K^+ はビーム下流に置かれた KURAMA スペクトロメーターによって運動量解析され、(K^-, K^+) 反応をタグする。また、ターゲットから約 15 cm 離れた位置にエネルギー分解能に優れた Ge 半導体検出器群を置き、 Ξ^- 原子からの X 線を検出する。以下、ターゲットの選択理由と各実験装置の説明を述べる。

ターゲットの選択

ターゲットについては、物理的な観点と実験的な観点から最適なターゲットを選んだ。最適なターゲットの選択に関しては Batty らによって考察されている [13]。それによると、強い相互作用によるエネルギーシフトと幅は、原子番号が大きいほど大きくなる。つまりターゲットとしては重い原子の方が測定は簡単になる。しかし、重すぎるターゲットを使うと X 線の放出の前にターゲット原子核による吸収が起こり、X 線の検出は不可能になってしまう。強い相互作用によって引き起こされる X 線の幅はせいぜい 10 keV 程度であり、エネルギーシフトはそれと同じくらいかそれより 30 % 程度大きいぐらいである。

Batty らは、 $(n,l) = (3,2), (4,3), (7,6), (9,8)$ の状態からの吸収を考えたときの最適なターゲットの候補としてそれぞれ F, Cl, I, Pb を挙げている。しかし、これらの議論は我々がこれから測ろうとしている光学ポテンシャルを仮定した上で行われているので、最初の実験を試みなければ最適なターゲットを知ることはできない。

一方で、実験の行いやすさの観点から次の 3 つの点が考えられる。

1. Ξ^- 粒子の生成率。 Ξ^- 粒子の生成断面積は $A^{0.38}$ (A は質量数) に比例することが知られているので [14]、 g/cm^2 を一定とした場合の生成率は $A^{-0.62}$ に比例することが予想される。
2. 生成した Ξ^- 粒子の止まりやすさ。生成した Ξ^- 粒子の運動量は $\sim 500 \text{ MeV/c}$ (range: $10 - 20 \text{ g/cm}^2$) である。 Ξ^- が崩壊までに飛ぶ距離は約 2 cm であり、その前に止めるためには、密度が大きい物質がよい。
3. ターゲット中での X 線の吸収。コンプトン散乱は Z に、光電効果は Z^5 に比例するため、重いターゲットでは放出された X 線の殆どがターゲット中で吸収されてしまう。

定性的な議論をすると、1 と 3 の観点からは軽いターゲットが良く、2 の観点からは重いターゲットが良い。これらを総合して考えると、 $24 \leq Z \leq 30$ の遷移金属が適当と思われる。この辺りの金属は、生成した Ξ^- 粒子を止めるのに十分な密度 ($\rho \geq 7 \text{ g/cm}^3$) を持っていて、 Ξ^- 粒子の生成率と X 線の吸収率も適当と言える。

物理的な観点と実験的な観点の両方から考えると、 ^{27}Co あたりが適当なものと言えるが、最適なターゲットの選択は我々がこれから実験的に調べようとしている物理に依存しており、ここで決めることは出来ない。そこで最初の実験では、実験のしやすさの点から ^{26}Fe をターゲットとして使う。

もし、最初の実験の結果として、エネルギーシフトと幅が小さいということがわかれば、より重いターゲットを選び、その逆ならより軽いターゲットを選べばよいのである。鉄をターゲットにしたとき、強い相互作用を無視すると $(n,l)=(6,5) \rightarrow (5,4)$ の X 線エネルギーは 286 keV となる [15]。

K1.8 ビームラインと KURAMA スペクトロメーター

K1.8 ビームラインの概略図を図 1.4 に、ターゲット付近の概略図を図 1.5 に示す。

J-PARC の 50 GeV 陽子シンクロトロンから来た高強度陽子ビームは原子核実験施設であるハドロンホールに送り込まれ、Ni ターゲットに当たって様々な粒子を生成させる。ハドロンホールにはいくつかのビームラインが用意されているが、我々はそのうち K1.8 ビームラインを使う。 (K^-, K^+) 反応による Ξ^- 粒子の生成断面積は図 1.6 のように K^- が 1.8 GeV/c 付近で大きくなり [16]、K1.8 ビームラインは Ξ^- 粒子生成に特化したラインである。 K^- ビームの強度は $1.4 \times 10^6 / 4 \text{ sec spill (flat top: 1.2 sec)}$ で、 K^-/π^- 比は ≥ 6 である。

K1.8 Area 内にはターゲットとその周りに多くの検出器群が配置される。K1.8 ビームラインから供給された K^- ビームはまず Time-Of-Flight(TOF) カウンター (T1-T2) とエアロゲルチェレンコフカウ

表 1.1: KURAMA スペクトロメーターを構成する各トリガー検出器の役割。

種別	検出器	役割
エアロゲル	BVAC	反応しないで飛んできた K^- の veto (n=1.05)。
チェレンコフ	FAC	π 中間子の veto (n=1.041)。
カウンター	FAC2	p の veto [17] (n=1.13)。
ホドスコープ	VH	$K_S \rightarrow \pi^- \pi^+$ のような、中性粒子が荷電粒子に崩壊するイベントの veto。
	CH	FTOF のヒット情報と合わせることで、トリガーの段階で粒子の電荷情報を与える。
	YH	垂直情報の位置情報を与える。
TOF	FTOF	水平方向の位置情報を与え、さらに T2 とともに散乱後の粒子の飛行時間情報を与える。

ンター (BAC, n=1.03) で粒子識別され、さらに 3 mm ピッチのドリフトチェンバー (BDC3-4) によって K^- の運動方向が計測される。

ターゲット付近でのビームサイズは 20 mm (horizontal) $\times$ 3.2 mm (vertical) と TRANSPORT を用いたシミュレーションで評価されており、それに合わせて鉄ターゲットのサイズは 6 cm $\times$ 1.5 cm、ビーム方向厚さが 3 cm と考えている。最適なターゲットサイズについては、実際のビームの大きさが測られた後で、それに合わせて調節する。

ターゲットで散乱された粒子はターゲット下流側には KURAMA スペクトロメーターが置かれる。これは過去に KEK-PS 実験 (E373 [8] など) で使われており、0.2 sr という大きなアクセプタンスを持つため、多くの (K^- , K^+) 反応を捕えることが可能である。KURAMA スペクトロメーターは、KURAMA マグネット、TOF カウンター (FTOF-T2)、エアロゲルチェレンコフカウンター (BVAC, FAC, FAC2)、ドリフトチェンバー (DC1-3)、その他トリガーカウンター (VH, CH, YH, FTOF) により構成される。上記検出器のうち、ドリフトチェンバーと TOF カウンター以外の検出器はトリガー情報に用いられる。各トリガー検出器の役割は表 1.1 の通りである。散乱された K^+ の運動量は、ドリフトチェンバーとマグネットで測られる。

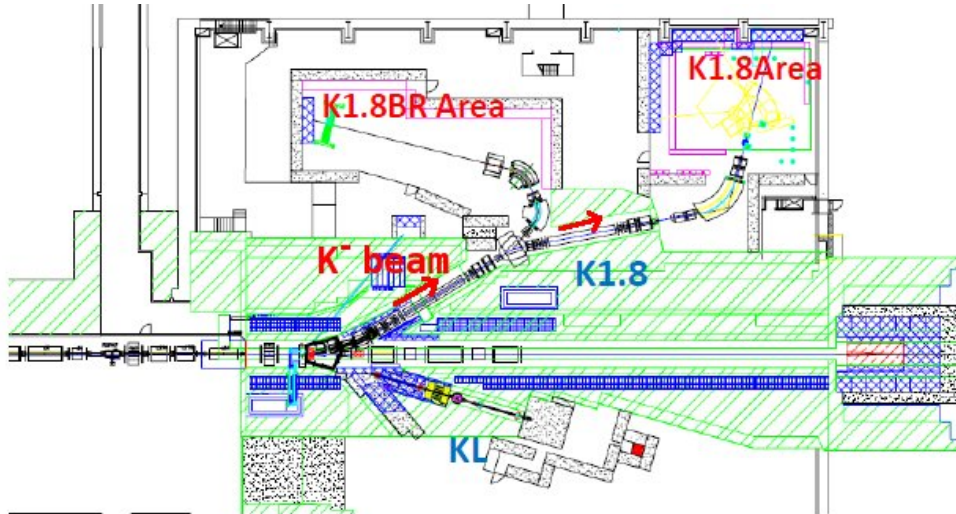


図 1.4: K1.8 ビームラインの概略図。他にも様々な実験のためのビームラインが用意されている。

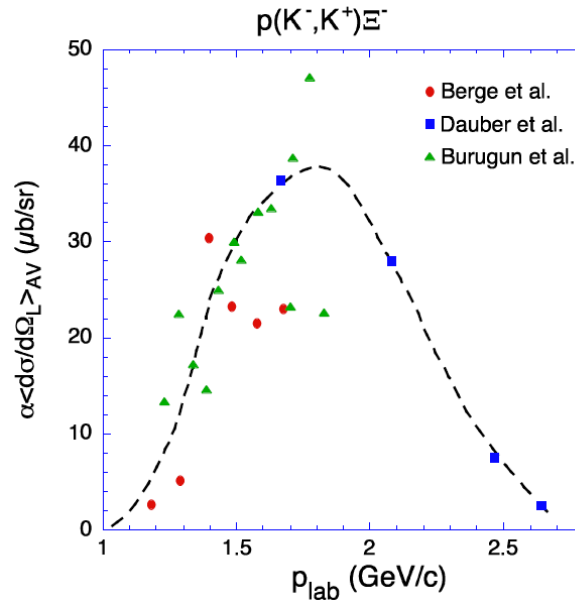


図 1.6: (K^-, K^+) による Ξ^- 粒子生成断面積。

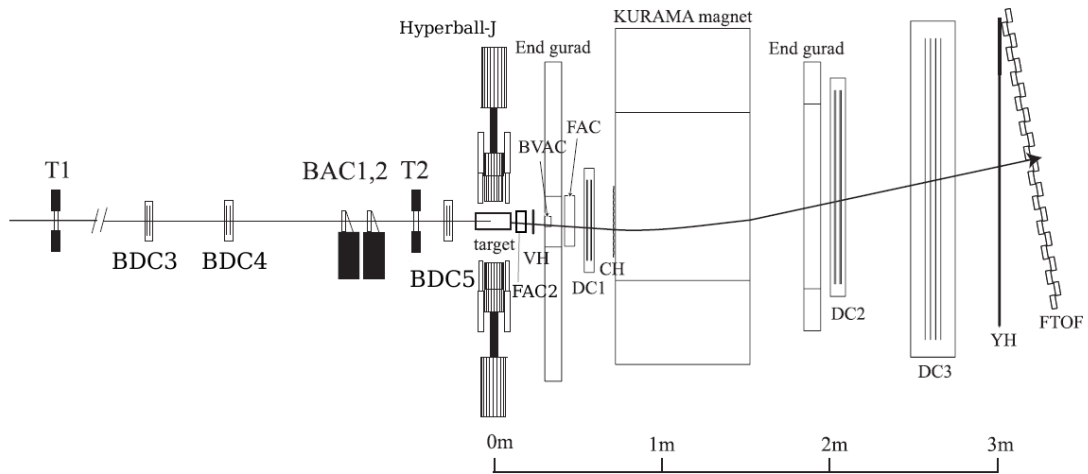


図 1.5: ターゲット付近の検出器群の概略図。

Hyperball-J

X線の検出にはHyperball-Jと呼ばれるGe半導体検出器群を用いる(図1.7)。Ge検出器は1 MeVの γ 線に対して2~3 keVの半値幅という高分解能を持った検出器である。半導体検出器の動作原理は以下の通りである。

1. 半導体の空乏層(放射線に有感な領域)に荷電粒子が入射し、電離作用によって飛跡に沿って多くの電子正孔対が生成される。

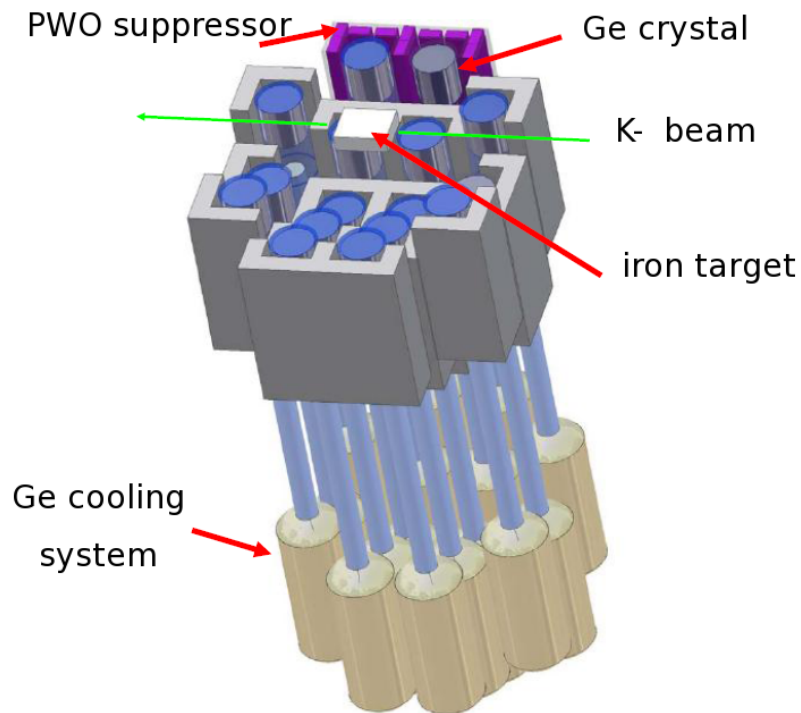


図 1.7: Hyperball-J の概略図。

2. 生成した電子は結晶内の電場によって陽極へ移動し、正孔は陰極へ移動する。
3. 十分に高い電場を掛けることで電子と正孔を電極に集め、吸収したエネルギーに比例した大きさの信号がつくられる。

電離過程において生成される電子正孔対は統計的な揺らぎを持つが、Ge 検出器は、2.96 eV(@ 77 K) という非常に小さいエネルギーで電子正孔対を一对生成することができるため、揺らぎの割合が小さくなりエネルギー分解能が良くなる。

Hyperball-J は以前、KEK や BNL でのハイパー核 γ 線分光実験に用いられた Hyperball (1998 年建設、光電ピーク検出効率 $\epsilon = 2.5\% @ 1 \text{ MeV}$) や Hyperball2 (2005 年建設、 $\epsilon = 5\%$) をアップグレードしたものである (表 1.2)。図 1.7 のような Ge 検出器群を、ターゲットから約 15 cm 離れた位置に上下から挟んだ形で設置する。計 30 台の Ge 検出器でターゲットを覆い囲むことで、Hyperball-J 全体の光電ピーク検出効率は 1 MeV で 6 % 以上となる [18]。

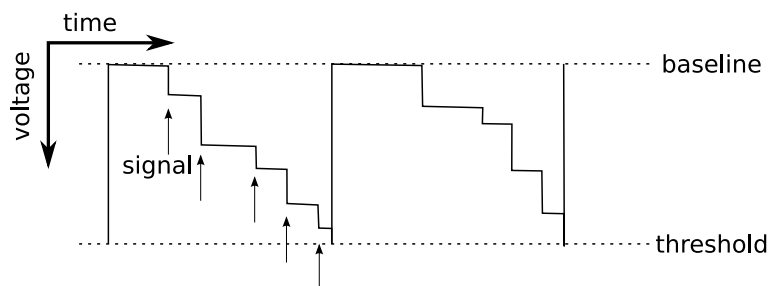


図 1.8: トランジスタリセット型プリアンプのアウトプット。ステップ型に Ge 検出器で検出した信号が現れる。

表 1.2: Hyperball-J と Hyperball、Hyperball2 との比較。

	Ge 検出器の数	ターゲットまでの距離 [cm]	検出効率 (1 MeV) [%]
Hyperball	14	10~15	2.3
Hyperball2	20	15	~4
Hyperball-J	30	13~15	6.5

Ge 結晶の周りにはコンプトン散乱によるバックグラウンドを抑えるための PWO カウンターが取り付けられている。Ge 結晶は原子番号が 32 と小さく、コンプトン散乱に対する光電効果の比が小さい。X 線や γ 線の多くは Ge 結晶内でコンプトン散乱して検出器の外に逃げてしまうため、PWO シンチレーターで覆うことで大量のコンプトン連続バックグラウンドを軽減させるのである。PWO 結晶は、これまでの Hyperball で用いられた BGO 結晶と同様に密度が高く、大きな原子番号を持つが、放出されるシンチレーション光の減衰時間が BGO 結晶の 300 ns に比べ 20 ns と非常に短いため（次章-表 2.1 参照）、J-PARC のような高計数率の条件のもとでは PWO 結晶が適していると言える。PWO 結晶の発光量は BGO 結晶に比べると小さいが、PWO 結晶を -20°C まで冷やすことで、100 keV の γ 線に対して 100 % の検出効率が期待され、BGO 結晶と同様の性能が得られることが確かめられている [19]。

Hyperball-J に組み込む Ge 検出器のプリアンプは、以前と同様にトランジスタリセット型のものを用いる。トランジスタリセット型プリアンプとは、図 1.8 のような出力を持つもので、プリアンプのフィードバックコンデンサにおいてエネルギーデポジットの積算値が一定値を超えると出力をベースラインまで戻す仕組みを持っている。ビームハローや標的で散乱された粒子が Ge 結晶を突き抜けると数 10 MeV のエネルギーを落とすため、このような事象が高計数率で起こる場合は通常用いられる抵抗フィードバック型では出力信号が飽和電圧に達して不感となる時間（即ちデッドタイム）が多くなる。したがって J-PARC のようなエネルギーデポジットレートが高い状況下ではリセット型プリアンプを用いる。150 MeV のエネルギーが溜まると放電する仕様となっている。また、Hyperball-J からは Ge 結晶の冷却システムとして、液体窒素による冷却から機械式冷却方法へ変更した。これによって温度管理が容易になり、液体窒素充填作業による実験時間のロスも防げる [18]。また、以前の大きな液体窒素タンクが不要となるため、より密接した並行配置が可能となる。

読み出し回路については、Hyperball2 と同じものを用いる。これは以前の KEK や BNL での実験から今回の J-PARC 実験におけるビーム状況下でも十分に動作することが確認されている、Hyperball-J による X 線のエネルギー分解能は、ビーム下でのピークの広がり効果を考慮に入れても FWHM で 2 keV 以下であると予想される。我々は X 線エネルギー絶対値を $\sigma = 50 \text{ eV}$ の精度で決めることを目標としている。この値は Ξ^- 粒子の質量の不定性や、E03 で得られる X 線ピーク数などを考慮した値

である。286 keV の $\text{Fe}\Xi$ -X 線は全 2,500 count 計測される見積もりであり¹、統計精度として 50 eV に達すると考えられる。

また、この Hyperball-J で得られるであろう $\text{Fe}\Xi$ -286 keV の X 線エネルギーピークは図 1.9 のようになると予想される。エネルギーシフト、幅を何通りか仮定してシミュレーションを行った。図 1.9(a) はエネルギーシフト、幅ともに 4 keV の場合、図 1.9(b) はエネルギーシフト、幅ともに 0 keV の場合である [20]。幅が 4 keV と大きくても、十分にバックグラウンドから分かれて認識できることがわかる。なお、このバックグラウンドは KEK-PS、E419 実験 (π^+, K^+) [3] での Hyperball 計測結果のバックグラウンドに Hyperball のアクセプタンス比、ターゲットの違い、反応の違いのファクターを掛けて見積もっている。バックグラウンドの正しい絶対値はわからないが、それも考慮して十分な大きなファクターを掛けて見積もられている。

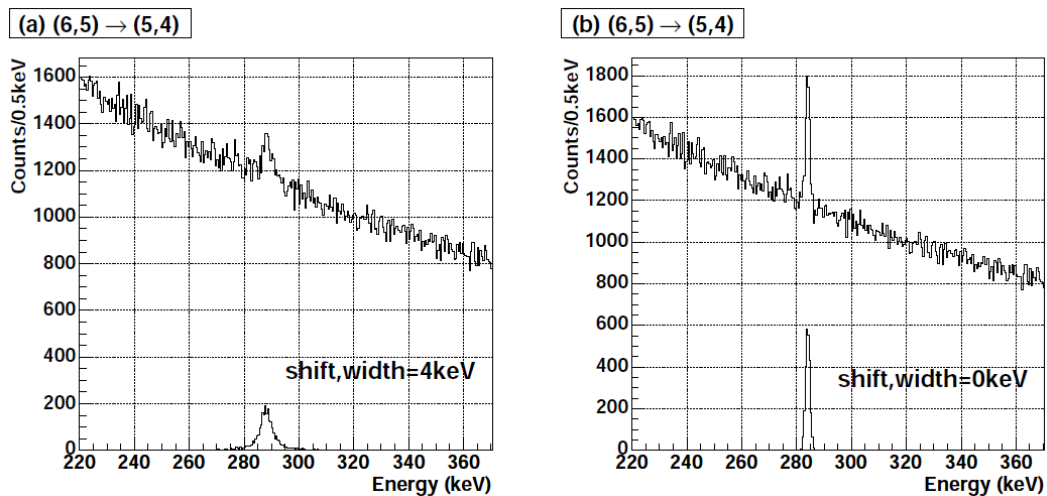


図 1.9: Hyperball-J で得られる $\text{Fe}\Xi^-$ 原子からの $(n,l)=(6,5) \rightarrow (5,4)$ の X 線ピーク予想ヒストグラム。

1.4.3 較正の問題

X 線エネルギー較正の際に問題となるのが、高レートビーム入射時にピーク位置が数 100 eV シフトすることである。これはエネルギーデポジットの大きい荷電粒子が Ge 結晶に継続的にエネルギーを落としてベースラインシフトが起こるためであり、ビーム環境によってそのシフト値は変化する。3.3 節で述べるテスト実験では最大 500 eV シフトしており、E03 実験でも 200~300 eV のシフトが予想される。ビーム強度によってシフト値は変わってしまうため、X 線データと同時に較正用データを取得することが必要不可欠である。

例として、CERN で行われた $^{172}\text{Yb } \bar{p}$ 原子と $^{176}\text{Yb } \bar{p}$ 原子の X 線測定を行った実験 [21] の較正方法を紹介する。これはターゲットから 15 cm と 20 cm 離れた 2 台の Ge 検出器を使って 100 keV から 400 keV の X 線のエネルギー、幅を計測しており、E03 実験によく似たセットアップの実験と言える。その較正方法は、 ^{152}Eu と ^{192}Ir 線源をターゲットのすぐ横に置いて行ったもので、X 線データは反陽子原子が生成されたというトリガーをかける一方、較正データは Ge 検出器のシングルトリガーでかけるが、そのままではレートが高いため、プリスケールで 1/21 に間引いてデータを取るというものである。この実験では合計 35 時間の測定を 63 run に分けて較正を行ってからヒストグラムに詰めることで、ピーク位置の経時変化を小さくしている。各 run での較正精度は、 ^{192}Ir の 316.5 keV- γ

¹ビーム強度 1.4×10^6 /spill, 全 K^- 粒子の数が 1.0×10^{12} と仮定した場合。

線で 89 eV であり、最終的な X 線エネルギーの精度は 40 eV まで求めることが出来ている。また、 Σ^- 原子 X 線測定実験でも Ge 検出器を用いて 50 eV の精度の達成に成功している [22]。

今までの Hyperball を用いた分光実験でも、標準線源を用いてエネルギー較正を行っていたが、今回 J-PARC で行われる分光実験は大強度のためバックグラウンドが多く、標準線源による S/N 比の悪い γ 線ピークでは、較正に使えるだけの統計を集めるには時間がかかり、短時間で貯めようとする DAQ の時間を割くことになる。これは X 線データ計測量の減少に繋がる。したがって、これまでのような標準線源を用いずに、効率よく較正用 γ 線を得る仕組みが必要であった。

また、J-PARC 実験審査委員会 (PAC) における実験採択においても、較正時のデッドタイムの減少が 1 つの重要課題として挙げられており、較正方法を以前の標準線源を用いる方法からの変更が求められていた。

そこで我々は LSO シンチレーターを用いた in-beam 中での同時較正方法を新しく開発し、その性能評価を行った。次章からその較正方法について述べることとする。

第2章 LSO シンチレーターを用いたエネルギー較正システム

2.1 LSO シンチレーター

LSO シンチレーターは最近開発されたシンチレーター [23] で、 Lu_2SiO_5 （ルテチウムオキシオルト珪酸塩）に少量の Ce を活性体として添加した結晶である。LSO シンチレーターのような無機結晶のバンド構造モデルでは、図 2.1 のように全ての電子は価電子帯 (valence band) にあり、伝導帯 (conduction band) との間には電子の存在できない禁止帯がある [24]。伝導帯に励起された電子は結晶内を自由に移動することが出来るが、無機結晶では禁止帯の幅が 5~10 eV と大きいため、常温では電子は伝導帯に励起されない。活性体として少量の不純物を添加することで禁止帯に不純物の基底準位がつくられ、この準位が放射線によって励起されると可視波長領域の光の放射を伴うエネルギー遷移が効率的に行われるようになる。発光のプロセスは以下の通りである。

1. 放射線が入射し、エネルギーを落とすことで結晶原子が励起され、電子と正孔が作られる。
2. 電子は伝導帯に励起され、価電子帯には正孔が残る。
3. 電子は伝導帯中を移動して活性体原子に捕獲され、活性体原子は励起状態になる
4. 励起準位の活性体原子が光子を放出して基底準位に遷移する。

また、LSO シンチレーターには以下のような特徴がある [25]。

- 主成分である Lu の原子番号 ($Z=71$) が高く、また結晶の密度も高いため、中・高エネルギー γ 線に対する光電効果の確率が高く、小さなサイズでも検出効率が高い。
- 相対感度が NaI(Tl) の約 75% と高く、エネルギー分解能が比較的高い。
- 減衰定数が 40 ns と短いためタイミング特性が優れている。
- 吸湿性がなく、取扱いが容易である。

他の無機シンチレーターとの特性の比較は表 2.1 に示す通りである [26]。LSO はこれらの特性を活かし、短い減衰定数と高検出効率で PET を含めた将来の核医学の多くの応用に期待されているシンチレーターである [27]。

しかし、LSO シンチレーターにはノイズの問題がある。組成は Lu_2SiO_5 で、主成分の Lu は 2.59 % の放射性同位元素 ^{176}Lu を含む。これは図 2.2 のように β^- 崩壊 (半減期: 3.7×10^{10} 年) するため、LSO シンチレーター自身が β^- 崩壊の電子を捉えて光を放出し、ノイズになってしまうのである。なお、その放射能は約 300 Bq/cm^3 である。

我々は逆にこの β 崩壊ノイズに注目した。 β 崩壊の際には 202 keV と 307 keV の γ 線も放出される。この 2 本の γ 線は、今回注目している X 線のエネルギー 286 keV を較正するのに丁度いい値となる。LSO シンチレーターを光電子増倍管に付け β^- 崩壊時のシンチレーション光をトリガーとして利用すれば、効率よく較正用の ^{176}Lu の γ 線を検出できるという仕組みである。

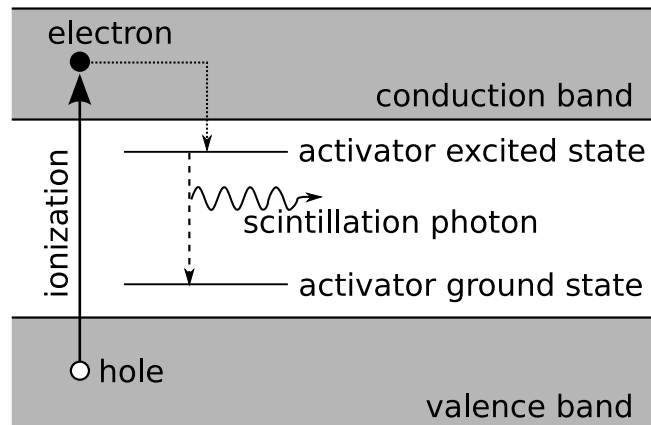


図 2.1: 無機シンチレーターの発光原理。

表 2.1: LSO シンチレーターの特性と BGO、PWO、NaI(Tl) シンチレーターとの比較。

シンチレーター	密度 [g/cm ³]	蛍光減衰時間 [ns]	屈折率	相対光量	潮解性
LSO	7.35	11,36	1.82	76	なし
BGO	7.13	300	2.15	12	なし
PWO	8.28	2.1, 7.5, 26	2.16	0.26	なし
NaI(Tl)	3.67	230	1.85	100	あり

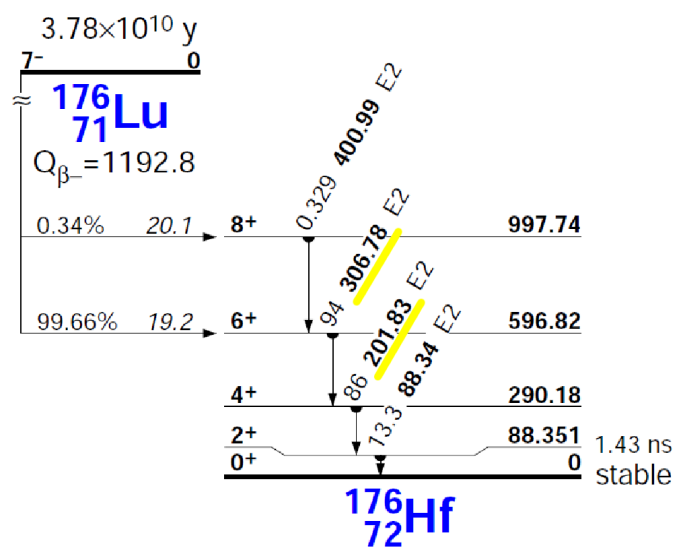


図 2.2: ^{176}Lu の崩壊ダイアグラム。

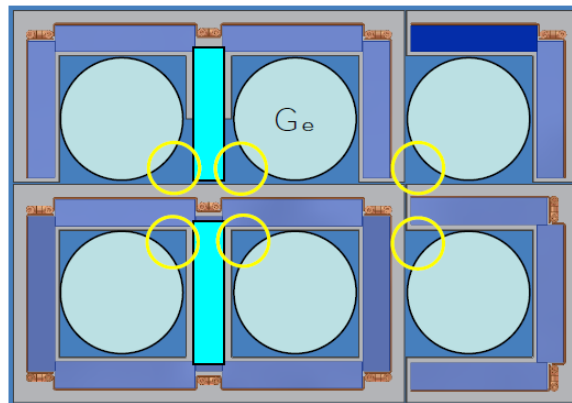


図 2.3: 光電子増倍管の設置場所の一例。

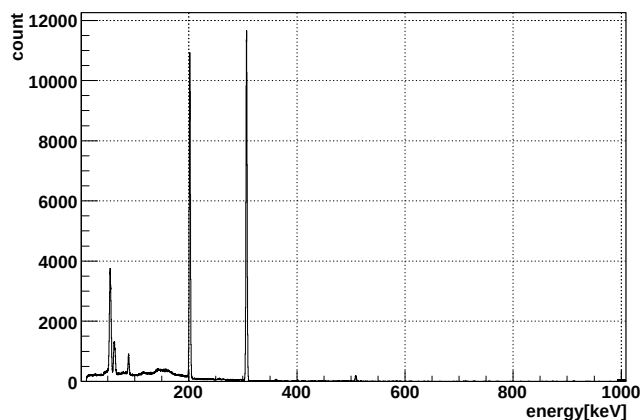


図 2.4: Ge 検出器を使って得られた ^{176}Lu の γ 線ピーク。202 keV と 307 keV に鋭いエネルギーピークが見られる。

2.2 設置場所

LSO シンチレーターの放射能は 300 Bq/cm^3 と非常に弱いため、なるべく Ge 検出器の近くに設置したい。図 2.3 のように、Ge 検出器と PWO サプレッサーの間に光電子増倍管を置かなければならないので、光電子増倍管の大きさに制限が出てくる。そこでその隙間に入るのに十分な細さである $10.5 \text{ mm } \phi$ (光電面 $8 \text{ mm } \phi$) の光電子増倍管 (浜松ホトニクス社製:H3164-10) を置き、その先に $10 \text{ mm } \phi \times 1 \text{ mm}$ の LSO シンチレーターをつけて Ge 検出器のすぐ横に設置することにする。

実際に光電子増倍管に LSO シンチレーターを付け、Ge 検出器を用いて、LSO シンチレーターの光をトリガーにして ADC ヒストグラムをとると図 2.4 のようになる。 ^{176}Lu の 2 本の γ 線のピークがきれいに見えている。

第3章 テスト実験

3.1 Ge 検出器の位置依存性テスト

我々が E03 実験で目指している精度は 50 eV であるが、Ge 検出器は γ 線源の位置によって見かけのエネルギーピーク位置が変わること（位置依存性）が知られている。位置依存性の理由を同軸型の図 3.1 で説明すると、A 点からの γ 線は B 点からのものに比べて電荷の収集に時間がかかり、収集が完全でないときがあることや、 γ 線相互作用で作られた二次電子が検出器の電界中でわずかなエネルギーを得る効果などと考えられている [28]。

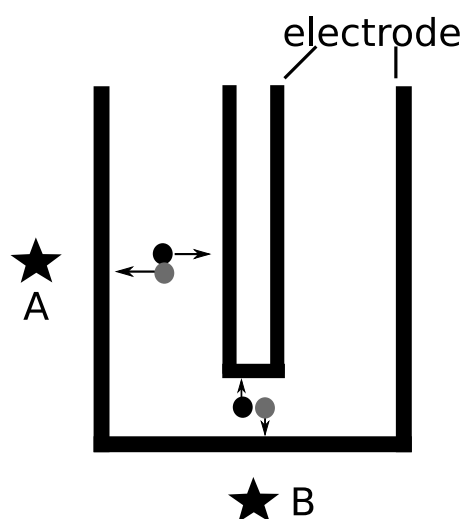


図 3.1: 同軸型 Ge 検出器の断面図。内側と外側に電極がある。

そこで、Hyperball-J の Ge 検出器と同じ大きさの 70 mm ϕ $\times$ 70 mm (230 cm³) の結晶を持つ、ORTEC 社製の GMX-60220-PLUS-S を使い、検出器軸の延長線上での距離依存性を調べた。方法は図 3.2 のように、2 種類の線源、¹³³Ba と ¹⁵²Eu を使い、片方の線源を固定し、もう一方の線源を動かした時に、ピーク位置が相対的にどれだけ動くかを見た。¹³³Ba については強度が異なるものを 2 つ (673 kBq と 246 kBq) 使い、¹⁵²Eu については 1.07 MBq のものを 1 つ使った (強度は 2008 年 6 月 24 日実験時)。

結果は図 3.3 のようになり、結晶に近いほどエネルギーが高く出ることがわかった。その大きさは、2 cm から 35 cm で約 30 eV 異なる。パイルアップによる効果では全体的にピークが移動するので、これはパイルアップによる変動ではなく、位置依存性の効果によるものである。また、入射方向の違いによっては 100 eV も差が出ることもあり、50 eV の精度を目指す E03 実験では無視できないズレとなる。そこで ¹⁷⁶Lu の γ 線エネルギーを以下のように実効エネルギーとして求めてやることを考えた¹。

¹位置依存性を考慮して補正すれば正しいエネルギーが出ることがわかっており (付録 A 参照)、我々は位置依存性については十分に理解をしているが、実効エネルギーを用いた方が Ge 検出器の個体差を考慮する必要がないため便利である。

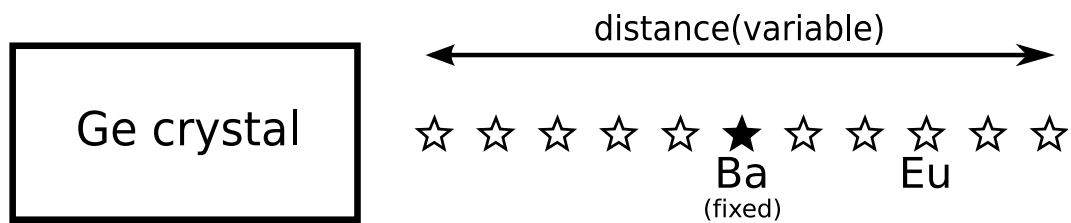


図 3.2: γ 線入射位置依存性を確かめた実験の配置図。2 つの線源 ^{133}Ba と ^{152}Eu を用い、一方の線源を検出器軸上で動かし距離を変えて実験を行った。

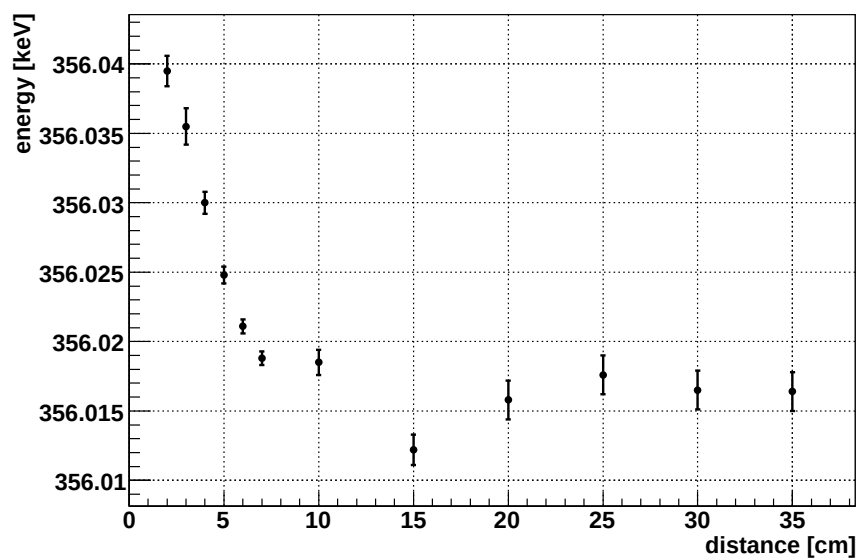


図 3.3: Ge 検出器の検出器軸上の位置依存性。

- LSO をつけた光電子増倍管を Ge 検出器の真横に固定しておく。
- ターゲットの位置に線源 (^{133}Ba , ^{152}Eu , ^{192}Ir など) を置き、それを使って ^{176}Lu の γ 線エネルギーを較正して求め、実効エネルギーとして定義する。
- E03 本実験中は線源を取り除き、ターゲットからの X 線を実効エネルギーを使って較正する。

実効エネルギーはターゲット位置と LSO シンチレーターの位置の違いによるエネルギーのズレを含んだ値なので、位置依存性を考慮せずにエネルギー較正が可能となる。

テストとして実際に実効エネルギーを求め、較正によって再現が可能かのチェックを行った。ターゲットは、Ge 検出器から約 15 cm 離れた位置に置かれる予定なので、 ^{152}Eu 線源を Ge 検出器表面上から 15 cm 離し、LSO シンチレーターをつけた光電子増倍管を Ge 検出器の横に、表面から 4.5 cm の距離の場所に設置した。 ^{152}Eu の γ 線 (122 keV, 245 keV, 344 keV) から ^{176}Lu の γ 線を較正して実効エネルギーを求める。求められた実効エネルギーは 201.855 ± 0.006 keV と 306.831 ± 0.006 keV であった。次に ^{152}Eu 線源を外して ^{133}Ba 線源を置き、X 線のエネルギー 286 keV に近い 276 keV の γ 線を ^{176}Lu の 2 本の γ 線の実効エネルギーを使って計算した。その結果は 276.400 ± 0.009 keV となり、Table of isotope による値、 276.398 ± 0.002 keV を再現できた。したがって、実効エネルギーを用いることで、目標精度 50 eV に対して十分小さな系統誤差で再較正が可能であると言える。

LSO シンチレーターとターゲットの位置依存性の違いについては実効エネルギーを用いることで無視出来ることがわかった。しかし、ターゲット自身に大きさがあるため、ターゲットのどの位置から X 線が出たかによってエネルギーが変わるとその分誤差が大きくなってしまう。ターゲットの大きさはビームから見て $6\text{ cm} \times 1.5\text{ cm}$ で、長さが 3 cm であり、Ge 検出器表面から約 15 cm 離れた場所に置かれる予定である。ターゲット体積内でどの程度違いがあるかを、2 種類の線源 (^{133}Ba と ^{152}Eu) を使って Ge 検出器から検出器軸で 15 cm 離れた位置における依存性を調べた (図 3.4)。結果は図 3.5 の通りで、誤差 2 eV の範囲で一定と考えてよく、今回の目標精度 50 eV に対して十分に小さいことがわかった。

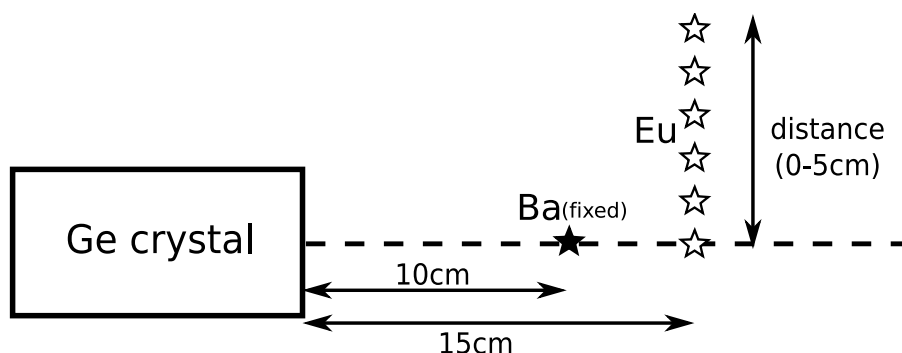


図 3.4: ターゲット体積内での位置依存性を調べるための実験セットアップ。 ^{133}Ba を固定し、 ^{152}Eu を 15 cm 離れた位置で軸から垂直に 0 cm~5 cm 離してピーク位置の変動を調べた。

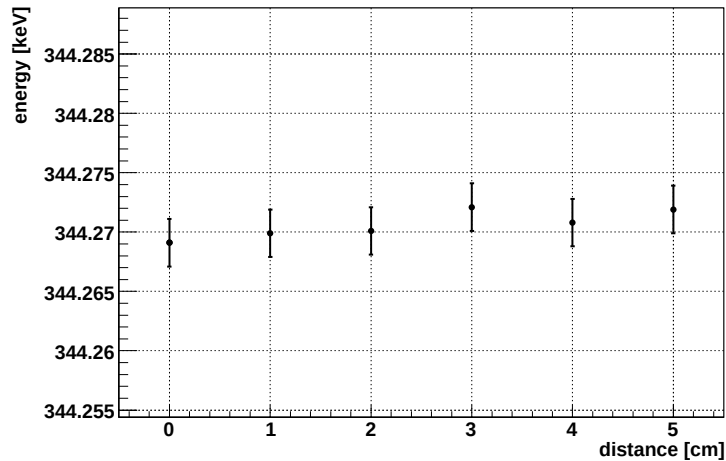


図 3.5: ターゲット大きさ内での位置依存性。誤差はそれぞれ 2 eV で、誤差内で一定と言ってよい。

3.2 高レート γ 線入射テスト

E03 実験時には多くの不要な γ 線がバックグラウンドとして入射してくることが予想される。 ^{176}Lu の γ 線は光電子増倍管の ADC、そして Ge 検出器と光電子増倍管の信号の時間差 (TDC) でカットをかければよいと予想されるが、10 mm $\phi \times$ 1 mm の LSO シンチレータは 23 Bq 程度で、バックグラウンド γ 線に比べて非常に弱いため、このカットによって実際に較正用データの ^{176}Lu ピークが抽出されるのを確認する必要がある。

3.2.1 実験セットアップ

Ge 検出器の横に LSO シンチレータをつけた光電子増倍管を置き、線源の ^{22}Na と ^{133}Ba を近づけて高レート γ 線を入射させてテストを行った。実験の回路図は図 3.6 のように、Ge 検出器の ADC データに加え、LSO シンチレータの ADC データと TDC データを取っている。トリガーは LSO シンチレータだけでかけている。図中の G.G. は Gate Generator、UHA は Ultra High Rate Amplifier、TAC は Time to Amplitude Converter を表し、UHA は半導体検出器専用の耐高計数率の増幅器 (ORTEC 社製 973U、Gated Integrator 3 μs)、CAMAC ADC は AD 変換時間の短い ADC (ORTEC 社製 AD413A) を用いた。

実験の配置は図 3.7 のような位置関係で、 ^{133}Ba の位置は変えず、強線源の ^{22}Na を Ge 検出器中心から 23 cm に置いたとき実験 (1) と、13 cm に置いたとき実験 (2) の 2 つの場合について調べた。実験 (1) の Ge 検出器のレートは 40 kHz、実験 (2) は 78 kHz となったが、LSO シンチレータが約 80 keV 以上の信号を検出したときだけトリガーがかかるよう設定したため、トリガーレートはそれぞれ 160 Hz と 266 Hz まで減らせた。

3.2.2 結果

実験 (1) で得られた Ge 検出器の ADC データは図 3.8 の通りである。356 keV ピークの半値幅は 2.4 keV であった。図 3.8 の右上に拡大されているとおり、 ^{176}Lu の 307 keV ピークと ^{133}Ba の 303 keV ピークの裾が重なっている。 γ 線のバックグラウンドが多いために、LSO トリガーでデータを取得し

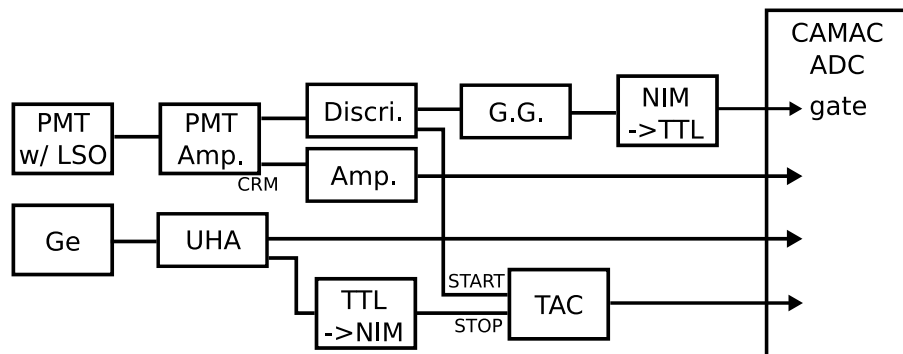


図 3.6: 高レート γ 線入射時テストの回路図。

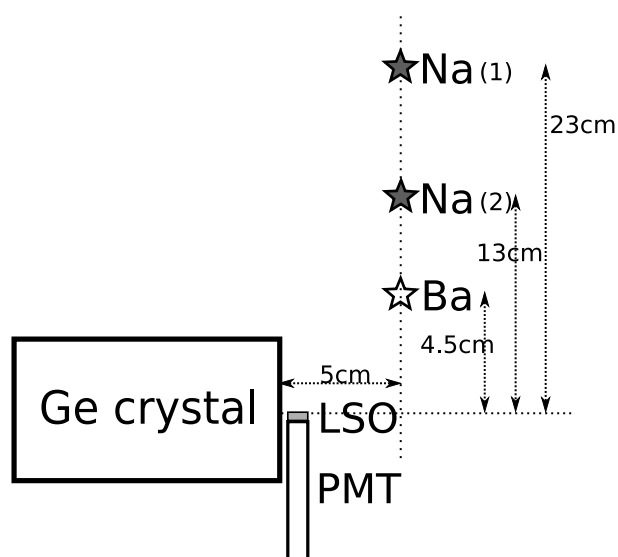


図 3.7: 高レート γ 線入射テストのセットアップ

でも ^{176}Lu の γ 線ピークだけが抽出されるわけではないことがわかる。これは ^{133}Ba が同時に複数の γ 線を出しているのが主な原因と考えられる。

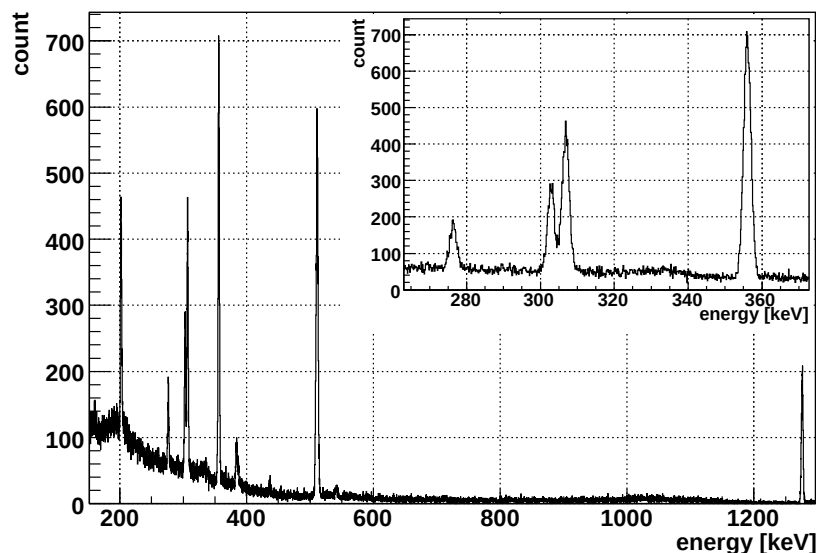


図 3.8: LSO トリガーで得られた Ge 検出器のエネルギーヒストグラム。 ^{176}Lu の 202 keV, 307 keV ピークに加え、 ^{133}Ba の 276 keV, 303 keV, 356 keV, 384 keV と ^{22}Na の 511 keV, 1275 keV のピークが見えている。

光電子増倍管の ADC ヒストグラムは図 3.9 のようになり、Ge 検出器の ADC と光電子増倍管の ADC の二次元ヒストグラムは図 3.10 のようになる。Ge 結晶と LSO シンチレーターで合わせて 511 keV のエネルギーを落としている（一度片方でコンプトン散乱をして、もう片方で全吸収された）イベントも見えている。

光電子増倍管と Ge 検出器の時間差（TDC）のヒストグラムは図 3.11、Ge 検出器の ADC と TDC の二次元ヒストグラムは図 3.12 のようになり、Ge 検出器で検出されたエネルギーが高いほど、時間的に早く信号を捕えられているような TDC-ADC 相関が見えている（TDC は 1 ch 当たり約 0.1 ns）。

3.2.3 考察

^{176}Lu の 202 keV, 307 keV の γ 線ピークを選び出すために、光電子増倍管の ADC データ、そして TDC データを使ってカットをかけていく。図 3.10 より、光電子増倍管で 190 keV 以上のカットをかければ、LSO シンチレーターと Ge 検出器で合わせて 356 keV や 384 keV 落とすようなバックグラウンドは大幅に減りそうである。また図 3.12 より、TDC データで 2000 ch から 4000 ch でカットをかければアクシデンタルなコインシデンスを減らすことが出来ると考えられる。実際にカットをかけると図 3.13 のようになる。カットをかける前が緑色のヒストグラム、光電子増倍管の ADC でカットをかけたものが茶色のヒストグラムで、さらに TDC でカットをかけると黒色ようになる。光電子増倍管の 190 keV 以上でカットをかけると ^{176}Lu の γ 線ピーク周りのバックグラウンドが大幅に減り、TDC カットによってアクシデンタルに入った ^{133}Ba 線源のピークを減らすのに成功しているのがわかる。この際、 ^{176}Lu γ 線のピークの大きさは殆ど変わっておらず、光電子増倍管の ADC と TDC の適切な領域でカットをかけることで ^{176}Lu ピークを選び出すことが出来ると言える。 ^{176}Lu γ 線の 202 keV はカットによって S/N 比が 5.6 倍に向上、307 keV ピークは 3.6 倍に向上し、 ^{176}Lu の 307 keV γ 線ピークの重なりがなくなった。

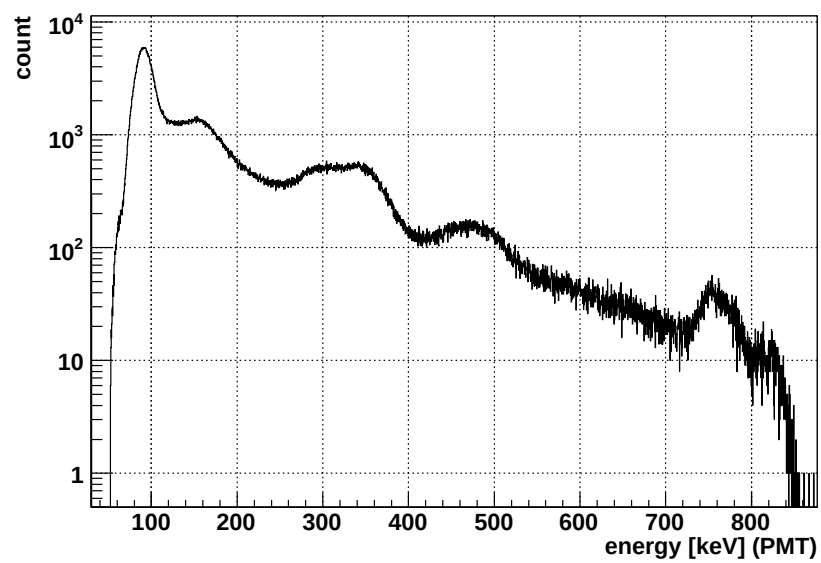


図 3.9: 光電子増倍管の ADC ヒストグラム。

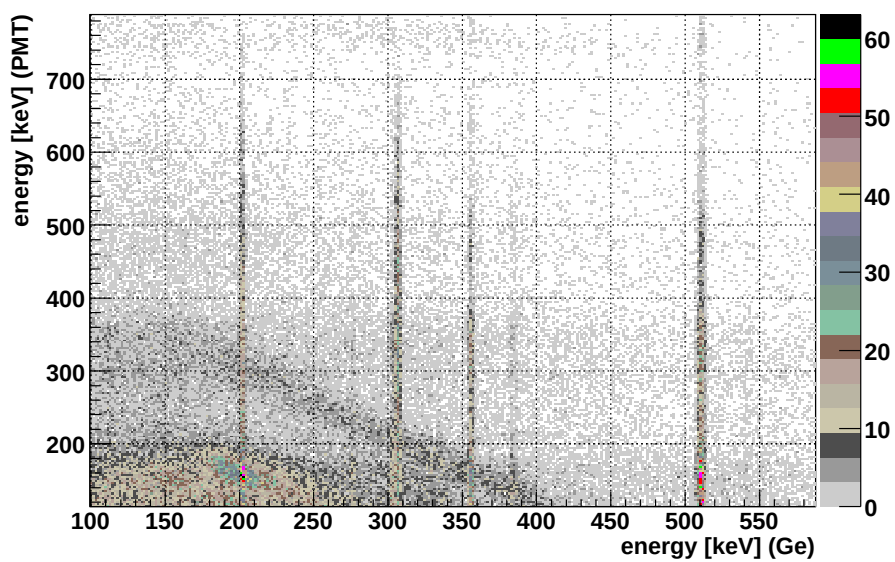


図 3.10: Ge 検出器の ADC と光電子増倍管の ADC の二次元ヒストグラム。

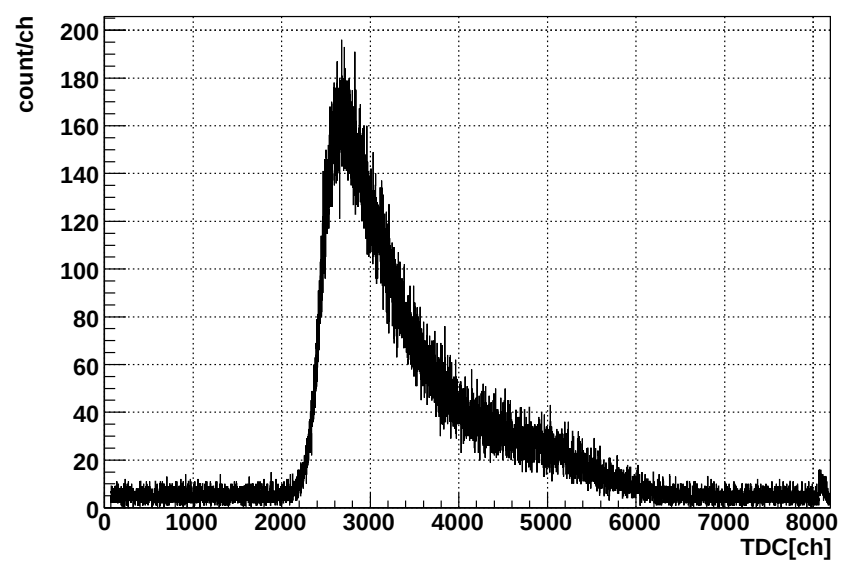


図 3.11: 光電子増倍管と Ge 検出器の時間差 TDC ヒストグラム (1ch 当たり約 0.1 ns)

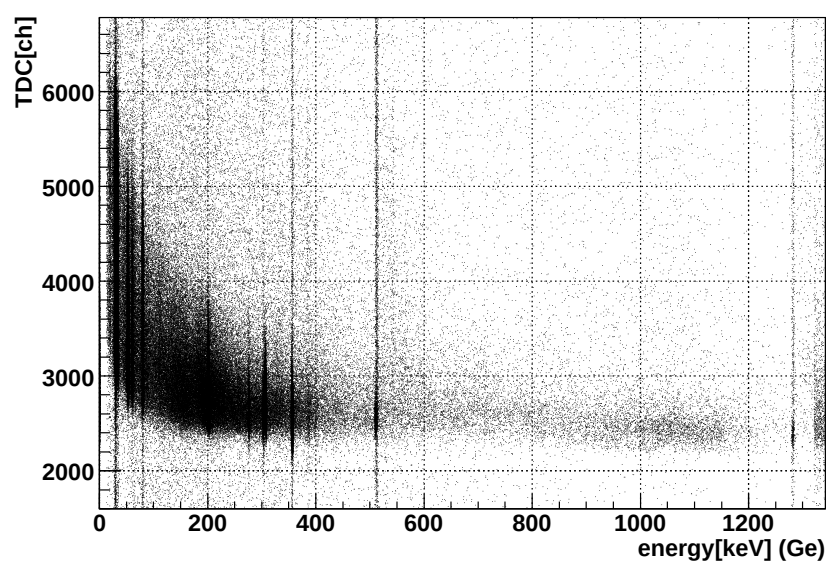


図 3.12: Ge 検出器の ADC と TDC の二次元ヒストグラム。

また、 ^{22}Na をより近付けた実験 2 にカットをかけた結果は図 3.14 のようになり、実験 1 と同様にバックグラウンドの抑制が十分に出来ていることがわかる。カットによって、S/N 比は 202 keV, 307 keV それぞれ 5.3 倍、3.5 倍に向上した。

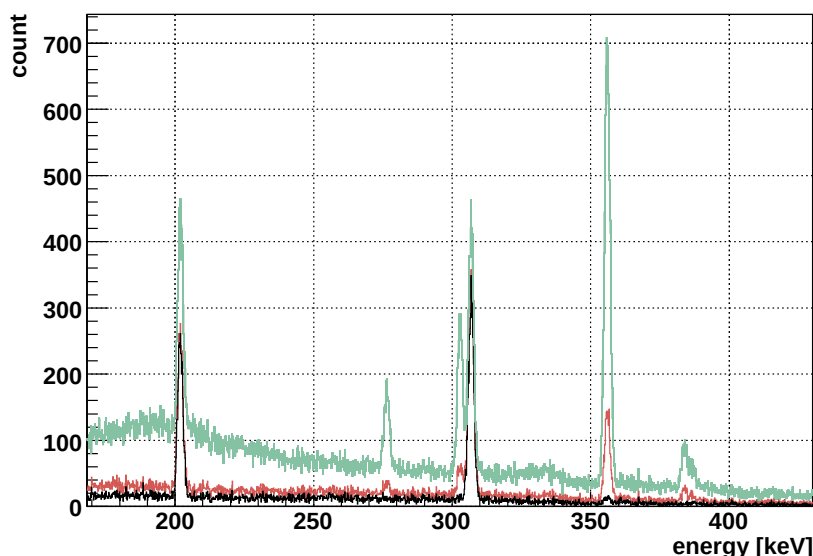


図 3.13: (a)“光電子増倍管の ADC で 190 keV 以上”、(b)“TDC で 2000 ch 以上 4000 ch 以下” という条件でカットをかけた結果（実験 1）。緑色のヒストグラムはカット無し、茶色が (a) だけでカットをかけたもの、黒色が (a),(b) 両方の条件を用いてカットをしたものである。 ^{176}Lu γ 線の 2 本のピークが強調され、他の線源のピークとバックグラウンドは抑制されていることがわかる。

以上の結果から、 γ 線が高レートで入射した場合も、Ge 検出器の TDC と光電子増倍管の ADC のデータを同時に取ってカットをかけることで、バックグラウンドの少ない較正データを得られると言える。

3.3 高レート陽電子ビーム入射テスト

前節の通り高レート γ 線入射時のテストに成功した。しかし、荷電粒子が Ge 結晶に入射した場合、 γ 線に比べてエネルギーデポジット値が約 2 桁大きいため、ベースラインシフトやパイルアップなどが起こり、ピーク位置が変動する。そこで荷電粒子を Ge 結晶に高レートで入射し、in-beam 状態での較正テストを行った。テスト実験は東北大学原子核理学研究施設にて行い、陽電子ビームを直接 Ge 結晶に入射し、E03 と同程度、またはそれ以上の負荷をかけてテストした。

3.3.1 実験セットアップ

実験配置図は図 3.15 のように、Ge 検出器の真横に LSO シンチレーターをつけた光電子増倍管を置き、Ge 結晶に直接陽電子を入射させる。また、仮想 X 線源として、Ge 検出器軸上に ^{133}Ba か ^{152}Eu 線源を設置してある。

トリガー回路は図 3.16 の通りで、Ge 検出器のシングルトリガーであるトリガー 1 と、光電子増倍管と Ge 検出器のコインシデンスをとったトリガー 2 の 2 種類を用いた。Ge 検出器のカウントレートが高いため、トリガーの時点で Ge 検出器の信号で 100 keV ~ 1 MeV のエネルギー領域を選んで

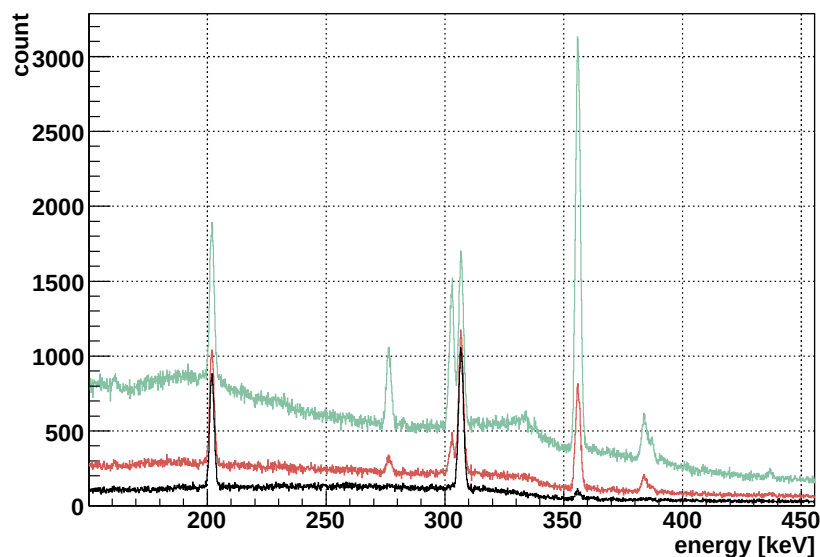


図 3.14: 実験 1 と同様の条件でカットをかけた結果 (実験 2)。緑色のヒストグラムはカット無し、茶色が (a) だけでカットをかけたもの、黒色が (a),(b) 両方の条件を用いてカットをしたものである。 ^{22}Na が強線源なので実験 1 よりバックグラウンドが多い状態であったが、同様のカットをかけることで大幅にバックグラウンドを減らせていることがわかる。

表 3.1: in-beam テスト実験におけるビームレートと線源の組み合わせ、各計測時間、プレスケール値、線源の Ge 検出器表面からの距離。

source	Beam[kHz]	計測時間 [時間]	プレスケール値	線源の距離 [cm]
^{152}Eu	20	6.5	1/30	0
^{152}Eu	5	3.5	1/20	8.8
^{133}Ba	10	4.5	1/100	8.0
^{133}Ba	5	2.5	1/30	15

カットをかけ、無駄なトリガーはなるべく減らしておく。陽電子が Ge 結晶を横切の際に非常に大きなエネルギーが落とされるため、このトリガーカットによって荷電粒子による信号を大幅に取り除ける。さらに、トリガー 1 についてはエネルギーカット後でも Ge 検出器のトリガーの数が多すぎ、DAQ のデータ処理レートを超えてしまうため、prescaler を用いて間引いている。図 3.16 内の Att. とは Attenuator、G.G. は Gate Generator を表す。TFA は Timing Filter Amplifier、CFD は Constant Fraction Discriminator をそれぞれ意味し、TFA と CFD を用いることで時間分解能を上げて TDC の start 信号に用いている。また、スケーラー #3 と #4 を見ることでトリガー 1 と 2 を区別し、スケーラー #1 とスケーラー #2 を比較して DAQ のデッドタイムを見ている。様々なビーム状況でのテストを行うため、ビームのレートを 5 kHz, 10 kHz, 20 kHz と変えたが、ビームの使用時間が限られていたため表 3.1 のような組み合わせで合計 4 データ、時間にして計 17 時間の統計を貯めた。

ビームレートが上がると Ge 検出器のカウントレートすなわちトリガーレートが上がり、DAQ のデッドタイムが増加してしまうため、プリスケールの値を大きくして間引いている。バックグラウンドに対する線源ピークを大きくするため線源を近付ける必要があり、ビームレートによって線源の位置を変えている。プリスケール値と線源の Ge 検出器表面からの距離は表 3.1 の通りである。

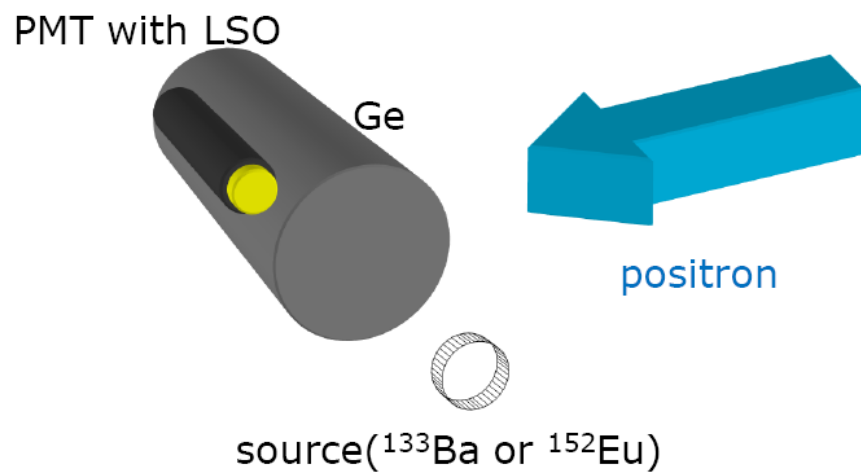
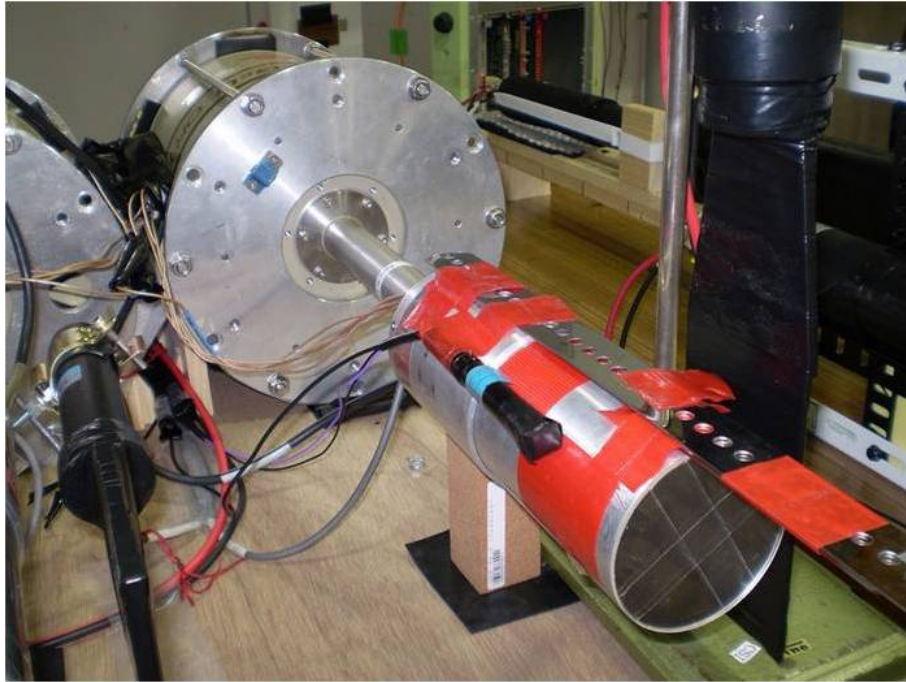


図 3.15: 高レート陽電子入射時テストの実験配置図。

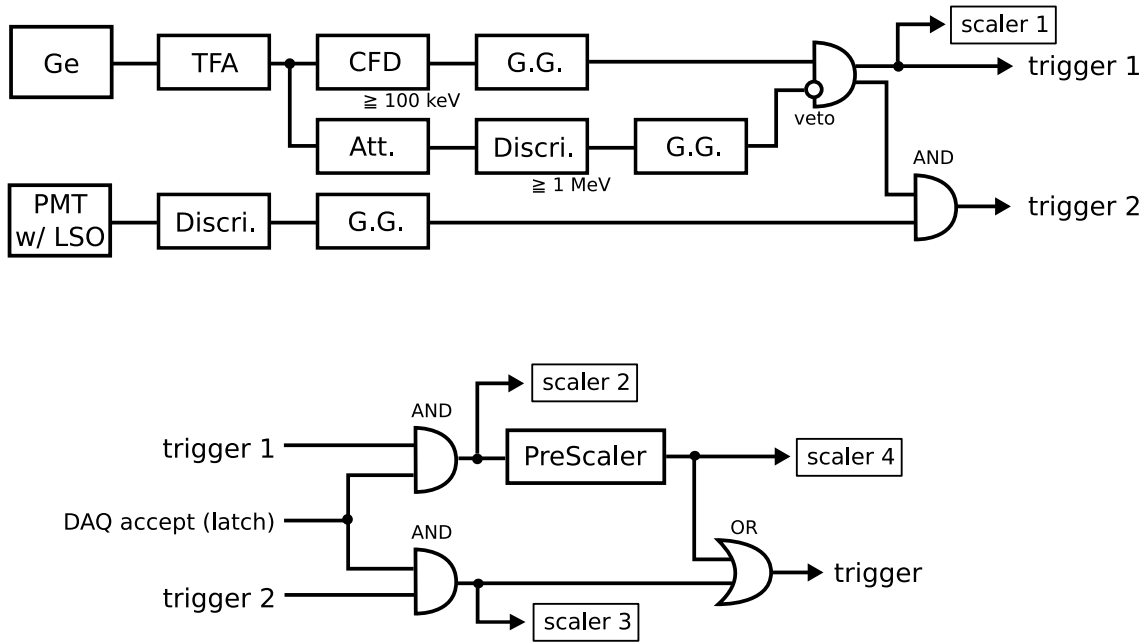


図 3.16: 高レート陽電子入射テストのトリガー回路。

表 3.2: in-beam テスト実験におけるビーム状況と用いた線源の組み合わせ、Ge 検出器のカウントレート、リセットレートデッドタイム、そして Ge 検出器と LSO シンチレーターのコインシデンストリガー（トリガー 2）レート。また参考として、KEK-PS で行われた E566 実験の結果を載せた。E03 実験は E566 の半分程度の負荷と予想されている。

状況	Ge rate [kHz]	reset rate [kHz]	Dead Time (Ge) [%]	Coincidence rate [Hz]
20 kHz, ^{152}Eu	105	7.3	60	37
5 kHz, ^{152}Eu	44	2.8	24	17
10 kHz, ^{133}Ba	66	4.1	38	24
5 kHz, ^{133}Ba	40	2.5	27	17
(KEK-PS E566)		3	46	

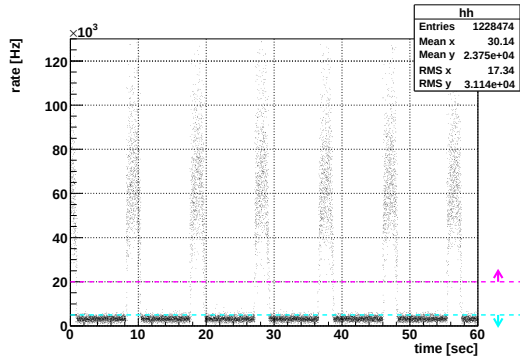
3.3.2 結果

ビームレート、Ge 検出器のカウントレートとデッドタイム、コインシデンストリガーのレートは表 3.2 の通りである。ビームは陽電子ビームのため γ 線バックグラウンドが多く、また線源を近くに置いて実験を行っていることもあり、Ge 検出器のレートはビームレートよりも高くなっている。リセットレートはエネルギーデポジットレートに比例した値なので、Ge 検出器への負荷を比較するのに良い指標となる。参考に E566 実験（KEK-PS）[29] の結果を載せているが、E03 実験で想定している環境は E566 実験の半分程度のカウントレートと考えられているため、このテスト実験において E03 実験に近い環境となるのは 5~10 kHz の間である。つまり 20 kHz のビームは数倍の負荷を与えていることになり、より厳しい環境下でのテスト実験を行ったと言える。

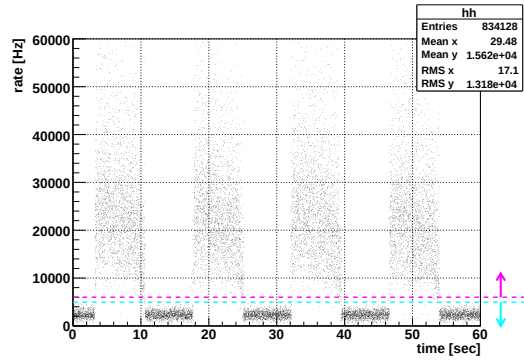
ビームレートの時間変化は図 3.17 のようになっており、オン、オフを繰り返している。縦軸は Ge 検出器が 1 MeV 以上の信号を検出したレートであり、高レートのビームはビームフラット時間が短い。交互に出るビームオン状態とビームオフ状態を分けてヒストグラムに詰めて解析を行った。オンとオフの判断は 1 MeV 以上の信号のカウントレートで行い、その判断基準は表 3.3 の通りである。図 3.17 の各図にも基準のラインを引いた。

表 3.3: ビームオンとオフの判断基準。

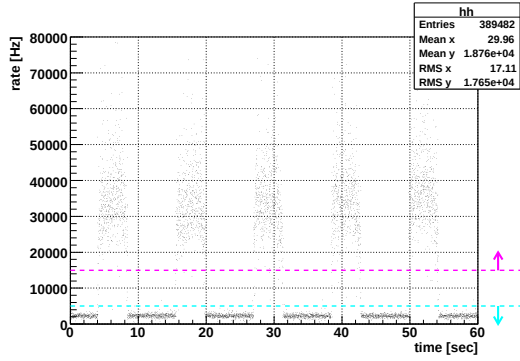
source	Beam[kHz]	ビームオンの判断基準	オフの判断基準
^{152}Eu	20	20 kHz 以上	5 kHz 以下
^{152}Eu	5	6 kHz 以上	5 kHz 以下
^{133}Ba	10	15 kHz 以上	5 kHz 以下
^{133}Ba	5	6 kHz 以上	5 kHz 以下



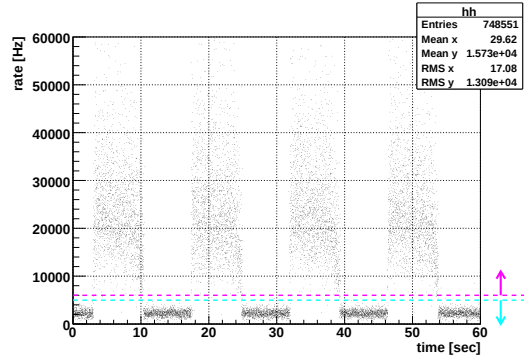
(a) 20kHz beam w/ ^{152}Eu



(b) 5kHz beam w/ ^{152}Eu



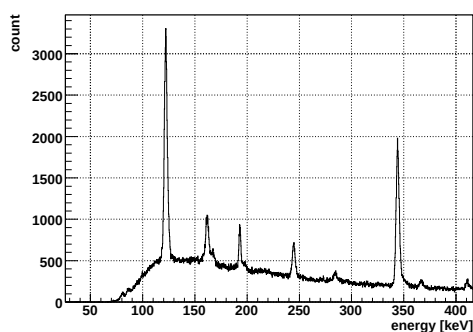
(c) 10kHz beam w/ ^{133}Ba



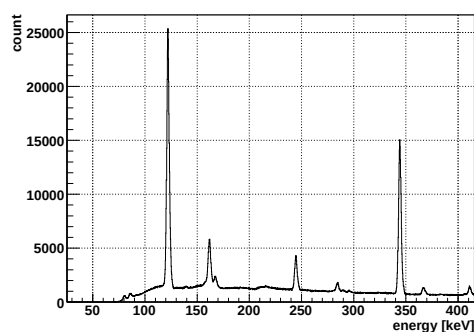
(d) 5kHz beam w/ ^{133}Ba

図 3.17: 陽電子ビームレートの時間変移。オンとオフを繰り返すスパイル構造を持っている。

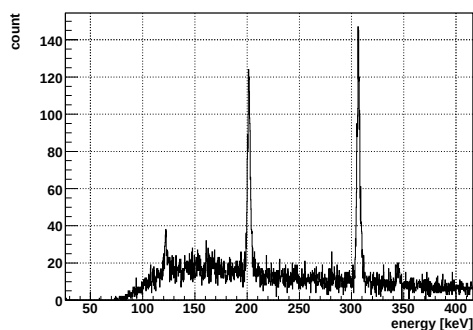
まず、最も負荷の大きい 20 kHz ビーム入射、 ^{152}Eu 線源を置いた結果を示す。各トリガーでビームオン、オフを分けて得られた Ge 検出器の ADC ヒストグラムは図 3.18 のようになる。このようにトリガーを分けることで十分に ^{176}Lu γ 線ピークを抽出できていることがわかる。ただ、トリガー 2 (LSO トリガー) であっても ^{152}Eu の 122 keV や 344 keV γ 線ピークを拾ってしまっていることがわかる。



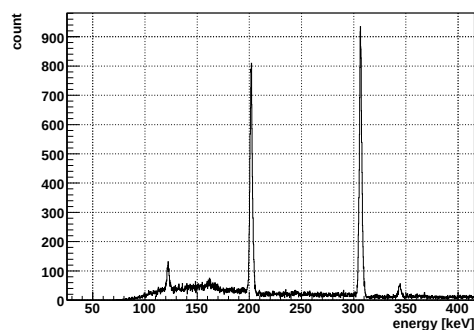
(a) ビームオン、トリガー 1



(b) ビームオフ、トリガー 1



(c) ビームオン、トリガー 2



(d) ビームオフ、トリガー 2

図 3.18: 20 kHz ビーム入射、 ^{152}Eu 線源設置時のビームオンとオフ、トリガー 1 と 2 で得られた ADC ヒストグラム（トリガー 1 は Ge 検出器のシングルトリガー、トリガー 2 は LSO シンチレータと Ge 検出器のコインシデンストリガー）。

図 3.18 の (c),(d) の比較をすると、202 keV, 307 keV がともに、ビームオンとオフでエネルギーにして 500 eV 程度シフトする様子が見られた（図 3.19）。

また、Ge 検出器の ADC データと光電子増倍管の ADC データの相関は図 3.20、Ge 検出器の ADC と TDC の相関は図 3.21 のようになった。

3.3.3 考察

^{176}Lu の γ 線を抽出するため、前節と同様にカットをかける。図 3.20 から光電子増倍管 ADC で 40 keV から 600 keV までの範囲、図 3.21 から TDC で 200 ch から 950 ch までの範囲でカットをかけると、図 3.22 のようになった。このカットによってピーク部分の数はほとんど変わらずにバックグラウンドがさらに抑制され、S/N 比は約 2 倍に向上している。Ge 検出器のシングルトリガーでとるのに比べると、LSO トリガーでデータを取り、その後 TDC カット、光電子増倍管の ADC カットをかけることで、 ^{176}Lu γ 線の S/N 比は 202 keV, 307 keV についてそれぞれ 1700 倍, 1600 倍に向上している。

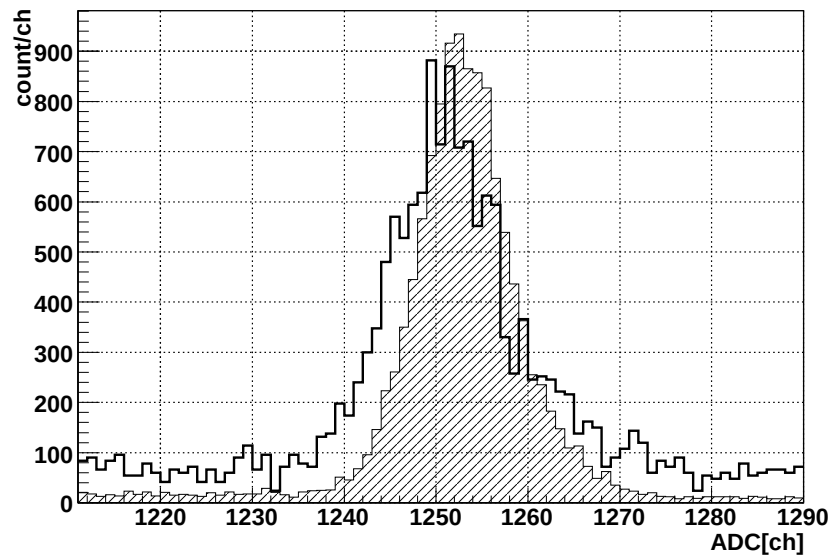


図 3.19: ビームオンとオフの ^{176}Lu の 307 keV ピーク位置の比較。太線がビームオン、斜線塗りつぶしがビームオフのヒストグラム。比較のため、オンのヒストグラムを 6 倍に拡大して表示している。

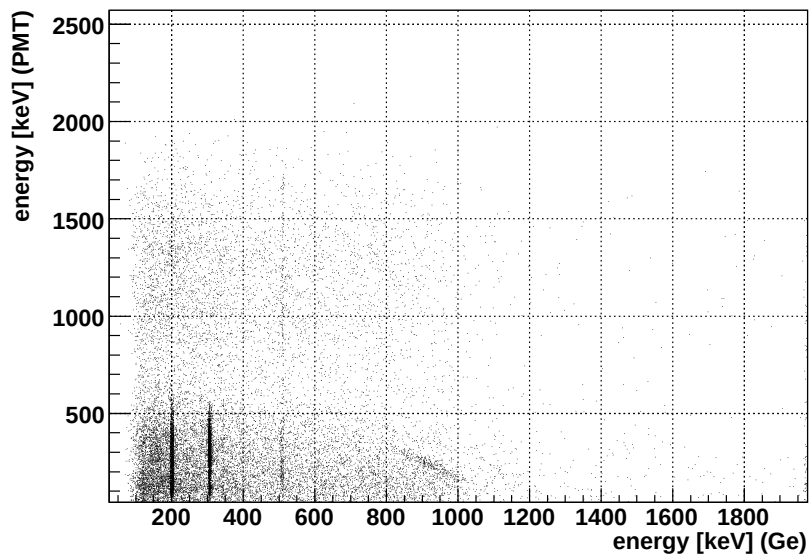


図 3.20: Ge 検出器と光電子増倍管の ADC 相関ヒストグラム。近くに他テスト実験で用いられている ^{60}Co が置いてあるため Ge 結晶と LSO シンチレータで合わせて 1173 keV 落としているようなコンプトン分布が見えている。40 keV から 600 keV 程度でカットをかければ ^{176}Lu γ 線ピーク以外は抑制できそうである。

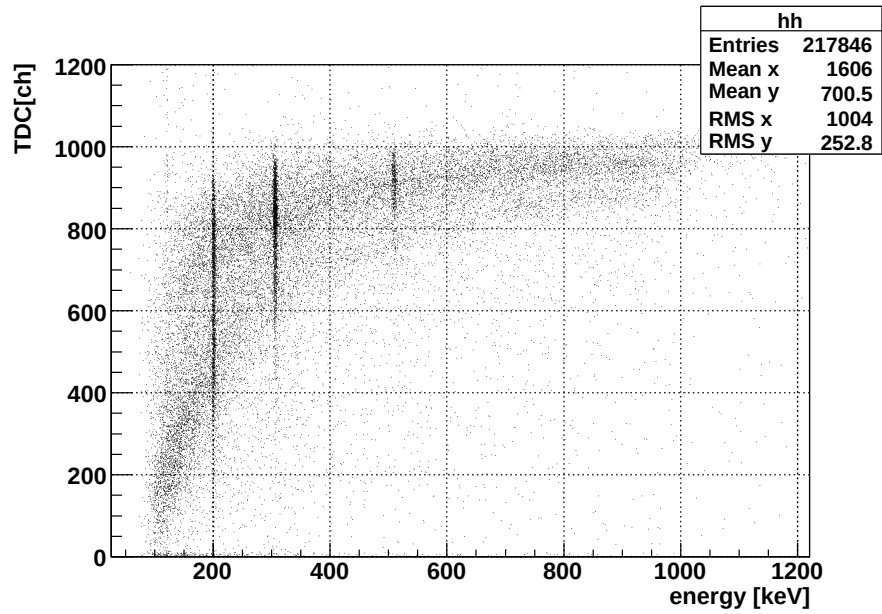


図 3.21: Ge 検出器の ADC と TDC の二次元ヒストグラム (20 kHz ビーム、 ^{152}Eu 線源)。TDC は 1 ch 当たり 250 psec である。200 ch から 950 ch 程度でカットをかければ ^{176}Lu の 202 keV、307 keV ピーク以外のバックグラウンドを抑制できると考えられる。

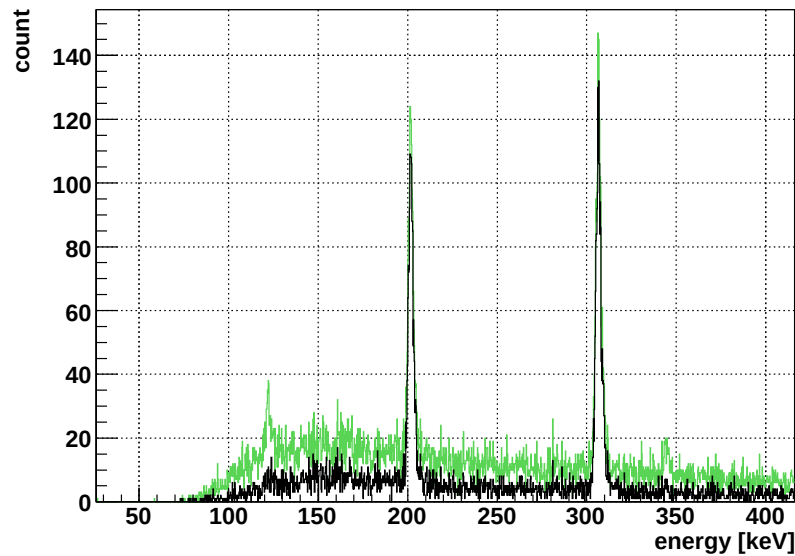


図 3.22: TDC と光電子増倍管の ADC でカットをかける前 (緑) とかけた後 (黒) の比較。バックグラウンド部分が抑制されている。

さて、今回の実験の目的はビームのオン、オフでピーク位置が移動しても較正には支障がないことを確認するものであり、本来なら本番同様に図 3.23 の ^{176}Lu の 2 本のピーク (A,B) を使って ^{152}Eu のピーク (1 or 2) を較正するべきだが、 ^{176}Lu のピーク内カウント数は少ないため、ピーク 1 (^{152}Eu -244.698 keV) と 2 (^{152}Eu -344.279 keV) を使って B (^{176}Lu -307 keV) を較正することとした。2 つのピークの間では線形と仮定し、その際の B のエネルギーの値を求めた。ビームオンとオフで較正結果が変わらなければよく、2 本のピークでその間のピーク値が出せれば今テスト実験の目的は果たせる。

表 3.4: ビームオンとオフの際の ^{176}Lu -307 keV ピークの校正結果比較。 ^{152}Eu 設置時。

状況	ビームオン時 [keV]	ビームオフ時 [keV]	オン時とオフ時の差 [eV]
20 kHz, ^{152}Eu	306.684±0.061	306.635±0.017	49±63
5 kHz, ^{152}Eu	306.725±0.052	306.734±0.038	-9±64

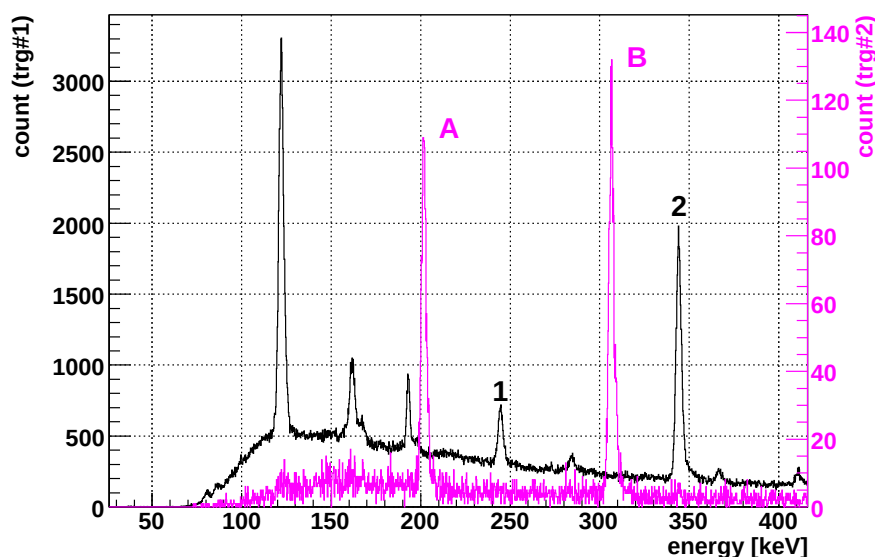
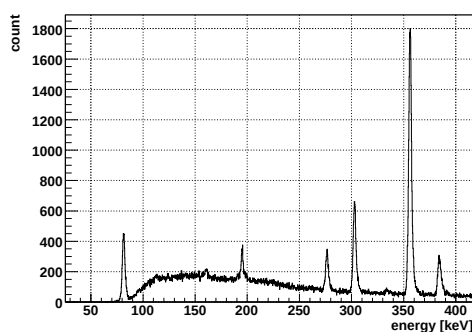


図 3.23: 20 kHz ビーム入射、 ^{152}Eu 線源設置時において、各トリガーで得られた ADC ヒストグラム。黒：Ge 検出器のシングルトリガー、紫：光電子増倍管とのコインシデンストリガー（カット後）

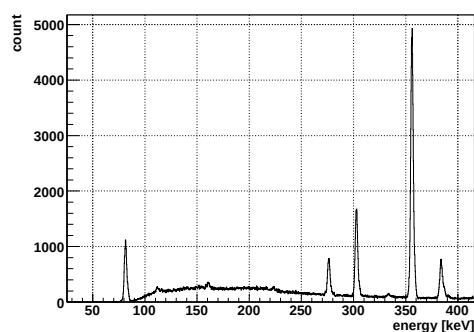
エネルギーピークの形状は、パイルアップなどによる効果によりガウス分布が高エネルギー側にテールを持ったような歪んだ形となったため、付録 B で説明するスキュードガウス関数 1 を用いてフィットを行っている（付録 B, 図 B.2 参照）。どの分布関数が適しているかは実験環境や Ge 結晶の損傷具合によるが、今回の実験では付録 B-図 B.2 のフィット結果を見ればわかるように、スキュードガウス関数 1 が適していた。

20 kHz ビーム- ^{152}Eu の結果を示してきたが、5 kHz ビーム- ^{152}Eu 時でもピークシフトの値が小さくなる程度で結果としてはほぼ同様のものが得られており、カットなどをかけて同様にして校正を行っている。校正の結果は 5 kHz, 20 kHz ビーム時あわせて表 3.4 のようになる。エラーは統計誤差のみを考慮した結果であり、オン時とオフ時の校正結果は統計誤差内で一致することがわかった。なお、このビームテスト実験においては位置依存性による効果の補正は行っていない。

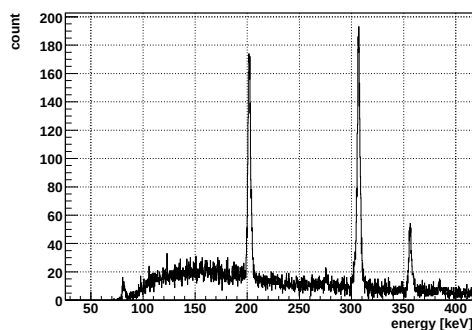
次に、10 kHz ビーム、 ^{133}Ba 設置時の結果を述べる。各トリガーでビームオン、オフを分けて得られたデータは図 3.24 のようになる。 ^{152}Eu 時と違い、 ^{133}Ba の 356 keV ピークが残っていることからわかる通り ^{133}Ba の 303keV のピークが残っており、 ^{176}Lu の 307 keV ピークと重なってしまっている。



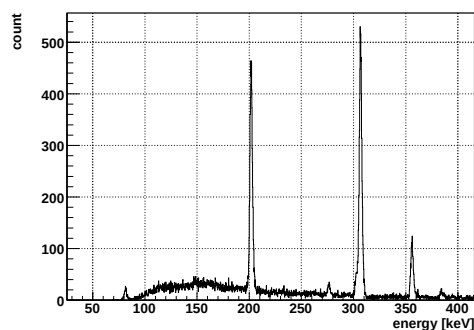
(a) ビームオン、トリガー 1



(b) ビームオフ、トリガー 1



(c) ビームオン、トリガー 2



(d) ビームオフ、トリガー 2

図 3.24: 10 kHz ビーム入射、 ^{133}Ba 線源設置時のビームオンとオフ、トリガー 1 と 2 で得られた ADC ヒストグラム

ここに TDC データと光電子増倍管の ADC データを用いて前回と同様にカットをかけることで (図 3.25) S/N 比は約 2 倍に向上する。Ge 検出器シングルトリガーに比べると、 ^{176}Lu γ 線の S/N 比はともに約 1800 倍に向上する。 ^{133}Ba の 303 keV ピークはかなり抑制されていると言えるが、356 keV ピークが残っていることからしてまだ残っていると考えられる。したがって ^{176}Lu の 307 keV ピークを求める際には以下のような手順で ^{133}Ba の 303 keV ピークを予想して 2 つのスキュードガウス関数分布でフィットした。

- I トリガー 1 (シングルトリガー) で得られたエネルギーヒストグラムで ^{133}Ba の 303 keV, 356 keV をフィットする。
- II トリガー 2 (LSO トリガー) で得られた ADC を TDC、光電子増倍管の ADC でカットし、I で得られたパラメータで固定して 356 keV ピークをフィットする (自由度は高さで一次バックグラウンドの 3 つ)。
- III II で得られた 356 keV ピーク高さから 303 keV の高さを I から推測、 σ 、歪度のパラメーターは I のもので固定し、303 keV ピークのパラメータを完全に固定してフィットを行う。

フィットの結果は図 3.26 の通りであり、今回の場合は既に十分カット出来たためシングルスキュードガウス関数によるフィットとダブルスキュードガウス関数によるものでは数 eV しか変わらなかったが、

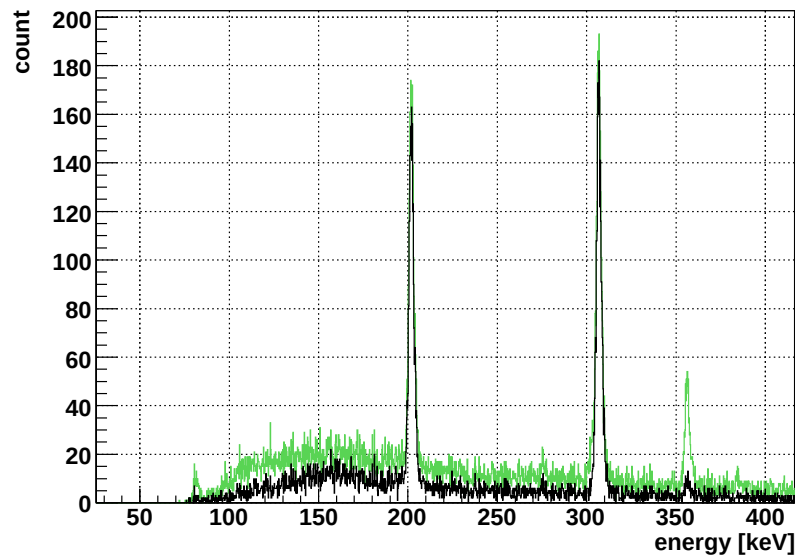


図 3.25: TDC と光電子増倍管の ADC でカットをかける前（緑）とかけた後（黒）の比較。バックグラウンド部分が抑制されている。

表 3.5: ビームオンとオフの際の ^{176}Lu -307 keV ピークの較正結果比較。

状況	ビームオン時 [keV]	ビームオフ時 [keV]	オン時とオフ時の差 [eV]
10 kHz, ^{133}Ba	306.776 ± 0.053	306.795 ± 0.027	-19 ± 59
5 kHz, ^{133}Ba	306.697 ± 0.046	306.817 ± 0.036	-120 ± 58

実際の実験で ^{176}Lu のピークに他のピークが混じってしまった場合、同様の解析によって正しい値が出せると考えられる。以上のような解析を用いて 10 kHz ビーム、 ^{133}Ba 設置時のピーク位置を求めた。本来ならば図 3.27 の ^{176}Lu の 202 keV(A)、307 keV(B) を使って ^{133}Ba -276 keV(1) を較正すべきであるが、 ^{152}Eu 設置時と同様に統計が足りないため、今回は ^{133}Ba の 303keV(2)、356 keV(3) を使ってその間の領域で線形を仮定し、 ^{176}Lu γ 線のエネルギーを計算して求めることにした。フィット関数に関しては ^{152}Eu の時と同様に、スキュードガウス関数を用いている。5 kHz ビーム- ^{152}Eu 時も結果としてはほぼ同様のものが得られ、同様の解析を行った。その結果は表 3.5 のようになり、オン時とオフ時の較正結果は統計誤差内で一致することがわかった。

今回のビームテスト実験におけるピークシフトの値、エネルギー分解能の変化、そしてビームオンオフにおける較正結果の差を表 3.6 に示した。ピークシフトの値が数 100 eV あるにも拘らず、較正の結果としては 60 eV 以下のエネルギー精度が達成可能という結果が得られた。5 kHz, ^{133}Ba での結果が 2σ 離れているが、4 回の測定の χ^2 検定を考えれば妥当な値と考えてよい。また、表 3.2 から、LSO シンチレーターと Ge 検出器の適当なエネルギー領域とのコインシデンスを取ったレートは 20 kHz ビームでも 37 Hz 程度まで抑えられ、X 線測定を邪魔することなく較正用 γ 線の測定が出来ると言える。

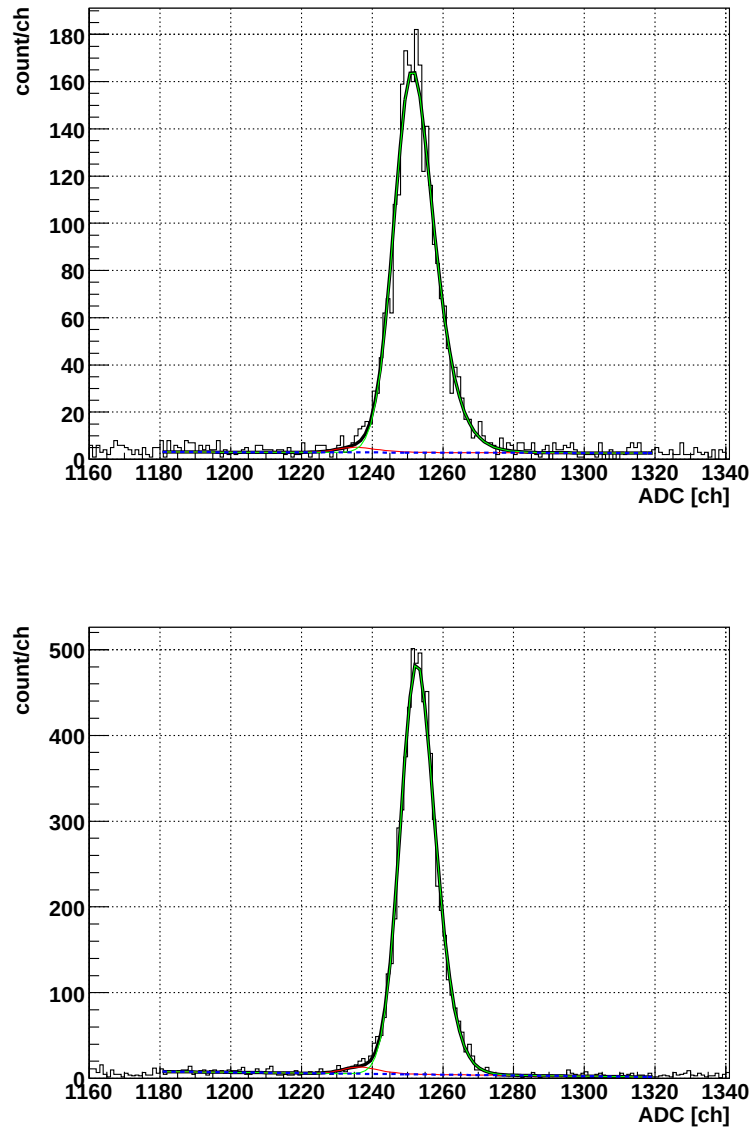


図 3.26: 10 kHz ビーム、 ^{133}Ba 線源設置時の ^{176}Lu -307 keV ピークのフィット。赤線が ^{133}Ba の 303 keV の混合によるバックグラウンドで、緑線が ^{176}Lu の 307 keV ピークのフィットである。上図はビームオン、下図はビームオフの図で、ともにトリガー 2 で得られたものを既にカットしたある。

表 3.6: 各状況におけるピークシフト、 ^{176}Lu -307 keV におけるエネルギー半値幅、ビームオンオフにおける較正結果の差。

ビーム強度, 線源	半値幅 (ビームオフ ⇒ オン) [keV]	ピークシフト値 [keV]	オン時とオフ時の差 [eV]
20 kHz, ^{152}Eu	2.71 ⇒ 3.26	0.5	49±63
5 kHz, ^{152}Eu	2.76 ⇒ 2.94	0.1	-9±64
10 kHz, ^{133}Ba	2.65 ⇒ 3.01	0.3	-19±59
5 kHz, ^{133}Ba	2.85 ⇒ 3.30	0.2	-120±58

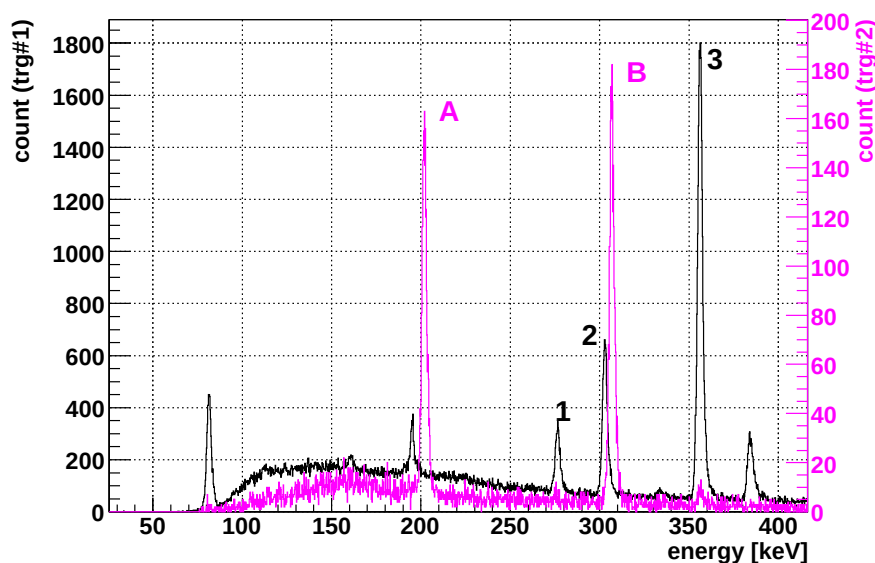


図 3.27: 10kHz ビーム入射、 ^{133}Ba 線源設置時において、各トリガーで得られた ADC ヒストグラム。黒：Ge 検出器のシングルトリガー、紫：光電子増倍管とのコインシデンストリガー（カットをかけた後）

3.4 50 eV 精度に対するその他の問題

50 eV という高精度の値を出すにあたっては他にもいくつかの問題が考えられる。

1. 非線形性
2. 経時変化
3. 他ピークの重なりによるフィット時のピーク中心値のズレ

以下、この 3 つの問題について考察する。

3.4.1 非線形性

E03 実験で較正に使う γ 線は ^{176}Lu による 202 keV と 307 keV の 2 本だけであり、この 2 本を使って Fe Ξ 原子の X 線エネルギーを求めることとなる。つまり、この 2 本のエネルギーピークの間で線形を仮定出来るかについて考える必要がある。

これについては、 ^{133}Ba の 276.398 keV と 356.017 keV の 2 本のエネルギーピークを使い、間にある 302.853 keV ピークを較正した。結果としては 5 eV 程度の差はあったものの、目標精度の 50 eV の誤差に対しては十分無視出来る値と言える。

3.4.2 経時変化

2 の経時変化は、時間がかかるほど温度など環境の変化によってエネルギー分解能の悪化につながる恐れがある。陽電子ビームを用いたテスト実験の Ge 検出器の各パラメーターと ^{176}Lu の統計精度をまとめると、表 3.7 のようになる。

E03 実験でのビーム環境は、今回のテスト実験でのビーム強度が 10 kHz と 5 kHz の中間程度の環境と予想され、全ビームタイムにおけるビームオンの時間の割合 (duty factor) は E03、10 kHz ビー

表 3.7: テスト実験における Ge 検出器の各パラメーターと、得られた ^{176}Lu の γ 線ピークで X 線 (286 keV) を較正する際の統計精度。E03 実験では 5 kHz ビームと 10 kHz ビームの中間程度の負荷がかかると予想される。

状況	計測時間	Ge rate	reset rate	Dead Time (Ge)	較正誤差 (統計)
10 kHz, ^{133}Ba	4.5 時間	66 kHz	4.1 kHz	38%	38 eV
5 kHz, ^{152}Eu	3.5 時間	44 kHz	2.8 kHz	24%	28 eV
5 kHz, ^{133}Ba	2.5 時間	40 kHz	2.5 kHz	27%	33 eV

ム、5 kHz ビームの順に、0.3, 0.33, 0.5 である (ただし E03 実験はフラットタイム 1.2 s を仮定)。286 keV の X 線を 50 eV で較正するのに必要な時間 T は、表 3.7 のパラメーターを使って、

$$T = (\text{計測時間}_{\text{test}}) \cdot \frac{\text{Live Time (test)}}{\text{Live Time (E03)}} \cdot \left(\frac{\text{較正誤差}}{50 \text{ eV}} \right)^2 \cdot \frac{\text{duty factor (E03)}}{\text{duty factor (test)}}$$

と表される。E03 での Ge 検出器のデッドタイムを 30% と見積もると、これを計算すると表 3.7 の上から順に、2.6 時間、2.3 時間、2.6 時間と求まる。したがって 3 時間あれば較正精度は 50 eV を十分に達成できると考えられる。つまり 3 時間毎にデータは較正することが可能である。

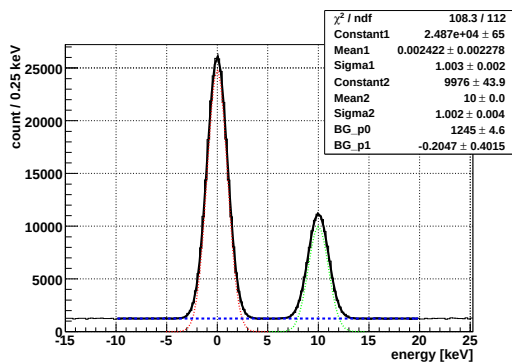
さらに今回は Ge 結晶の冷却を機械で行うため、液体窒素に比べて結晶の温度変化は少なく、また実験部屋の温度も大きくは変わらないと考えられる。したがって環境の変化は大きくないと考えてよい。

また、経時変化による非線形性の変化については、 ^{133}Ba の 276.398 keV と 356.017 keV の 2 本のエネルギーピークから 302.853 keV のエネルギーを較正するテストを 30 分間 $\times 10$ 回行ったが、せいぜい数 eV の変動であり無視出来る。

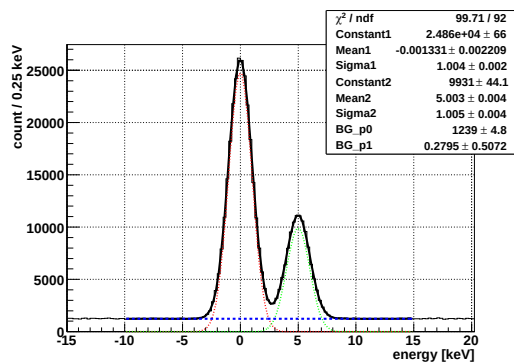
3.4.3 他ピークの重なりによるフィット時のピーク中心値のズレ

このエネルギー領域、この強度での γ 線環境は今まで誰も測ったことがないため、他のハイパー核の γ 線が存在する可能性は否定できない。そこで、ピークが近くにあった場合どの程度ピークがずれて見えるかについて、図のようにランダム変数で生成された 2 つのガウス分布を重ねていき、フィットの際にどの程度ずれるかを確認した。簡単のため、バックグラウンドについては一様分布を仮定、ピーク形状についても通常のガウス分布としている。メインピークを中心値 0 keV、幅は 2.35 keV で固定して 250,000 count に対して、100,000 count のサブピーク (幅 2.35 keV 固定、中心値を 10 keV, 5 keV, 3 keV, 2 keV とそれぞれ変更) を重ねてヒストグラムを生成させ、フィットは 2 つのガウス分布と 1 本のバックグラウンド直線、計 8 つのフリーパラメーターを用いてフィットを行った。各ヒストグラムとフィットは図 3.28 のようになり、フィットによって求められたメインピークの中心値と、サブピーク中心値の真の値からのずれの結果は、表 3.8 のようになった。ピーク中心値のズレはせいぜい 10 eV 以下と言えるため、今回の 50 eV 精度に対しては問題無いと言える。

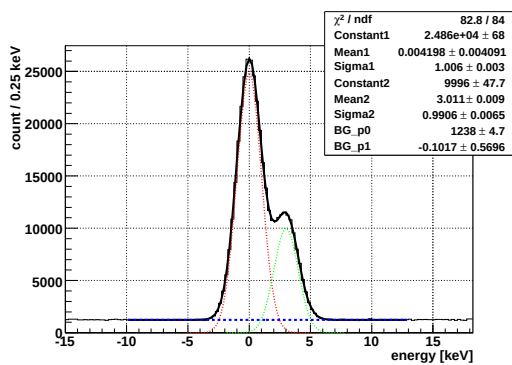
以上の考察から、50 eV 精度に対する障害は十分小さく、無視出来ると言えるだろう。



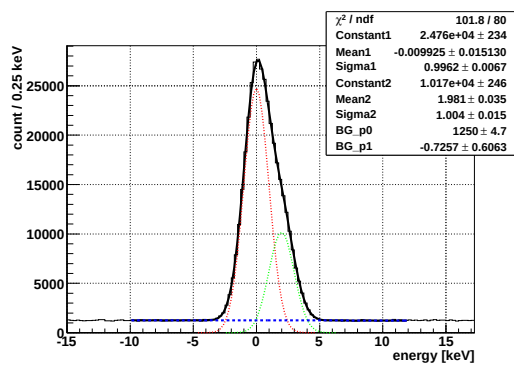
(a) 10 keV の差



(b) 5 keV の差



(c) 3 keV の差



(d) 2 keV の差

図 3.28: 2 つのエネルギーピークを近づけた際のフィット結果。赤：メインピーク、緑：サブピーク、青：直線バックグラウンド。

表 3.8: 2 つのガウス分布を近づけた際のピーク中心値の変化。

サブピーク の中心値	フィットで求められた メインピークの中心値のズレ [eV]	フィットで求められた サブピークの中心値のズレ [eV]
10 keV	2.42 ± 2.28	0.16 ± 3.98
5 keV	-1.33 ± 2.21	2.79 ± 3.96
3 keV	4.20 ± 4.09	10.62 ± 8.68
2 keV	-9.93 ± 15.13	-19.0 ± 35.3

第4章 まとめ

我々は J-PARC で Ξ^- 原子からの X 線の測定実験 (E03 実験) を行う。この実験では in-beam エネルギー較正方法が必要不可欠であった。そこで我々は放射性同位元素 ^{176}Lu を含む LSO シンチレーターに注目した。 ^{176}Lu は β 崩壊の後、202 keV と 307 keV の 2 本の γ 線を放出し、注目している $\text{Fe}\Xi$ -X 線のエネルギー、286 keV を較正するのに丁度良い。光電子増倍管を用いて β^- 崩壊を感知し、これをトリガーとすることで高バックグラウンドでも効率よく較正用 γ 線を捕えることができるという仕組みである。

X 線検出装置の Ge 検出器群である Hyperball-J において、それぞれの Ge 結晶の真横に 10 mm ϕ $\times$ 1mm の LSO シンチレーターを付けた光電子増倍管を設置する。

我々は高レート陽電子ビームを Ge 検出器に直接入射し、較正テスト実験を行った。LSO シンチレーターでの光検出があり、なおかつ Ge 検出器で 100 keV 以上、1 MeV 以下の γ 線が検出されたときという条件をつけてデータを取ることで、 ^{176}Lu の 2 本の γ 線は効率よくエネルギーを検出できた。そして、E03 実験より過酷な環境下でもビームオンとオフの際での較正結果の差は統計誤差 60 eV 以下となり、本来の E03 の目標精度 50 eV は達成可能と考えられる。また、このテスト実験と E03 実験との環境比較から、E03 では 3 時間の計測で 50 eV の較正精度達成が可能であることがわかった。ただし、系統誤差が本来の目標値である 50 eV よりも十分小さいということはまだ言い切れないため、全 Ge 検出器のチェックも兼ね、E03 のビームタイム中にスペシャルランを設けて確認をする必要があるだろう。

また、Ge 検出器には γ 線の入射方向、線源との距離によって検出されるエネルギーに変動があり、方向によっては 100 eV もの差がある場合もあることがわかっている。LSO シンチレーターは Ge 検出器の真横に、ターゲットは Ge 検出器軸上から 15 cm 離れた位置に置かれる予定で、位置依存性によるエネルギー差が生まれると考えられる。これに対しては、位置依存性を吸収させるため実効エネルギーを用いれば位置依存性は考慮する必要がないことがわかった。

較正時の他の障害についても考慮し、十分 50 eV 精度の達成が可能であると判断できた。したがって LSO シンチレーターを用いたエネルギー較正システムは、E03 実験において十分に使える。また、200~300 keV の γ (X) 線エネルギー較正には汎用的に使える方法であり、LSO シンチレーターの新たな利用法と言える。

付 録 A ^{176}Lu の γ 線エネルギー

E03 で用いる同軸型 Ge 検出器の位置依存性による効果が測れているかの確認のため、同軸型 Ge 検出器で ^{176}Lu の γ 線エネルギーを求め、位置依存性の効果を補正する実験を行った。しかし、 ^{176}Lu の 2 本の γ 線のエネルギーは Table of isotope によると 201.83 ± 0.03 keV と 306.78 ± 0.04 keV ととても精度が悪い¹。そこで、まず位置依存性の小さいプレナ型 Ge 検出器で ^{176}Lu の γ 線エネルギーを測り、次に E03 で用いる同軸型 Ge 検出器でエネルギーを測って位置依存性の効果を補正し、その値が一致するかを確認した。

A.1 プレナ型 Ge 検出器 (LEPS 検出器)

前節や、第 3.1 節で述べた通り、同軸型 Ge 検出器は位置依存性による効果が小さくない。LSO シンチレーターに含まれる ^{176}Lu は微量であり、これを標準線源を使った較正でエネルギーを求めるとなると、LSO シンチレーターは近くに、標準線源は離れた位置に置くことになる。したがって位置依存性の効果が大きいとその誤差が効いてきてしまう。

プレナ型 Ge 検出器とは、結晶は同軸型と同様に円柱型をしているが、電極が両平面に付いているため電場が一樣となり位置依存性も小さい [28]。プレナ型検出器である LEPS 検出器 (Law Energy Photon Spectrometer) は大阪大学理学部からお借りした。ORTEC 社製の GLP-36360/13 モデルで、Ge 結晶の大きさは 36 mm×13 mm と小さいが、3~300 keV のエネルギー領域でエネルギー分解能が非常に良く、300 keV での半値幅は 0.87 keV であった。

^{176}Lu のエネルギーを求める前に、まずは LEPS 検出器の位置依存性を調べなければならない。図 A.1 のように 2 種類の線源 ^{133}Ba と ^{152}Eu を用い、 ^{152}Eu を LEPS 検出器から 29 cm 離れた位置に固定し、 ^{133}Ba 線源を動かしてピーク位置がどう変動するかを見た。 ^{133}Ba は LEPS 検出器の軸上に 4, 6, 10, 15, 20, 25, 29 cm の 7 点と、LEPS 検出器表面から 4 cm 離れ、軸から垂直に ± 2 cm, ± 1 cm, 0 cm 離れた 5 点をそれぞれ比較した。

動かした ^{133}Ba の 276 keV, 303 keV, 356 keV の 3 本のエネルギーピークを使った 2 次関数フィットによって ^{152}Eu の 344 keV ピークを出した。結果は図 A.2 のようになる。動かした線源を基準に、固定した線源のピークを較正しているため変動は正負逆になる。同軸型の位置依存性 (図 3.3) と比べると非常に小さいことがわかる。

この結果から、図 A.3 のように LSO シンチレーターを 4 cm の距離に置き、線源を 29 cm の距離に置いても位置依存性は統計誤差の 2 eV 以内と十分小さく、問題ない。

この実験で得られた ADC グラフは図 A.4 のようになる。302 keV の半値幅は 1.05 keV と分解能が非常に良く、テスト実験で用いた同軸型 Ge 検出器では裾が重なっていた、 ^{133}Ba の 302 keV と ^{176}Lu の 307 keV のピークがきれいに分かれている。

較正に用いたエネルギーは、 ^{133}Ba の 276.398 keV, 302.853 keV, 356.017 keV の 3 本と、 ^{152}Eu の 121.782 keV, 244.700 keV, 344.279 keV の 3 本の計 6 本で、ADC-エネルギー相関フィットには二次関数を使った。フィットの結果は表 A.1 のようになり、二次フィットによる差はせいぜい 3.4 eV 程度となり、二次フィットで十分と言える。

¹J. Dalmasso が高精度で 201.842 ± 0.008 keV, 306.781 ± 0.005 keV と既に求めている [30]。

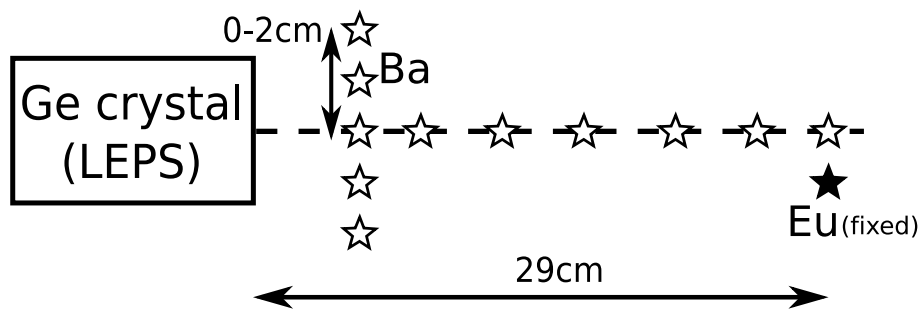


図 A.1: LEPS 検出器の位置依存性を出すために線源を置いた場所。 ^{152}Eu 線源を LEPS 検出器から 29 cm 離れた位置に固定し、 ^{133}Ba 線源を動かしてピークの位置が相対的にどう動くか検証した。

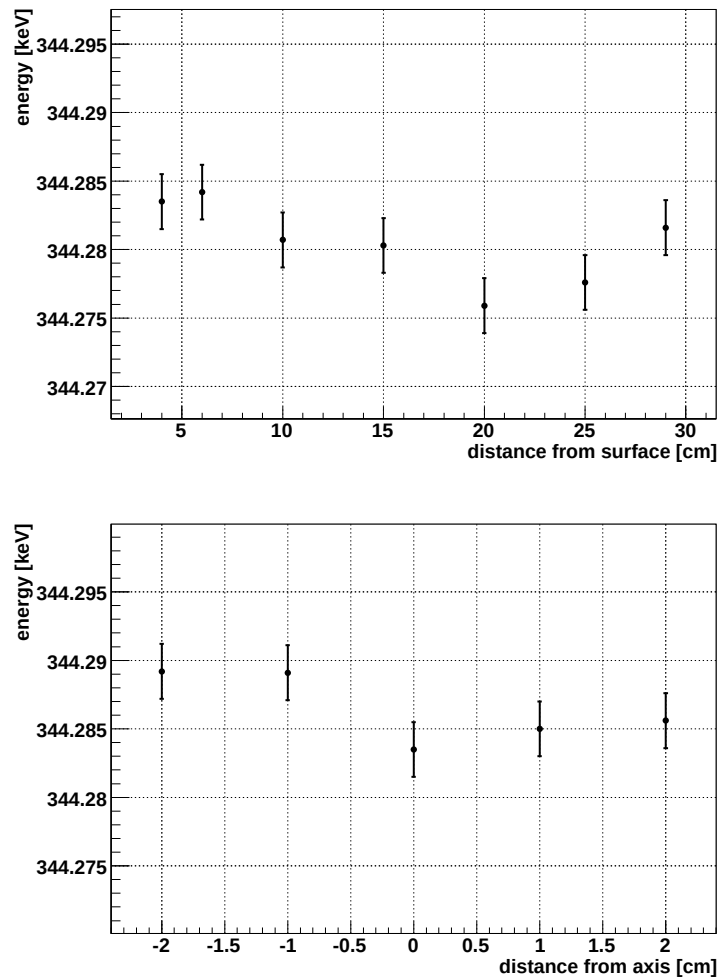


図 A.2: 上図: LEPS 検出器軸上における位置依存性, 下図: 検出器から 4 cm 離れたところでの軸から垂直に動かした際の位置依存性。ともに非常に小さな誤差になっており、図 3.3 に比べて位置依存による変動は非常に小さいことがわかる。

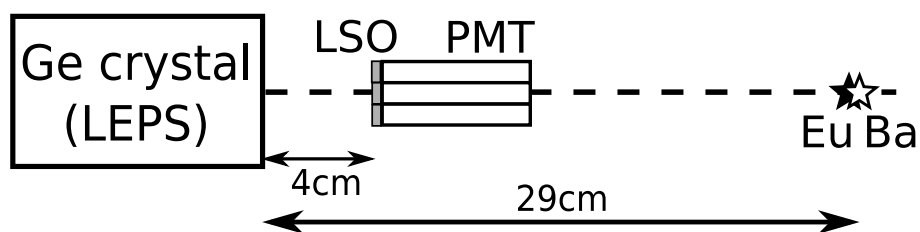


図 A.3: ^{176}Lu の γ 線エネルギーを求めるためのセットアップ。LSO シンチレーターを LEPS 検出器から 4 cm の距離に置き、 ^{133}Ba と ^{152}Eu 線源を 29 cm の距離に置いた。

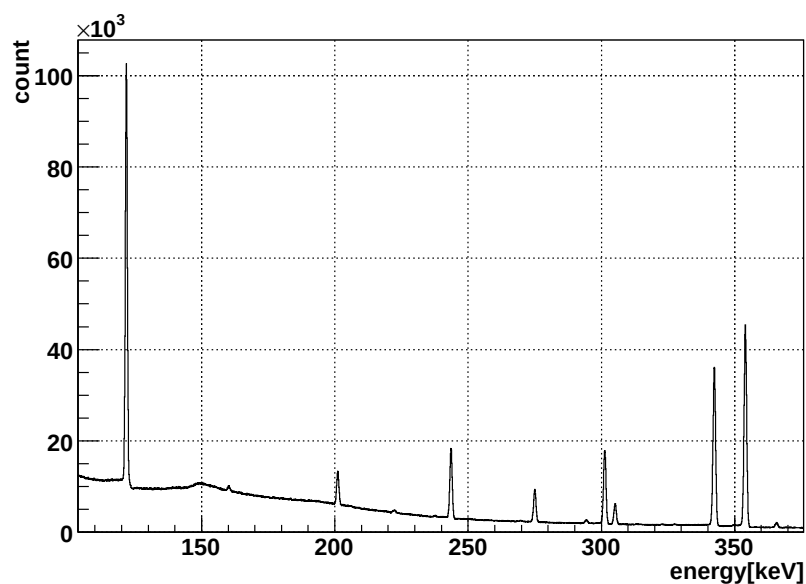


図 A.4: LEPS 検出器で得られた ADC ヒストグラム。 ^{176}Lu と ^{133}Ba と ^{152}Eu の γ 線ピークが見える。

表 A.1: ADC チャンネルとエネルギーの二次関数フィット結果とその差。

線源	table of isotope [keV]	ADC [ch]	二次フィットによる エネルギー [keV]	その差 [eV]
^{133}Ba	276.398 ± 0.002	4305.2141 ± 0.0303	276.397	1
	302.853 ± 0.001	4718.0283 ± 0.0168	302.855	-2
	356.017 ± 0.002	5547.7324 ± 0.0091	356.012	5
^{152}Eu	121.7817 ± 0.0003	1894.8445 ± 0.0070	121.782	0
	244.6975 ± 0.0008	3810.7309 ± 0.0183	244.697	-1
	344.2785 ± 0.0012	5364.5722 ± 0.0105	344.279	1

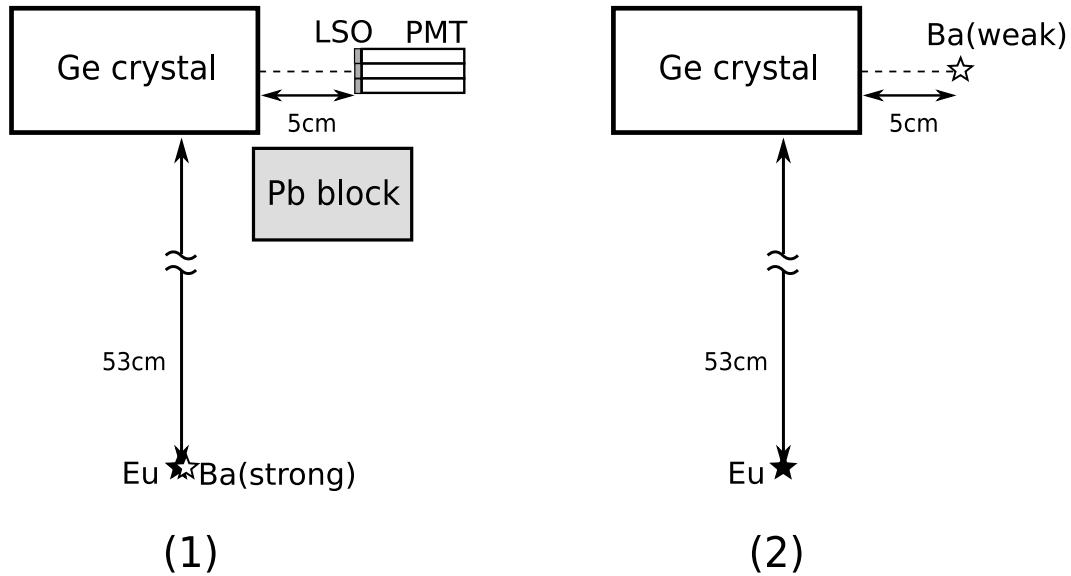


図 A.5: ^{176}Lu の γ 線エネルギーを求めるためのセットアップ (同軸型)。LSO シンチレーターと線源の間には遮蔽のため鉛ブロックが置いてある。

この較正曲線を使い、 ^{176}Lu のピーク値をエネルギーに直しフィットからの誤差と統計誤差を考慮すると、 ^{176}Lu の γ 線エネルギーは $201.842 \pm 0.007 \text{ keV}$, $306.781 \pm 0.007 \text{ keV}$ となった。過去に同様に Ge 検出器を用いて実験を行った結果があり [30]、 $201.843 \pm 0.008 \text{ keV}$, $306.791 \pm 0.005 \text{ keV}$ となっている。今回求めた値はよく一致している。

A.2 同軸型 Ge 検出器

次に、E03 実験で用いるものと同じ型の Ge 検出器で ^{176}Lu の γ 線エネルギーを求めてみた。同軸型 Ge 検出器はプレナ型と違って位置依存性が大きいために系統誤差が残る結果となる。

標準線源 ^{133}Ba と ^{152}Eu を用いて ^{176}Lu の γ 線エネルギーを較正によって求める。実験方法は図 A.5 のような配置で、まずは LSO シンチレーターを Ge 検出器から 5 cm 離れた位置に置き、 ^{176}Lu γ 線と、遠くへ離れた ^{133}Ba (660 Bq) と ^{152}Eu (1.05 MBq) の γ 線を同時に測定した (1)。 ^{176}Lu の放射能が弱いため、LSO トリガー (^{176}Lu γ 線用) と Ge 検出器のシングルトリガー (^{133}Ba と ^{152}Eu の γ 線用) で分けてデータを取るが、標準線源からの γ 線が LSO シンチレーターに入射すると、LSO トリガーで得られる ^{176}Lu の 307 keV エネルギーピークに ^{133}Ba の 303 keV ピークが重なってしまうため (図 3.8 参照)、LSO シンチレーターと線源の間に遮蔽の目的で鉛ブロックを設置してある。また、Ge 検出器と光電子増倍管の時間差 (TDC) を取ってカットをかけることで ^{176}Lu γ 線ピークの S/N 比を上げている。得られた Ge 検出器 ADC ヒストグラムは図 A.6 の通りである。

次に、LSO シンチレーターと ^{133}Ba 線源を外し、弱い ^{133}Ba 線源 (241 Bq) を LSO シンチレーターのあった位置に置いた (2)。 ^{133}Ba を Ge 検出器から 5 cm の位置に置くと Ge 検出器のカウントレートが高くなり増幅器の耐計数率を超えてしまうため、 ^{133}Ba 線源は強弱を使い分けている。

(1) と (2) で ^{152}Eu ピークに対する ^{133}Ba の γ 線ピーク位置がどのように変動したかを見れば位置依存性の効果がわかる。 ^{152}Eu の 122 keV, 245 keV, 344 keV をフィットし、 ^{133}Ba の 276 keV, 303 keV, 356 keV のエネルギー値を求めると、それぞれ 10.5 eV, 10.2 eV, 11.5 eV の変動が見られ、LSO シンチレーターの位置にある方 (1) が高く出ることがわかった。

較正された ^{176}Lu γ 線の 202 keV, 307 keV に対して位置依存性の補正を行うと、 $201.821 \pm 0.010 \text{ keV}$

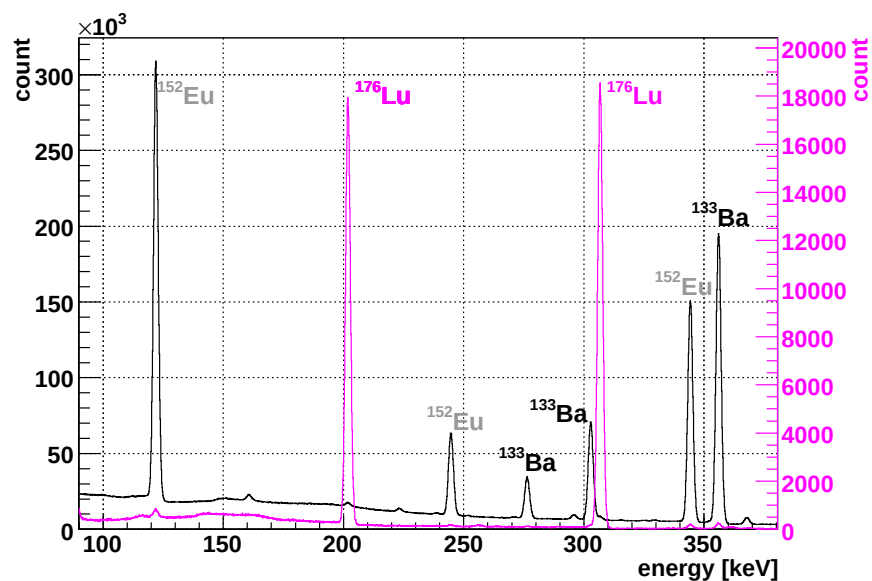


図 A.6: 同軸型 Ge 検出器で得られた ADC ヒストグラム。黒: Ge 検出器シングルトリガー、ピンク: LSO トリガー (TDC カット後)

表 A.2: プレナ型、同軸型 Ge 検出器で得られた ^{176}Lu の γ 線エネルギーと、過去の実験で求められていたものとの比較。

work	E_1 [keV]	E_2 [keV]
プレナ型による結果	201.842 ± 0.007	306.781 ± 0.007
同軸型による結果	201.821 ± 0.010	306.778 ± 0.010
J.Dalmasso et al. [30]	201.843 ± 0.008	306.791 ± 0.005

と 306.778 ± 0.010 keV と求まった。これは過去に求められた 201.843 ± 0.008 keV と 306.791 ± 0.005 keV と consistent な値である。したがって我々は E03 で用いる Ge 検出器の位置依存性について十分に理解していると言える。以下、表 A.2 にプレナ型、同軸型でそれぞれ得られた ^{176}Lu γ 線エネルギーと、過去に求められたエネルギーを載せた。

付 録 B Ge 検出器の ADC ヒストグラムの フィット関数

Ge 検出器の ADC ヒストグラムのピークの形は完全なガウス分布ではない。統計を貯めるほどガウス分布からのズレが見えてくる。また、ビームレートが高い場合、パイルアップの効果などから高エネルギー側（低エネルギー側の場合もある）に裾の長いテールが見受けられることもある。ここではそのフィットの関数についてガウス分布を変形させた分布関数（skewed Gaussian function : 歪ガウス関数）を考える。ただし、ピーク分布の形は、ビーム状況や Ge 結晶のダメージ具合などに寄るため、どの分布関数が適切かどうかは一概には言えない。

B.1 スキュードガウス関数 1

高エネルギー側に、指数関数的な長いテールを引いているとする。簡単のためピーク中心を $x = 0$ とし、以下のような x の関数 $\eta(x)$ を入れた分布を考える。 x 負ではガウス分布である。

$$f(x) = \begin{cases} \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right] & x < 0 \text{ のとき} \\ \exp[-tx\eta(x)] & x \geq 0 \text{ のとき} \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

この関数の $x = 0$ での滑らかな接続を考える。式 (B.1) のガウス分布から

$$f(0) = 1 \quad (\text{B.2})$$

$$f'(0) = 0 \quad (\text{B.3})$$

$$f''(0) = -\frac{1}{\sigma^2} \quad (\text{B.4})$$

が必要である。 x 正側の関数の値と比較すると

$$\begin{aligned} f'(x) &= \frac{d}{dx}(-tx\eta(x))f(x) \\ &= -t(\eta(x) + x\eta'(x))f(x) \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

$$f''(x) = -t(\eta'(x) + \eta'(x) + x\eta''(x))f(x) - t(\eta(x) + x\eta'(x))f'(x) \quad (\text{B.6})$$

より、

$$\begin{aligned} f'(0) &= -t\eta(0) = 0 \\ \therefore \eta(0) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

$$\begin{aligned} f''(0) &= -2t\eta'(0) = -\frac{1}{\sigma^2} \\ \therefore \eta'(0) &= \frac{1}{2t\sigma^2} \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

以上より、

$$\eta(0) = 0 \quad (\text{B.9})$$

$$\eta'(0) = \frac{1}{2t\sigma^2} \quad (\text{B.10})$$

また、

$$\lim_{x \rightarrow \infty} f(x) = 0$$

より、例えば

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \eta(x) = 1 \quad (\text{B.11})$$

であればよい。

したがって、 $\eta(x) = 1 - e^{-ax}$ ($a > 0$) とすると、式 (B.9) と (B.11) は満たす。式 (B.10) を考えると、

$$\eta'(x) = ae^{-ax}$$

$$\therefore \eta'(0) = a = \frac{1}{2t\sigma^2} \quad (\text{B.12})$$

$$(\text{B.13})$$

t の逆数を s として置きなおせば ($s = 1/t$)、歪みパラメーター s がチャンネルのオーダーとなりわかりやすい。

$$f(x) = \begin{cases} \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right] & x < 0 \text{ のとき} \\ \exp\left[-\frac{x}{s}\left(1 - e^{-\frac{sx}{2\sigma^2}}\right)\right] & x \geq 0 \text{ のとき} \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

このグラフは図 B.1 のようになる。

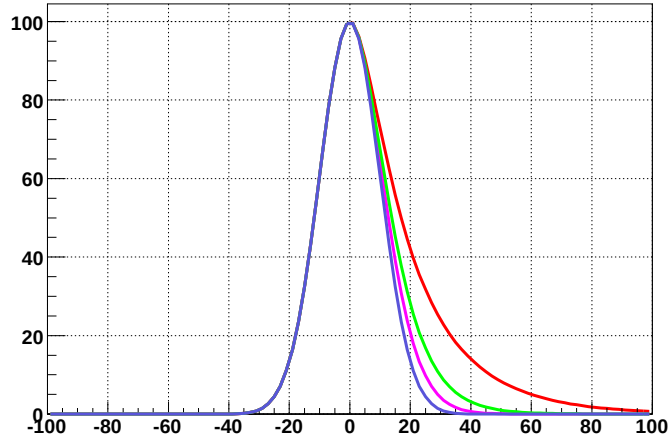


図 B.1: スキュードガウス分布 1。最内側の関数はガウス分布で、残り 3 つは順に $s = 5, 10, 20$ のスキュードガウス分布である。 s が大きくなるほど、よりテールを引くような分布となる。

また、低エネルギー側にテールを引くような分布に対しては同様の計算によって

$$f(x) = \begin{cases} \exp\left[\frac{x}{s}\left(1 - e^{-\frac{sx}{2\sigma^2}}\right)\right] & x < 0 \text{ のとき} \\ \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right] & x \geq 0 \text{ のとき} \end{cases} \quad (\text{B.15})$$

と求められる。

このスキュードガウス関数は実際に核理研ビーム実験の解析に用いた。10kHz ビームの際の ^{133}Ba の 356keV ピークを普通のガウス関数フィットとスキュードガウス関数フィットの違いを示したのが図 B.2 である。

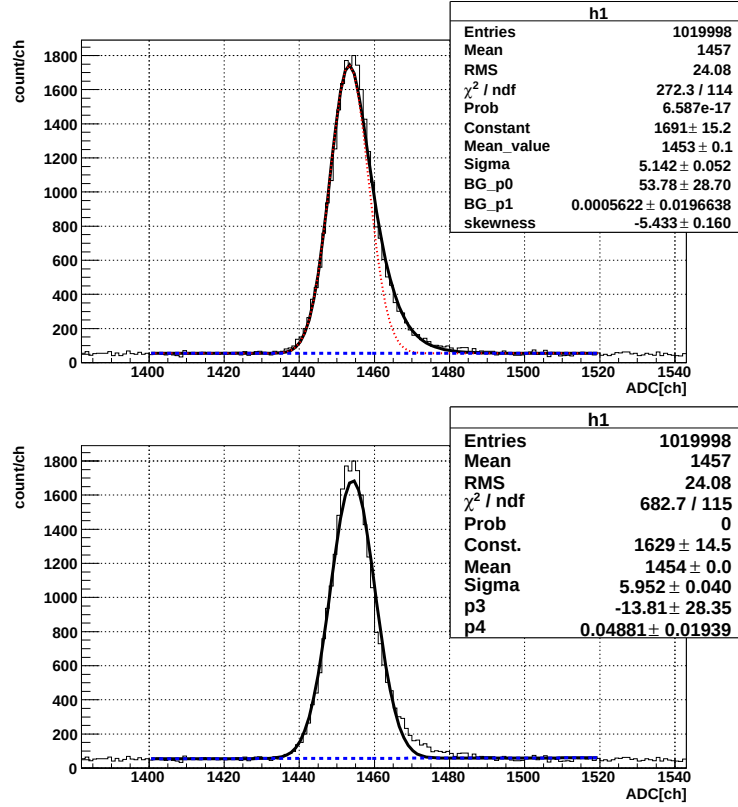


図 B.2: 上:スキュードガウス関数でのフィット、下:ガウス関数でのフィット。 $\chi^2/\text{n.d.f.}$ を比較するとスキュードガウス関数フィットのほうがフィット関数として適していることがわかる。(バックグラウンドフィットとして直線を使っている。)

B.2 スキュードガウス関数 2

スキュードガウス関数 1 は、ある関数を仮定して導いたが、今回は指数関数を畳み込むことで分布関数を求めてみる。上側にテールがある場合について考える。まず、テール関数を次のように仮定する。

$$f(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \text{ のとき} \\ \frac{1}{s} \exp\left[-\frac{x}{s}\right] & x \geq 0 \text{ のとき} \end{cases} \quad (\text{B.16})$$

グラフにすると図 B.3 のようになる。

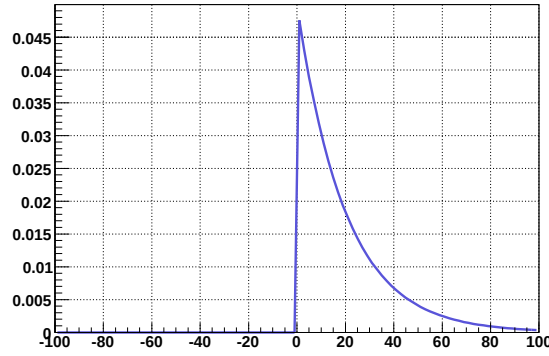


図 B.3: x 正でテールを持たせるためのテール関数: $f(x) = \frac{1}{20} \exp\left[-\frac{x}{20}\right]$

これをガウス関数で畳み込むと

$$\begin{aligned}
 g(x) &= \int_0^\infty dx' f(x') \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(x-x')^2}{2\sigma^2}\right] \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}s\sigma} \int_0^\infty dx' \exp\left[-\frac{x'}{s} - \frac{(x-x')^2}{2\sigma^2}\right] \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}s\sigma} \int_0^\infty dx' \exp\left[-\frac{1}{2\sigma^2}\left\{x' - \left(x - \frac{\sigma^2}{s}\right)\right\}^2\right] \exp\left[-\frac{x}{s}\right] \exp\left[\frac{\sigma^2}{2s^2}\right] \\
 &= \text{const.} \cdot \exp\left[-\frac{x}{s}\right] \int_{-(x-\sigma^2/s)}^\infty dp \exp\left[-\frac{p^2}{2\sigma^2}\right] \\
 &= \text{const.} \cdot \exp\left[-\frac{x}{s}\right] \int_{-(\frac{x}{\sqrt{2}\sigma} - \frac{\sigma}{\sqrt{2}s})}^\infty dt \exp[-t^2] \\
 &= \text{const.} \cdot \exp\left[-\frac{x}{s}\right] \cdot \text{erfc}\left(-\frac{x}{\sqrt{2}\sigma} + \frac{\sigma}{\sqrt{2}s}\right)
 \end{aligned} \tag{B.17}$$

ただし、 $\text{erfc}(x)$ とは相補誤差関数である。

$$\text{erfc}(x) = \int_x^\infty dt \exp[-t^2]$$

スキュードガウス分布をグラフに表すと図 B.4 のようになる。 $s = 5, 10, 20$ のスキュードガウス関数のグラフを載せたが、 s が大きくなるにつれて、裾が広がっていることがわかる。また、 s 以外のパラメータは変えていないが、 s の変化とともに中心値、高さが変動している。なお、ROOT などの解析ソフトには標準関数として実装されており、グラフも実装された関数を用いて書いてある。

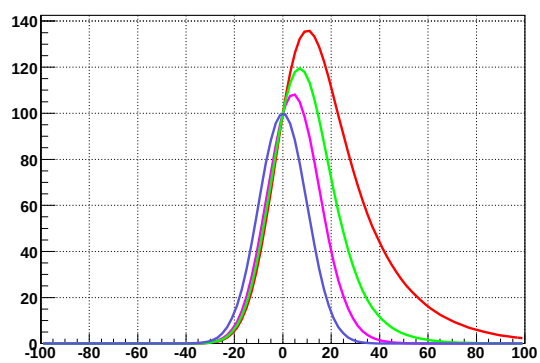


図 B.4: スキュードガウス分布 2。ピーク位置が一番左にあるのがガウス分布、そこから順に $s = 5, 10, 20$ のスキュードガウス関数である。 s が大きくなると正側にテールが大きくなっているのがわかる。また、 s 以外のパラメータは変えていないが、 s の変化とともに中心値、高さも変動している。

謝辞

この修士論文を書くにあたって、とても多くの方にお世話になりました。

今井憲一教授には学部時代から、経験を基にした物理の面白さを教えていただき、僕がこの原子核分野に進むきっかけとなりました。食事中には何度も「実験の進行具合はどうかの？」と声を掛けていただき、よく実験の相談に乗ってくださいました。

指導教官である永江知文教授には、加速器実験の際に解析手法などを細かく教えていただき、実験屋がどのような視点で実験に臨むかなど、多くのことを教わりました。また、修士1回生の夏にドイツに長期出張の機会を与えてくださり、物理の勉強はもちろん、語学、文化の勉強もさせていただきました。この思い出は一生忘れないと思います。

副指導教官である谷田聖助教には、学部時代から色々とお世話になりました。不勉強な僕に実験に対する意気込みを教えてください、出張にもよく同行して実験の手伝いをしていただきました。特に核理研ビーム実験では、回路組みや解析など、一人では到底わからないようなことを教えてください、とても助かったとともに非常に勉強になりました。物理や実験の幅広い知識から繰り出される説得力溢れる言葉には毎回納得させられ、感動すら覚えました。この較正システムのアイデアは、知識と記憶力の賜物と思っています。

村上哲也助教には、実験モジュールの使い方など、困った時に色々とお世話になりました。実験室の効率的な使い方など、経験に基づく視点からのアドバイスはいつも適切でした。

藤岡宏之助教には、短い期間でしたが、年が近いこともあり気さくにアドバイスを下さいました。また、飲み会の場では色々とお盛り上げていただき、普段のストレスを発散させてもらいました。

常見俊直博士には、色々な経験が出来る場を提供していただき、自分の様々な成長に繋がりました。困難な課題にも積極的に取り組む姿が印象的で、実験屋としての心構えも教わりました。

庄司幸平さん、銭廣十三さんにはDAQプログラムなどでお世話になりました。早田尚史さんにはダブルハイパー物理の面白さなどを教えていただきました。關義親さん、大樂誠司さんはいつも明るく、特にお酒の場では気分を盛り上げていただきました。ありがとうございました。

岡村敦史さんには解析手法やプログラミングのアドバイスなど、非常にお世話になりました。忙しい中で、僕に費やして下さった時間は相当なものだと思います。いつも丁寧にわかりやすく教えてください勉強になりました。身近な存在で相談しやすく、岡村さんのいらっしゃる中での自分の成長は考えられません。平岩聡彦さんにも色々とお世話になりました。実験に諦めずに日々努力する背中を見て、実験に対する熱い気持ちを学びました。また、世間話をする事でよく気持ちをリフレッシュできました。唐津謙一さんは、その堂々とした態度と積極的な姿勢を見て自分に足りないものを気付かせていただきました。ありがとうございました。

同期の森津学君には物理の相談をさせてもらったり、愚痴を言い合ってストレスを発散するなど心強い仲間でした。胡子昇一朗君はその正直な性格で研究室の雰囲気をも明るくしてくれました。中村克郎君は、物理のことで色々とお世話になりました。あなたの物理の知識はすごいです。中西玲於奈君も色々とお雑談をしてストレスを発散できました。ありがとうございました。

後輩である浅野秀光君、足立智君、酒向正巳君、佐田優太君、杉村仁志君には何かと実験の雑用などの手伝いをしてもらいました。皆とても優秀な学生で、抜かれたくない気持ちから僕自身のやる気の向上に繋がったと思います。

東北大学の田村裕和教授、小池武志助教、三輪浩司助教にはGe検出器や多くのモジュールを貸し

ていただき、またそれらに関する様々な相談に乗っていただきました。白鳥昴太郎さん、細見健二さん、大谷友和君、佐藤美沙子さん、山本剛史君には東北大学や核理研での実験を手伝っていただきました。心細い単独出張でも皆様に温かく迎えてもらえて幸せでした。

東北大学原子核理学研究施設の石川貴嗣助教には安定したビームを提供してくださり、実験への心構えを教えてくださいました。大阪大学の小田原准教授、RCNPの鈴木智和さんにはLEPS検出器を快く貸してくださり、とても助かりました。核ビーム物理学研究室の谷口秋洋准教授、核放射物理学研究室の北尾真司助教、宇宙線研究室の黒澤俊介さんにも実験に使用する線源を何度も貸していただきました。実験のスムーズな進行は皆様の助けがあって初めてできたもので、感謝してもし切れません。

これら以外の多くの方にお世話になりました。皆様の存在あっての研究成果です。本当にありがとうございました。

最後に、いつも陰ながら見守ってくれた祖父母、叔父叔母と、ここまで支えて下さった両親、そして友人たちに最大の感謝の気持ちを送ります。

参考文献

- [1] Danysz and Pniewski, Phil. Mag. 44 (1953) 348.
- [2] H. Noumi et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 072301.
- [3] H. Tamura et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 5963.
- [4] J. K. Ahn et al., Nucl. Phys. A 648 (1999) 263.
- [5] S. Balberg and A. Gal, Nucl. Phys. A625 (1997) 435.
- [6] S. Aoki et al., Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1729.
- [7] J. K. Ahn et al., Phys. Rev. C 62 (2000) 055201.
- [8] H. Takahashi et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 212502.
- [9] C. J. Yoon et al., Phys. Rev. C 75 (2007) 022201.
- [10] K. Tanida et al., Proposal for J-PARC 50GeV Proton Synchrotron, Measurement of X Rays from Ξ^- Atom.
- [11] 杉本健三, 村岡光男, 『原子核物理学』 共立出版.
- [12] T. Nagae et al., Proposal for J-PARC 50GeV Proton Synchrotron, Spectroscopic Study of Ξ -Hypernucleus, ${}^{12}_{\Xi}\text{Be}$, via the ${}^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ Reaction.
- [13] C. J. Batty, E. Friedman and A. Gal, Phys. Rev. C 59 (1996) 296.
- [14] T. Iijima et al., Nucl. Phys. A 546 (1992) 588.
- [15] E. Friedman, private communication (2008).
- [16] C. B. Dover and A. Gal, Ann. of Phys. 146 (1983) 146.
- [17] T. Hiraiwa, Mater thesis (Kyoto University 2008).
- [18] H. Tamura et al., Nucl. Phys. A 805 (2008) 384.
- [19] M. Mimori, Master thesis (Tohoku University 2008).
- [20] T. Koike, private communication.
- [21] R. Schmidt et al., Phys. Rev. C 58 (1998) 3195.
- [22] R. J. Powers et al., Phys. Rev. C 47 (1993) 1263.
- [23] C. L. Melcher, J. S. Schmeitzer, IEEE Trans. Nucl. Sci. 39 (1992) 502.
- [24] M. Ishii, M. Kobayashi, Prog. Crystal Growth and Charact. 245 (1991) 245.

- [25] 野口正安, 富永洋, 『放射線応用計測～基礎から応用まで～』 日刊工業新聞社.
- [26] 応用光研工業（株）HP より.
- [27] W. Moses, E. Derenzo, IEEE Trans. Nucl. Sci. 46 (1999) 474.
- [28] K. Shizuma, H. Inoue, Y. Yoshizawa, Nucl. Instr. and Meth. 157 (1978) 117.
- [29] Y. Ma, Master thesis (Tohoku University 2006).
- [30] J. Dalmaso et al., Appl. Radiat. Isot. 43 (1992) 69.