stopped K^- 法を用いた
ハイパーフラグメントからのγ線分光

修士論文

京都大学大学院理学研究科物理学第二教室
原子核ハドロン研究室
三輪浩司

February, 2003

概 要

ΛN 相互作用を理解し、核力をハイペロンを含む統一的なバリオン間力に拡張することはハイパー核を研究する上で非常に大きなテーマである。すなわち現在までに詳しく調べられている核子・核子間の力に加えハイペロン・核子間、ハイペロン・ハイペロン間の力を実験的に調べ、これが核子・核子間力のように中間子交換模型で記述することができるのか、あるいはクォーク・グルーオンの自由度をいれた方がよりうまく記述できるかを調べることは非常に興味深い。

Λ 粒子の短い寿命のために散乱実験が難しいことからハイパー核のエネルギー構造から ΛN 相互作用を調べることが活発に行われてきた。しかし ΛN のスピン依存力によって分岐されるエネルギー幅は数百 keV と予想されており、エネルギー分解能が最高で 1.2MeV(FWHM) 程である磁気スペクトロメーターでは ΛN のスピン依存力に対して直接的な情報を与えることができなかった。近年のハイパー核分光用ゲルマニウムシステム (ハイパーボール) を用いた実験においてハイパー核の微細なレベル構造が解明され、ΛN 相互作用のスピンに依存する力に対する直接的な情報が与えられた。

これらの実験で用いられた (π^+, K^+),(K^-, π^-) 反応ではハイパー核の生成率が小さく、1 つのハイパー核につき約 1ヵ月の実験期間を要するため、ハイパー核を系統的に研究することはなかなか困難であると言える。これに対して stopped K^- 反応を用いたならば直接反応よりも 2 桁程大きな生成率で、標的よりも質量数の小さな様々なハイパーフラグメントが生成されるため、このハイパーフラグメントからの γ 線を測定することによってハイパー核の系統的な研究が可能になると考えられる。このハイパーフラグメントには非常にエキゾティックな中性子 (陽子) 過剰のハイパー核も生成されることもありうる。また、ハイパー核のエネルギー構造には ΛN 相互作用に加え $\Lambda N - \Sigma N$ カップリングによる ΛNN の 3 体力が重要な役割を果たすということが、理論的に活発に議論されており、ハイパー核の系統的な研究により多くのハイパー核の準位を実験的に調べることができれば、ΛN の 2 体の相互作用に対する理論的枠組をクロスチェックするのみでなく、ΛNN の 3 体力に対する情報も与えられると期待できる。

このような動機から我々は KEK PS K5 ビームラインにおいて stopped K^- 法を用いてハイパーフラグメントからの γ 線分光実験を行った (KEK-PS E509)。650MeV/c の K^- ビームをディグレーダーで減速させて標的で静止させハイパーフラグメントを生成させる。γ 線を検出するメインディテクターとして用いたハイパーボールは 14 台のゲルマニウム検出器とそれを取り囲む BGO カウンターからなり、全立体角の 15%を覆う。標的には ^{7}Li,^{9} Be,^{10} B,^{11} B,^{12} C を用いた。実験中、ビームの高計数率のために BGO によるサプレッションがうまく機能せず十分なデータをとることができなかったが、^{10}B,^{12} C 標的を用いたときのハイパーフラグメントで ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}(\mathrm{E2}: 5/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ の γ 線の検出にはじめて成功した。^{10}B ターゲットでのこの γ 線の stopped K^- あたりの強度は $0.075 \pm 0.016\%$と求まった。

目 次

第 1 章 序章 **1**
1.1 ハイパー核の γ 線分光による ΛN 相互作用の研究 . . . 1
1.1.1 スピン-スピン相互作用 . . . 2
1.1.2 スピン-軌道相互作用 . . . 2
1.2 ハイパー核スペクトロスコピーの歴史的背景と stopped K^-法 . . . 3
1.3 stopped K^- 法を用いたハイパーフラグメントからの γ 線分光 (E509 実験) . . . 4
1.3.1 ΛN のスピン依存力 . . . 5
1.3.2 $\Lambda N - \Sigma N$ カップリングと ΛNN3 体力 . . . 5

第 2 章 E509 実験の概要 **7**
2.1 K5 beam line . . . 8
2.2 beam line counters . . . 9
2.3 Degrader . . . 11
2.4 Target . . . 11
2.5 Degrader の厚さの決定 . . . 13
2.6 Hyperball . . . 15
2.6.1 ゲルマニウム検出器 . . . 15
2.6.2 BGO カウンター . . . 18
2.6.3 モニタリングシステム . . . 20
2.7 トリガーとデータ収集システム . . . 22
2.7.1 1st レベルトリガー . . . 22
2.7.2 2nd レベルトリガーと DAQ システム . . . 22
2.8 データサマリー . . . 23

第 3 章 解析 **25**
3.1 Beam の解析 . . . 25
3.1.1 K 中間子の識別 . . . 25
3.1.2 B3 で K^- が静止したイベントのカット . . . 32
3.1.3 stopped K^- イベントの数の見積もり . . . 36
3.2 Hyperball の解析 . . . 39
3.2.1 ゲルマニウム検出器の解析 . . . 39
3.2.2 BGO カウンターの解析 . . . 42
3.2.3 ゲルマニウム検出器の TDC カット 2 . . . 52
3.2.4 ゲルマニウム検出器の calibration . . . 55
3.2.5 ゲルマニウム検出器の efficiency . . . 58

第 4 章 結果と考察 **61**
4.1 γ 線スペクトル . . . 61
4.2 ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}(5/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ E2 遷移 . . . 67

4.3 ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ の $E2(5/2^{+} \to 1/2^{+})$ 遷移の強度 70
4.4 その他のハイパー核の候補の γ 線 70

第 5 章 まとめ **73**

図 目 次

1.1 ハイパー核の微細構造 2
1.2 E419 で得られた ${}^{7}_{\Lambda}$Li の γ 線スペクトル [5] 3
1.3 E930 で ^{9}Be(K^-, π^-) 反応で得られた γ 線スペクトル 4
1.4 ΛNN の三体力のダイアグラム 5

2.1 E509 のセットアップ 7
2.2 E509 のセットアップの写真 8
2.3 K5 ビームラインの図 9
2.4 B3 カウンターのイラスト 10
2.5 ルサイトチェレンコフカウンターのイラスト 11
2.6 π ビームトリガーと K ビームトリガーのときの LC2 の ADC ヒストグラム 11
2.7 ^{9}Be ターゲットの配置 12
2.8 ^{10}B,^{11} B ターゲットの配置 12
2.9 ^{12}C ターゲットのイラスト 12
2.10 K Beam $\times$ T1 $\times$ $\overline{\mathrm{T2}}$ と K Beam $\times$ T1 $\times$ T2 $\times$ $\overline{\mathrm{T3}}$ の数を K $\times$ $T1$ で normalize したものと adjustable degrader の厚さの関係 14
2.11 ハイパー核用大立体角ゲルマニウム検出器システム「ハイパーボール」の概念図 16
2.12 トランジスタリセット型のプリアンプの出力信号のダイアグラム 17
2.13 ハイパーボール関係の回路図 18
2.14 BGO カウンターの形状とゲルマニウム検出器を取り囲む配置図 20
2.15 BGO カウンターの形状とゲルマニウム検出器を取り囲む配置図 20
2.16 モニタリングシステムのロジックダイアグラム。 21
2.17 ^{60}Co 線源を埋め込んだプラスチックシンチレーター 21
2.18 1st level トリガーのダイアグラム 23
2.19 2nd レベルトリガーと DAQ システムの概念図 24

3.1 beam trigger での B2 と LC1 の ADC の 2 次元プロット 27
3.2 Stop K trigger での B2 と LC1 の ADC の 2 次元プロット 27
3.3 B2 と LC1 の ADC の情報を使って粒子識別したときの B3 TDC 28
3.4 normal run のとき (上図) と low intensity run のとき (下図) の B1 ADC 29
3.5 normal run のとき (上図) と low intensity run のとき (下図) の B2ADC 30
3.6 normal run のとき (上図) と low intensity run のときと (下図) の B3ADC 31
3.7 B3 カウンターの ADC ヒストグラム 32
3.8 B3 カウンターでカットしたときの T1 カウンターの TDC ヒストグラム。 33
3.9 B3 カウンターでカットしたときの T1 カウンター prompt 部分の数とそれを B3 のカットを満たすイベントの数で normalize したもの 33
3.10 ^{11}B ターゲットでのゲルマニウム検出器のエネルギースペクトル 34
3.11 B3ADC の大きさでカットしたときの ^{10}Be の 3367.4keV の γ 線のトリガー当たりの収量と B3ADC の関係 35

3.12 GEANT を用いたシミュレーションの図 36
3.13 カーボンターゲットのときの T3 の TDC ヒストグラム 37
3.14 ゲルマニウム検出器の ADC と TDC の 2 次元相関 40
3.15 TDC カットで用いたゲートの幅と ADC の関係 40
3.16 各 ADC 領域での TDC スペクトルとゲート幅。 41
3.17 ゲルマニウム検出器で用いたパイルアップカットの時間ダイアグラム。 42
3.18 BGO カウンターの TDC ヒストグラム 42
3.19 BGO のゲート幅と ^{10}B の 718keV の γ 線の S $\times$ S/N の関係 43
3.20 BGO の multiplicity をあらわすヒストグラム 44
3.21 TDC カットを行った後のゲルマニウム検出器のエネルギースペクルとさらに BGO カットを行ったときのエネルギースペクトル。 45
3.22 BGO カットにおける suppression factor 45
3.23 spill on のときの BGO のシグナル幅の分布 46
3.24 spill off のときの BGO のシグナル幅の分布 46
3.25 BGO が不感になるときのタイミング ダイアグラム 47
3.26 normal run での BGO シグナルの立ち上がりと時間ゲートの関係 48
3.27 low intensity run での BGO シグナルの立ち上がりと時間ゲートの関係 48
3.28 normal run でのゲルマニウム検出器の TDC カットと BGO カットをしたときの BGO シグナルの立ち上がりと時間ゲートの関係 48
3.29 low intensity run でのゲルマニウム検出器の TDC カットと BGO カットをしたときの BGO シグナルの立ち上がりと時間ゲートの関係 48
3.30 BGO が不感でなかったときのみを用いて BGO カットを行ったときと行わなかったときのゲルマニウム検出器のエネルギースペクトルを示す。 50
3.31 BGO か不感でなかったときのみを用いたときの BGO の suppression factor 50
3.32 ゲルマニウム検出器の TDC カットとパイルアップカット、BGO カットを行ったとき、BGO が不感であったときと BGO が不感でなかったときのゲルマニウム検出器のエネルギースペクトル 51
3.33 BGO が不感でないときのヒストグラムをそのカットを加える前のヒストグラムで割ったもの 51
3.34 ゲルマニウム検出器の各カットを行ったときのエネルギーと TDC の 2 次元相関 52
3.35 ゲルマニウム検出器のエネルギーと TDC の 2 次元相関 53
3.36 ゲルマニウム検出器の TDC カットのゲートの幅とエネルギーの関係。 53
3.37 ゲルマニウム検出器で新たな TDC カットに条件を満たすとき (黒) と満たさないとき (青) のヒストグラム 54
3.38 ゲルマニウム検出器のエネルギー校正曲線と residual 56
3.39 ^{11}B ターゲットで K ビームを選んだときのゲルマニウム検出器のエネルギースペクトル . . 56
3.40 ゲルマニウム検出器の光電ピーク efficiency 58
3.41 ^{10}B のエネルギー準位 59
3.42 ^{11}B ターゲットのエネルギースペクトル 60
3.43 3.42 で与えられた幅で coincidence を行ったときに得られたエネルギースペクトル 60
3.44 $\gamma - \gamma$ coincidence を行ったときに生じるバックグラウンドのヒストグラム。 60
3.45 3.43 から 3.44 のバックグラウンドを取り除いたもの。 60

4.1 ^{7}Li ターゲットで得られた γ 線スペクトル 62
4.2 ^{9}Be ターゲットで得られた γ 線スペクトル 63
4.3 ^{10}B ターゲットでの γ 線スペクトル 64
4.4 ^{11}B ターゲットでの γ 線スペクトル 65

4.5 ^{12}C ターゲットでの γ 線スペクトル 66
4.6 ^{10}B ターゲットの 2050keV あたりのエネルギースペクトル 68
4.7 1800keV∼2300keV の範囲での 5 つのターゲットでのエネルギースペクトル 69
4.8 1200keV∼1500keV での全ターゲットの γ 線スペクトル 72

表 目 次

2.1 トリガーカウンターの特徴 10
2.2 B1,B2,B3 でのエネルギー損失の計算値 10
2.3 各ターゲットの Adjustable Degrader の厚さ 15
2.4 BGO カウンターの特徴 19
2.5 各ターゲットに照射された K^- 中間子の数と静止イベントの数 24

3.1 low intensity run と normal run での各ターゲットでのビーム中の粒子の割り合い 28
3.2 各カウンターでの TDC ヒストグラムの delay 部分と prompt 部分の数 37
3.3 TDC カットでシグナルの残る割合 39
3.4 2 つの slot の BGO カウンターのシングルレイト。 44
3.5 BGO が不感でないというカットをかけたときに残るシグナルの割合。 49
3.6 TDC カットでシグナルの残る割合 53
3.7 ゲルマニウム検出器のエネルギー校正に用いた γ 線 55
3.8 ^{11}B ターゲットで見つかったピークのエネルギーとアサイン 57

4.1 ターゲット依存性のある γ 線 61

第1章　序章

1.1　ハイパー核の γ 線分光による ΛN 相互作用の研究

s-quark を含むバリオンを原子核の構成要素として持つハイパー核、とくに Λ 粒子をもつ Λ ハイパー核は、Λ 粒子の長い寿命と陽子・中性子と違いパウリ原理を受けることなく、核内の深い軌道まで達することができることから、原子核の構造研究に多くの情報をもたらしてきた。

一方、核力をハイペロンを含むバリオン間の相互作用に拡張し、これを統一的に理解することは、もっとも重要な課題の 1 つである。すなわち、現在までに詳しく調べられている核子・核子 (NN) 間の力に加え、ハイペロン・核子 (YN) 間、ハイペロン・ハイペロン (YY) 間の力を実験的に調べ、これが NN 間力と同様に中間子交換模型で記述することができるのか、あるいは quark-gluon の自由度をいれた方がよりうまく記述できるのかを調べるのは、非常に興味深いテーマである。

まず ΛN 相互作用を理解することはバリオン間の相互作用を統一的に理解する第一歩である。

2 体の ΛN 相互作用は次のように表すことができる。

$$V_{\Lambda N}(r) = V_0 + V_\sigma(r)\vec{\sigma}_\Lambda\cdot\vec{\sigma}_N + V_\Lambda(r)\vec{L}\cdot\vec{\sigma}_\Lambda + V_N(r)\vec{L}\cdot\vec{\sigma}_N + V_T(r)\left(\frac{3(\vec{\sigma}_\Lambda\cdot\vec{r})(\vec{\sigma}_N\cdot\vec{r})}{r^2} - \vec{\sigma}_\Lambda\cdot\vec{\sigma}_N\right)$$

ここで $\vec{L}$ は ΛN の相対軌道角運動量を、$\vec{r}$ は相対座標をそれぞれ示す。また $\vec{\sigma}_x$ は粒子 x のスピンを示している。

ΛN 相互作用はスピンを平均した中心力を表す項 (V_0) と 4 つのスピンに依存する項、すなわち核子と Λ 粒子のスピン・スピン相互作用、核子と Λ 粒子の相対角軌道運動量と Λ 粒子のスピンとの LS 力、逆に核子と Λ 粒子の相対角軌道運動量と核子のスピンとの LS 力、最後にテンソル力からなる。これらのうちでスピンを平均した中心力は広い範囲の質量数のハイパー核の束縛エネルギーから良く理解されている。Λ ハイパー核の束縛エネルギーは Woods-Saxon のポテンシャルでうまく再現することができ、そのポテンシャルの深さは 約 30 MeV である。これは核力の場合よりも弱く、この原因は ΛN 相互作用においてアイソスピンを保存するために π 中間子の交換が禁止されることに起因していると考えられる。

一方、スピンに依存する力はまだ十分に理解されているとは言えない。これらはハイパー核の構造から以下のようにして求めることができる。スピン j($\neq$0) をもつノーマル核があり、これに Λ 粒子が 0s 状態に加わるとする。すると Λ 粒子はスピン 1/2 を持つので、スピンが $j+1/2$ と $j-1/2$ の状態に分かれることになる。ΛN 相互作用は十分弱いとすれば、この 2 つの状態の空間波動関数は同じとすることができ、2 つの状態の energy splitting の大きさは ΛN 相互作用のスピン依存項のみによって決定される。γ 線分光においては図 1.1 にあるように $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ のエネルギーを測定することによってこの情報を得ることができる。

p-shell ハイパー核において、スピン依存の相互作用の項を空間波動関数で積分したものがしばしば $\Delta, S_\Lambda, S_N, T$ と表される。Δ は以下のように定義される。

$$\Delta = \int \phi^*_{\Lambda\mathrm{N}}(\vec{r}) V_\sigma(r) \phi_{\Lambda\mathrm{N}}(\vec{r}) d\vec{r} \tag{1.1}$$

ここで $\phi_{\Lambda\mathrm{N}}$ は $p_N s_\Lambda$ 状態の ΛN の相対的な空間波動関数である。他の 3 つについても同様に $V_\Lambda(r), V_N(r), V_T(r)$ から定義される。これらはパラメーターとして、p-shell のハイパー核のエネルギーレベルを fit することによって現象論的に決定される。これらのパラメーターの値は p-shell ハイパー核を通じて良い近似で一定であると考えられている [2]。

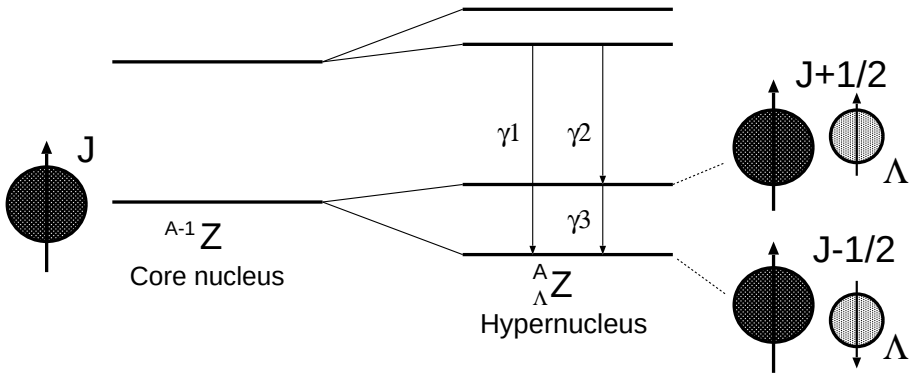


図 1.1: ハイパー核の微細構造。Λ 粒子が加わることで生じるエネルギーレベル間隔はスピン依存相互作用の 3 つの成分によって決まる。精密 γ 線分光によってこの間隔を調べることができる。

現在までハイパー核の構造研究は磁気スペクトロメーターをもちいて (K^-, π^-)、(π^+, K^+) 反応によって行われてきたが、その Missing Mass から得られるエネルギー分解能は 2MeV(FWHM) 程度であった。これに対して、スピン依存の ΛN 相互作用によるエネルギー分岐幅は数百 keV 程度であり、この方法で ΛN 相互作用のスピンに依存する力を調べるのは不可能であった。一方でこうした反応で生成されたハイパー核の励起状態からの γ 線を測定することができれば、エネルギー分解能は 3 桁も向上するが、これは技術的な理由により最近まで不可能であった。近年になり、ゲルマニウム検出器を用いたハイパー核分光システム「ハイパーボール」の登場により、はじめてハイパー核からの γ 線を精密に測定することが可能となり、ΛN 相互作用のスピンに依存する力を実験的に決定することが可能となり、ハイパー核分光の新しい扉が開かれた。

1.1.1 スピン-スピン相互作用

実験的にスピン-スピン相互作用に関する情報を初めて与えたのは、${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{H}$ と ${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{He}$ の基底状態の 2 重項の spin-flip の M1 遷移 $(1^+ \to 0^+)$ であった [1]。測定された 1.1MeV のエネルギー差から $\Delta \sim 0.5\mathrm{MeV}$ という値が Millener *et al.*[2] によって導き出された。

しかし、Chrien *et al.*[3] による ${}^{10}_{\Lambda}\mathrm{B}$ の実験において spin-flip の M1 遷移 $(2^- \to 1^-)$ が 100keV から 900keV の間に観測できなかったという結果は Millener の予想した 170keV という値とは矛盾するものとなった。

さらに Gibson *et al.*[4] は 4 体のハイパー核は $\Lambda N - \Sigma N$ カップリングの効果が大きく、${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{H}$ と ${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{He}$ における energy splitting は $\Lambda N - \Sigma N$ カップリングによっても説明することが可能であり、このエネルギー差は純粋な ΛN のスピン-スピン相互作用によるものではないということを指摘した。

こうした背景から、ハイパーボールを用いた初めての実験は $\Lambda N - \Sigma N$ カップリングの効果が少なく、ΛN のスピン-スピン相互作用を反映する ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ の基底状態の 2 重項を測定すべく、KEK において行われた (E419)[5]。この実験で ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ の基底状態の 2 重項の M1 遷移の γ 線が精密に測定され、

$$\Delta \sim 0.5\mathrm{MeV} \tag{1.2}$$

という値が導き出された (Appendix に ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ のレベルダイアグラムを示す)。

1.1.2 スピン-軌道相互作用

Λ 粒子のスピンに関する LS 力は核子間における LS 力に比べ小さいことが過去の実験からいわれたきた [6]。これについて決定的な情報を与えたのは、BNL でハイパーボールを用いて行われた ${}^{9}_{\Lambda}\mathrm{Be}$ の γ 線分光の

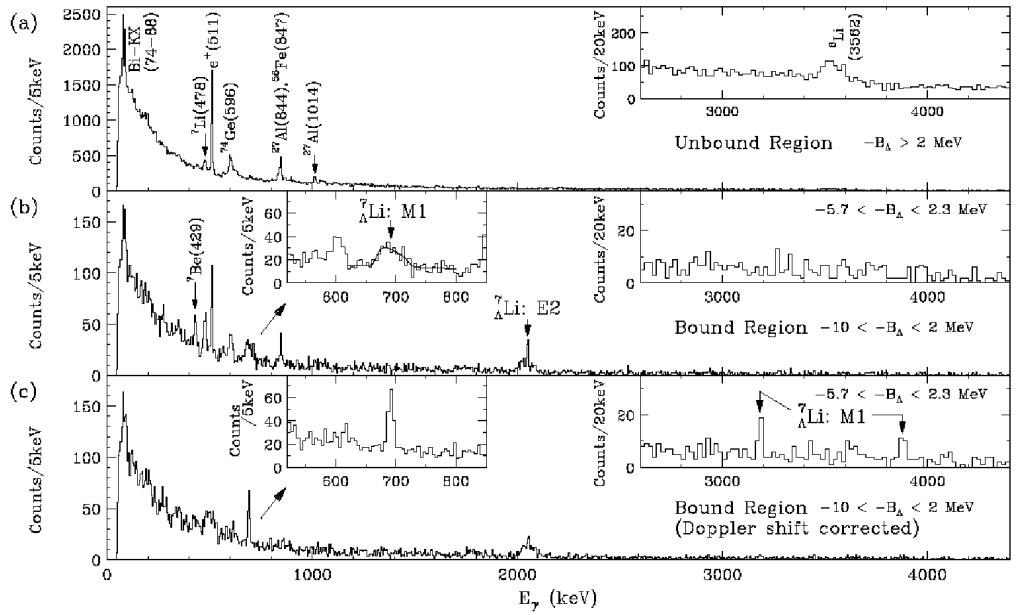


図 1.2: E419 で得られた $^{7}_{\Lambda}$Li の γ 線スペクトル [5]。(a):^{7}Li(π^+, K^+) 反応の Missing Mass スペクトルで非束縛領域を選んだときの γ 線スペクトル。(b):$^{7}_{\Lambda}$Li の束縛領域を選んだときの γ 線スペクトル。(a) では確認できない 2 つのピークは $^{7}_{\Lambda}$Li からの γ 線である。(c):(b) にドップラー補正を加えたものである。さらに $^{7}_{\Lambda}$Li からの 2 つの γ が確認された。

実験であった (E930)[7]。^{8}Be の第一励起状態 (2^+) は 2 つの α クラスターの回転状態と解釈でき、Λ 粒子が 0_S 軌道に入ることによってできる $^{9}_{\Lambda}$Be の $5/2^+$,$3/2^+$ はほぼ Λ 粒子のスピンに依存する LS 力によって分岐すると考えられる。E930 においてこの 2 つの準位から基底状態に落ちる 2 つの E2 遷移の γ 線の検出に成功し、そのエネルギー分岐の大きさが $31.4^{+2.5}_{-3.6}$keV であることが分かった (Appendix に $^{9}_{\Lambda}$Be のレベルダイアグラムを示す)。

1.2 ハイパー核スペクトロスコピーの歴史的背景と stopped K^-法

ハイパー核は 1953 年に宇宙線にさらされたエマルジョン中で初めて観測された [8]。1960 年代には K^- をエマルジョンや泡箱に静止吸収させ、フラグメントとしてハイパー核が生成され、質量数の小さなハイパー核が同定され、Λ 粒子の束縛エネルギーが求められた。この論文のなかでフラグメントとして生成されるハイパー核をハイパーフラグメントと呼ぶ。1973 年に入るとハイパー核のカウンター実験が始められた。初期のころは K^- 中間子をターゲット中に静止吸収させ、$(\text{stopped } K^-, \pi^-)$ という反応で放出される π を測定し、ハイパー核の質量を求めることによって、ハイパー核の研究が行われた。しかし、静止吸収法を用いると Λ 粒子が受ける反跳運動量は約 250MeV/c と大きく、Λ 粒子が原子核に束縛される確率は 10^{-3} のオーダーの小さな値となり、膨大なバックグラウンドの中からハイパー核生成事象を選び出すのは難しいという欠点があった。

これを克服するために Λ の反跳運動量が 0 になるように K 中間子の入射運動量を選び、in-flight(K^-, π^-) 反応でハイパー核を生成するのが一般的となった。この in-flight(K^-, π^-) 反応では中性子の hole 軌道と Λ の軌道が等しく、スピン・パリティーも変化しない置換状態が非常に選択的に生成されるという特徴が挙げられる。

1980 年代に入ると (π^+, K^+) 反応を用いたカウンター実験がはじめられた。この反応で生成される Λ 粒

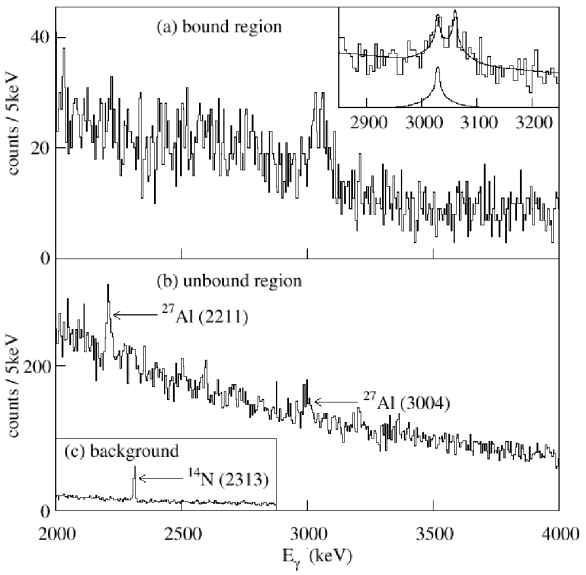


図 1.3: E930 で ^{9}Be(K^-, π^-) 反応で得られた γ 線スペクトル。(a):束縛領域を選んだもので $^{9}_{\Lambda}$Be からの 2 本の γ 線が確認できる。(b):非束縛領域を選んだもの。

子に与えられる運動量移行は大きく、質量数の大きな原子核の奥深くにも達することができ、重い Λ ハイパー核の研究も開始され、Λ 粒子が重い核の中心部でも単一粒子状態であることが示された [12]。

今、述べたようにハイパー核の研究の初期の段階で stopped K^- 法を用いて、研究が行われた。stopped K^- 法におけるハイパー核の生成メカニズムは以下のようになる。

1. K^- 中間子がターゲット中で静止し、まず K 中間子原子を生成する。原子軌道中の K^- はさらに低いエネルギーの軌道に落ちて行き、ついには原子核に吸収される。
2. ハイペロンが生成され、原子核中のある軌道を占め、ハイパー核を生成する。

この方法で生成されるハイパー核の特徴としては

1. 大きな反跳運動量のために様々な状態が非選択的に生成される。
2. K^- が静止し、原子核に吸収されるとほぼ 100%の割合でハイペロンが生成される。
3. ハイペロンが生成されたうちで、ターゲットと同じ質量数のハイパー核を生成する割合は 10^{-3} と小さくなる。一方で様々なハイパーフラグメントが生成される。

などが挙げられる。エマルジョン中の原子核をターゲットとしたときに何らかのハイパーフラグメントが生成される確率は $(8\pm2)\%$ と報告されている [13]。

1.3 stopped K^- 法を用いたハイパーフラグメントからの γ 線分光 (E509 実験)

今までの Hyperball を用いた実験でゲルマニウム検出器を用いた精密 γ 線分光が非常に有用であることが実証された。in-flight 反応を用いたこれらの実験では限られたビームの強度で生成率の小さなハイパー核を生成し、十分なデータを得るには 1 つのターゲットでも 1ヵ月の実験期間は必要となってくる。そのた

め in-flight 反応を用いてハイパー核を系統的に study するのはなかなか困難である。しかし E930 において ${}^{10}_{\Lambda}$B の高い励起状態を選ぶと ${}^{7}_{\Lambda}$Li や ${}^{9}_{\Lambda}$Be などのハイパーフラグメントからの γ 線が検出され [14]、ハイパーフラグメントによる γ 線分光が有効であることが分かった。stopped K^- 法を用いたならば、in-flight のときよりも 2 桁ほど多くの様々なハイパーフラグメントが生成され、これにより系統的なハイパー核の γ 線分光が可能になると期待できる。in-flight 法ではあるハイパー核をつくるのに適当なターゲットがない場合でも、stopped K^- 法ではターゲットよりも質量数の小さな様々なハイパー核 (陽子・中性子過剰なハイパー核も含めて) が生成できることが stopped K^- 法を用いる最も大きな利点である。

このような背景から Hyperball と stopped K^- 法を組み合わせた初めての実験 (E509) が行われた。この実験では ^{7}Li,^{9} Be,^{10} B,^{11} B,^{12} C の 5 つのターゲットを用い、生成されるハイパーフラグメントとしては ${}^{4}_{\Lambda}$H, ${}^{4}_{\Lambda}$He, ${}^{7}_{\Lambda}$He, ${}^{7}_{\Lambda}$Li, ${}^{8}_{\Lambda}$Li, ${}^{8}_{\Lambda}$Be, ${}^{10}_{\Lambda}$Be, ${}^{10}_{\Lambda}$B, ${}^{11}_{\Lambda}$B などが期待できる。この実験は広い範囲のハイパー核の γ 線分光を系統的に研究しようとする初の試みであり、この方法がハイパー核の研究にとって有効であることを示すことが、この実験の目標の一つである。この方法が確立されれば、Λ ハイパー核の γ 線スペクトロスコピーに大いなる飛躍を与えるものであるからである。

1.3.1 ΛN のスピン依存力

前に述べたように、ΛN 相互作用を理解することは、バリオン間力を理解する上で最も重要である。ここ数年, 主に Hyperball を用いた実験により ΛN のスピン依存力に関する質の良いデータが飛躍的に増加した。しかし理論的にこれらの力が完全に理解できたとはまだいうことはできない。Millener は最近の実験データを用いて以下のようなパラメータセットを提案した [9]。

$$\Delta = 0.50\mathrm{MeV},\ S_\Lambda = -0.04\mathrm{MeV},\ S_N = -0.47\mathrm{MeV},\ T = 0.04\mathrm{MeV} \tag{1.3}$$

これらの値は実験的に知られている多くのハイパー核のエネルギー準位をうまく再現するものの、${}^{10}_{\Lambda}$B の基底状態 2 重項のエネルギー差を今だ再現できない。もし他のハイパー核においても今の理論では説明できない準位が見つかるならば、理論的枠組を見直す必要が出てくる。

1.3.2 ΛN $-$ ΣN カップリングと ΛNN**3** 体力

ハイパー核のエネルギー準位には 2 体の ΛN 相互作用だけではなく ΛNN の 3 体力の効果が大きな影響を与えるということが活発に議論されている。

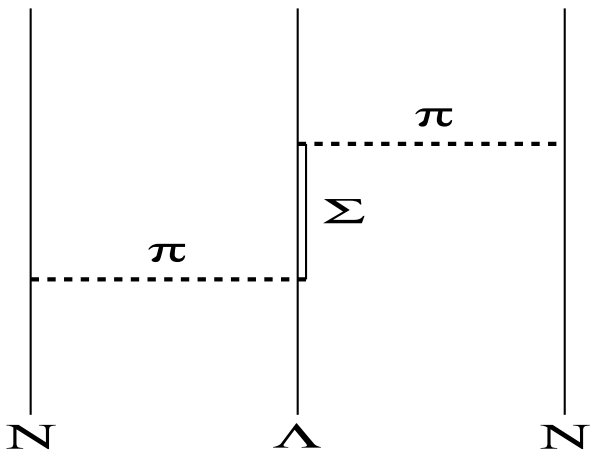


図 1.4: ΛNN の三体力のダイアグラム

ハイパー核において ΛNN の 3 体力が重要になってくるのは以下のような理由による。図 1.4 に示すように ΛNN の 3 体力は ΛN − ΣN カップリングにより中間状態に Σ を持つ。この ΛNN の 3 体力は Δ を中間状態に持つ 3N の 3 体力に比べ、次のような理由によって強くなると予想されている。中間状態となる Σ は Λ に比べ 80MeV しか質量が重くないのに対して Δ は N に比べ 300MeV も重い質量を持つことである。また ΛNN の 3 体力で興味深い点は 2 体の ΛN 相互作用では π 中間子を交換することが禁止されているのに対し、ΛNN の 3 体力では Σ を中間状態に持つことでそれが可能になることである。

このような理由から ΛNN の相互作用を調べることは非常に重要になってくる。もし ΛNN3 体力が ΛN の有効 2 体力に繰り込むことができないのであれば、この 3 体力はハイパー核のエネルギー準位を変化させ、その結果、ΛN の 2 体のパラメーターだけではハイパー核のエネルギー準位が説明できなくなる。3 体力を理解するにはさらに自由度が増えるので様々なハイパー核のエネルギーレベルのデータが必要となってくる。このため ΛN 相互作用と $\Lambda N - \Sigma N$ 結合にもとずく ΛNN の 3 体力を理解するためには、ハイパー核の系統的な study が必須になってくると考えられる。

第2章　E509実験の概要

stopped K^- 法を用いてハイパーフラグメントからの γ 線を測定することを目的とした実験 (KEK-PS E509) が KEK12GeV 陽子シンクロトロン (12GeV PS) の K5 ビームラインで 2002 年 4 月に行なわれた。

実験のセットアップを図 2.1 に示す。セットアップ自身非常にシンプルなものとなった。stopped K^- を同定するためのカウンター系、K^- ビームを減速させるためのディグレーダー、そしてターゲットからの γ 線を測定するためのハイパーボールからなる。図 2.2 に実験エリアの写真を示す。

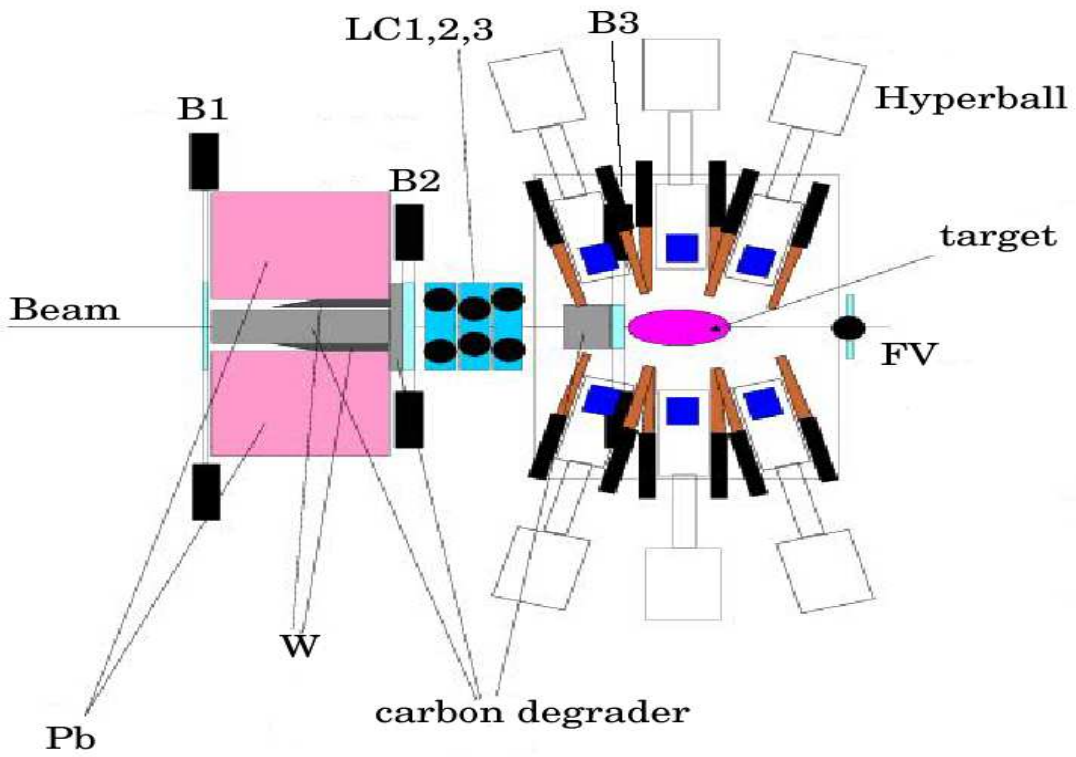


図 2.1: E509 のセットアップ。K 中間子を同定するカウンター系とターゲットからの γ 線を測定するためにハイパーボールからなる。

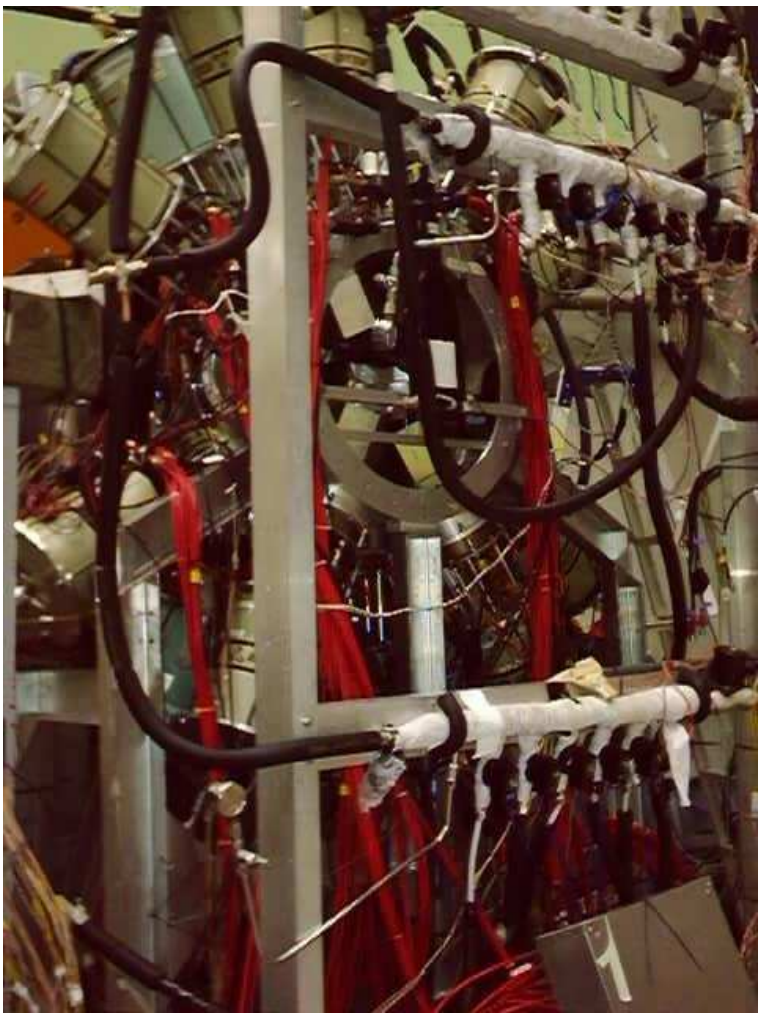


図 2.2: E509 のセットアップの写真。ビームライン下流から見たもの。ハイパーボールとその窒素配管が見える。またハイパーボールのフレームには FV カウンターが取り付けられているのが分かる。

2.1　K5 beam line

KEK 12GeV-PS の陽子ビームは EP1 ビームラインに導かれ、$6\times10\times40\mathrm{mm}^3$ のプラチナの内部標的に衝突し、2 次粒子を生成する。この実験中での典型的な陽子ビームの強度はメインリング内で 3.2×10^{12}ppp、EP1 ビームライン内で 2.5×10^{12}ppp、K5 内部標的前で 2.5×10^{12}ppp であった。

生成された 2 次粒子はベンディングマグネットにより運動量分析され、校正用マグネット (CM) を有する DC セパレーターと mass slit によって粒子識別される。K5 ビームラインの全長は 12.5m であり、世界でもっとも短い低運動量の K 中間子用のビームラインである [10]。この実験では運動量およそ $650\mathrm{MeV}/c$ の K^- 中間子を用いた。

K/π 比と K の収量を最適化するように momentum slit と mass slit、さらに校正用マグネット (CM) のスキャンをおこなった。今回の実験ではビームラインチェンバーを用いなかったので、ビームプロファイルをみることができない。そこでターゲットディファインカウンターとして $5\mathrm{cm}\times5\mathrm{cm}\times0.5\mathrm{cm}$ のプラスティックカウンターを用いることにより、ターゲットにおけるビームの収束を確認した。この実験での π/K 比は約 160 であり、ターゲットでの stopped K^- の収量は約 5K/spill であった。

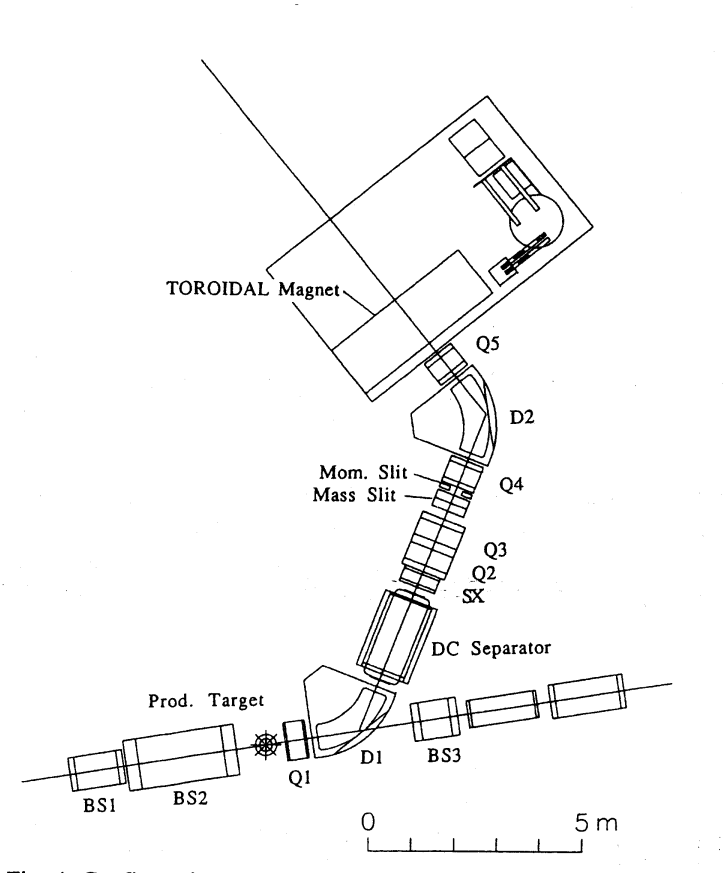


図 2.3: K5 ビームラインの図。Q,D,SX はそれぞれ 4 重極、2 重極、6 重極電磁石をしめす。

2.2 beam line counters

ビームを ID するためのビームラインカウンターについて述べる。これらのカウンターの特徴を表 2.1 にまとめる。

B1 カウンターはビーム取り出し口と鉛のコリメーターとの間の狭いすき間にインストールした。B2 カウンターは全てのカウンターとゲルマニウム検出器および BGO カウンターの時間測定の基準としてもちい、TDC モジュールの common stop として用いた。B3 カウンターはハイパーボールのフレームの内側に設置し、ターゲットの直前に配置した。B2 カウンター、B3 カウンターは厚さがともに 2cm と厚めのものを用いた。これはカウンターでの粒子のエネルギー損失から粒子識別を行うためである。図 2.4 に B3 カウンターのイラストを載せる。B1,B2,B3 カウンターは図 2.4 のように左右から信号を読みだした。

ここで B1,B2,B3 で予想される π 中間子、K 中間子でのエネルギー損失を以下の仮定をして計算した。

- エネルギー損失は電磁相互作用のみで起こるとし、Bethe-Bloch の公式を用いる。
- 多重散乱を起こさずに、直進のみする。
- 粒子は崩壊しない。

K 中間子については入射運動量として 655MeV/c、660MeV/c、670MeV/c、の 3 つの場合で、π 中間子は入射運動量として 660MeV/c の場合で、B1,B2,B3 での粒子のエネルギー損失を計算した。この結果を表 2.2 に示す。B2,B3 における π 中間子と K 中間子でのエネルギー損失の差から粒子識別が可能であることが分かる。

名称	属性	幅 (x) × 高さ (y) × 厚さ (z) (cm)	数量	PMT
B1	プラスチックシンチレーター	15.0 × 10.0 × 0.5	1	H1161(×2)
B2	プラスチックシンチレーター	15.0 × 10.0 × 2.0	1	H3983(×2)
B3	プラスチックシンチレーター	10.0 × 10.0 × 2.0	1	H3983(×2)
FV	プラスチックシンチレーター	15.0 × 15.0 × 0.5	1	E934(×1)
LC	ルサイトチェレンコフ	20.0 × 20.0 × 5.5	3	H1161(×2)

表 2.1: トリガーカウンターの特徴。B1,B2,B3 は左右に PMT を取り付けて用いた。B3 の大きさ $(x \times y)$ はターゲットの大きさにあわせて B1,B2 よりも小さなものを用いている。ルサイトチェレンコフは上面に 2 つの PMT を取り付けて用いた。

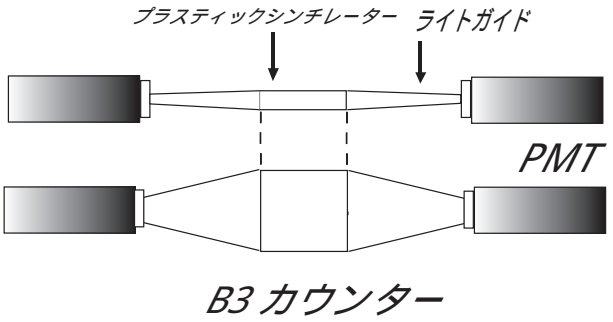


図 2.4: B3 カウンターのイラスト。B1,B2 もシンチレーターの大きさは違うが、形状は同じである。

FV カウンターはターゲットで静止しなかったイベントを veto するためのに用いられた。ターゲットはハイパーボールのフレームの中にあり、その直後に FV カウンターを設置することはできなかったので、ハイパーボールのフレームの下流側に設置した。

3 つのルサイトチェレンコフカウンターはビーム中の π 中間子を veto するために用いた。屈折率は約 1.49 であり $\beta = 0.671$ 以上のときに Cerenkov 光を放出する。LC1 で π 粒子は $\beta = 0.970$ であるので、チェレンコフ光を放出する。一方 K 粒子のほうは LC1 で $\beta = 0.691$ となり、Cerenkov 光を放出する閾値付近である。図 2.6 に π Beam トリガーのときと K Beam トリガーのときの LC2 の ADC ヒストグラムを示す。K Beam トリガーでも π 中間子のピークが見えているのは解析で詳しく述べるが、パイルアップのためである。ルサイトチェレンコフカウンターの threshold はオシロスコープを用いて π 中間子のパルス高と K 中間子のパルス高の中間の高さに定めた。

粒子	入射運動量 (MeV/c)	B1(MeV)	B2(MeV)	B3(MeV)
π	660	1.09	4.31	4.29
K	655	1.33(1.22)	6.78(1.57)	30.9(7.20)
	660	1.32(1.21)	6.67(1.54)	18.5(4.31)
	670	1.31(1.20)	6.50(1.51)	13.2(3.08)

表 2.2: B1,B2,B3 でのエネルギー損失の計算値。π 中間子と 3 つの入射運動量のときの K 中間子のときの値が示してある。K 中間子の欄の括弧のなかの値は π 中間子のときのエネルギー損失の比である。

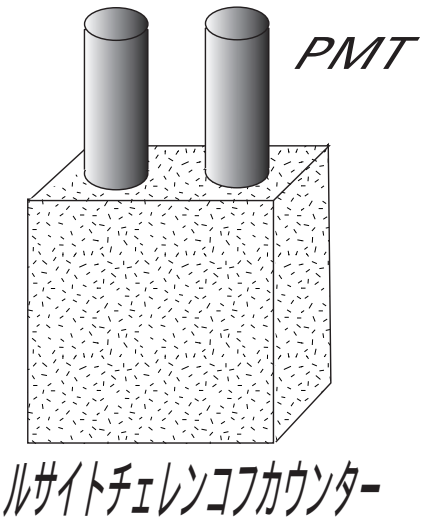


図 2.5: ルサイトチェレンコフカウンターのイラスト。ルサイトの上面に 2 つの PMT を接合して信号を読みだした。

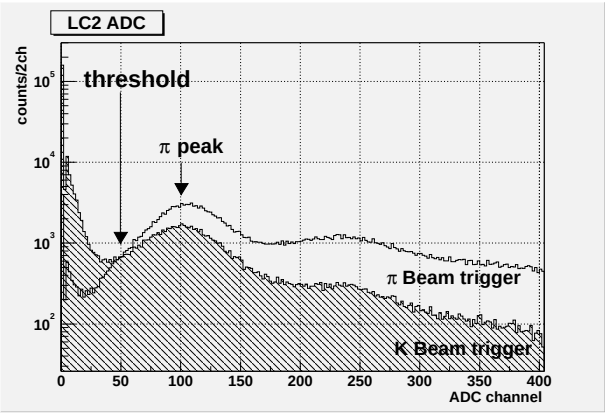


図 2.6: π ビームトリガーと K ビームトリガーのときの LC2 の ADC ヒストグラム。矢印は設定した threshold である。

2.3 Degrader

K 粒子をターゲット中で静止させるため、我々は 3 種類のディグレーダーを使用した。1 つめは B1 と B2 の間にある鉛のコリメーターの中に置かれた Upstream Degrader であり、形状が $13.7\mathrm{cm}(W) \times 9\mathrm{cm}(H) \times 20\mathrm{cm}(L)$、$13.7\mathrm{cm}(W) \times 9\mathrm{cm}(H) \times 5\mathrm{cm}(L)$、$13.7\mathrm{cm}(W) \times 9\mathrm{cm}(H) \times 2\mathrm{cm}(L)$ で密度はすべて等しい $1.77\mathrm{g/cm}^3$ のグラファイトの板を並べて用いた。

2 つめは Upstream Degrader と B2 の間に置かれた Adjustable Degrader であり密度が $1.88\mathrm{g/cm}^3$ で形状が $20\mathrm{cm}(W) \times 20\mathrm{cm}(H)$ で厚さがそれぞれ 0.5cm、0.7cm、0.8cm、0.9cm、1.0cm、2.0cm の 6 種類のグラファイトの板を用意した。ターゲットの厚さに応じてこの中の数枚を用いた。

3 つめは B3 の直前に置かれた Downstream Degrader でありハイパーボールのフレームの中に置かれた。密度は $1.77\mathrm{g/cm}^3$ であり、形状は $10.5\mathrm{cm}(W) \times 10.0\mathrm{cm}(H) \times 8.7\mathrm{cm}(L)$ である。

2.4 Target

我々は軽い $(A < 12)$ のハイパー核からの γ 線を系統的に調べるために ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B, ^{11}B, ^{12}C の 5 つの軽い原子核をターゲットに用いた。stopped K^- 法で生成されたハイパーフラグメントからの γ 線の ID の方法の一つとして γ 線の収量の A 依存性がある。このことも考慮し上の 5 つのターゲットを用いた。

^{7}Li ターゲットは形状は $10\mathrm{cm}(W) \times 10\mathrm{cm}(H) \times 20(L)\mathrm{cm}$ で、密度は $0.534\mathrm{g/cm}^3$ であり、Ar ガス入りの袋の中に納められていた。

^{9}Be ターゲットは形状は $10(W)\mathrm{cm} \times 20(H)\mathrm{cm} \times 2.5(L)\mathrm{cm}$ で密度は $1.848\mathrm{g/cm}^3$ であった。ゲルマニウム検出器からみた厚さを減らすために図 2.7 の様にビーム軸から 30 ° 傾けて用いた。

^{10}B はパウダーと板からできており、パウダーはプラスティックの容器にいれて用いた。パウダーの密度は $1.021\mathrm{g/cm}^3$、板の密度は $1.42\mathrm{g/cm}^3$ であった。^{11}B も ^{10}B と同様にパウダーと板からできておりパウダーの密度は $1.063\mathrm{g/cm}^3$ であり、板の密度は $1.59\mathrm{g/cm}^3$ である。

^{12}C ターゲットにはグラファイトの板とアクティブターゲットとして 3 枚のプラスティックシンティレーターを重ねて用いた。3 枚のプラスティックシンティレーター (T1,T2,T3) は密度が $1.07\mathrm{g/cm}^3$ で厚さがそれぞれ $0.5\mathrm{cm}, 2.0\mathrm{cm}, 0.5\mathrm{cm}$ のものを用いた。またグラファイトの板は密度が $1.77\mathrm{g/cm}^3$ で厚さが 2cm の

ものを用いた。これを図 2.9 の様に T1, グラファイト,T2,T3 の順番で並べ、ビーム軸に対して 30 ° 傾けて用いた。

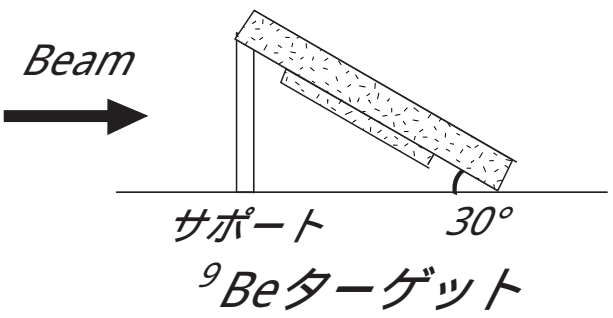


図 2.7: ^{9}Be ターゲットの配置

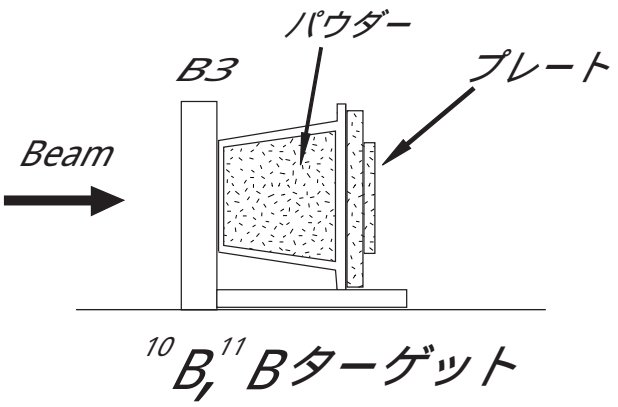


図 2.8: ^{10}B,^{11} B ターゲットの配置

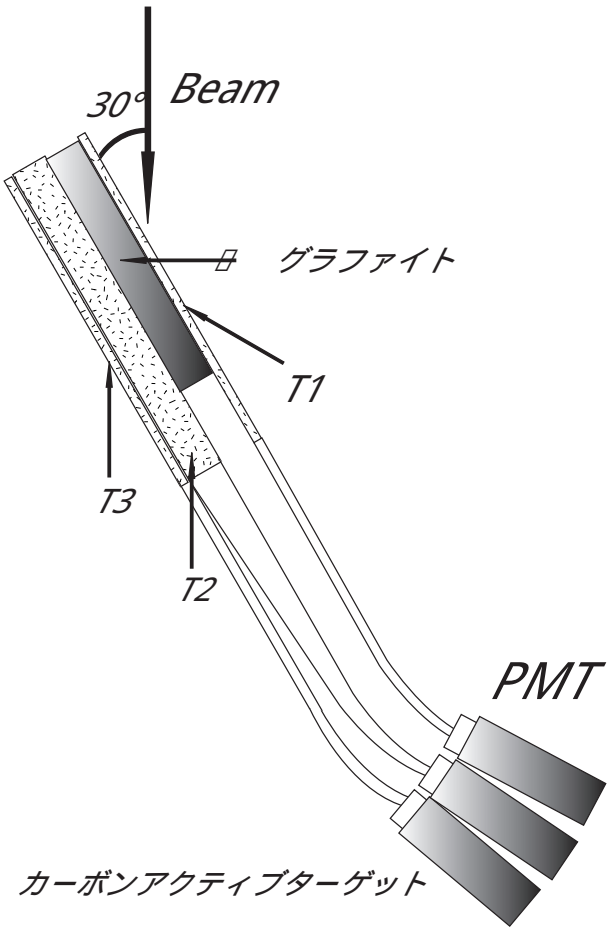


図 2.9: ^{12}C ターゲットのイラスト。3 つのシンチレーターとグラファイトの板からなる。シンチレーターを用いることによって K^{+} ビームの場合では 3.1.3 節で述べるように、粒子がどこでどれだけ静止しているかを見積もることができる。

2.5 Degrader の厚さの決定

ディグレーダーの厚さの最適化を我々は K^+ ビームを用いて以下のように行った。ここで K^- ではなく、K^+ ビームを用いる理由としては k^- 中間子は静止してから原子核に捕獲され 100%の確率でハイペロンを生成するのに対し、K^+ 中間子は静止してから原子核に捕獲されることなく寿命の後に

$$K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu(63.5\%) \tag{2.1}$$

$$\rightarrow \pi^+\pi^0(21.6\%) \tag{2.2}$$

と崩壊するので、この崩壊後の荷電粒子を検出することで静止した K^+ 中間子の量を推定することができることである。これについては 3.1.3 節で述べる。

我々は、ターゲットにカーボンのアクティブターゲットを用いて、まず Adjustable Degrader の厚さを変えながら

- K Beam × T1 × $\overline{\text{T2}}$
- K Beam × T1 × T2 × $\overline{\text{T3}}$

の logic 信号の数を数えることによっておおまかに Degrader の厚さを見積もった。ここで Trigger の節で詳しく述べるが、K Beam はビーム中の K 中間子を表す logic である。例えば K^+ 中間子がグラファイトの板で静止し、K^+ の崩壊によって生じる荷電粒子が上流側に放出されたとき T1 にはヒットがあるがこれより下流側にあるカウンターにはヒットがないことになる。崩壊で荷電粒子は空間的に一様に放出されるので、この荷電粒子が静止点より上流側に放出される事象と下流側に放出され後ろのカウンターをならす事象が同じ確率で起こると仮定すると、T1 がなって T2 がなっていないという条件から K^+ 中間子が T1 またはグラファイトで止まった数の大まかに半分を示す量となる。同様に後者は T2 で止まった数の半分を示す。上の 2 つの数を K × T1 の数で normalize したものをディグレーダーの厚さの関数として図 2.10 に示す。

予想通りディグレーダーの厚さを増やせば、T2 まで届かずに、グラファイトで止まる割合が多くなっているのが分かる。さらに K^+ の崩壊後の荷電粒子を検出して更に詳しく止まった K^+ の量を見積もった。これは 3.1.3 節で詳しく述べることにする。最終的に我々はカーボンターゲットでの Adjustable Degrader の厚さを 17mm に決定し、他のターゲットについてもターゲットの厚さからそれぞれ最適なディグレーダーの厚さを決定した。これを表 2.3 にまとめる。

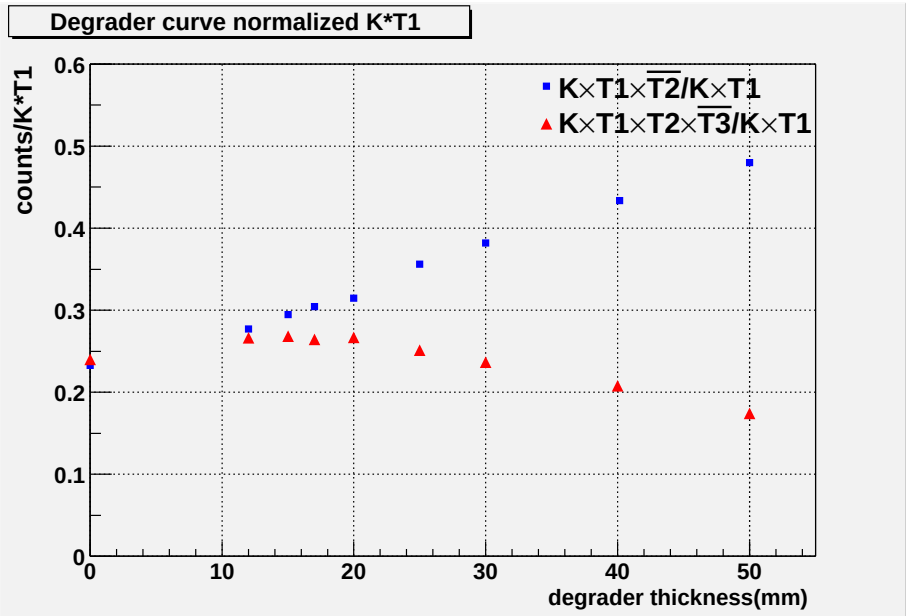


図 2.10: K Beam × T1 × $\overline{\text{T2}}$ と K Beam × T1 × T2 × $\overline{\text{T3}}$ の数を K × $T1$ で normalize したものと adjustable degrader の厚さの関係。前者はおもに T1 またはグラファイトで K^+ が静止した数の半分の数を表し、一方後者は T2 で静止した数の半分の数を表す。ディグレーダーの厚さを増せば、K^+ 中間子が T2 まで届かない割合が増えているのが分かる。

ターゲット	^{12}C	^{11}B	^{10}B	^{9}Be	^{7}Li
ターゲットの形状	グラファイト + シンチレーター	powder + plate	powder + plate	plate	block
ターゲットの厚さ (g/cm^2)	13.5	8.44	9.33	11.08	10.6
Adjustable Degrader の厚さ (mm)	17	32	32	27	27
B1 の厚さ (g/cm^2)	0.535				
B2 の厚さ (g/cm^2)	2.14				
B3 の厚さ (g/cm^2)	2.14				
LC1,2,3 の厚さ (g/cm^2)	19.4				
Upstream Degrader の厚さ (g/cm^2)	47.8				
Adjustable Degrader の厚さ (g/cm^2)	3.19	6.01	6.01	5.76	5.76
Downstream Degrader の厚さ (g/cm^2)	15.4				
ターゲット半分の厚さ (g/cm^2)	6.75	4.22	4.66	5.24	5.34
合計の厚さ (g/cm^2)	97.4	97.7	98.1	97.8	97.9
660MeV/c の K 中間子のカーボン中での飛程 (g/cm^2)	97.9				

表 2.3: 各ターゲットの Adjustable Degrader の厚さ。同時にターゲットの中心までのビームライン上にある全ての物質の厚さと 660MeV/c の K 中間子の飛程との関係を示す。Adjustable Degrader の厚さを調整することによって全てのターゲットでターゲット中心までの密度と飛程が一致していることが分かる。

2.6 Hyperball

Hyperball はハイパー核 γ 線分光用に建設された大立体角ゲルマニウム検出器システムである。図 2.11 にハイパーボールの概念図を載せる。本節では Hyperball の特徴についてゲルマニウム検出器とその読み出し回路、BGO 検出器の 3 つに分けて述べる。

2.6.1 ゲルマニウム検出器

ハイパーボールでは 14 台の同軸型ゲルマニウム検出器を用いている。14 台のうち 10 台は ORTEC 製であり、残り 4 台は Eurisys Measures 製である。大きさが約 7cmϕ × 7cm の高純度 n 型結晶を用いており、60%の相対検出効率を持っている。このゲルマニウム検出器に $-3000 \sim -5000$V の高電圧をかけ、ゲルマニウム検出器の後部のデュアーに液体窒素を溜めておき実験中、常に 77K まで冷やして使用した。ゲルマニウムが温まって来るとリーク電流が増加して結晶にダメージをあたえるため、このようなときには検出器内の温度計が感知して HV モジュールにシグナルを送り、電圧を落すしくみになっている。ターゲットを取り囲むように、ターゲット中心から約 15cm の位置に 14 台を並べて、全立体角の約 15%を覆う。

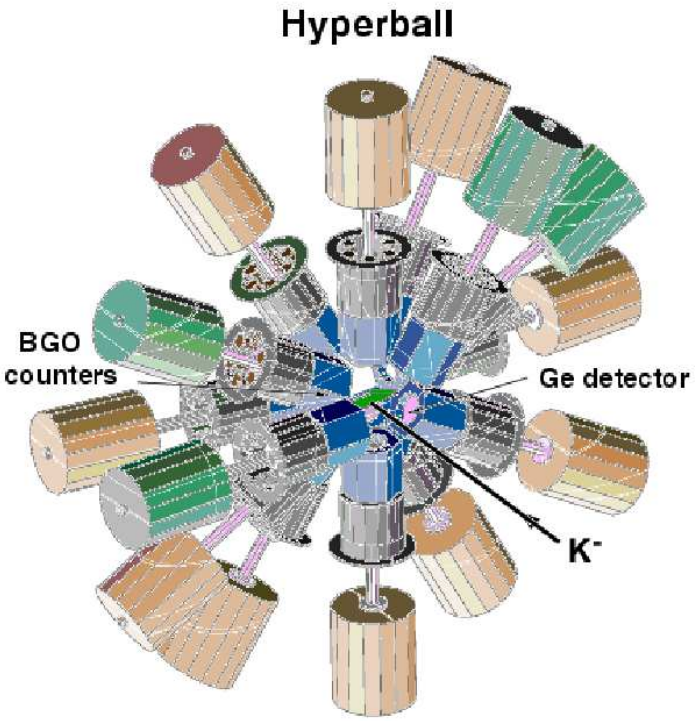


図 2.11: ハイパー核用大立体角ゲルマニウム検出器システム「ハイパーボール」の概念図

ハイパー核実験への応用

従来はゲルマニウム検出器をハイパー核実験で用いるのは非常に困難であった。その理由としては主に

1. ハイパー核の生成率が 0.1%程の小さな値であり、さらにゲルマニウム検出器の光電ピーク効率が小さいこと。
2. π 中間子や K 中間子のハローや散乱で生じる大量の高エネルギー荷電粒子のために回路系が飽和し、ゲルマニウム検出器が機能しないこと

である。1 についてはハイパーボールでは先程述べたように 14 台のゲルマニウム検出器で大立体角を覆うことで克服した。2 については主にゲルマニウム検出器のプリアンプの性能に大きく依存している。従来の抵抗 feed-back 式のプリアンプを用いたときには、荷電粒子がゲルマニウムを通過する度に数十 MeV ものエネルギーが落されるためにプリアンプが飽和を起こしてしまい、この結果、メインアンプのベースラインのシフトが回復するまでに数 msec ものデッドタイムが生じることになる。

ハイパーボールではトランジスタリセット式のプリアンプを用いることによってこの問題を克復した。図 2.12 にこのプリアンプの出力シグナルの様子を示す。電荷がコンデンサに蓄積されるとき、この電荷を放電しないのでシグナルは図のように階段状のものになる。コンデンサに蓄積された電荷が閾値をこえると電荷が放電され電圧がベースラインまで戻る。デッドタイムとなるのはこのリセットにかかる時間であり、後に続くメインアンプの回復時間を含めても約 20μsec である。これを用いることにより、ハイパー核実験での高計数率の条件化の測定が可能となった。

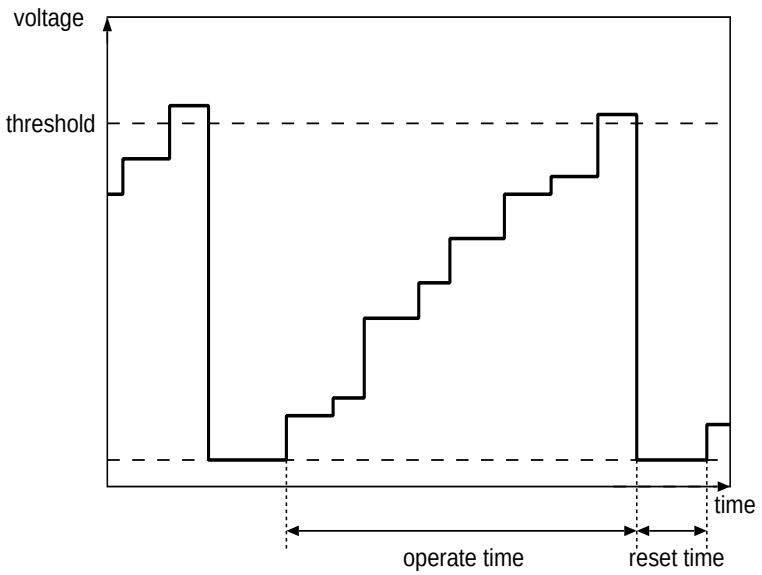


図 2.12: トランジスタリセット型のプリアンプの出力信号のダイアグラム。検出器で集められた電荷に比例した電圧が得られ、電荷を放電しないので階段状のシグナルとなる。プリアンプがオバーロードしないように閾値が設定されておりこれを越えると電荷がリセットされる。このタイプのプリアンプはデットタイムがリセットのみであるため高計数率の実験に用いられる。

ゲルマニウム検出器の読み出し回路

ゲルマニウム検出器のプリアンプの信号はエネルギー測定用のアンプ (ORTEC 973U Ultra High-rate Amp.,UHA) と時間測定用のアンプ (Timing Filter Amp.,ORTEC 579 Fast-Filter Amp.,TFA) に送られる。

UHA は ADC への信号を作るための高速 shaping Amp. である。ゲルマニウム検出器は検出器自身が数 keV という非常に高いエネルギー分解能を持っているため、読み出し回路でこれを損なわないようにし、さらに高計数率に耐えられなければならない。一般的にゲルマニウム内での電荷の収集過程の違いによって出力波形にばらつきが生じる。UHA では Gated Integrator(GI) を内蔵しており、プリアンプからシグナルを積分してシグナルを作るためこの効果によって生まれるエネルギー分解能の低下を少なくすることができる。さらに GI のシグナル幅は 3μsec 程度と短く、高計数下での測定も可能である。また UHA では fast Amp. と Discreminator を用いて、計数率測定用に論理信号 Count Rate Meter(CRM) を出す。我々はこの信号をゲルマニウム検出器のヒット情報として 2nd レベルトリガーとして用い、16 ヒットまで数えることのできる Multihit TDC に送りデータ収集をした。この CRM のデータはオフライン解析では主にゲルマニウム検出器がパイルアップしたイベントを除去するために用いた。

時間測定用のアンプとして我々は TFA を用いた。TFA の出力信号の特徴は非常に速い立ち上がりを持つことでこの信号を Constant Fraction Discriminator を用いて論理信号に変換し TDC に送られる。オフライン解析で用いたゲルマニウム検出器のタイミング情報としてこの TFA の時間情報を用いた。

プリアンプの節で述べたようにプリアンプに蓄積された電荷が閾値を越えるとリセットが起こり、電荷が放電される。プリアンプのリセットが起こった後 $20 \sim 30\mu$sec の間 UHA、TFA のベースラインが変動するため、この間のエネルギー情報は正しい値ではなくなってしまう。プリアンプはリセットが起こったときに信号 (リセット信号) を出すため、この時間を TDC で測定することによってオフライン解析でこのようなイベントを除去することができる。

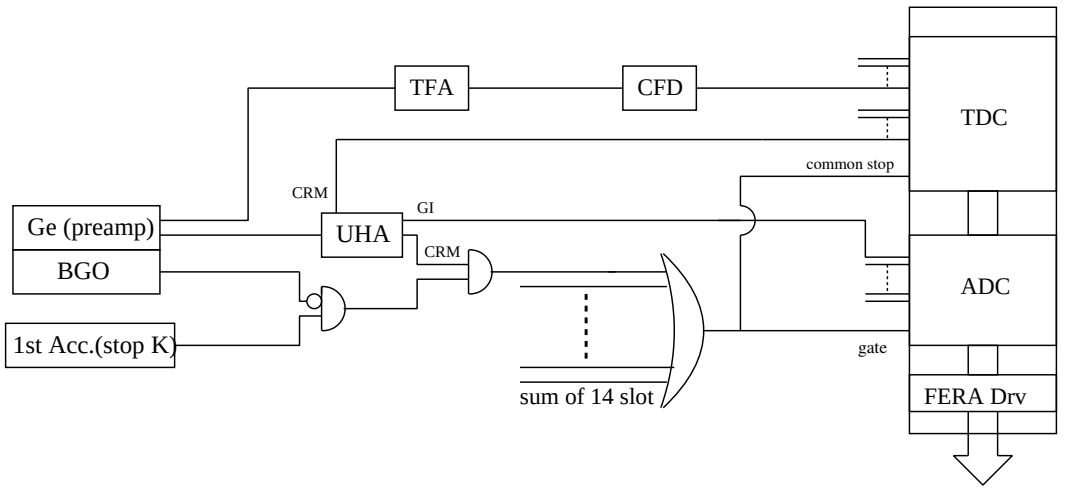


図 2.13: ハイパーボール関係の回路図。ゲルマニウム検出器からの信号はエネルギー測定用に Ultra High-rate Amp.(UHA) に、時間測定用に Timing Filter Amp.(TFA) に送られる。UHA から出される計数率測定用の論理信号 (CRM) は BGO カウンターからの信号と共に 2nd レベルトリガーに用いられ、ADC のゲート、TDC の common　stop の信号を作る。

2.6.2　BGO カウンター

ハイパーボールではゲルマニウム検出器が BGO カウンターで取り囲まれている。この $BGO(Bi_4Ge_3O_{12})$ カウンターの主な目的を挙げる。

1. ゲルマニウム検出器で γ 線が光電効果でエネルギーを全て落すのではなく、コンプトン効果や電子対生成を起こし γ 線のエネルギーの一部しか落さなかったイベントを除去すること
2. π^-,μ^- などの荷電粒子がつき抜けたイベントの除去

1 つめの目的はゲルマニウム検出器の特徴とよく関係している。ゲルマニウム検出器では大型化ということが難しく、原子番号と密度が比較的小さいことから、十分な光電ピーク効率が得られないという難点がある。ゲルマニウム内で一部しかエネルギーを落さずに検出器外へ逃げてしまった γ 線を検出効率の高い BGO カウンターで捕らえることによって、このようなバックグラウンドを減らすことができる [15]。

次に高エネルギー γ 線によるバックグラウンドの除去について述べる。今回の実験では K^- 中間子の崩壊やターゲットやディグレーダー内での反応などによって多くの π^0 中間子が生成されたと考えられる。π^0 中間子はただちに 2 つの γ 線に崩壊し、この γ 線のエネルギーは 70MeV 程度となる。このような γ 線がゲルマニウム検出器内で全てのエネルギーを落すときには、ゲルマニウム検出器の reset の回数を多くし、不感時間を長くするという影響はあるものの、ゲルマニウム検出器のエネルギースペクトルのバックグラウンドとなることはない。しかし、高エネルギーの γ 線は電子対生成の断面積が大きく、ゲルマニウム検出器内で電磁シャワーをつくると考えられる。この場合、電磁シャワーはゲルマニウム検出器内で一部のエネルギーのみしか損失せずに検出器外へ抜けてしまうため、大きなバックグラウンドを作ることになる。しかしこのような事象では周りの BGO でも同時に検出できる確率が高いため、BGO により高い効率でサプレッションできると考えられる。

2 は K^- 中間子が反応をおこしたときや Λ の崩壊によって生成される π^- や、散乱されたビーム粒子が原因となる。このような荷電粒子がゲルマニウム検出器をつき抜けるときには周りの BGO カウンターにも同時に検出される確率が高いのでサプレッションの効果が十分ある。

ハイパーボールで用いている 14 台の BGO カウンターのうち 13 台は中国製であり、残りの 1 台は BICRON 製である。両者の性能を表 2.4 に載せる。1 つのゲルマニウム検出器を取り囲むように 6 つの BGO カウン

	中国製 (13 台)	BICRON 製 (1 台)
結晶体積 (cm^3)	182	307
結晶の大きさ (長さ × 厚さ)(cm)	15.0 × 1.9	24.5 × 1.8 ∼ 2.85(taper)
結晶の数	6	6
PMT	R1355(×6)	1”ϕ(×12)

表 2.4: BGO カウンターの特徴

ターが図 2.14 のように設置されている。ゲルマニウム検出器と BGO カウンターを組み合わせたものを図 2.15 に示す。^{137}Cs の 662keV の γ 線に対するエネルギー分解能 (FWHM) は中国製で 30%程度、BICRON 製で 23%程度、時間分解能は 662keV の γ 線に対し 4nsec(FWHM) 程度である [11]。

ハイパーボールを用いた以前の実験では 1 つのゲルマニウム検出器を取り囲む 6 つの BGO カウンター全てのエネルギー情報、時間情報を ADC、TDC を用いてとっていたが、今回の実験では回路の都合上、1 つのスロット (ゲルマニウム検出器と BGO カウンターのペア) にある 6 つの BGO カウンターの discriminator 後の信号を logic FI/FO を用いて足し合わせたものの時間情報のみを取得した。

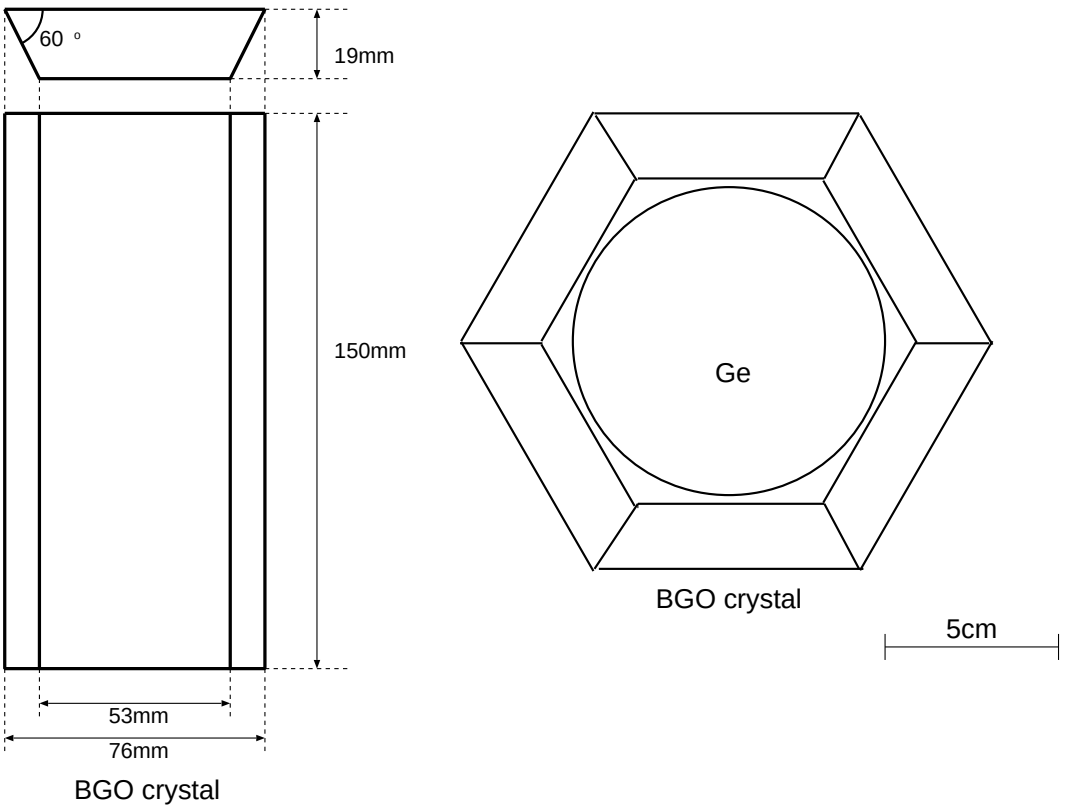


図 2.14: BGO カウンターの形状とゲルマニウム検出器を取り囲む配置図

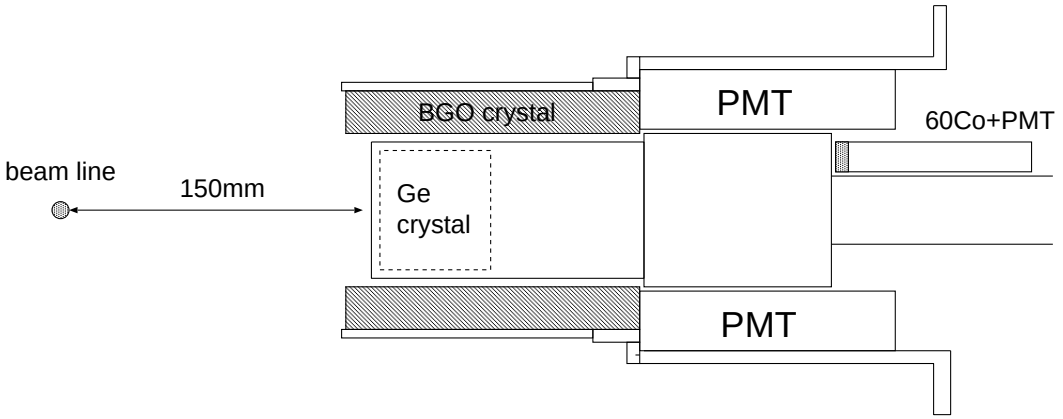


図 2.15: BGO カウンターの形状とゲルマニウム検出器を取り囲む配置図

2.6.3　モニタリングシステム

ハイパーボールにはゲルマニウム検出器のビームオンのときの性能をチェックするためのモニタリングシステムがあり、メインの DAQ システムとは別の CAMAC ベースの DAQ システムによりデータ収集される。モニタリングシステムのロジックダイアグラムを図 2.16 に示す。

これは各ゲルマニウム検出器の近く (図 2.15 参照) に図 2.17 の様な ^{60}Co を埋め込んだシンチレーションカウンターを設置し、カウンターとゲルマニウム検出器とで $\beta\gamma$ コインシデンスをとってゲルマニウム検出

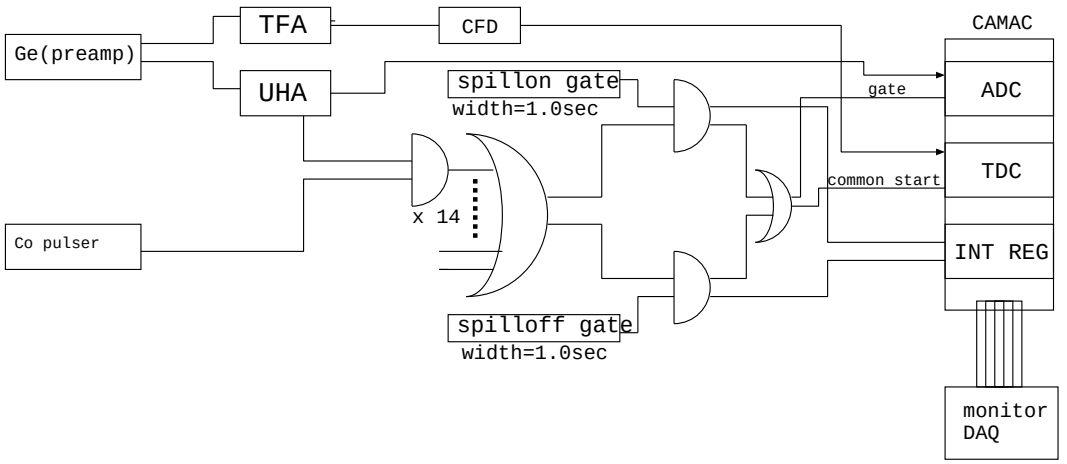


図 2.16: モニタリングシステムのロジックダイアグラム。

器のエネルギースペクトルをとることによって、^{60}Co の γ 線に対するゲルマニウム検出器のビームオン/オフの相対検出効率を測定するのが主な目的である。ビームオン/オフのときに共に 1.0sec の間データ収集された。

ビームオンのときに測定された $E = 1.17\mathrm{MeV}, 1.33\mathrm{MeV}$ の γ 線の数をそれぞれ $N^{ON}_{1.17}$,$N^{ON}_{1.33}$、ビームオフのときのものを $N^{OFF}_{1.17}$,$N^{OFF}_{1.33}$ で表すと、ゲルマニウム検出器の相対検出効率は

$$R_{relative} = \frac{N^{ON}_{1.17} + N^{ON}_{1.33}}{N^{OFF}_{1.17} + N^{OFF}_{1.33}} \tag{2.3}$$

で表すことができる。今回の実験で得られた相対検出効率は $57.6 \pm 0.2\%$ であった。

モニタリングシステムで行っているのはゲルマニウム検出器の ADC スペクトルと TDC スペクトルの測定、および CAMAC スケーラーを用いてリセットレートと CRM レートの測定である。これにより相対検出効率の他に、エネルギー分解能やピーク位置の時間変化についても測定することができる。

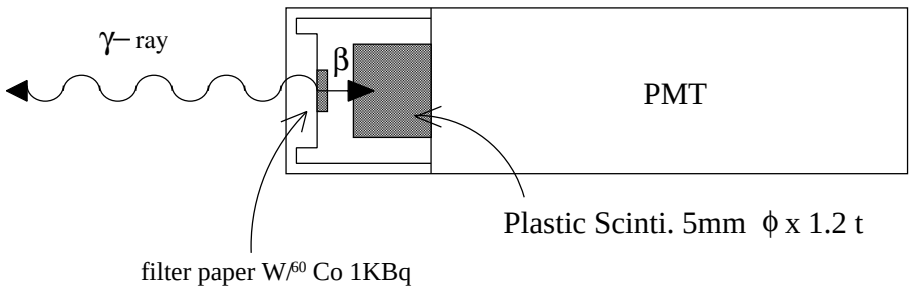


図 2.17: ^{60}Co 線源を埋め込んだプラスチックシンチレーター

2.7 トリガーとデータ収集システム

この実験のトリガーはカウンターの論理信号を用いた 1st レベルトリガーと、ゲルマニウム検出器と BGO カウンターの情報を用いた 2nd レベルトリガーからなる。この節ではそれぞれのトリガーと DAQ システムについて述べる。

2.7.1 1st レベルトリガー

1st レベルトリガーはカウンターの情報を用いて、ビーム中の粒子識別に用いた。図 2.18 に 1st レベルトリガーのダイアグラムを示す。ビーム粒子、π 中間子、K 中間子を選ぶためのトリガー条件はそれぞれ以下の様に定めた。

$$\text{Beam} = B1 \times B2 \tag{2.4}$$

$$\pi\ \text{Beam} = B1 \times B2 \times B3 \times (LC1 + LC2 + LC3) \tag{2.5}$$

$$\text{K Beam} = B1 \times B2 \times B3 \times \overline{(LC2 + LC3)} \tag{2.6}$$

またターゲットで K 中間子が静止したことを示す Stop K トリガーは

$$\text{Stop K} = \text{K Beam} \times \overline{FV} \tag{2.7}$$

となる。

2.7.2 2nd レベルトリガーと DAQ システム

この実験ではハイパーボール用の ADC、TDC を 1 つの CAMAC クレートでカウンター用の ADC,TDC は別の CAMAC クレートを用いてデータ収集を行った。2nd レベルトリガーは 1st レベルトリガーにおいて stop K トリガーと判定されたイベントにおいて、少なくとも 1 つのゲルマニウム検出器にヒットがあり、それに対応する BGO カウンターにヒットがないことを要求する。カウンター系のデータは 1st レベルトリガーのタイミングで AD 変換が行われているので、2nd レベルトリガーの条件を満たさないときにはカウンター系の ADC、TDC にクリア信号が送られ、そしてゲルマニウム検出器の ADC ゲートは開かれないことになる。

spilloff のときには主にゲルマニウム検出器のモニターやキャリブレーションを目的として、spilloff ゲートをゲルマニウムの CRM 信号の論理和とのコインシデンスをとってデータ収集を行った。

カウンター系のデータ収集についてまずエネルギー情報は FERA(LeCroy 4300B) をもちいて AD 変換を行った。一方, 時間情報は TFC(LeCroy 4303) を用いて、カウンターのヒットタイミングと common stop の時間差に比例したパルス高を持つシグナルを作り、これを FERA を用いて AD 変換を行った。これらのディジタル信号はイベント毎に VME のメモリモジュールに送られた。

ハイパーボール関係のデータについては、ゲルマニウム検出器のエネルギー情報は ADC(ORTEC AD413a) で AD 変換され、一方、ゲルマニウム検出器と BGO カウンターの時間情報は 16 ヒットまでの Multihit TDC(LeCroy 3377) を用いてデジタル変換され、ECL バスを通して FERA Driver から VME のメモリモジュールに送られる。

VME のメモリモジュールには 1spill 分のデータが蓄えられ、spilloff にメインの DAQ PC にデータ収集され、データは DVD RAM に記録され、オンライン解析用にネットワークを通して解析用 PC に送られた。

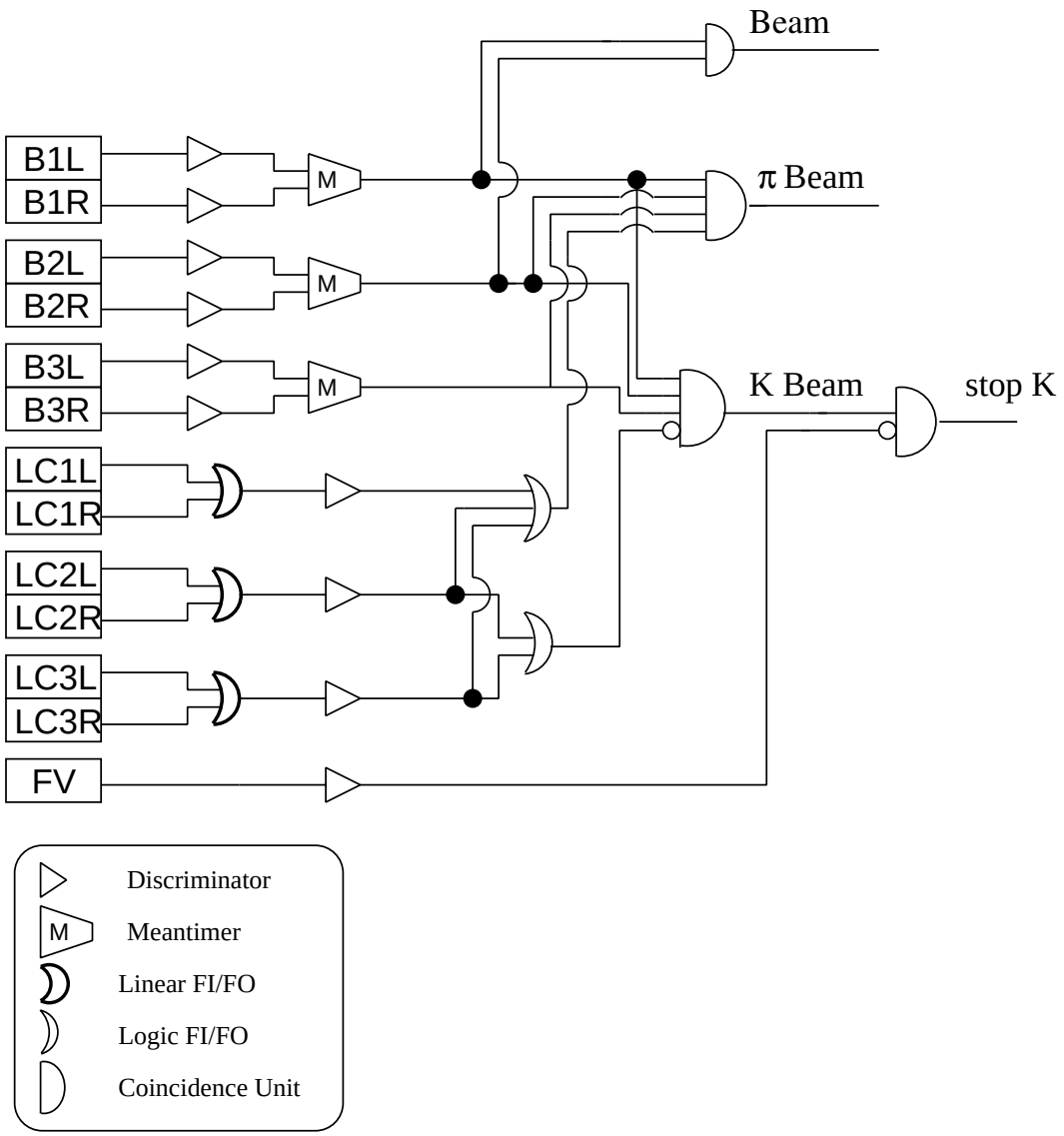


図 2.18: 1st level トリガーのダイアグラム

2.8 データサマリー

我々は約 330 時間のビームタイムを使い、そのうちデータ収集に用いた時間は約 250 時間であった。この間に我々が用いた K^- 中間子の数 (K Beam トリガー) とターゲットで静止した数 (stop K トリガー) を表 2.5 にまとめる。この数はカウンターからのそれぞれのトリガーを数えたスケーラーの数である。

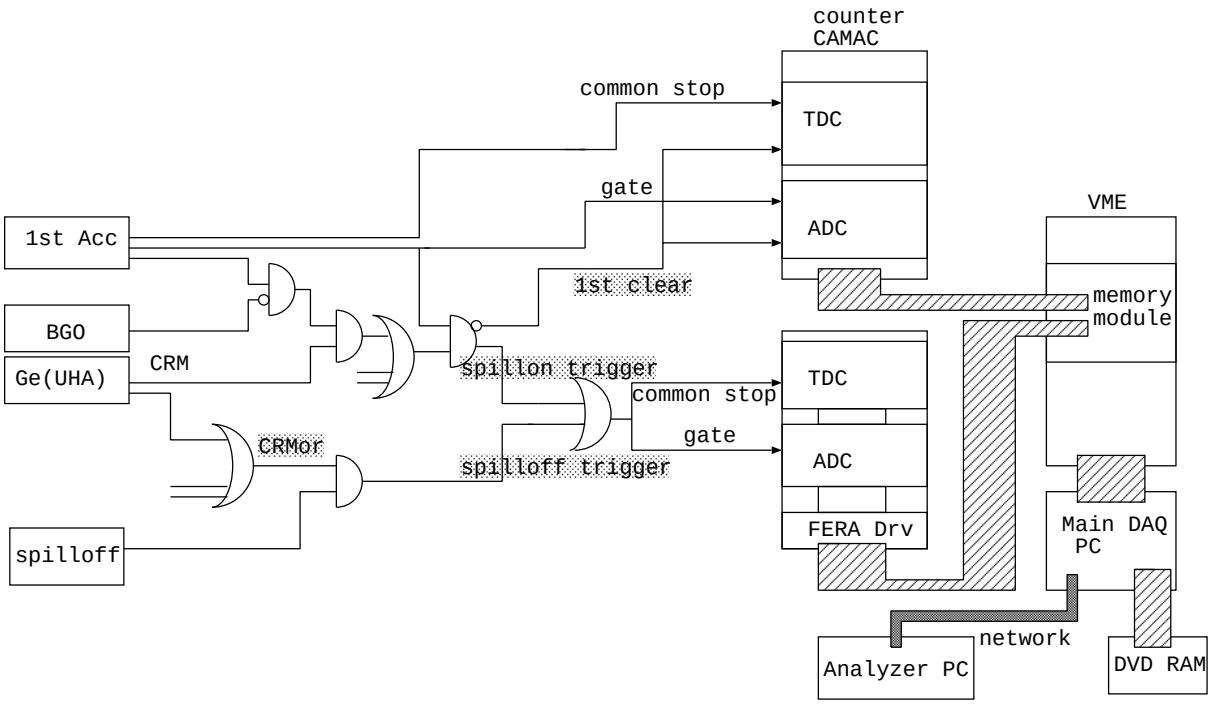


図 2.19: 2nd レベルトリガーと DAQ システムの概念図

ターゲット	K Beam トリガーの数	stop K^- トリガーの数
^{7}Li	697×10^6	487×10^6
^{9}Be	283×10^6	190×10^6
^{10}B	950×10^6	682×10^6
^{11}B	605×10^6	426×10^6
^{12}C	197×10^6	148×10^6

表 2.5: 各ターゲットに照射された K^- 中間子の数と静止イベントの数

第3章　解析

3.1　Beam の解析

3.1.1　K 中間子の識別

今回の実験ではトリガー段階で π 中間子は除去しているがルサイトチェレンコフカウンターの inefficiency によりイベントの中には π 中間子も含まれている。そこで我々は K 中間子を同定するために B3 カウンター中での粒子のエネルギー損失の大きさの違いによって π 中間子と K 中間子の粒子識別を考えた。しかし、実験前に予想した π 中間子と K 中間子に対応する 2 つのピークからなるスペクトルとはならず、実際には図 3.4~3.6 のように 3 つのピークからなるスペクトルとなった。

これを調べるために B2 カウンターでのエネルギー損失と LC 1 カウンターのパルス高の 2 次元プロットを調べた。まずキャリブレーションに主に π 中間子からなるビームトリガーのときの 2 次元プロットを図 3.1 に示し、Stop K ビームトリガーのときのものを図 3.2 に示す。

ビームトリガーのとき、図 3.1 に示すように π 中間子のピークが $B2\ ADC = 170, LC1\ ADC = 120$ に存在しているのが分かる。そしてそれぞれの ADC のゲインが 2 倍のところには π 中間子が ADC のゲート内に 2 つ入ったパイルアップのイベントがあることがわかる。

次に Stop K^- トリガーのときについてみるとビームトリガーのときと同様の場所に π 中間子のピークが確認できる。また $B2\ ADC = 250, LC1\ ADC = 5$ には K 中間子と考えられるピークがある。B2 での π 中間子と K 中間子のエネルギー損失の比は 2.2 節で計算したものと一致しておりルサイトチェレンコフカウンターの ADC が小さいということからこのピークは K 中間子であると考えた。さらに $B2\ ADC = 350, LC1\ ADC = 120$ に ADC のゲートの時間幅の中にに K 中間子と π 中間子が 2 つ入ってしまったイベントが確認できる。

以上のようにビームラインカウンターはビームの高計数率によってパイルアップパイルアップをしていることが分かった。

π 中間子、K 中間子、K 中間子と π 中間子がパイルアップしたイベントに対しそれぞれ以下の様なカットを用いてイベント選別を行った。これらのイベントのうち K 中間子のみであるものを解析に用いた。K 中間子と π 中間子がパイルアップしているイベントではゲルマニウム検出器の S/N が K 中間子だけのイベントのときのものよりも約半分悪くなっていたため、パイルアップイベントのイベントはゲルマニウム検出器の解析には用いなかった。この理由はまだ正しく理解されておらず、今後の課題の一つである。

- π 中間子

$$1.4 \times B2ADC - 210 < LC1ADC < 1.4 \times B2ADC - 42 \tag{3.1}$$

$$140 < B2ADC < 200 \tag{3.2}$$

- K 中間子

$$1.4 \times B2ADC - 560 < LC1ADC < 1.4 \times B2ADC - 210 \tag{3.3}$$

$$0 \leq LC1ADC \leq 70 \tag{3.4}$$

- K 中間子と π 中間子のパイルアップ

$$1.4 \times B2ADC - 560 < LC1ADC < 1.4 \times B2ADC - 210 \tag{3.5}$$

$$70 < LC1ADC < 350 \tag{3.6}$$

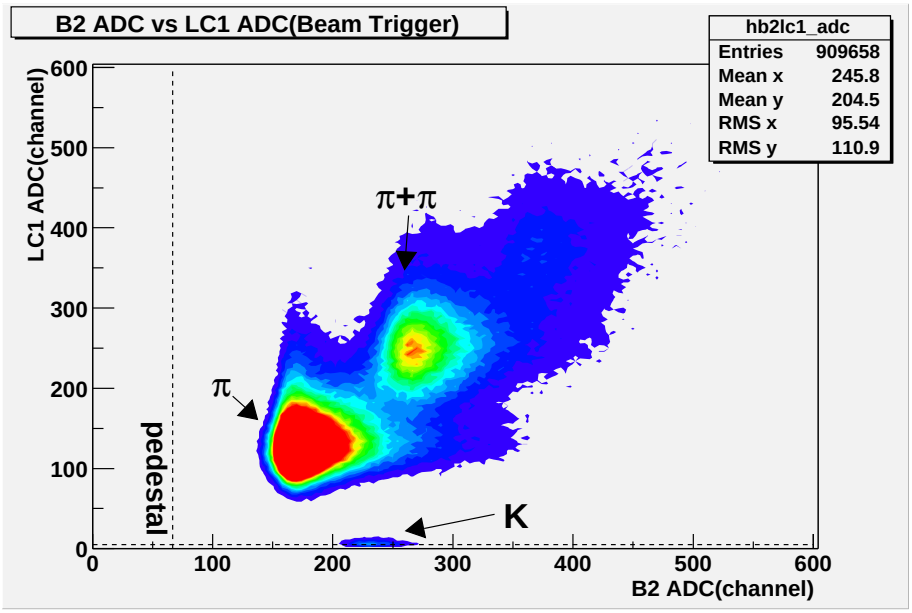


図 3.1: beam trigger での B2 と LC1 の ADC の 2 次元プロット。プロットには点線で B2 と LC1 の ADC のペデスタルも示してある。図中に示してあるとおり π 粒子のピークが確認でき、さらに ADC ゲート内に 2 つ、3 つと入ったイベントが ADC が等倍のところに並んでいるのが分かる。一方、ビーム中の K 中間子も LC1 の値が小さなところにいることが分かる。

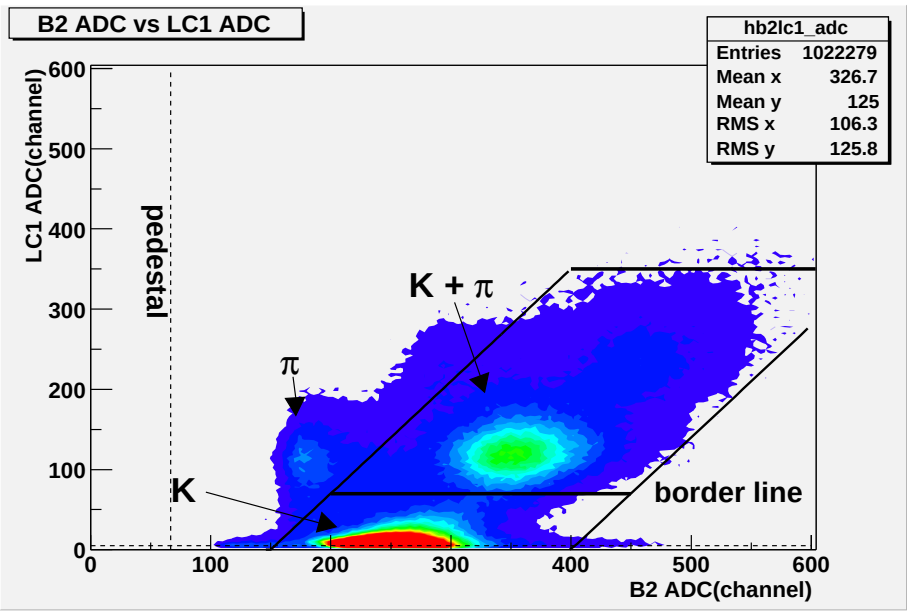


図 3.2: Stop K trigger での B2 と LC1 の ADC の 2 次元プロット。点線で B2 と LC1 の ADC のペデスタルを示し、実線で解析のカットで用いた K 中間子イベント、K 中間子と π 中間子のパイルアップイベントの境界線を示してある。ビームトリガーのときと同じ場所に π 中間子のピークと K 中間子のピークが確認できる。さらにちょうどこの 2 つの ADC を足しあわせたところに K 中間子と π 中間子のパイルアップイベントが確認できる。

	low intensity run	^{7}Li	^{9}be	^{10}B	^{11}B	^{12}C
K	66.4%	47.4%	47.5%	45.0%	45.1%	52.5%
KPI	11.4%	26.7%	26.9%	28.5%	27.4%	25.38%
PI	9.6%	7.20%	7.03	6.15%	6.86%	6.00%

表 3.1: low intensity run と normal run での各ターゲットでのビーム中の粒子の割り合い。これは 2nd レベルトリガーを行わずに Stop K トリガーを用いたときのものであり、K は K 中間子のみ、KPI は K 中間子と π 中間子のパイルアップ、PI は π 中間子のみを表している。

このカットを用いて B2-B3 間の Time of Flight として B3 の TDC を図 3.3 に示す。ここでは K 中間子を選んだときと、π 中間子を選んだときのものを示している。ここでの B3 の TDC の値は B3 と B2 の ADC の値を用いて補正してある。K 中間子と π 中間子が B2-B3 の Time of Flight(TOF) の差として約 650psec 離れて粒子を分けることができることが分かる。ただし今回のカウンターの時間分解能は σ で 600psec であり、B2-B3 の TOF だけではこの 2 つの粒子を分離することは不可能であった。

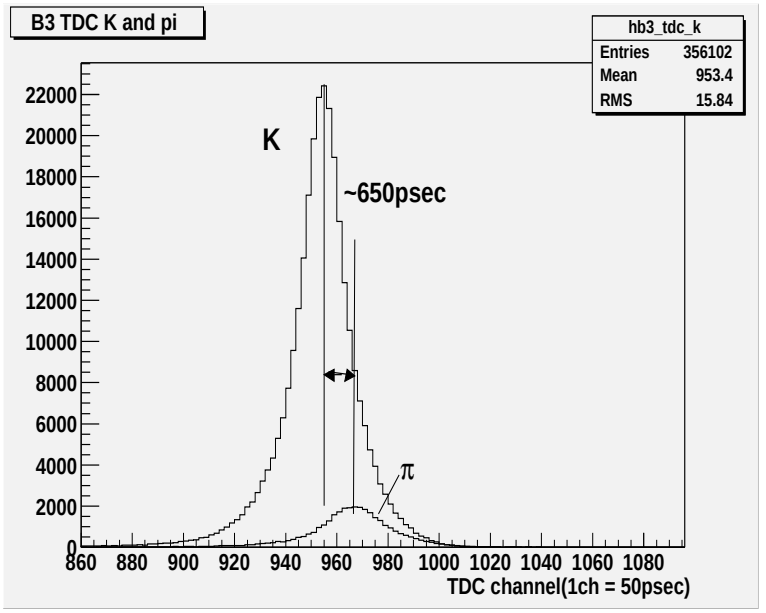


図 3.3: B2 と LC1 の ADC の情報を使って粒子識別したときの B3 TDC。ここには K 中間子のときと π 中間子のときのものを載せてある。それぞれの粒子のピークは分離できており B2-B3 間で約 650psec の時間差であることが分かる。

また図 3.4∼3.6 に B1,B2,B3 の各カウンターの ADC を normal run と low intensity run とでそれぞれ示す。ここで low intensity run とは実験中にビームの強度を 1/3 にしたときのランのデータである。このヒストグラムから normal run と low intensity run に共通して 3 つのピークがあり、これらは先程述べたように π 中間子、K 中間子、π 中間子と K 中間子がパイルアップしたピークに対応していることが分かる。また low intensity run と normal run を比べて以下のようなことが分かる。

- low intensity run では K 中間子だけであるときの割合が約 2 倍多くなった。
- ビーム強度のために normal run ではピーク位置がシフトしてエネルギー分解能も悪くなっている。

表 3.1 に low intensity run(^{10}B ターゲット) と normal run での各ターゲットごとでの先程の 3 つのイベントの割合を示す。normal run では π 中間子、K 中間子のそれぞれのビームレイトは 1.54MHz,9kHz で

あり、カウンターの ADC のゲートの幅は 300nsec であるのでパイルアップの割合は 46%程となる。一方、low intensity run では π 中間子、K 中間子のビームレイトは 470kHz,3.3kHz でありパイルアップの割合は 14%程となる。表 3.1 と比べるとこれらの値に一致しているのが分かる。

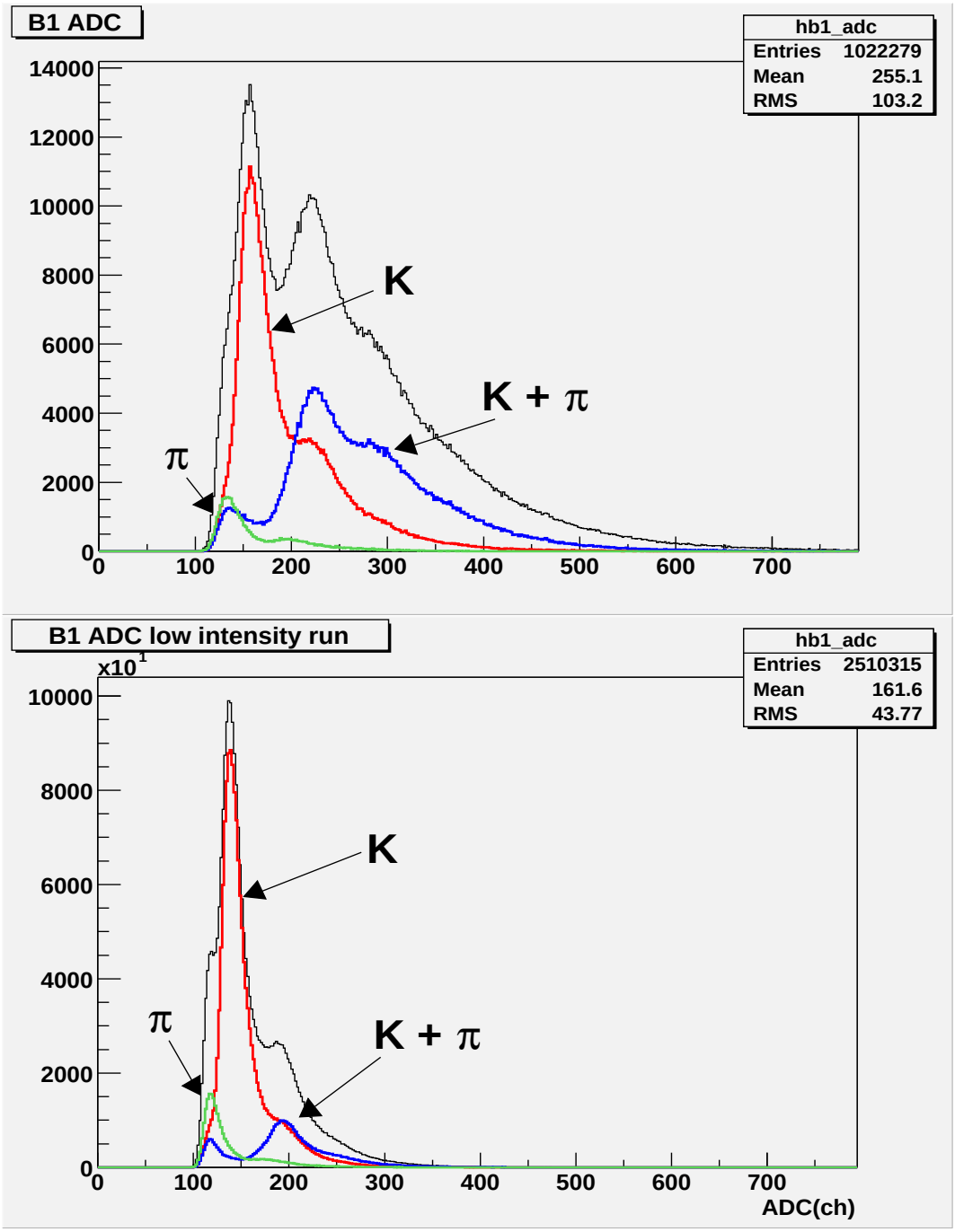


図 3.4: normal run のとき (上図) と low intensity run のとき (下図) の B1 ADC。黒い線は何もカットしなかったときのヒストグラムでありその他に図に示すように K 中間子のとき (赤) 、π 中間子のとき (緑)、その 2 つの粒子がパイルアップしているとき (青) のものを重ねて示す。B1 中では 2 つの粒子のエネルギー損失にそれほど差がないために π と K のピークが重なっていたのが分かる。

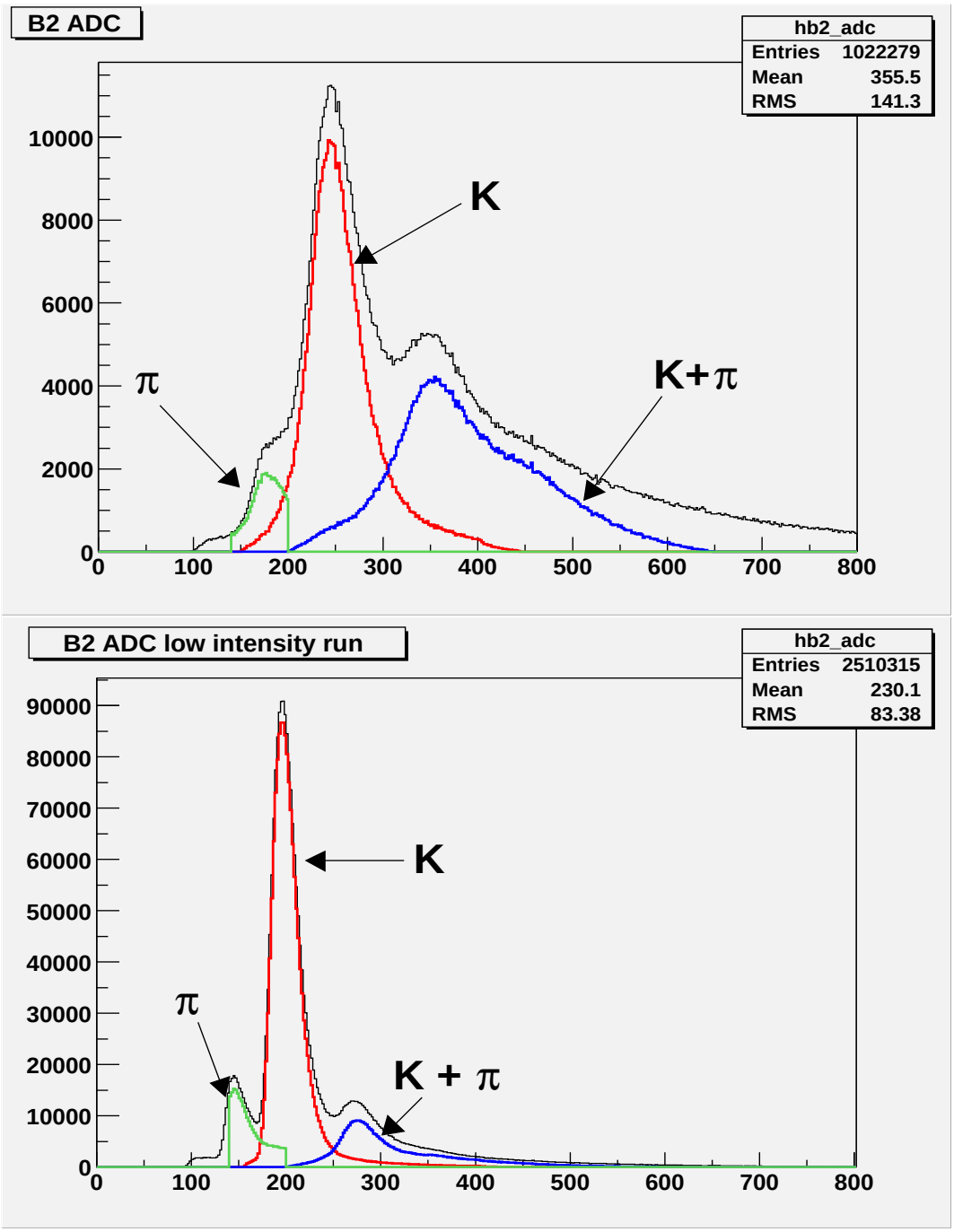


図 3.5: normal run のとき (上図) と low intensity run のとき (下図) の B2ADC。B1 のときと同じように入試粒子に分けて示してある。K と π のパイルアップが low intensity run では非常に少なく各粒子のピークがシャープになっているのが分かる。ビーム強度によって ADC の値がシフトし、エネルギー分解能が悪くなっている。

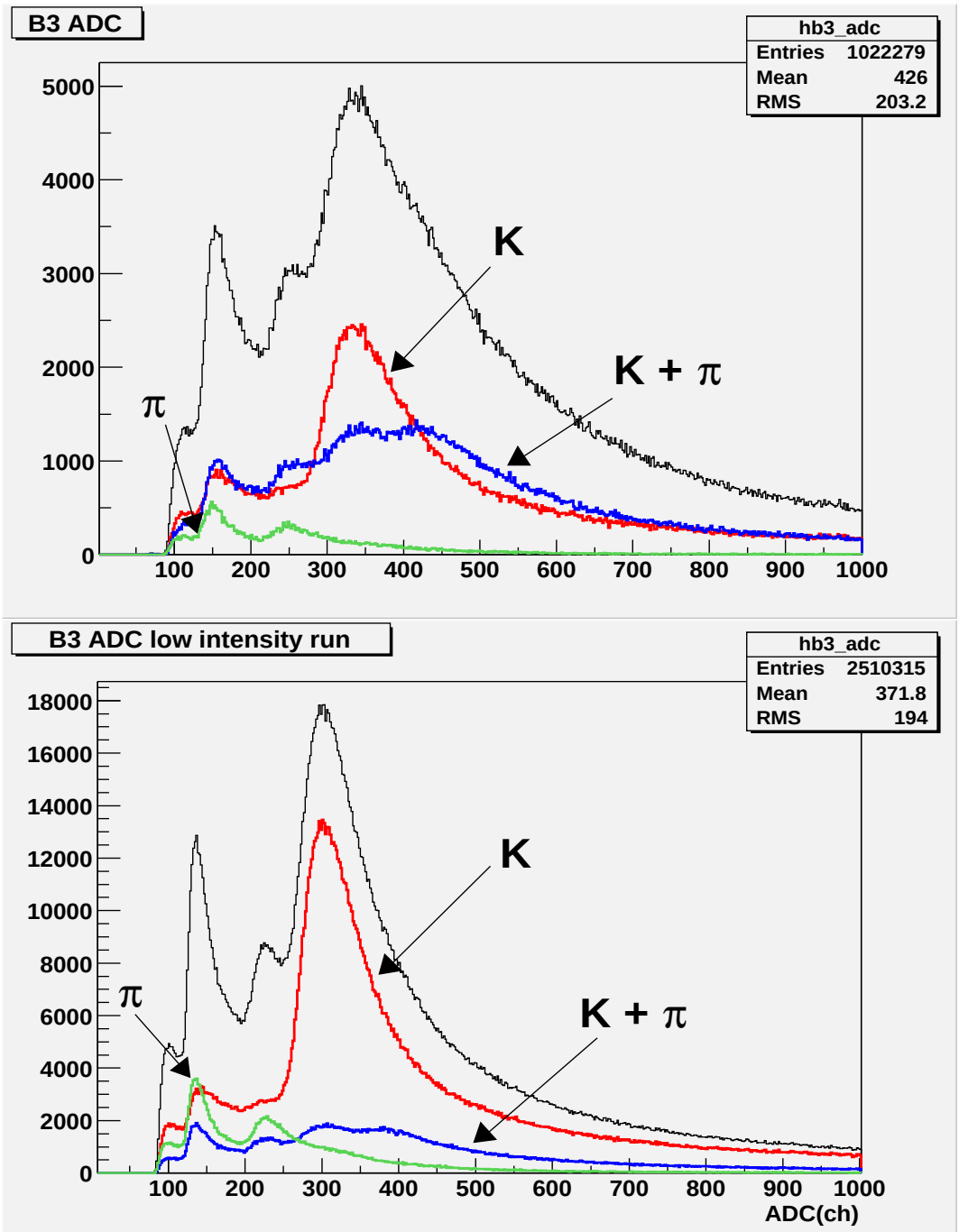


図 3.6: normal run のとき (上図) と low intensity run のときと (下図) の B3ADC。K 中間子は減速されているため ($\beta \sim 0.35$)、K 中間子は π 中間子に比べ多くのエネルギーを損失しており長いテイルを持つ分布となっている。K 中間子で選ばれたもので π 中間子と同じ場所でピークとなっているのは LC と B3 の間で K 中間子が崩壊したときの荷電粒子のピークと考えられる。

3.1.2　B3 で K^- が静止したイベントのカット

今回の実験では K^- 中間子がターゲットまで到達せずに B3 カウンターで静止してしまうイベントがあると考えられる。また K^- が B3 で反応を起こしたときには、反応によって生成された荷電粒子がさらに数十 MeV のエネルギーを損失するために B3 における一連のエネルギー損失は非常に大きな値となる。これを除去するために B3 カウンターでのエネルギー損失の値の大きなときは B3 カウンター中で静止、または反応を起こしたイベントと考えることにした。

飛程エネルギー曲線からの計算では B3 カウンターの最後で K 中間子が静止するとき B3 カウンター中で損失するエネルギーは約 35MeV であり、π 中間子のエネルギー損失と比較すると ADC のチャンネルとして約 870 チャンネルに対応する。B3 カウンターの ADC カットの閾値をどの値に設定するかを見積もるために以下の 2 つの方法により見積もった。

K^+ run での T1 カウンターの解析

カーボンターゲットではシンチレーターをターゲットとして用いているので K 中間子がターゲットまで届いているかどうか確認することができる。図 3.7 の様に B3 カウンターの ADC の値に何点かの閾値を設け、B3 カウンターの ADC がその値より大きいときのみを選んで T1 カウンターの TDC の数を調べることによって K 中間子が B3 カウンターでのエネルギー損失の大きさと B3 カウンターを通過する割合の関係が分かる。B3 ADC のある値以上からはほとんど K 中間子は B3 で静止してしまって、T1 まで達することがないと予想される。B3ADC の値でカットしたときの T 1カウンターの TDC を図 3.8 に示す。3.1.3 節で説明するが K^+ run での T1 の TDC は K^+ が静止崩壊せずに T1 をつき抜けたことをしめす prompt 部分と B3 以前で静止崩壊したことを示す delay 部分からなる。ここでは簡単に prompt の数を $900 \leq \mathrm{T1TDC} \leq 1000$ の範囲にある個数とした。図 3.9 に横軸を B3ADC の値、縦軸 prompt の数でグラフにした。また prompt の数を B3ADC が閾値を越えているイベントの数で normalize したものも同時に示す。これより B3ADC が 800 より大きいときには 7%程しか B3 を通過しないことが分かる。

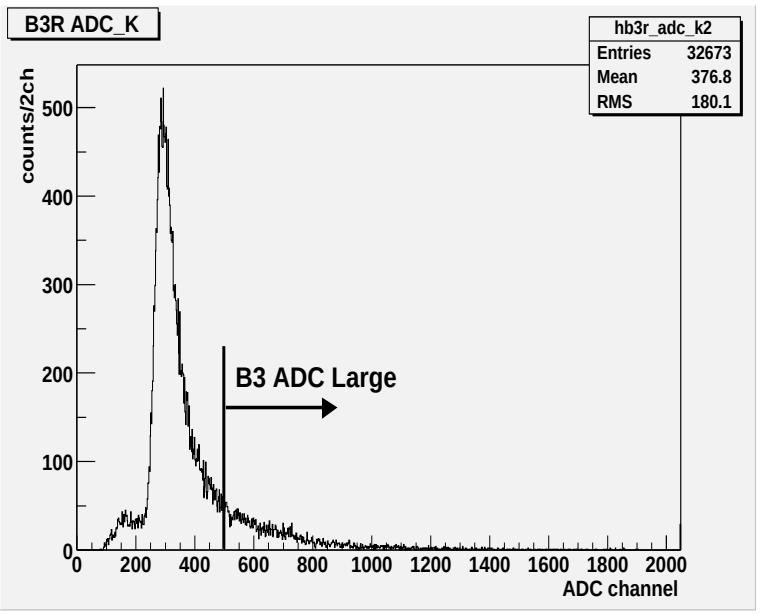


図 3.7: B3 カウンターの ADC ヒストグラム。ここでは上のように B3 の ADC に閾値を設け、その値よりも大きいときの T1 カウンターを調べた。

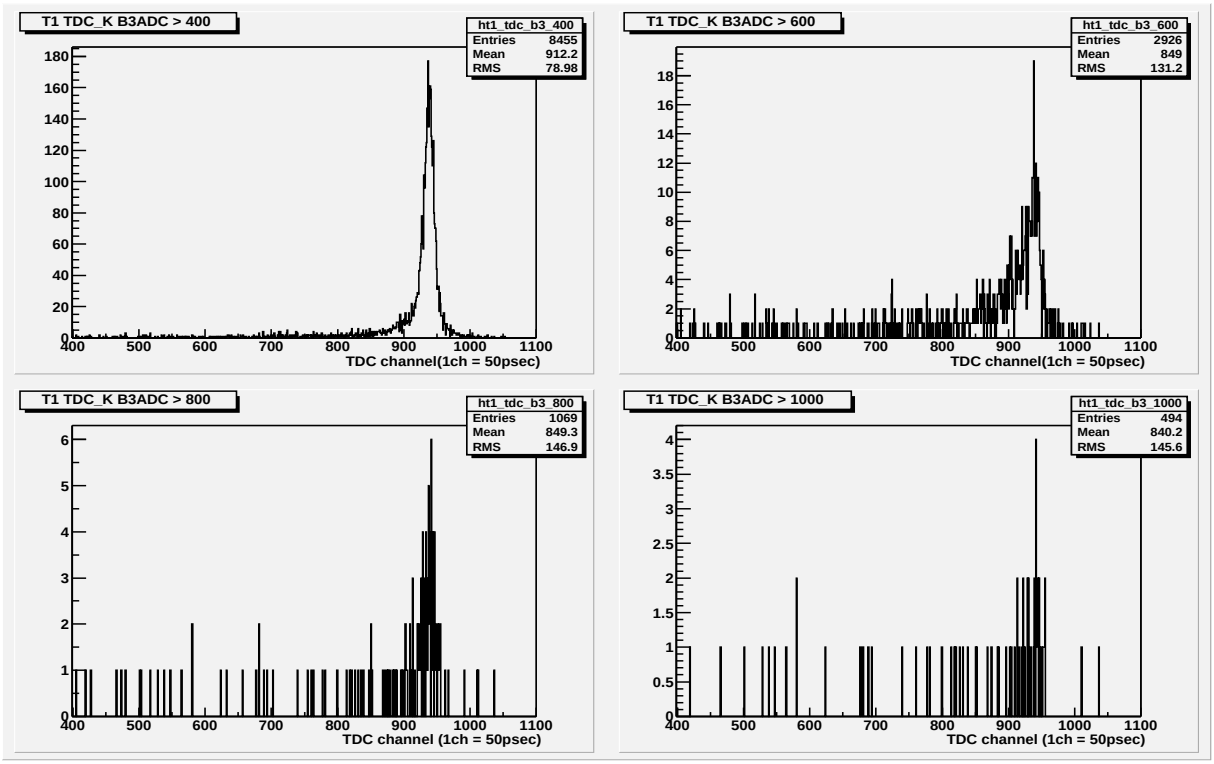


図 3.8: B3 カウンターでカットしたときの T1 カウンターの TDC ヒストグラム。

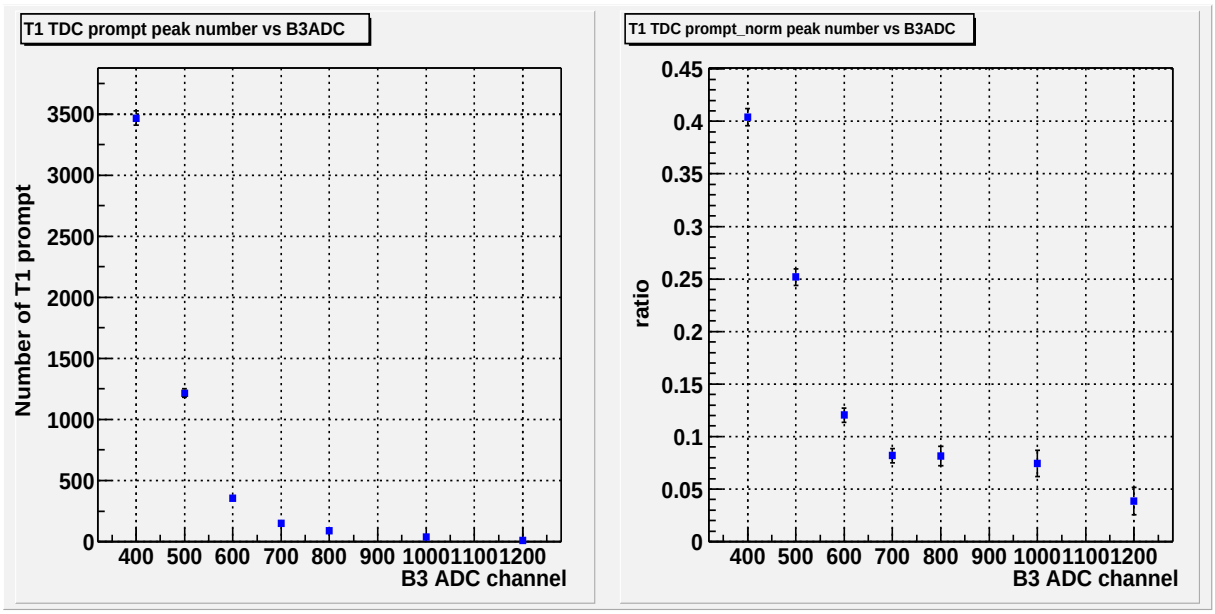


図 3.9: B3 カウンターでカットしたときの T1 カウンター prompt 部分の数とそれを B3 のカットを満たすイベントの数で normalize したもの。B3 の ADC が 700ch より大きいところではほとんど T1 まで達していないのが分かる。

normal run でのターゲット起因の γ 線の収量の解析

次は B3 ADC に範囲を設け (例えは $400 \leq B3\ ADC \leq 500$)、ターゲット起因の γ 線の収量を比較することで B3 カットの閾値を最適化することを試みる。これも先程と同様に B3 のある値以後ではターゲット依存の γ 線の収量が減ると考えられる。ターゲット起因の γ 線には ^{11}B ターゲットでもっとも観測できている ^{10}Be の第一励起状態からの 3367.4keV の γ 線を用いた。図 3.10 の様にピークを 1 次関数のバックグラウンドと gauss 関数のピークで fit し、gauss 関数の面積でピークの数とした。

図 3.11 に B3ADC のカットした範囲と 3367.4keV の γ 線の収量を B3ADC のカットで選ばれたイベントの数で normalize したものの関係のグラフを示す。これより B3ADC が 800 より上ではトリガー当たりの γ 線の収量が減少しているのが分かる。

以上の解析から B3 の ADC カットとして

$$B3ADC \leq 800 \tag{3.7}$$

とする。

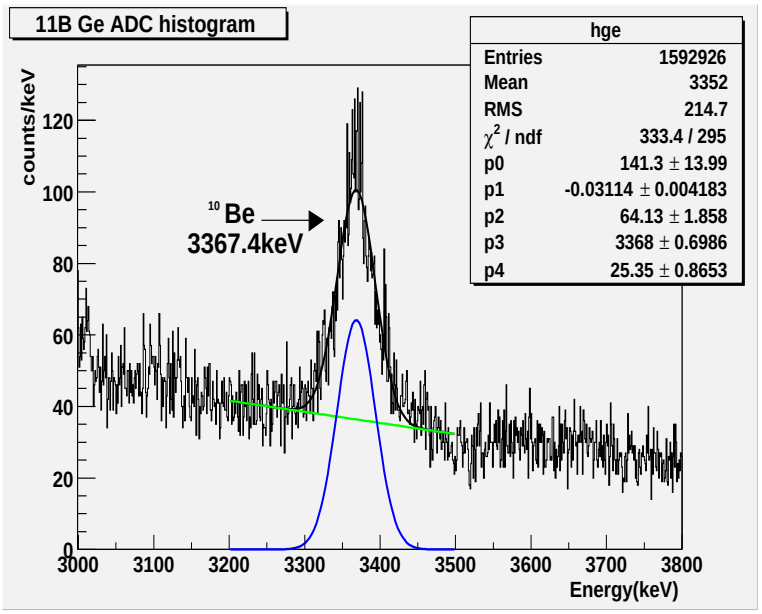


図 3.10: ^{11}B ターゲットでのゲルマニウム検出器のエネルギースペクトル。^{10}Be の励起状態からの 3367.4keV の γ 線が確認できる。これをバックグラウンドを 1 次関数、ピークをガウス関数と仮定して fit し、ガウス関数の面積をピークの個数とした。

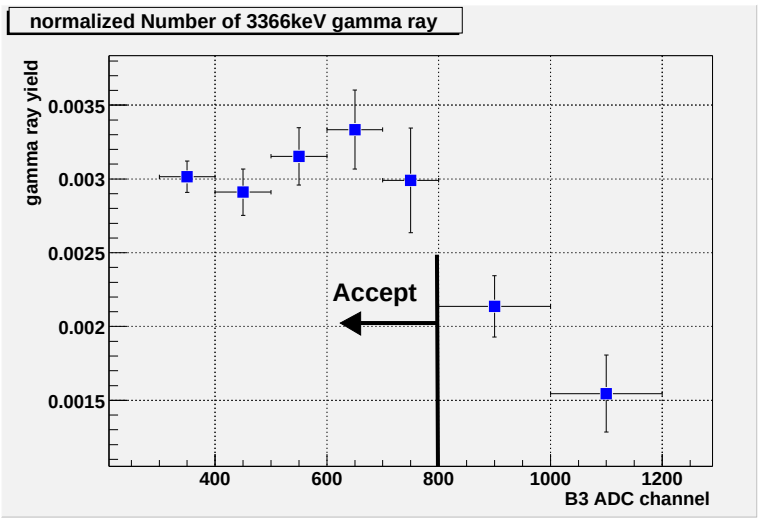


図 3.11: B3ADC の大きさでカットしたときの ^{10}Be の 3367.4keV の γ 線のトリガー当たりの収量と B3ADC の関係。横軸のエラーバーは B3 のカットで用いた範囲を示している。$B3ADC = 800$ までは収量が一定であるのに対し、それ以降は収量が落ちているのが分かる。これ以降は B3 で反応が起こっていると考えた。

3.1.3　stopped K^- イベントの数の見積もり

Λ ハイパー核の生成確率を求めるために、我々は実験中に得た stopped K^- の数が必要となる。これを見積もるために、K^+ ランのデータからターゲット中で静止した数を見積もった。

active carbon target を用いた stopped K^+ イベントの見積もり

図 3.12 に K^+ ランでのイベントの 1 つの例を示す。これを見ると分かるように K^+ 中間子はビームライン上の物質で減速され、ターゲトで静止した後、μ^+ と ν_μ に崩壊している。このイベントではカーボンプレートで静止しているので T1 カウンターは正しい時刻で K^+ 中間子が通過する。一方、崩壊後の粒子は T2,T3 カウンターをヒットしているが、この時刻は K^+ 中間子の寿命の分だけ遅くなる。ここで K^+ からの崩壊で生じる荷電粒子が静止点よりも下流側にあるカウンターをつき抜けるかどうかは、静止点からみたカウンターの立体角に依存する。今回は静止点より後ろのカウンターは全立体角の半分を覆うと仮定して K^+ 中間子の崩壊で生じる荷電粒子は 50%の確率で下流側のカウンターを通り抜けるとする。

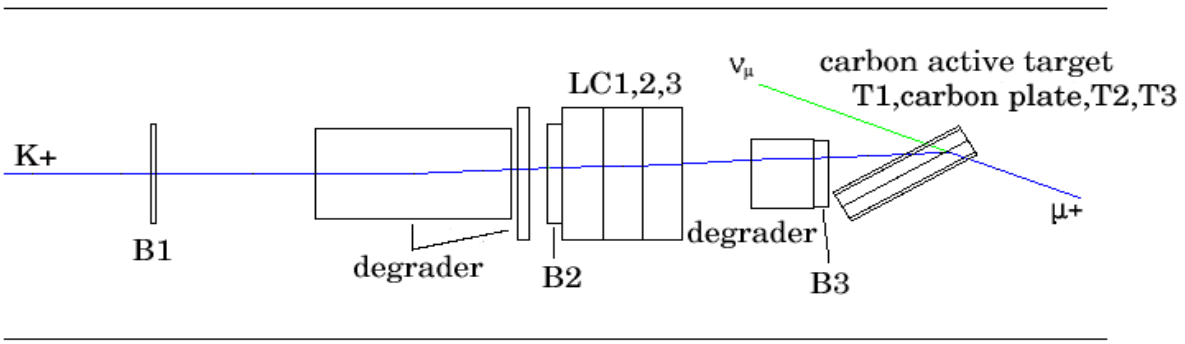


図 3.12: GEANT を用いたシミュレーションの図。K^+ ビームが左端から撃ち込まれ、各カウンター、ディグレーダーを経てカーボンのアクティブターゲットで静止しているのが分かる。多重散乱のために K^+ ビームの軌道はビーム軸上から大きくずれている。ターゲット中で静止した K^+ は μ^+ と ν_μ に崩壊している。μ^+ が通過した T3 の TDC は K^+ の寿命だけ遅れることになる。

図 3.13 に K^+ ランでの Active Target である T3 の TDC ヒストグラムを示す。これを見ると、先程述べたように K^+ のつき抜けを表す prompt 部分と静止した K^+ の崩壊を示す delay 部分からなるのが分かる。delay 部分は K^+ が T3 以前で静止崩壊した後、崩壊で生じた荷電粒子が T3 をヒットしたものである。このヒストグラムを prompt 部分を gauss 関数、delay 部分を exponential 関数で fit することにより、寿命が $\tau = 12.94 \pm 0.17(\mathrm{nsec})$ と求まり、これは K^+ の寿命におおよそ一致しているのが分かる。

ここで以下のような仮定をして静止した K^+ の数を見積もる。

- T1 以前で静止した数

B3 の TDC は prompt 部分であり T1 は delay 部分である。

$$(T1 \text{ 以前で静止した数}) = N^{T1}_{delay} \times (\text{立体角の補正}) \tag{3.8}$$

- T1 およびグラファイトで静止した数

T1 の TDC は prompt 部分であり、T2 の TDC は delay 部分となる。T2 の delay 部分のうち T1 で delay 部分であったものも含まれているのでこれを除いたものが T1 またはグラファイトで K^+ で静止して崩壊の

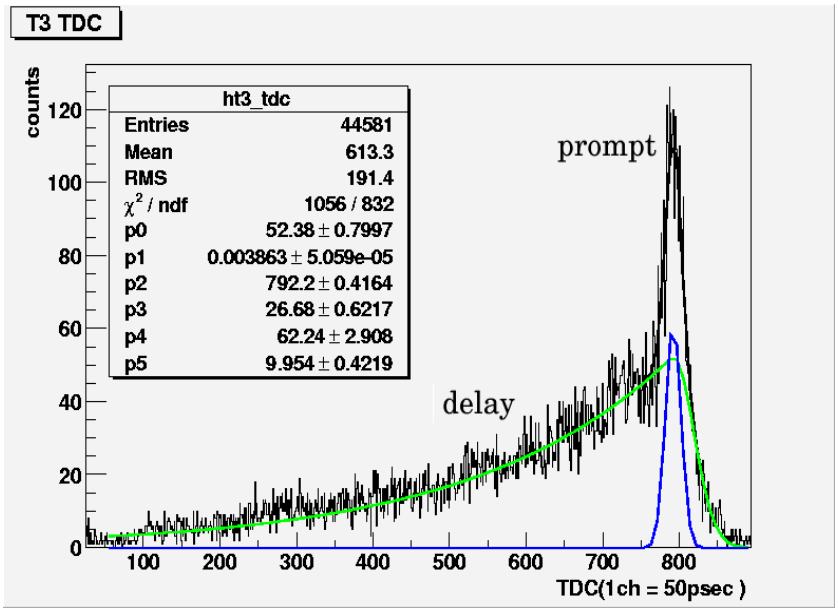


図 3.13: カーボンターゲットのときの T3 の TDC ヒストグラム。common stop モードでデータ収集したのでチャンネルが小さい方が時間が遅いことになる。TDC は K^+ が静止崩壊したあとの荷電粒子のヒットをあらわす delay 部分と静止せずにつき抜けた K^+ のヒットからなる prompt 部分からなる。

カウンター	delay 部分	prompt 部分
B3		27656(N_0)
T1	1410.1±44.0	18106.6±139.3(65.5%)
T2	6117.7±96.4	8719.9±96.1(31.5%)
T3	10089.8±124.5	301.17 ±45.4(1.1%)

表 3.2: 各カウンターでの TDC ヒストグラムの delay 部分と prompt 部分の数を示す。(括弧の中の数は B3 が prompt でヒットしたものに対する、各カウンターでの prompt でヒットしたものの割合を示す。)

荷電粒子が T2 をヒットしたと考える。これより

$$(T1 \text{ またはグラファイトで静止した数}) = N^{T1}_{prompt} \times \frac{(N^{T2}_{delay} - N^{T1}_{delay})}{N^{T1}_{prompt}} \times 2 \tag{3.9}$$

ここで 2 倍しているのは立体角の補正である。

- T2 で静止した数

これも前と同じように考えて T2 の TDC は prompt 部分、T3 の TDC は delay 部分であるから

$$(T2 \text{ で静止した数}) = N^{T2}_{prompt} \times \frac{(N^{T3}_{delay} - N^{T2}_{delay})}{N^{T2}_{prompt}} \times 2 \tag{3.10}$$

表 3.2 に stop K トリガーのとき (2nd レベルトリガーは使用していない) の T1 から T3 の prompt 部分、delay 部分の数をのせる。これらは fit した関数の面積から求めた。

これより stop K トリガー当たりに K^+ が静止した割合を求めると

- T1 以前で静止した割合 $\cdots 5.1\times(2+\alpha)\%$

- T1 またはグラファイトで静止した割合 · · ·17.0×2%
- T2 で静止した割合 · · ·14.4×2%

となり、T1、グラファイト、T2 の間で K トリガーに対して約 62.8%静止させたと求まった。ここで α は B3 みた T1 の立体角は小さいのでその分の補正として記述した。一方、prompt 部分の各カウンターでの変化を見ると、T1 とカーボンプレートで約 33%,T2 で約 30%失われているのが分かり、これは delay の数から求められた割合と一致しているのが分かる。

3.2 Hyperball の解析

ここではゲルマニウム検出器、BGO カウンターの解析について述べる。3.2.1 節では γ 線検出器として使用したゲルマニウム検出器の解析を行う。3.2.2 節ではコンプトンサプレッサとして用いた BGO カウンターの解析について述べる。はじめに述べておくと今回の実験では BGO カウンターが高計数率下でうまく機能しなかった。この原因を調べ、それをどう取り扱ったかを少し詳しく述べる。3.2.3 節で再びゲルマニウム検出器の TDC カットについて述べ、3.2.4 でゲルマニウム検出器のキャリブレーション、3.2.5 でゲルマニウム検出器のピーク efficiency について述べる。

3.2.1 ゲルマニウム検出器の解析

TDC cut

ゲルマニウム検出器の ADC モジュールのゲートにはゲルマニウムの CRM の信号と Stop K トリガーのコインシデンスをとる。このときコインシデンスの幅は 400nsec あるため、TDC の情報をもちいて偶然同時計測によるバックグラウンドの除去を行う。K^- 中間子が静止すると平均 $2 \sim 3$ 個の中性子が放出されるため、バックグラウンドの主な原因の一つに中性子のゲルマニウム検出器や BGO での反応があげられる。このような中性子は γ 線に比べ速度が遅いためゲルマニウムの TDC のカットが有効である。

TDC の時間分解能は ADC に依存するため、ADC の関数として TDC のゲートの幅を設定した。図 3.14 に ADC と TDC の 2 次元相関と TDC ゲートを示し、図 3.15 に TDC ゲートの幅を ADC の関数として示す。図 3.16 にいくつかの ADC の範囲での TDC のヒストグラムとゲートの幅を示す。

このカットによってバックグラウンドは約 30%まで減少する。しかし、特に低エネルギー側ではゲルマニウム検出器の時間分解能が悪いために、このカットによってシグナルも失ってしまう。このカットの後にどれくらいのシグナルが残っているかをエネルギー別に調べ、これを表 3.3 にまとめる。

エネルギー (keV)	カットの効率 (%)
$E_\gamma = 477(^7\mathrm{Li})$	71.1± 3.8
$E_\gamma = 718(^{10}\mathrm{B})$	91.3± 6.4
$1000 < E_\gamma$	98 以上

表 3.3: TDC カットでシグナルの残る割合

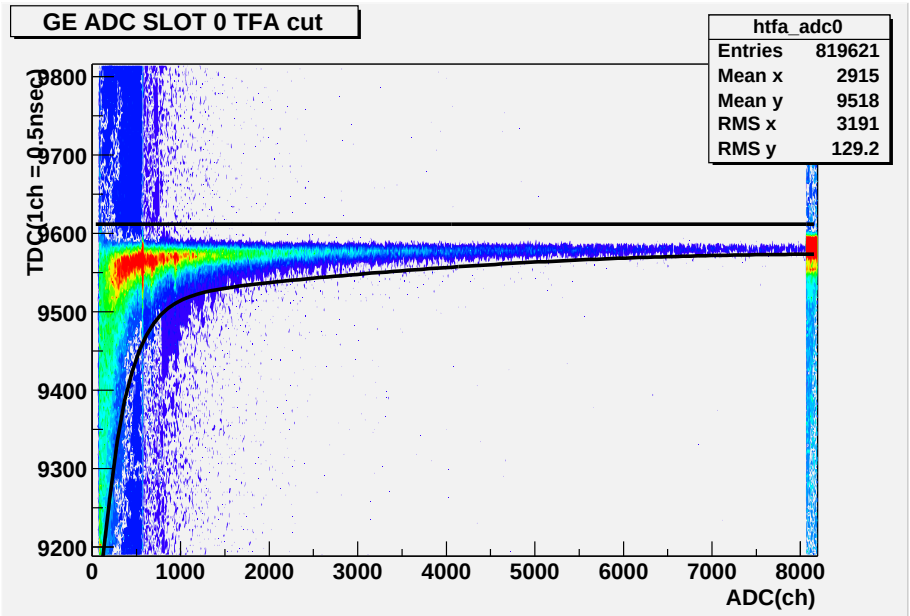


図 3.14: ゲルマニウム検出器の ADC と TDC の 2 次元相関。TDC カットに用いたゲート曲線も共に載せる

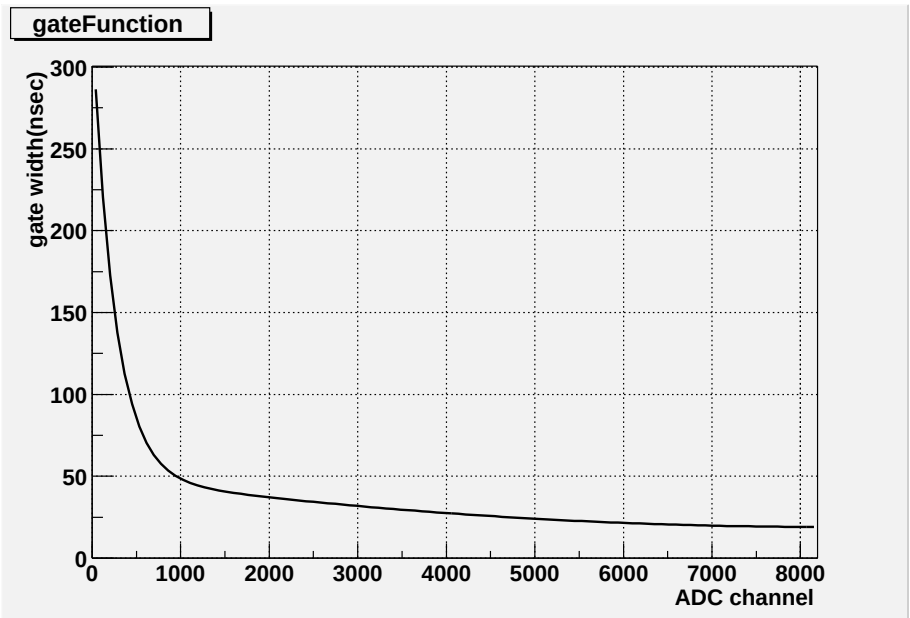


図 3.15: TDC カットで用いたゲートの幅と ADC の関係。低エネルギーでは時間分解能が良くないためゲートの幅を広くしてある。

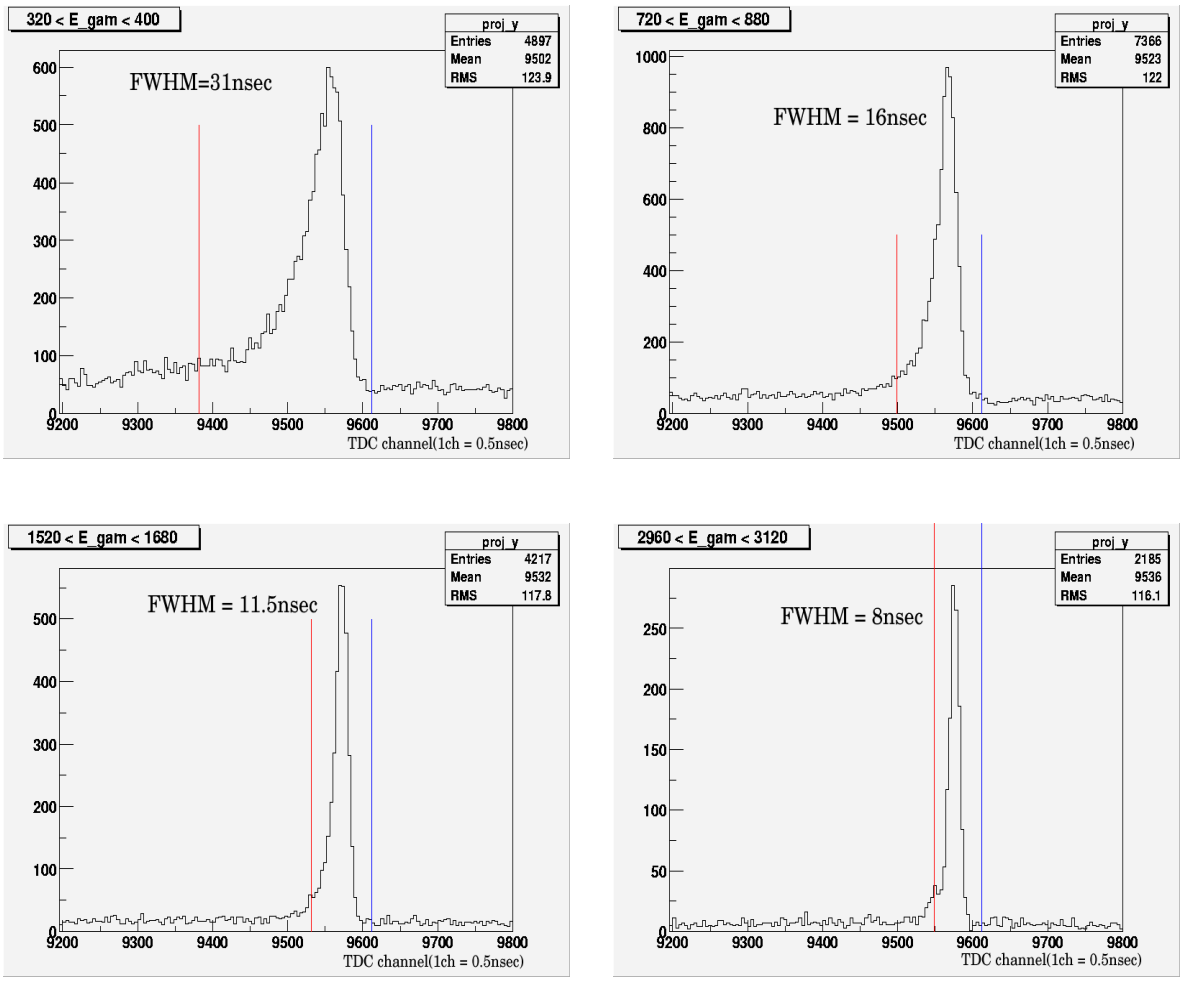


図 3.16: 各 ADC 領域での TDC スペクトルとゲート幅。

pile-up cut

ゲルマニウム検出器の ADC に用いた Ultra High-rate Amp. はシグナルの幅が 3μsec 程度あるため、計数率が高い場合パイルアップによってバックグラウンドが増加する。これを除去するために CRM の TDC の情報を用いる。ゲルマニウム検出器の TDC は最大 16hit まで数えられる Multihit TDC を用いているので、正しいタイミングのシグナルの前後 6μsec の間に他のシグナルがないことを要求した。ただし CRM はシグナルを出したあとに 0 から 1.5μsec の間に「子づれシグナル」を出すときがあるので、正確には図 3.17 の様に正しいシグナルの前の 3μsec と後の 1.5μsec ~ 3.0μsec の間に他のシグナルがないことを要求した。パイルアップの割合は 16%であった。

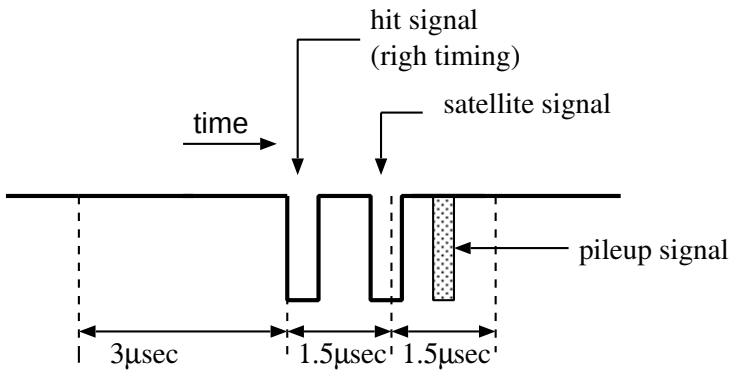


図 3.17: ゲルマニウム検出器で用いたパイルアップカットの時間ダイアグラム。

3.2.2　BGO カウンターの解析

BGO カウンターの効果 1

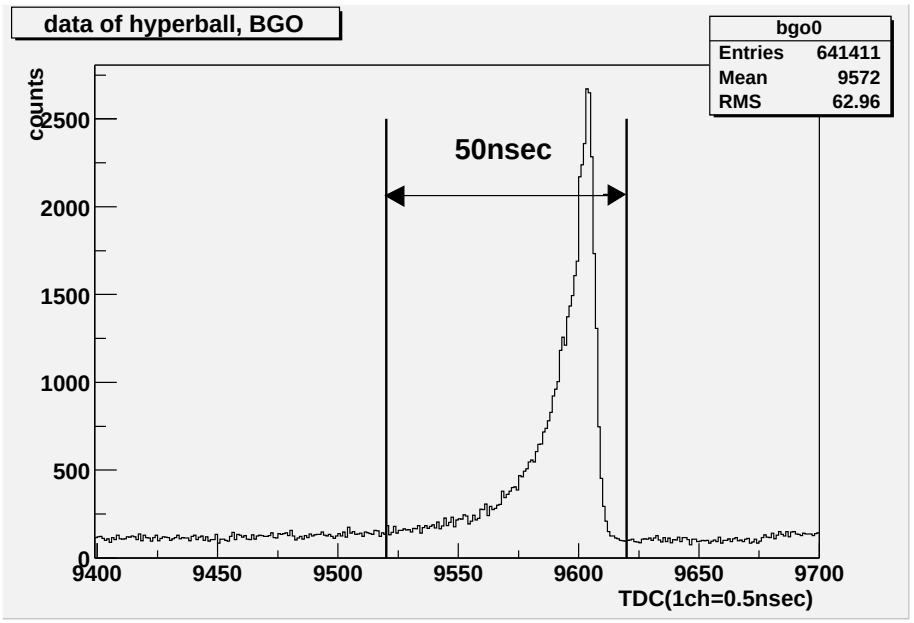


図 3.18: BGO カウンターの TDC ヒストグラム。ここでは leading edge の分布を示す。また解析で用いた時間ゲートの幅も共に示す。

この実験では 2nd level トリガーとして少なくとも 1 つのゲルマニウム検出器にヒットがあり、それに対応する BGO カウンターにヒットがないという条件を課しているが、2 つ以上ゲルマニウム検出器にヒットがあった場合にはこのトリガー条件に当てはまらないゲルマニウム検出器もあるので、オフライン解析でも BGO のカットを行う。

BGO の decay time は約 300nsec と長いため、シグナルの幅が分かるように Multihit TDC には leading edge と trailing edge をそれぞれ記録できるように設定した。図 3.18 に典型的な BGO カウンターの TDC の leading edge の時間分布ヒストグラムを示す。またソフトウェアで定めた BGO のゲートも示してある。

ソフトウェアでの BGO カットはゲルマニウム検出器にヒットがあり、それを取り囲む BGO カウンターの TDC シグナルのうちゲートの中にひとつでも leading edge があるときに行う。一般的に BGO ゲートの

幅を広くすれば、BGO サプレッションの効果が十分でるが偶然同時計測によってシグナルが失われる割合も多くなる。一方 BGO ゲートの幅を短くすると BGO サプレッションの効果が不十分でバックグラウンドを落せないことになる。BGO ゲートの幅を最適化するために、いくつかの BGO ゲートの幅でターゲットから来ている ^{10}B の 718keV の γ 線での S×S/N を調べた。ここで S は γ 線の数,N はピークの中心値でのバックグラウンドの高さで定義した。このグラフを図 3.19 に載せる。ゲートの幅 50nsec はこのようにして選んだ値であり、同様のことを我々の最も興味のある γ 線の一つである 2050keV($^{7}_{\Lambda}$Li) の γ 線でも行ったところ同様の結果が得られた。

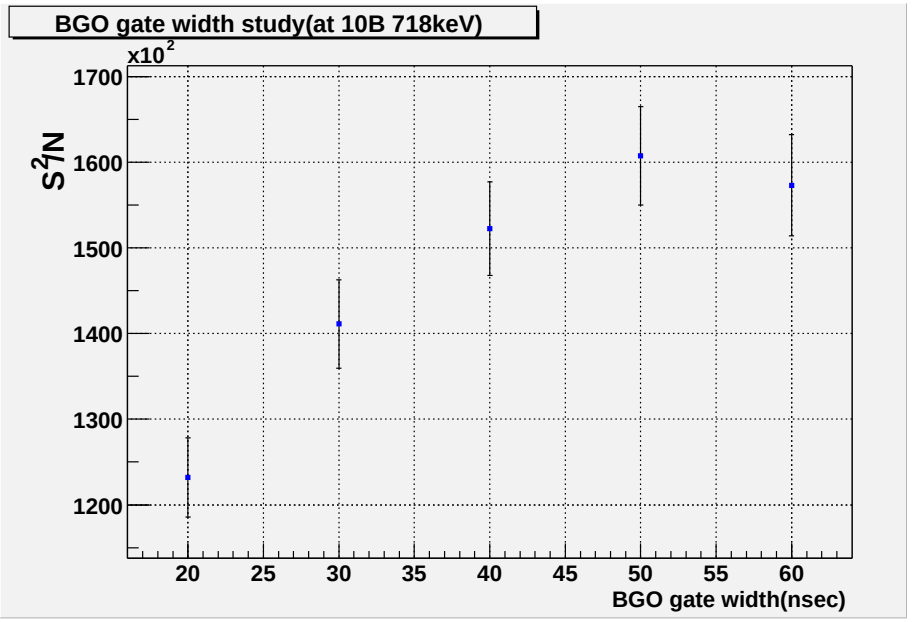


図 3.19: BGO のゲート幅と ^{10}B の 718keV の γ 線の S × S/N の関係。BGO のゲート幅が狭いときにはバックグラウンドが多くなり、逆にゲート幅が広いときには偶然同時計測によってシグナルを落してしまう。ゲート幅が 50nsec のときに最も S × S/N が良くなっているのが分かる。解析ではゲート幅を 50nsec に設定した。

先程も述べたように時間ゲートの間に BGO が偶然同時計測によってヒットしてしまったとき、ゲルマニウム検出器の光電効果のシグナルを偶然に除去してしまうことになる。この accidental killing rate を見積もるために、BGO のバックグラウンドの量はどの時刻でも同じであると仮定して、タイミングのはずれた区間について 50nsec のゲートを設けてそのバックグラウンドの量でこれを見積もった。これによると accidental killing rate は約 3.5%であった。

また、図 3.20 に BGO の multiplicity、すなわち、ひとつのトリガーイベントに対していくつの BGO にヒットかあったかを示したヒストグラムを載せる。これを見ると分かるように BGO には平均約 2 個のヒットがあることになる。ゲルマニウム検出器で γ 線が検出されたとき偶然別の粒子が BGO をヒットしてしまう可能性があり、このようなときには BGO カットで正しいイベントを落してしまうことになる。平均 2 個の BGO のヒットのうち一つは γ 線とは関係ないものと考えると 14 台の BGO のうち偶然 γ 線と同じスロットの BGO をならしてしまう確率は約 7%となる。

実際に BGO カットをかけたときに落してしまうシグナルの数は 9.1±2.3%であったので、上の 2 つの効果がきいていると考えられる。

さて、このカットによる BGO サプレッションの効果を見るためにゲルマニウム検出器の TDC カットを行った後、BGO カットを行ったときと行わなかったときにゲルマニウム検出器の ADC ヒストグラムを図 3.21 に示す。さらにこのカットでどれくらいのバックグラウンドが除去されたかを示す suppression factor

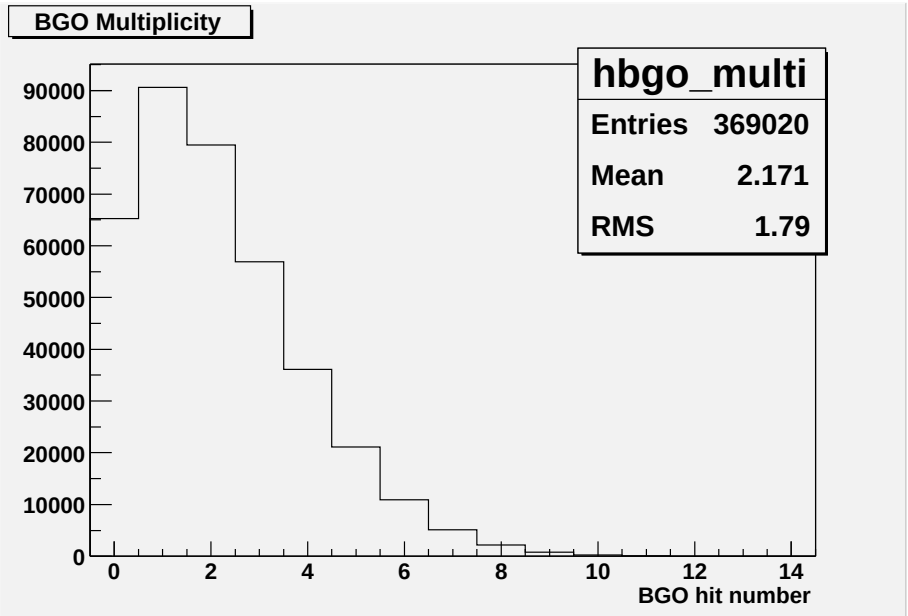


図 3.20: BGO の multiplicity をあらわすヒストグラム。一度のトリガーイベントに対して何個の BGO にヒットがあったかを示す。

を図 3.22 に示す。suppression factor は BGO カットをしたときのヒストグラムでカットしなかったときのヒストグラムを割ったものである。これより BGO カウンターの suppression factor は約 1.5 であることがわかる。これは E419 のときの 3.5 ~ 4 という値を大きく下回るものであり [5]、今回の実験では BGO カットが効果的に機能していないことが分かった。この原因を調べるため以下のことを調べた。

BGO カウンターの single rate

BGO カウンターの TDC ヒストグラムの時間ゲートから外れたところから BGO の single rate を見積もった。E419 のときには 50kHz であった。E419 では 6 つの BGO をそれぞれ別の TDC で読んでいるのに対し、今回は 6 つの OR を TDC で読んでいるのを考慮しても非常に高い single rate であったことが分かる。

run	slot0	slot5
63(normal run)	530kHz	620kHz
214(low intensity run)	390kHz	500kHz

表 3.4: 2 つの slot の BGO カウンターのシングルレイト。

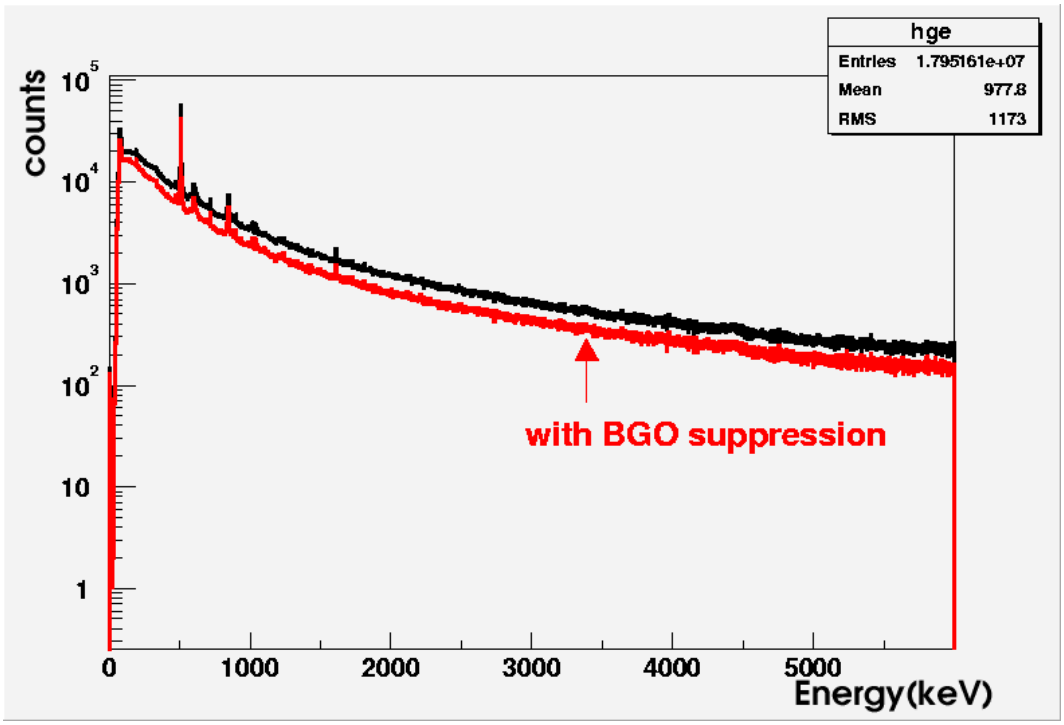


図 3.21: TDC カットを行った後のゲルマニウム検出器のエネルギースペクルとさらに BGO カットを行ったときのエネルギースペクトル。

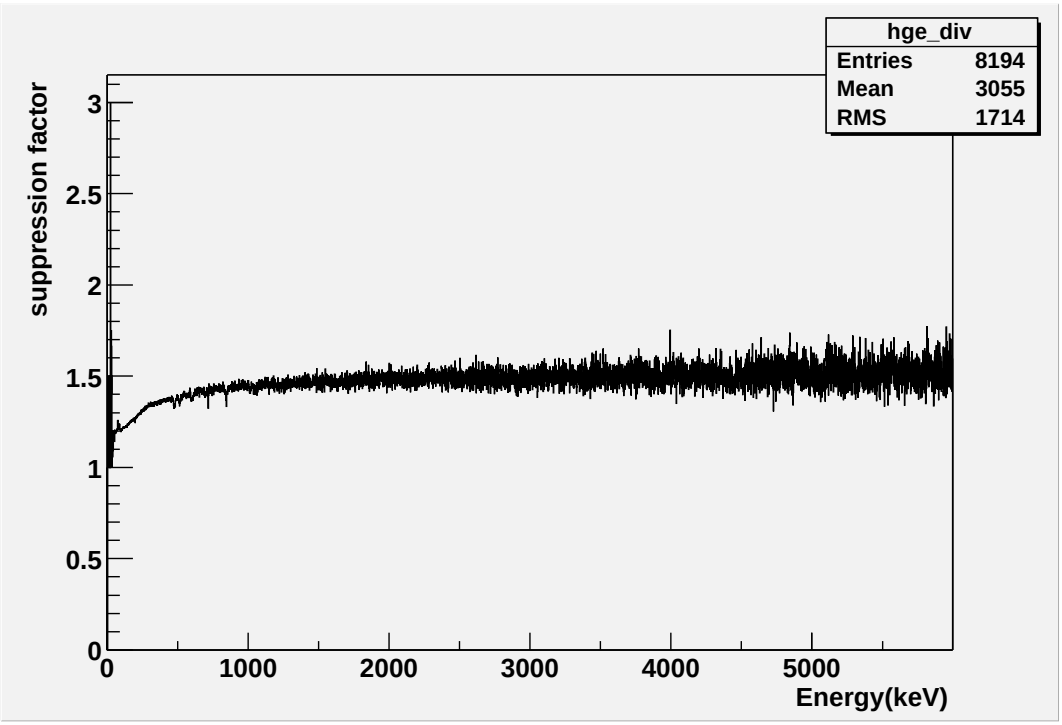


図 3.22: BGO カットにおける suppression factor。500keV から 6000 keV にかけて 1.5 であることが分かる。ハイパーボールを用いた以前の実験では約 4 であったことと比べると、今回の実験では BGO サプレッションが十分働いていなかったことが分かる。

BGO カウンターの signal width

BGO カウンターで用いた Discrinimator にはシグナルが threshold を越えている間、矩形波を出し続けるタイプのものを用いた。TDC の時間ゲート内に最初に来た leading edge から trailing edge を引くことで BGO カウンターの signal width を調べた。図 3.23 に spill on のときの典型的な BGO カウンターの signal width を、図 3.24 に spill off のときの BGO カウンターの signal width を示す。ここで 200 チャンネルあたりにみえる 2 つのピークは Discriminator の最低出力幅に対応する。6 つの PMT に対して 2 つの Discriminator を用いているので 2 つのピークになっている。このピークの後には連続的になっており、高エネルギー γ 線、または荷電粒子が通過したときのシグナルに対応していると考えられる。これは spill off のときにはシグナル幅が spill on のときに比べて短いことからも分かる。spill off のときには BGO をならす荷電粒子としては宇宙線であり、その他はバックグラウンドの γ 線であるがこれらは π^0 からの γ 線に比べればエネルギー損失が小さいので spill off のときには BGO のシグナル幅が短くなっているのは納得できる。平均的な BGO カウンターのシグナルの幅は 692nsec であり、これは図 3.18 で示した 50nsec のゲートの幅に比べ非常に長いことが分かった。

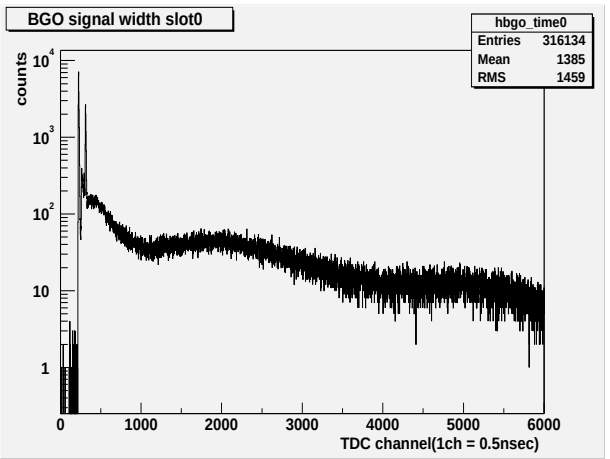


図 3.23: spill on のときの BGO のシグナル幅の分布。200 チャンネルあたりの 2 つのピークは用いた Discriminator の最低出力幅である。spill on のときには BGO のシグナル幅が非常に長いものまで分布しており、これはビームに伴う荷電粒子や π^0 からの高エネルギー γ 線が BGO を通過したときに生じたものと考えられる。

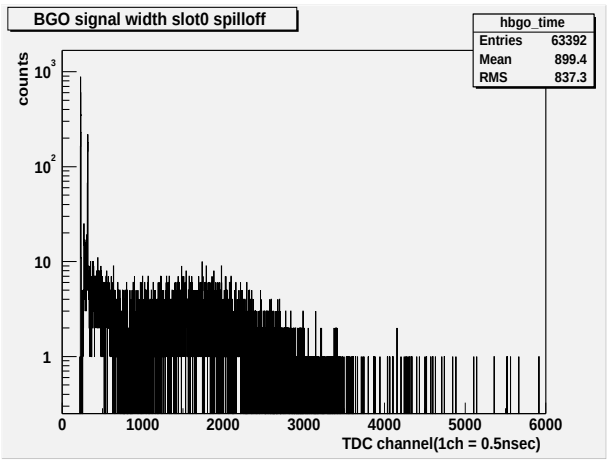


図 3.24: spill off のときの BGO のシグナル幅の分布。spill off のときには BGO をならすものは宇宙線かバックグラウンドの γ 線であると考えられる。宇宙線はビームに比べれば計数率が低く、またバックグラウンドの γ 線はそれほど大きなエネルギーを損失しないため BGO のシグナルの幅が狭くなっているのが分かる。

BGO ゲートと signal width の関係

BGO の single rate が高いことと、シグナルの幅が長いことから stop K トリガーのタイミングより前に BGO にヒットがあり、BGO の時間ゲートの間にシグナルを出し続けている状態があると考えられる。BGO カットは BGO の時間ゲートの間に leading edge があることを要求しているので、このような状態のときは BGO が正しく機能しなくなる。すなわち、stop K トリガーのタイミングで BGO にヒットがあったとしても既に BGO はシグナルを出し続けているのでこのタイミングでヒットしたという情報が得られなくなってしまう。このような状態を「BGO カウンターが不感である」と表現することにする。BGO が不感であるときが多ければ、BGO カットの効果が少なくなってくる。なぜならば、BGO が不感のときには本来 BGO にヒットがあっても BGO にヒットがない状態と区別できないからである。

図 3.25 に BGO が不感になるときのタイミング ダイアグラムを示す。

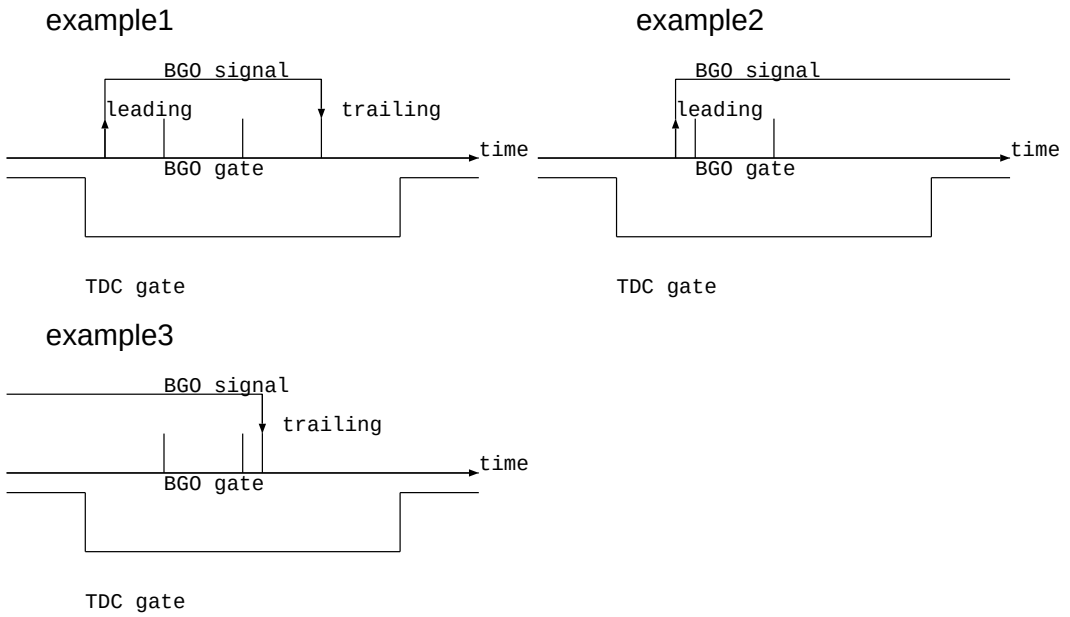


図 3.25: BGO が不感になるときのタイミング ダイアグラム。TDC のゲートとの関係で上の 3 つの場合が考えられる。例 1 には TDC ゲートの中でシグナルが BGO の時間ゲートよりも早く立ち上がり、時間ゲートの後で下がる場合である。例 2 には BGO の時間ゲートよりも早く立ち上がり、TDC のゲートの間、シグナルがで続けている例である。実験のはじめにこのようなことがしばしば起こったのでこれはハードウェア的に取り除いた。例 3 には TDC ゲートの前に BGO のシグナルが立ち上がっており、BGO の時間ゲートの後に下がる場合である。

これらの状態がどのような割合であったかを normal run,low intensity run の場合にそれぞれ図 3.26、3.27 に示す。ここで図 3.25 の例 1 の状態を 1 に、例 2 の状態を 2 に、例 3 の状態を 3 としてヒストグラムに表した。0 はそれ以外の状態、すなわち BGO の時間ゲートに leading edge があるときと BGO の時間ゲートにシグナルがなかったときを表している。実験中に BGO のシグナル幅が長くなっているのに気づき、BGO のシグナル幅が 2μsec 以上になるときはハードウェア的に取り除いた。よってこのようなイベントは例 1 に含まれることになる。例 2 の状態がないのはこのためである。

このヒストグラムより、normal run ではゲルマニウム検出器にヒットがあったとき、それに対応する BGO カウンターは実に 60%が不感であったことが分かる。それに対し low intensity run では 33%に抑えられているのが分かる。

次にゲルマニウム検出器の TDC カットと BGO カットを加えたときの分布を図 3.28, 3.29 にしめす。TDC カットは BGO が不感のときもそうでないときもほぼ同じ割合でかかるが、BGO カットは BGO が不感であるときにはまったく効かないので、BGO が不感でないときのみカットしてしまう。この結果から図 3.21 の BGO suppression をしてあるヒストグラムのうち約 75%は BGO が不感であったことが分かった。

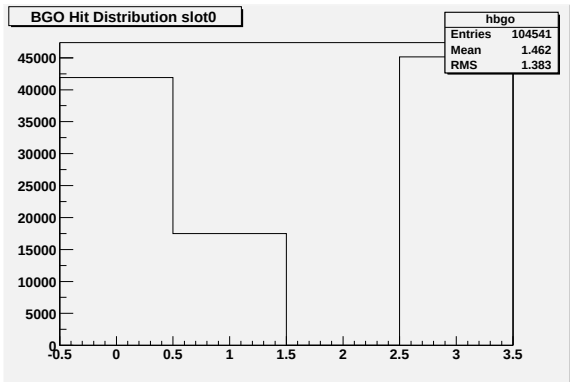


図 3.26: normal run での BGO シグナルの立ち上がりと時間ゲートの関係。1,2,3 には図 3.25 で示した 3 つの状態がどれだけあったかを示している。0 にはこれら以外の状態で正しく BGO が時間ゲートで立ち上がっている状態と BGO にヒットがなかった状態を示す。これから normal run では実に 60%が不感であったことが分かる。

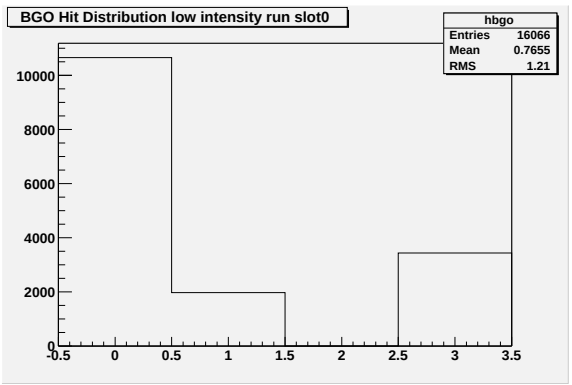


図 3.27: low intensity run での BGO シグナルの立ち上がりと時間ゲートの関係。normal run とは対照的に BGO が不感であった状態が 33%に抑えられているのが分かる

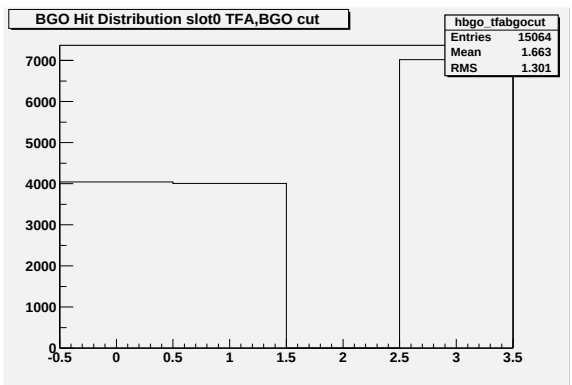


図 3.28: normal run でのゲルマニウム検出器の TDC カットと BGO カットをしたときの BGO シグナルの立ち上がりと時間ゲートの関係。BGO カットは BGO か不感になっているときには無効となってしまうので、このようなときには BGO カットでバックグラウンドを落すことができない。これらのカットを加えると残ったイベントの全体の 75% が BGO か不感となっている。

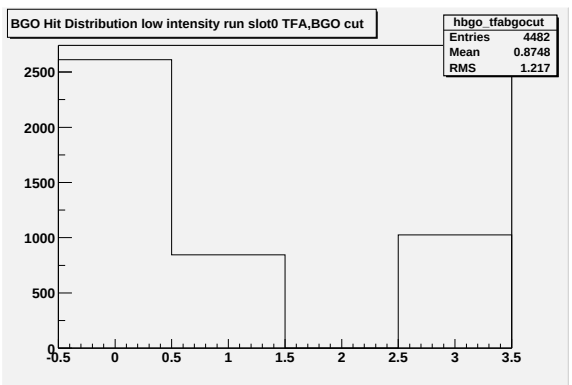


図 3.29: low intensity run でのゲルマニウム検出器の TDC カットと BGO カットをしたときの BGO シグナルの立ち上がりと時間ゲートの関係。low intensity run ではこれらのカットの後で BGO が不感となったのは 40%程であった。

BGO カウンターの効果 2

以上の解析より BGO カウンターが不感になっていたために BGO suppression の効果が小さかったことが分かった。BGO カウンターが不感でなかったときには正しく機能していたかを調べるため、BGO カウ

ンターが不感でなかったときについて BGO カットを行わなかったときと行ったときのゲルマニウム検出器の ADC ヒストグラムを図 3.30 に示し、このときの suppression factor を図 3.31 に示す。BGO が不感でないときには γ 線のエネルギーが 500keV 以上でバックグラウンドが 1/4 に減っているのが分かる。これは E419 のときに得られた値とほぼ同じであり、BGO が正しく機能していたと考えられる。

次にゲルマニウム検出器については TDC カットとパイルアップカットを行い、BGO の時間ゲートにヒットがないという条件で BGO が不感でないときと、不感であるときでのゲルマニウム検出器の ADC ヒストグラムを比較した。図 3.32 に示す。これを見ると、BGO が不感であったときにバックグラウンドを除去できていなっかったことが良く分かる。

図 3.33 に BGO が不感でないというカットを加えたときと加えなかったときの ratio のヒストグラムを示す。BGO が不感でないというカットを加えることでバックグラウンドは 20 ~ 30%まで減少しているのが分かる。シグナルのピークがこのカットでどれほど残るかをターゲットからくるノーマル核の γ 線の量で見積もった。表 3.5 にこの結果を載せる。これよりエネルギーに関係なく 67.2±1.8%と見積もった。

BGO が不感でないというカットを加えたときに今述べたようにシグナルが約 67%に減るものの S/N は約 2.3 倍良くなるのでこのカットを解析で用いることにした。

今回の実験でこのように BGO が正しく機能しなかった原因として次のようなことが考えられる。

- ビームの計数率が高かったこと。主に π^- の反応によって起こる π^0 からの高エネルギー γ やターゲットで散乱された荷電粒子が BGO で大きなエネルギーを落していたこと。
- BGO からの論理シグナルを 1 つのスロットで足し合わせていたこと。ハイパーボールを用いた以前の実験では 1 つのスロットにある 6 つの BGO のシグナルを別々に TDC に送っていたので、例えば 1 つの BGO で非常に大きなエネルギー損失があったとしても、他の BGO まで不感になってしまうことはそれほどなかった。

次回、実験を行うとすると大きな改善点の 1 つである。

線源	エネルギー (keV)	カットで残るシグナルの割合
^{7}Li	477.6	68.0±2.8%
^{10}B	718.3	66.7±3.0%
^{11}B	2124.4	66.7±7.0%
^{10}Be	3367.4	66.2±4.7%

表 3.5: BGO が不感でないというカットをかけたときに残るシグナルの割合。

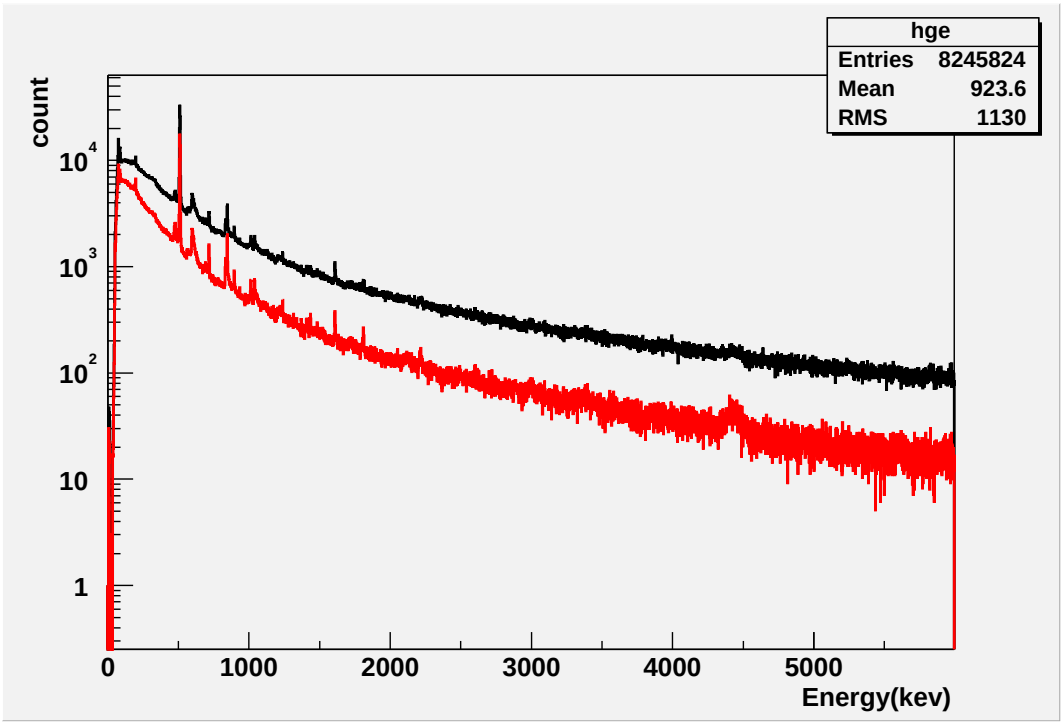


図 3.30: BGO が不感でなかったときのみを用いて BGO カットを行ったときと行わなかったときのゲルマニウム検出器のエネルギースペクトルを示す。

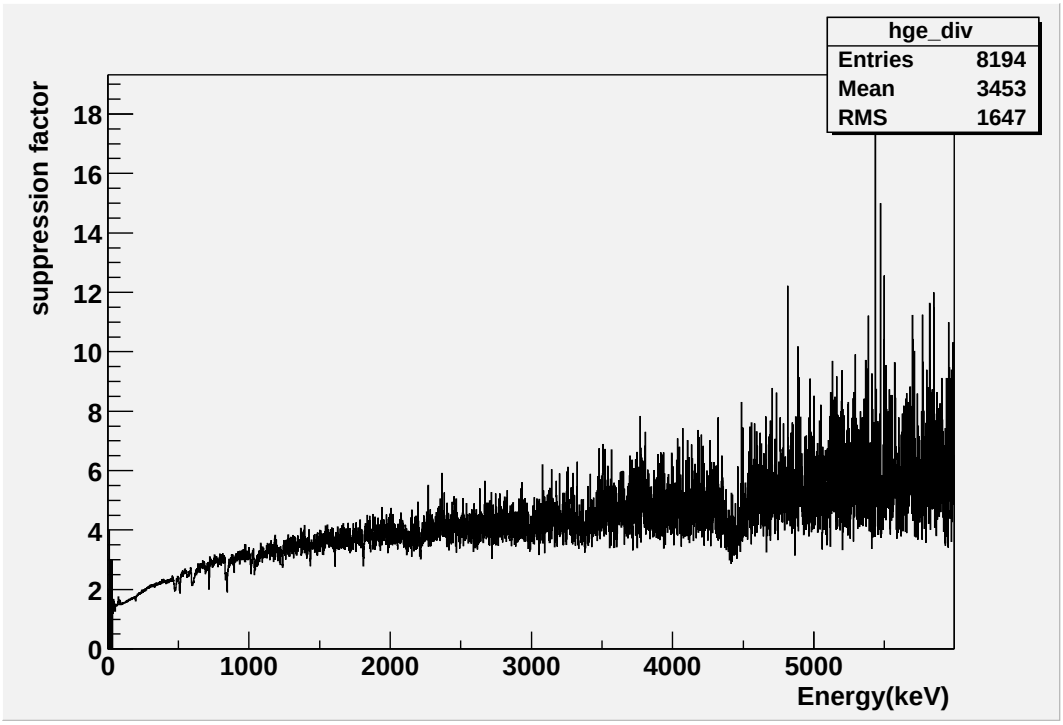


図 3.31: BGO か不感でなかったときのみを用いたときの BGO の suppression factor。700keV 以上の広い領域で 3.5∼4 の値が得られた。これは E419 で得られた値と一致しており、BGO か不感になっていなければ BGO は正常にサプレッションの機能を果たしていたことが分かった。

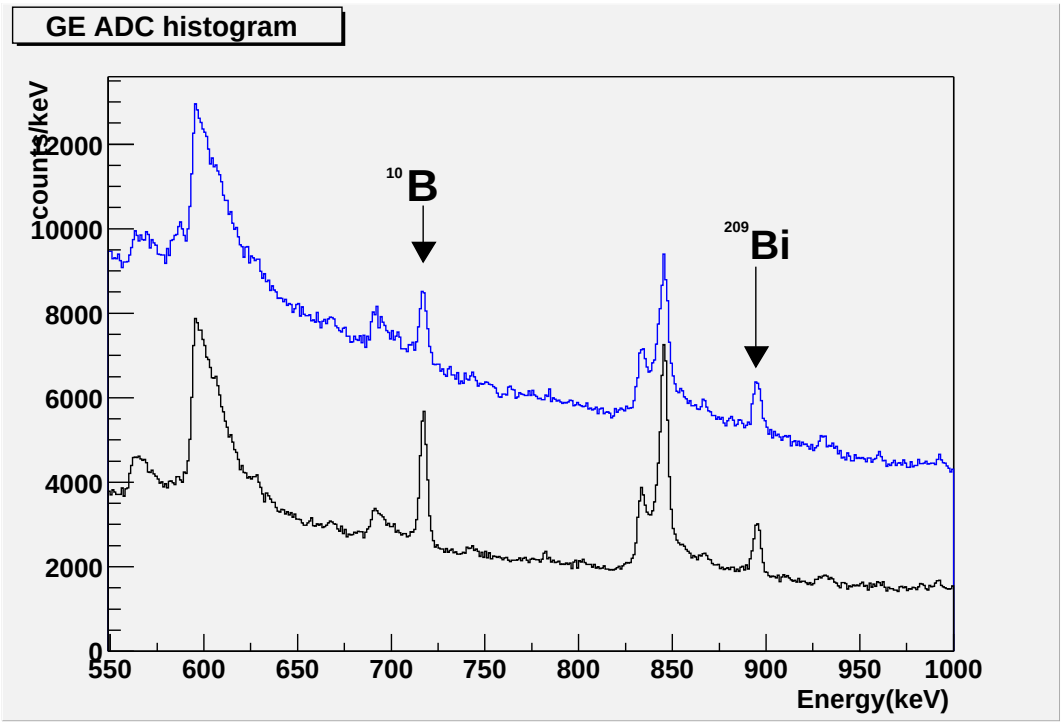


図 3.32: ゲルマニウム検出器の TDC カットとパイルアップカット、BGO カットを行ったとき、BGO が不感であったときと BGO が不感でなかったときのゲルマニウム検出器のエネルギースペクトルを共に載せる。BGO が不感であったときにはバックグラウンドがカットできていなかったのが良く分かる。一方 BGO が不感でなかったときにはバックグラウンドが正しくカットされ S/N ははじめに比べ 2.3 倍程良くなった。

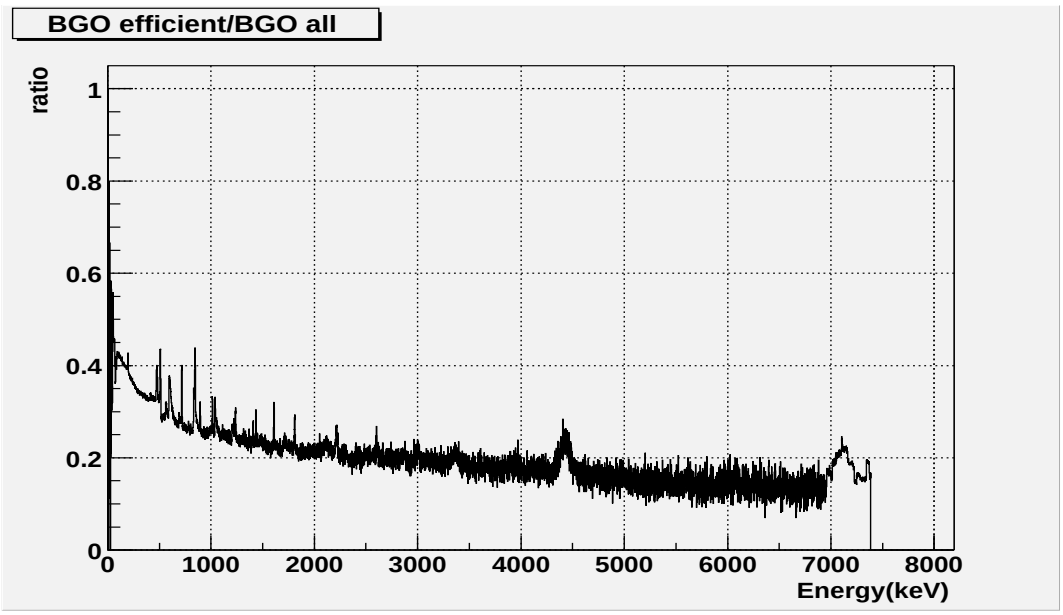


図 3.33: BGO が不感でないときのヒストグラムをそのカットを加える前のヒストグラムで割ったもの。バックグラウンドは 0.2 ∼ 0.3 ぐらいまで減っているのが分かる。BGO が不感であったものが 75%あったことを考えると理解できる割合である。

3.2.3　ゲルマニウム検出器の TDC カット 2

以上まででビームラインカウンターによる K 中間子の同定と、ゲルマニウム検出器のカットについて述べた。すなわち

- LC1 の ADC と B2 カウンターの ADC から K 中間子の同定。
- B3 カウンターの ADC から B3 静止イベントを減らす。
- ゲルマニウム検出器の TDC カット
- ゲルマニウム検出器の pileup カット
- BGO suppression のカット
- BGO が不感になっているときのカット

である。このカットを全て行い、再びゲルマニウム検出器の ADC と TDC の 2 次元相関を見てみる。図 3.34 はこの 2 次元ヒストグラムをエネルギー領域を区切って見ているものである。

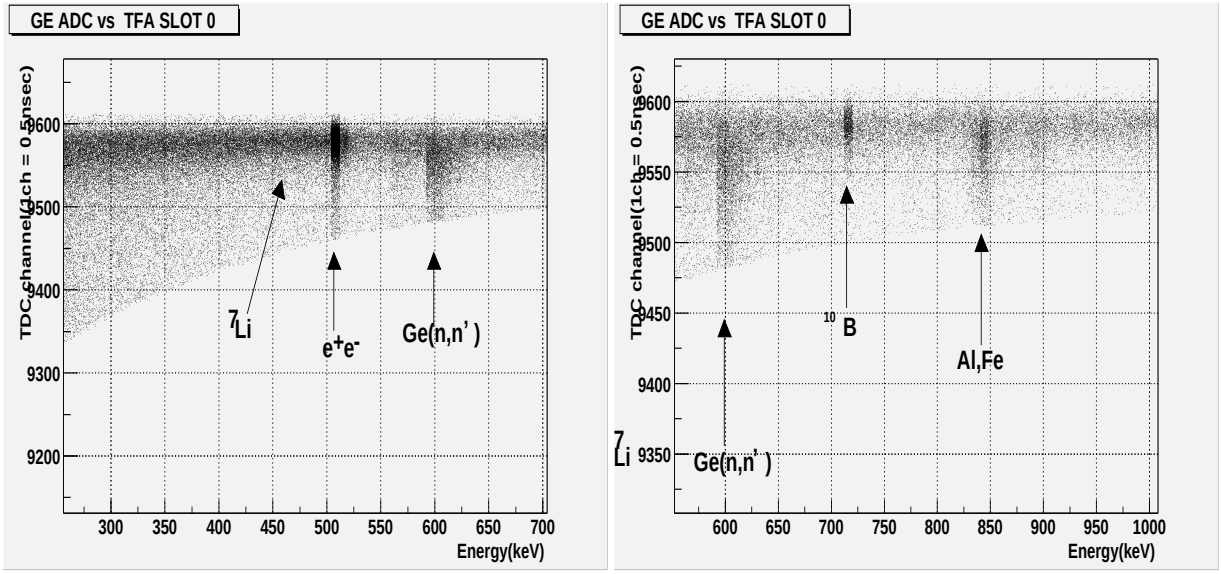


図 3.34: ゲルマニウム検出器の各カットを行ったときのエネルギーと TDC の 2 次元相関。3.2.1 節で定めた TDC のゲートの中にあるイベントのみがあるのが分かる。これよりターゲット依存の γ 線は TDC の狭い領域に集中しており、それに対し中性子依存の γ 線は時間の遅い方にテイルを引いているのが分かる。

これを見ると前節で設定した TDC のゲートでカットしてあるのが分かる。ここで注目したいのはターゲットから来ている ^{10}B の 718keV の γ 線は TDC が $9550 \leq TDC \leq 9600$ の間に狭く分布しているのに対し、バックグラウンドとなる $\mathrm{Ge(n, n')}$ の γ 線は広く分布しているのが分かる。これらのバックグラウンドをさらに除去するためにより厳しくゲルマニウム検出器の TDC カットを行った。このときのエネルギーに依存した TDC のゲート曲線をエネルギーと TDC の 2 次元相関のヒストグラムと共に図 3.35 にのせ、エネルギーと TDC のゲート幅の関数を図 3.36 に載せる。また図 3.35 の TDC ゲートに入っているときと入っていないときとでゲルマニウム検出器のエネルギースペクトルを作り、比べたものを図 3.37 に示す。TDC ゲートから外れているときのエネルギースペクトルを見ると、バックグラウンドとなる γ 線、例えば $\mathrm{Ge(n, n')}$ の γ 線であるとか、Bi、Al の γ 線と単調なバックグラウンドからなっているのが分かる。^{10}B の 414keV と 718keV の γ 線で調べたところ S/N は 1.34 倍良くなっている。一方このカットで失った γ 線の数は 717keV で 7.3%で、1000keV 以上の γ 線では 2%以下である。ここでも γ 線のエネルギーに分けてどれだけシグナルが残るかを表 3.6 にまとめる。

エネルギー (keV)	カットの効率 (%)
$E_\gamma = 477(^7Li)$	79.6± 1.9
$E_\gamma 718(^{10}B)$	92.7± 2.4
$1000 < E_\gamma$	98 以上

表 3.6: TDC カットでシグナルの残る割合

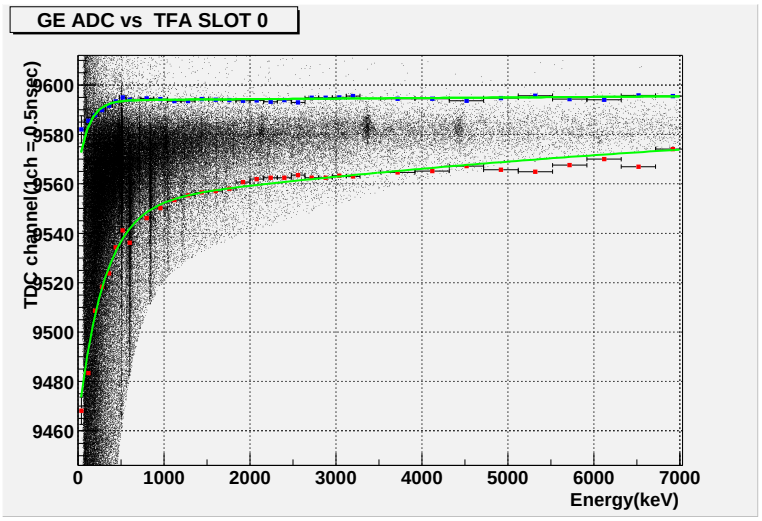


図 3.35: ゲルマニウム検出器のエネルギーと TDC の 2 次元相関。さらにここで定めた TDC のゲート曲線を共に示す。

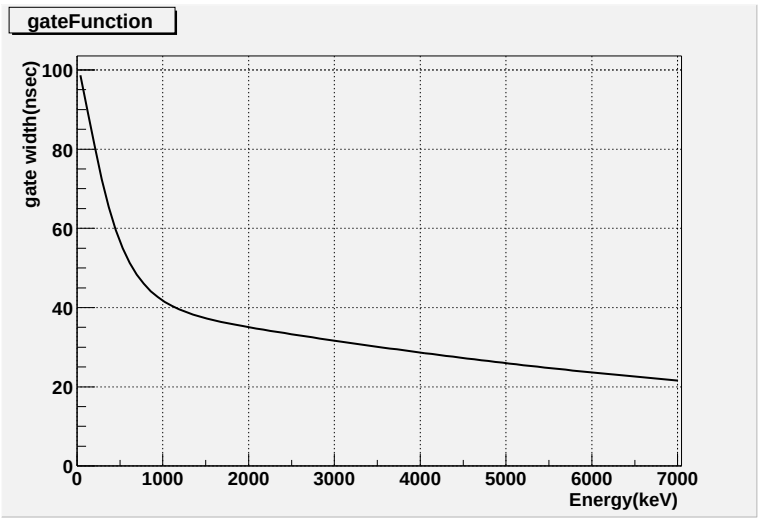


図 3.36: ゲルマニウム検出器の TDC カットのゲートの幅とエネルギーの関係。

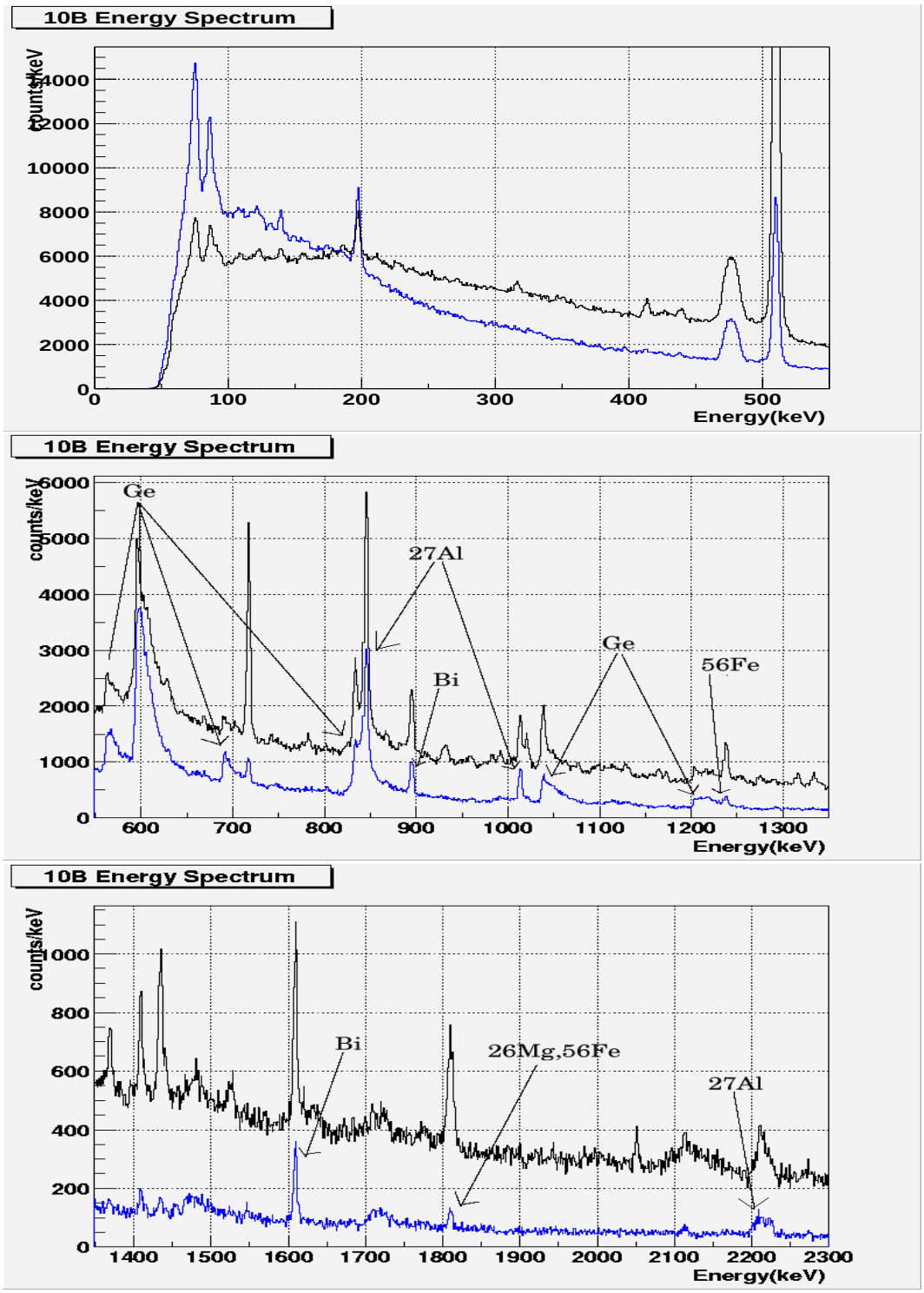


図 3.37: ゲルマニウム検出器で新たな TDC カットに条件を満たすとき (黒) と満たさないとき (青) のヒストグラムを共に示す。TDC カットを満たさないときにはバックグラウンドとなる γ 線が主に観測されていることが分かる。図には TDC カットを満たさないときに見えるバックグラウンドの γ 線の線源を共に示してある。

3.2.4 ゲルマニウム検出器の calibration

この実験では 14 台のゲルマニウム検出器をもちいたがこれらをエネルギー校正して足し合わせて用いている。エネルギー校正用に用いた γ 線は数種類の線源と、天然に存在するバックグラウンドを用いた。表 3.7 に用いた γ 線を表にしてまとめる。エネルギー校正曲線には 3 次関数を用いた。図 3.38 に ADC channel と γ 線の 2 次元プロットと residual を載せる。

このエネルギー校正曲線がどれくらい正しいかを調べるために実験中で見つかった既知の γ 線、すなわち $\mathrm{Ge(n, n')}$、ターゲットまたは通常核のフラグメントの励起状態からの γ 線のエネルギーと測定値を比べる。図 3.39 に ^{11}B ターゲットで K ビームを選んだときのエネルギースペクトルを示す。この実験で確認できた γ 線を測定値と γ 線のエネルギーと共に表 3.8 にまとめる。

線源	γ 線のエネルギー
^{152}Eu	121.7
^{152}Eu	244.69
e^+e^-	511.0
^{137}Cs	661.6
^{152}Eu	964.08
^{60}Co	1173.2
^{60}Co	1332.5
^{24}Mg	1368.6
^{152}Eu	1408.0
^{24}Mg	2754.0
^{10}Be	3367.4

表 3.7: ゲルマニウム検出器のエネルギー校正に用いた γ 線

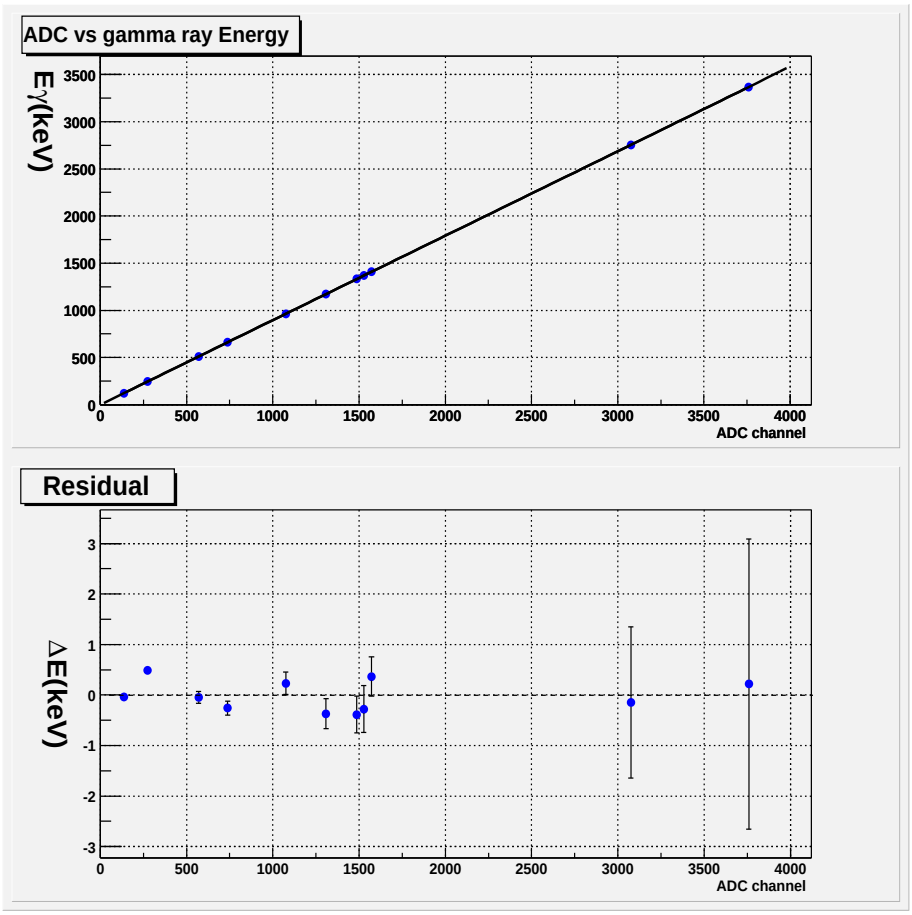


図 3.38: ゲルマニウム検出器のエネルギー校正曲線と residual

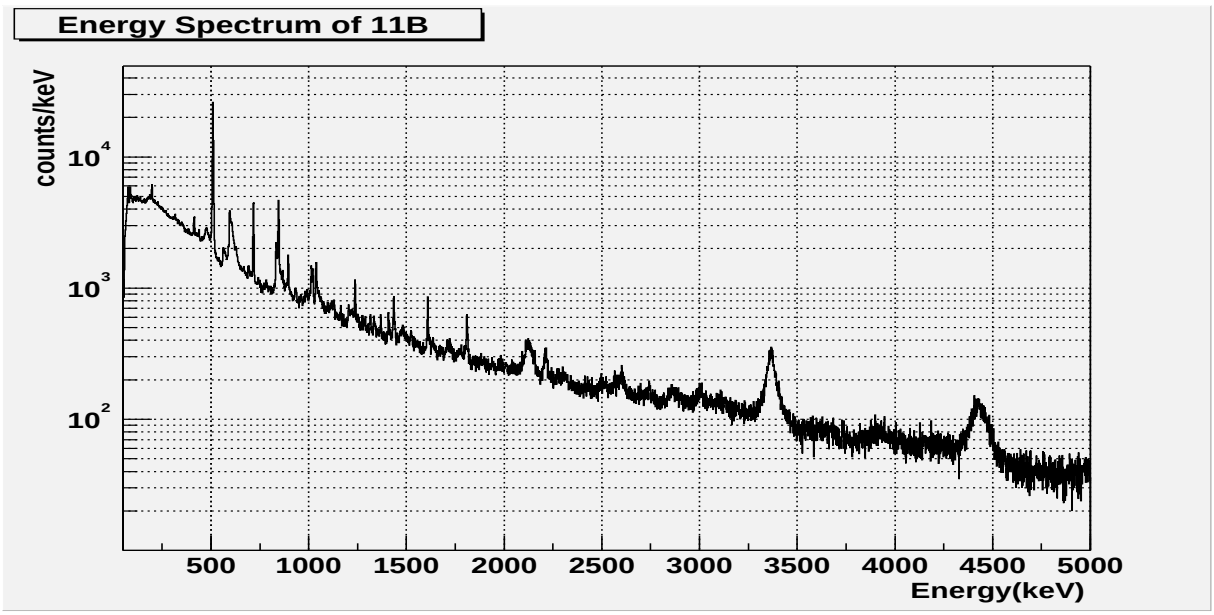


図 3.39: ^{11}B ターゲットで K ビームを選んだときのゲルマニウム検出器のエネルギースペクトル。非常にたくさんのピークが確認できる。

エネルギー測定値 (keV)	線源	γ 線のエネルギー (keV)[16]	コメント
76	$\mathrm{BiX-ray(K_\alpha)}$		
86	$\mathrm{BiX-ray(K_\beta etc.)}$		
197	^{71}Ge?		
414.1±0.09	^{10}B	414.1	
477.3±0.048	^{7}Li	477.6	broad
510.4±0.01	e^+e-	511.0	
564	$^{76}\mathrm{Ge(n,n')}$		high-energy tail
595	$^{74}\mathrm{Ge(n,n')}$		high-energy tail
629	^{72}Ge	630	
692	$^{72}\mathrm{Ge(n,n')}$		high-energy tail
717.5±0.02	^{10}B	718.3	
833	$^{72}\mathrm{Ge(n,n')}$		high-energy tail
845.6±0.03	^{27}Al,^{56} Fe	843.7,846.8	
894.9±0.07	^{209}Bi,^{72} Ge	894.28,894.26	
931	?		
1013.6±0.10	^{27}Al	1014.4	
1020.5±0.10	^{10}B	1021.7	
1039	$^{70}\mathrm{Ge(n,n')}$		high-energy tail
1172.5	^{60}Co	1173.2	
1203.5	^{74}Ge	1204	
1237.2±0.08	^{56}Fe	1238.3	
1333.5±0.41	^{60}Co	1333.2	
1367.9±0.21	^{24}Mg	1368.6	
1409	?		
1434	?		
1607.5±0.084	^{209}Bi	1608.5	
1807.5±0.14	^{26}Mg,^{56} Fe	1808.6,1810.8	
2126	^{11}B	2124.4	
2209.4±0.38	^{27}Al	2211.0	
2597	^{56}Fe,^{209} Bi		
2870	^{10}B	2868.3	broad
3005	^{27}Al?		
3366.4±0.38	^{10}Be	3367	
4444.29±1.03	^{12}C	4438.9	

表 3.8: ^{11}B ターゲットで見つかったピークのエネルギーとアサイン。誤差の表記がないのは概算で導出している。

3.2.5　ゲルマニウム検出器の efficiency

ゲルマニウム検出器の光電効果に対する efficiency を見積もるには線源をターゲットの位置に置いて、その線源の光電ピークの数から見積もることができる。

我々はまず GEANT を用いたモンテカルロシミュレーションによってゲルマニウム検出器の検出効率を見積もった。このシミュレーションではターゲット内で一様に γ 線を発生させた。またターゲット内での γ 線の吸収の効果も考慮してある。図 3.40 にシミュレーションによって得られた efficiency を示す。

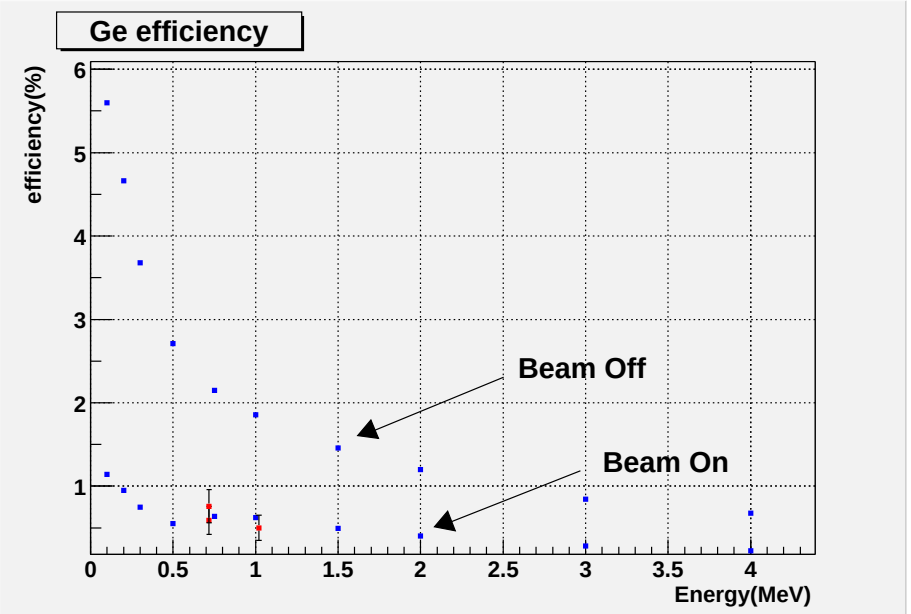


図 3.40: ゲルマニウム検出器の光電ピーク efficiency。Beam Off とあるのはシミュレーションによって得られた値である。Beam On ではこれにゲルマニウム検出器のデッドタイムと解析の効率が考慮に入れられたものである。また $\gamma-\gamma$ コインシデンスによって見積もられた efficiency(赤の点) も共に示してある。

これに実験中のゲルマニウム検出器のビームオンにおける live time と解析の efficiency を考慮にいれたものを今回の解析で得られた検出効率とする。ゲルマニウム検出器の live time は 2.6.3 節より、$57.6 \pm 0.2\%$ であった。また解析の efficiency については表 3.3 と表 3.6 に 2 回の TDC カットに対する efficiency が示してある。BGO カットに対しては $90.9 \pm 2.3\%$、BGO が不感であったときのカットに対しては $67.2 \pm 1.87\%$ であった。これらを全て考慮した efficiency を図 3.40 に共に示した。

しかし今回の解析では特に厳しいカットを (特に BGO の不感カット) を用いたので、この検出効率が正しいかをチェックするためにターゲット起因のノーマル核の $\gamma-\gamma$ coincidence 法を用いてゲルマニウム検出器の efficiency を見積もった。

図 3.41 に示すように、2154.3keV の励起準位が生成されると、約半分の確率で 414.1keV,1021.7keV,718.3keV とカスケード遷移を起こす。414.1keV の γ が観測されたときに対して、1021.7keV と 718.3keV の γ 線の数から 1021.7keV と 718.3keV でのゲルマニウム検出器の efficiency を見積もることができる。

今回、^{11}B ターゲットで ^{10}B の γ 線が最も良く見えているので、^{11}B のデータを用いて、$\gamma-\gamma$ coincidence を行った。

図 3.42 に示すように ^{10}B の 414.1keV の γ 線を gauss 関数で fit して coincidence にもちいるエネルギーの幅として中心値から $\pm 3\sigma$ とした。図 3.43 に先程決めたエネルギー幅の中に 14 台のゲルマニウム検出器のうち一つでもあっとときに他の 13 台のゲルマニウム検出器のうちヒットの合ったもののエネルギースペクトルを足し合わせたものである。これから 718.3keV と 1021.7keV の γ 線が enhance しているのが分かる。

さて、図 3.42 を見れば分かるように、ピーク以外のバックグラウンドからの寄与による $\gamma-\gamma$ coincidence

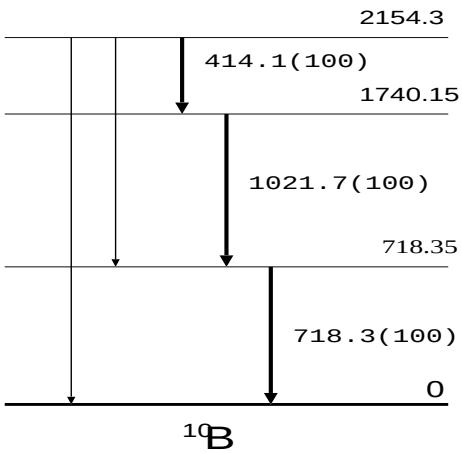


図 3.41: ^{10}B のエネルギー準位。矢印は γ 線を示し、その隣の数字はエネルギーで、括弧の中の数字は強度を示す。

のバックグラウンドをを引かなければならない。これを見積もるためにピークの少ない 200keV から 400keV の範囲を選んで $\gamma-\gamma$ coincidence を行い、得られたスペクトルを図 3.42 の 3σ の中にある数でノーマライズしたものをバックグラウンドのスペクトルとし、図 3.44 の様になった。図 3.43 の $\gamma-\gamma$ coincidence したものから、バックグラウンドを差し引いたものを図 3.45 に載せる。e^+e^- の対消滅のピークを引きすぎているもののバックグラウンドがほぼ除けているのが分かる。

それぞれのピークの数は以下のようになった。

- 414keV の γ 線 4584.8 ± 299.7 個
- 718keV の coincidence した γ 線 26.9 ± 7.5 個
- 1021keV の coincidence した γ 線 22.9 ± 6.7 個

これよりそれぞれのエネルギーでの efficiency を見積もると

$$eff_{718keV} = 0.59 \pm 0.17\% \tag{3.11}$$
$$eff_{1021keV} = 0.50 \pm 0.15\% \tag{3.12}$$
$$\tag{3.13}$$

となった。誤差は統計誤差である。

同様に 1021keV の γ 線で $\gamma-\gamma$ coincidence を行って、718keV での efficiency を見積もったところ、

$$eff_{718keV} = 0.76 \pm 0.20\% \tag{3.14}$$

となった。

この方法では統計が少なく、誤差が大きいものの、これらの数値は誤差の範囲でシミュレーションで得られた efficiency と一致している。よってゲルマニウム検出器の efficiency としてシミュレーションで得られた値を用いることにする。

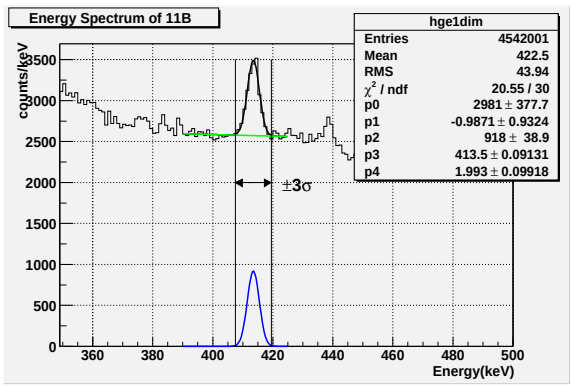


図 3.42: ^{11}B ターゲットのエネルギースペクトル。^{10}B からの 414keV の γ 線が確認できる。図には $\gamma-\gamma$ coincidence の幅が示されている。

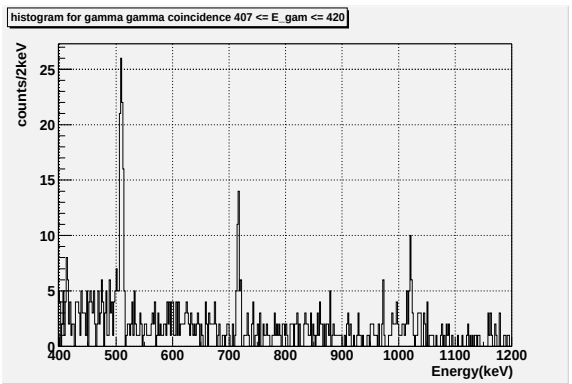


図 3.43: 3.42 で与えられた幅で coincidence を行ったときに得られたエネルギースペクトル。718keV と 1021keV の γ 線が enhance しているのが分かる。

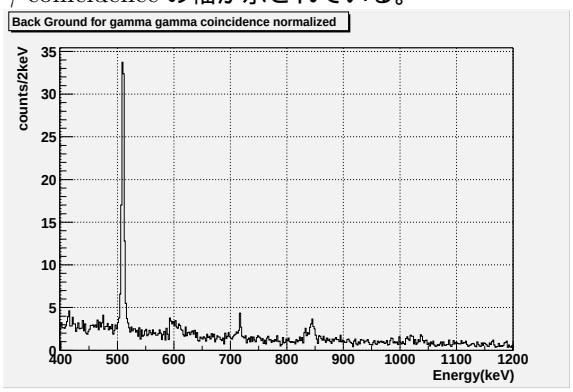


図 3.44: $\gamma-\gamma$ coincidence を行ったときに生じるバックグラウンドのヒストグラム。

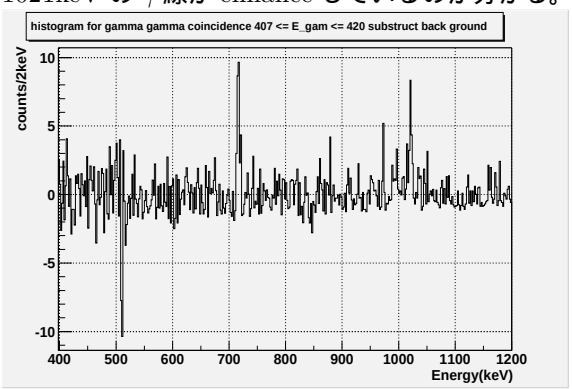


図 3.45: 3.43 から 3.44 のバックグラウンドを取り除いたもの。

第4章　結果と考察

4.1　γ線スペクトル

今回の実験で用いた5つのターゲットでのγ線スペクトルを図4.1 ~ 4.5に示す。図に示した通り非常に多くのピークが確認できる。そのなかにはターゲットによってγ線の収量の違うものとγ線の収量がターゲットによらないものに分けることができる。ここで前者はターゲットから来ているγ線であり、後者はターゲット以外から来ているγ線であると考える。

ここにターゲットに収量が依存しているγ線の一覧を載せ、その線源が分かるものについてはそれも共に載せる。

エネルギー測定値 (keV)	線源	観測されたターゲット)
414.1±0.09	^{10}B	^{10}B,^{11} B,^{12} C
427.5	^{7}Be	^{10}B,^{11} B,^{12} C
477.3±0.05	^{7}Li	^{7}Li,^{10} B
717.5±0.02	^{10}B	^{10}B,^{11} B,^{12} C
978	^{8}Li	^{9}Be
1020.5±0.10	^{10}B	^{10}B,^{11} B,^{12} C
1301	?	^{9}Be,^{10} B,^{11} B
1324	??	^{9}Be,^{11} B
2048.2±0.34	?	^{10}B,^{11} B,^{12} C
2124	^{11}B	^{11}B,^{12} C
2152	^{10}B	^{11}B,^{12} C
2870	^{10}B	^{11}B,^{12} C
3364	^{10}Be	^{11}B

表 4.1: ターゲット依存性のあるγ線。線源の欄で?でしめされたエネルギーのγ線は$A \leq 12$のノーマル核にはないものである。

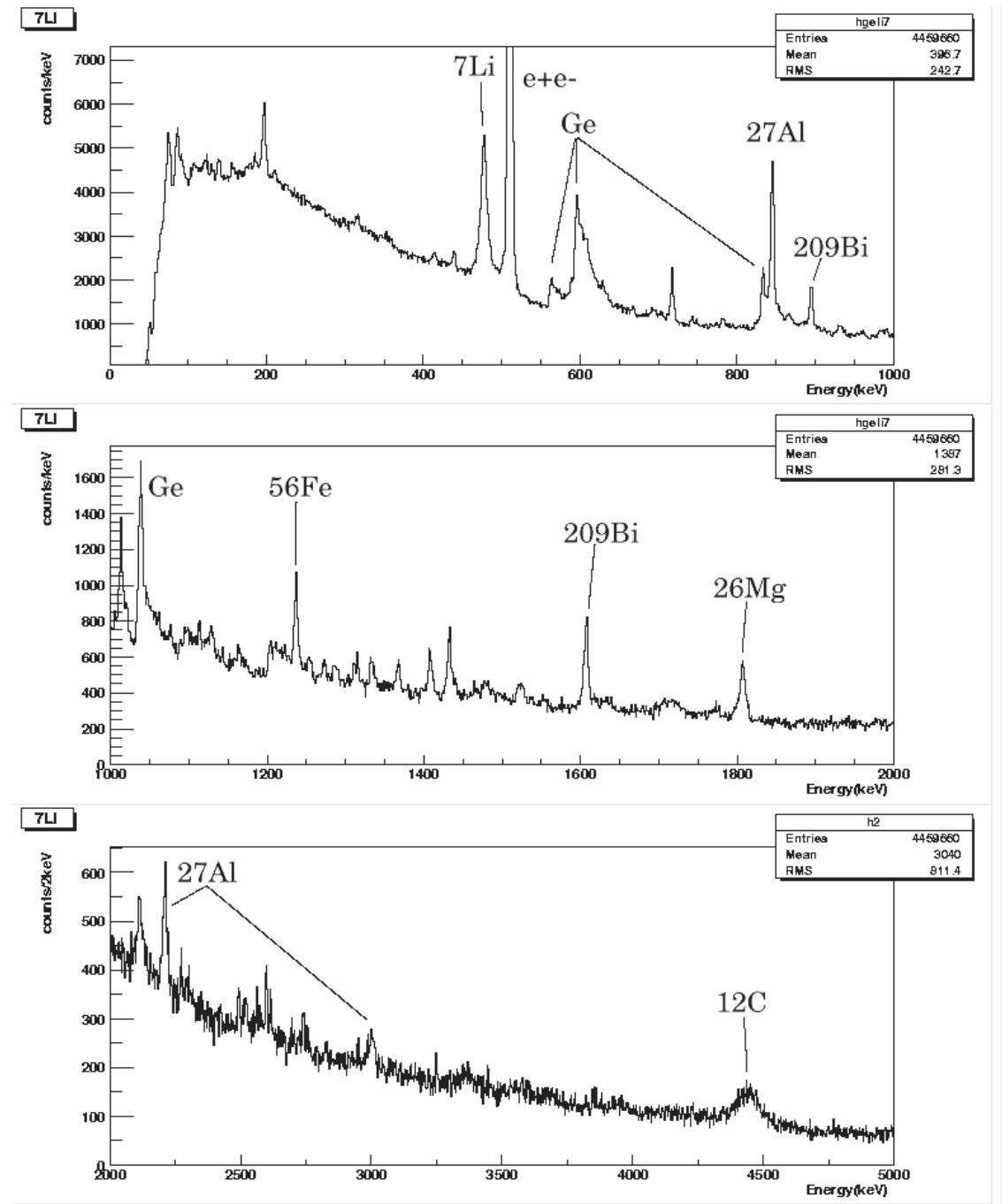


図 4.1: ^{7}Li ターゲットで得られた γ 線スペクトル。このターゲットでは 477keV の ^{7}Li からの γ 線が見える。また 1100keV∼1180keV のあたりの広いもりあがりが他のターゲットよりもきわだっている。

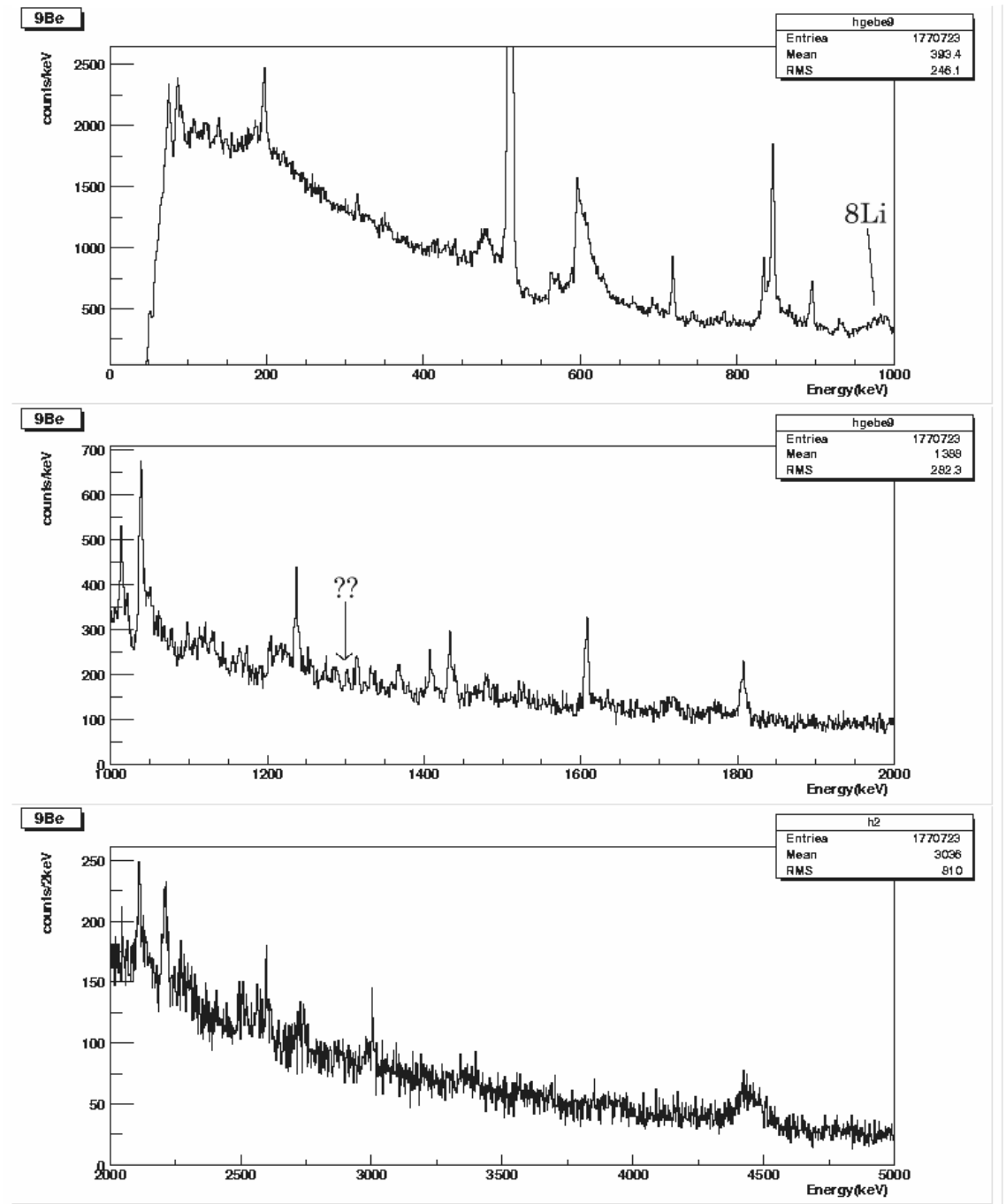


図 4.2: ^{9}Be ターゲットで得られた γ 線スペクトル。このターゲットでのみ 978keV に ^{8}Li からの γ 線が確認できる。また 1301keV の γ 線が他のターゲットよりも強く確認できる。

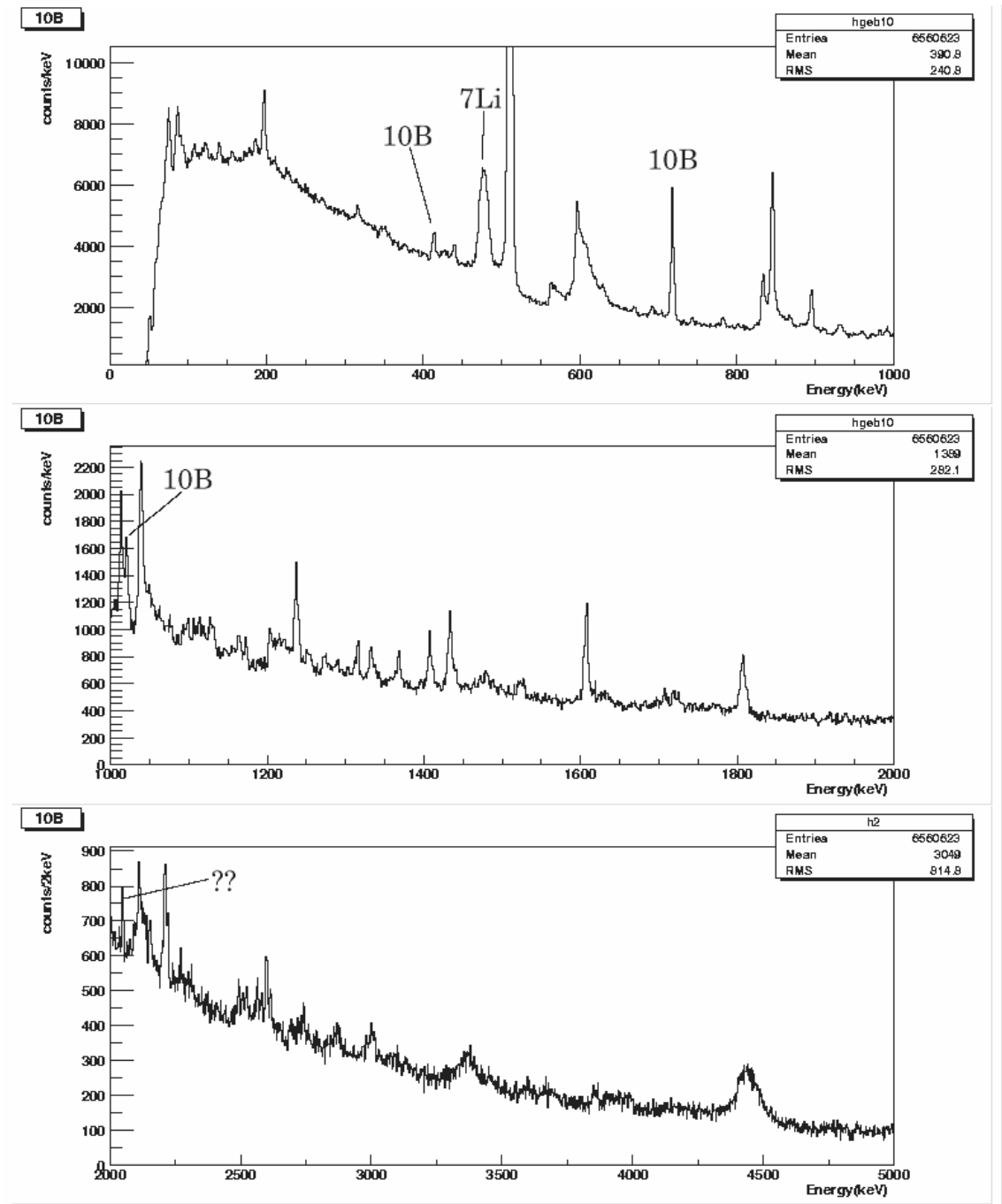


図 4.3: ^{10}B ターゲットでの γ 線スペクトル。このターゲットでは ^{10}B の 717keV,414keV,1020keV の γ 線が確認できる。さらに 2050keV あたりにはっきりとしたピークが確認できた。このエネルギーには $A \leq 12$ のノーマル核からの γ 線は存在しない。

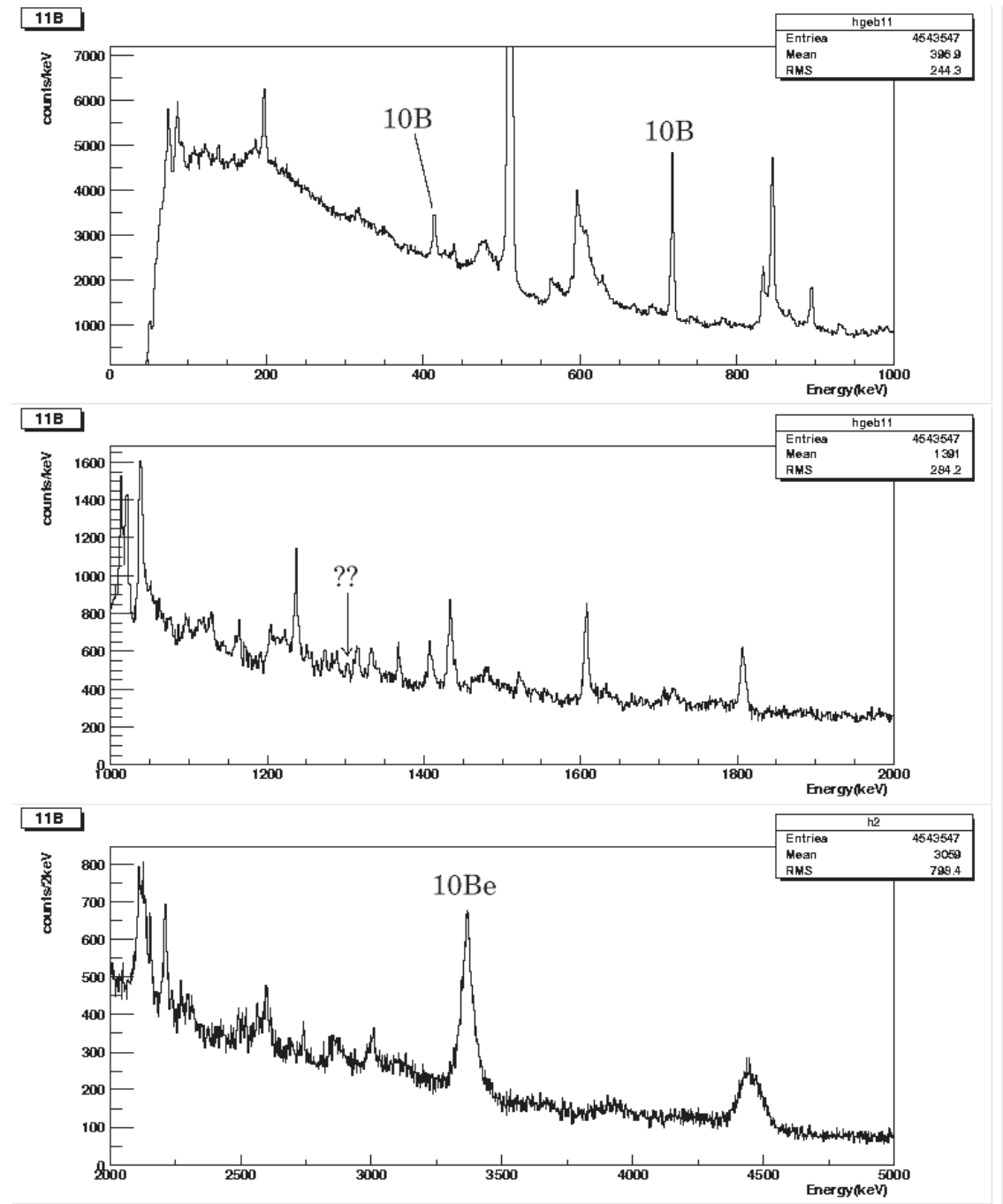


図 4.4: ^{11}B ターゲットでの γ 線スペクトル。このターゲットでは ^{10}B がフラグメントとして豊富に生成されており ^{10}B からの γ 線が多く観測された。また 3364keV には ^{10}Be の γ 線がこのターゲットで最も観測できた。

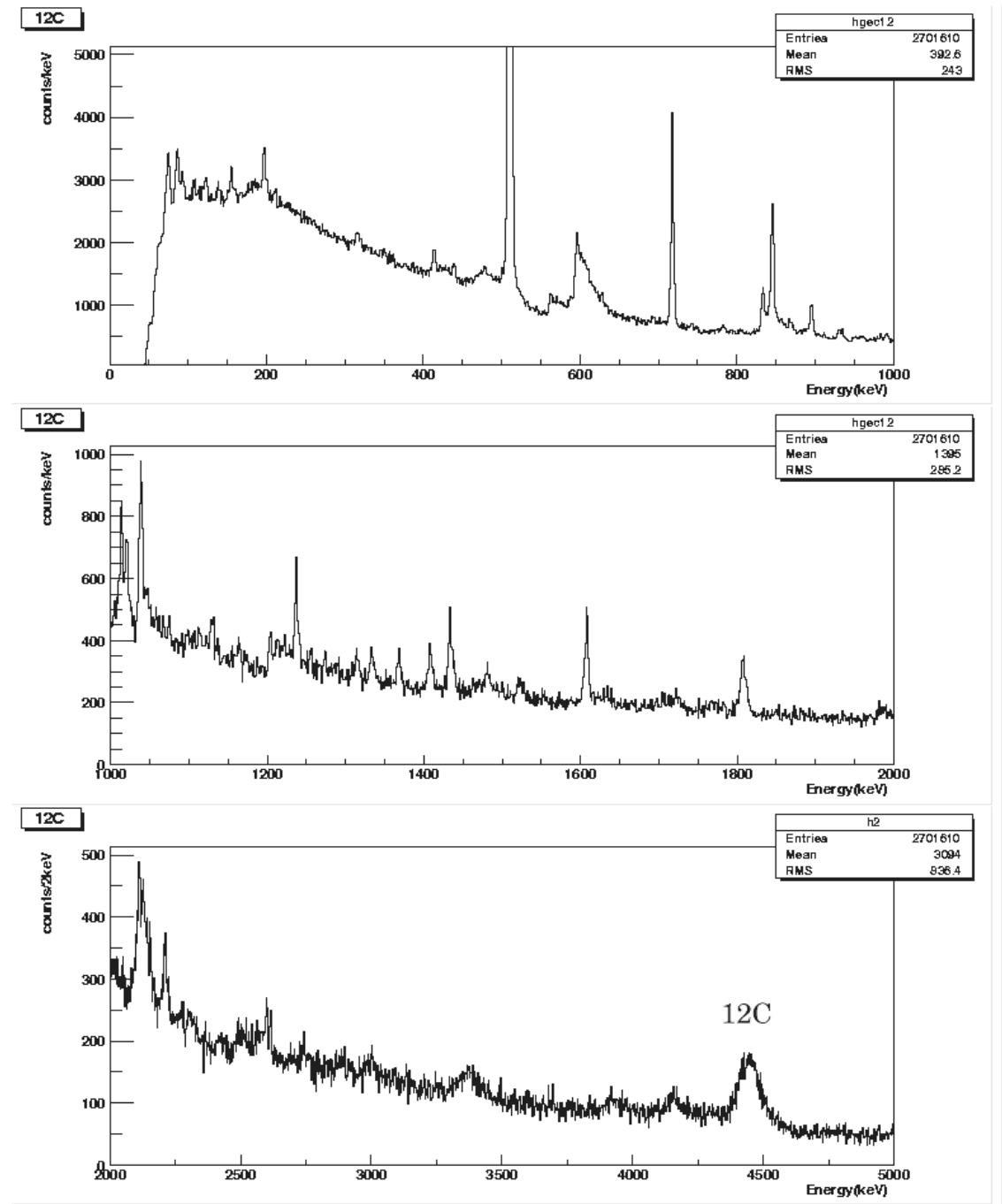


図 4.5: ^{12}C ターゲットでの γ 線スペクトル。このターゲットでは ^{10}B の γ 線が多く確認できる。他のターゲットと比べると 1100∼1180keV の広い幅のピークの数が少ないのが分かる。

4.2 ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}(5/2^{+} \to 1/2^{+})$ E2 遷移

図 4.7 に 1800keV∼2300keV での 5 つのターゲットの γ 線のエネルギースペクトルを示す。これを見ると 5 つのターゲットに共通してバックグラウンドの γ 線やターゲット起因のノーマル核からの γ 線が確認できる。これに対し ${}^{10}\mathrm{B}$ ターゲットにおいて 2050keV 付近にピークが確認できる。${}^{11}\mathrm{B}$,${}^{12}\mathrm{C}$ でも若干確認できる。

図 4.6 には ${}^{10}\mathrm{B}$ のこのピークをガウス関数を仮定して fit した結果をしめす。これからこの γ 線のエネルギーとピークの幅は

$$\mathrm{E}_{\gamma} = 2048.2 \pm 0.3 \pm 1.7 \text{ keV} \tag{4.1}$$

$$\text{width} = 5.2 \pm 0.8 \text{ keV(FWHM)} \tag{4.2}$$

と求まった。系統誤差は ${}^{10}\mathrm{B}(2152\mathrm{keV})$, ${}^{11}\mathrm{B}(2124\mathrm{keV})$ の値を用いて見積もった。ピークの幅はエネルギー分解能と比べて、もっともらしい値である。

我々はこのピークが次のような理由から ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ $(5/2^{+} \to 1/2^{+})$ の E2 遷移の γ 線であると考える。

- ピークの収量に明らかな A 依存性が見られる。
- $A \leq 12$ のノーマル核にこのエネルギーに対応する γ 線は存在しない。
- E419 で測定された ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ の $\mathrm{E2}(5/2^{+} \to 1/2^{+})$ 遷移の γ 線のエネルギー $(2050.1 \pm 0.4(stat.) \pm 0.7(syst.)\mathrm{keV})$ と一致している [17]。

今回の実験で観測できたこの γ 線の数は fit したガウス関数の面積として求めたところ

$$(\text{観測された}{}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}5/2^{+} \to 1/2^{+}\text{の}\gamma\text{線の数}) = 515.8 \pm 73.9 \tag{4.3}$$

であった。

ここで一般的に反跳をうけたハイパー核が静止する前に γ 線を放出するとドップラー効果によってゲルマニウム検出器で観測されるピークの幅は広いものとなる。${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ が約 $300\mathrm{MeV}/c$ の反跳運動量を受けたとき ${}^{10}\mathrm{B}$ ターゲット中で静止するのにかかる時間は 3psec 程度であるのに対し ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}(5/2^{+})$ 準位の寿命は $5.8^{+0.9}_{-0.7}\mathrm{psec}$ であるため [17]、約 $1/2$ の確率で ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ が静止してから γ 線を放出し、のこりの $1/2$ の確率で静止する前に γ 線を放出すると考えられる。今回観測されたピークは ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ が静止してから放出された γ 線のピークであり、${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ が静止する前に放出される γ 線もあると考えられるが、この実験ではバックグラウンドのために観測できなかった。次の節で議論する γ 線の強度に関しては、観測できたピークの数を用いることにする。

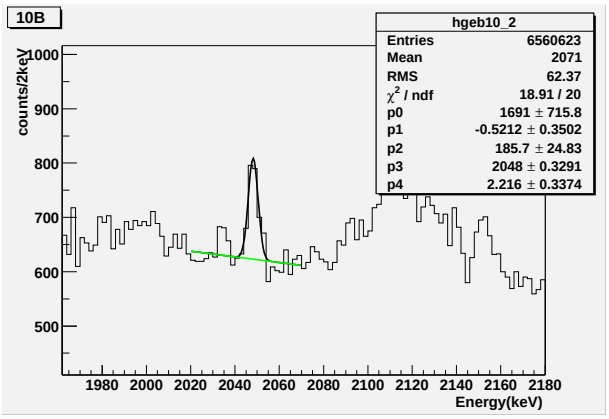


図 4.6: ^{10}B ターゲットの 2050keV あたりのエネルギースペクトル。約 2050keV のピークをガウス関数を仮定して fit した。

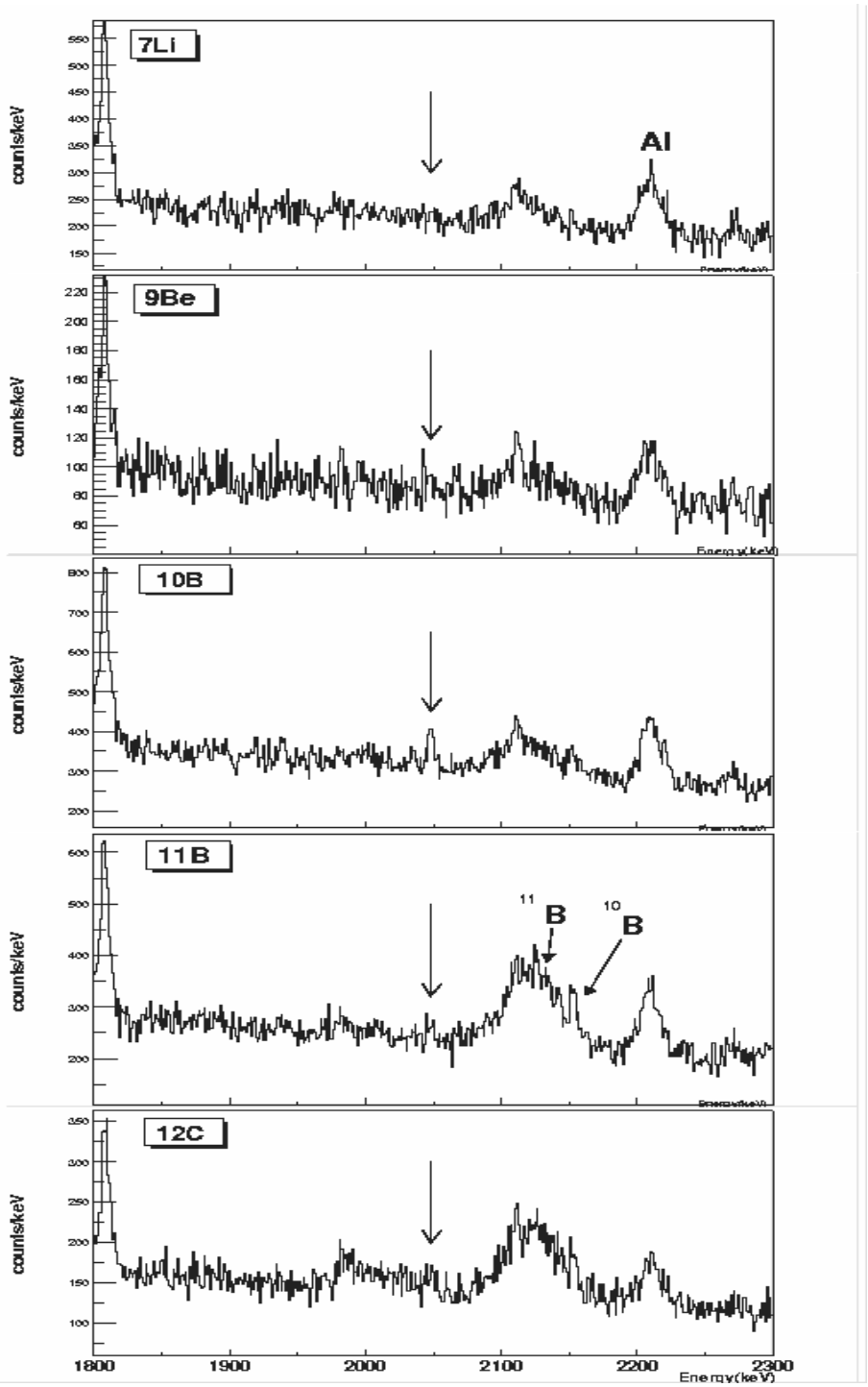


図 4.7: 1800keV∼2300keV の範囲での 5 つのターゲットでのエネルギースペクトルを示す。一番上の絵から ${}^{7}\mathrm{Li},{}^{9}\mathrm{Be},{}^{10}\mathrm{B},{}^{11}\mathrm{B},{}^{12}\mathrm{C}$ となっている。すべてのターゲットに共通してバックグラウンドの γ 線、${}^{56}\mathrm{Fe},{}^{26}\mathrm{Mg}(1809\mathrm{keV}),{}^{27}\mathrm{Al}(2210\mathrm{kev})$ が確認できる。また質量数の大きなターゲットになるとフラグメントとして生成された ${}^{10}\mathrm{B}(2152\mathrm{keV}),{}^{11}\mathrm{B}(2124\mathrm{keV})$ が確認できる。一方、${}^{10}\mathrm{B}$ においては 2050keV あたりにピークが確認できる。${}^{12}\mathrm{C}$ でも統計が少ないが確認できる。$A \leq 12$ のノーマル核にはこのエネルギーに対応する γ 線は存在しない。

4.3　${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ の $E2(5/2^{+} \rightarrow 1/2^{+})$ 遷移の強度

ここでは ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ の $E2(5/2^{+} \rightarrow 1/2^{+})$ 遷移の強度を求める。以下の計算式を用いて生成率を求める。

$$(\text{}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}\text{ の }E2(5/2^{+} \rightarrow 1/2^{+})\text{ 遷移の強度}) = \frac{\text{観測された 2050keV の}\gamma\text{線の数}}{\text{2050keV でのゲルマニウム検出器の } efficiency \times (DAQ \text{ の } livetime)} \Big/ \text{ターゲット中で静止した } \mathrm{K}^{-}\text{の数} \tag{4.4}$$

- ターゲットで静止した K^{-} の数

実際にターゲットで静止した K^{-} の数を 3.1.3 節の K^{+} ランのデータをもとに見積もる。3.1.3 節で見積もったのはターゲットがカーボンであるときに静止する K^{+} の数であり、K^{+} 中間子は stop K トリガーに対して約 62.8%止まることが分かっている。ターゲットを変更したときにはその形状や設置場所によって誤差が生じるが、今回はおおまかにこの誤差を 10%として K^{+} 中間子は ${}^{10}\mathrm{B}$ ターゲットでは stop K トリガーに対して 62.8±10%止まると見積もった。

ここから K^{-} 中間子の場合を考える。K^{-} は反応断面積が大きいためターゲットでの反応を考慮する必要があるが、ターゲット内では K^{-} の運動量は 200MeV/c 以下であり、静止してから反応を起こすのとほとんど差がないと考える。よって K^{-} 中間子に対しても stop K トリガーに対して 62.8±10%の割合でターゲットで静止すると見積もった。

${}^{10}\mathrm{B}$ ターゲットのときの stop K トリガーの数は 2.8 節に示したように 682×10^{6} である。解析では 3.1.1 節で示したビーム粒子がパイルアップを起こしておらず、K^{-} 中間子のみであるときのみ用いており、K^{-} 中間子のみであるのは stop K トリガーに対して全体の 44.98% であったのでターゲットで静止した K^{-} の数は

$$(\text{ターゲットで静止した } \mathrm{K}^{-}\text{の数}) = (193 \pm 30) \times 10^{6} \tag{4.5}$$

と見積もった。

- ゲルマニウム検出器の 2050keV での efficiency

3.2.5 節で得られた efficiency から

$$(\text{ゲルマニウム検出器の } efficiency) = 0.404 \pm 0.015(\%) \tag{4.6}$$

となった。

実験で観測された 2050keV の γ 線の数は 515.8 ± 73.9 であり、DAQ の live time は 1st アクセプトと 1st リクエストの割合から 88.9% であった。これらの値を用いて ${}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ の生成率を求めると

$$(\text{}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Li}\text{ の生成率}) = 0.075 \pm 0.016\% \tag{4.7}$$

と求まった。

この値はハイパーフラグメントの生成メカニズムに対する情報を与えるものである。ただし詳細は理論計算が必要であり、そのような理論計算が待たれる。

4.4　その他のハイパー核の候補の γ 線

図 4.8 に 1200keV∼1500keV の γ 線スペクトルを示す。ここで 1301keV の γ 線は ${}^{9}\mathrm{Be}$ ターゲットで最も強く観測され、その stopped K^{-} あたりの強度は 0.091±0.024%であった。また ${}^{10}\mathrm{B}$,${}^{11}\mathrm{B}$ でも観測され

た。このエネルギーの γ 線を放出する $A \leq 12$ のノーマル核はないことからハイパー核の候補の γ 線である。このハイパー核の候補としては ${}^{8}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ などが考えられる。過去にこの近辺のエネルギーの γ 線としては、${}^{9}\mathrm{Be}(\mathrm{K}^{-}_{\mathrm{stopped}}, \pi^{-})$ 反応で得られた $1220 \pm 40\mathrm{keV}$ の γ 線が報告されている [18]。これは、${}^{8}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ あるいは ${}^{9}_{\Lambda}\mathrm{Li}$ からの γ 線ではないかと考えられている。

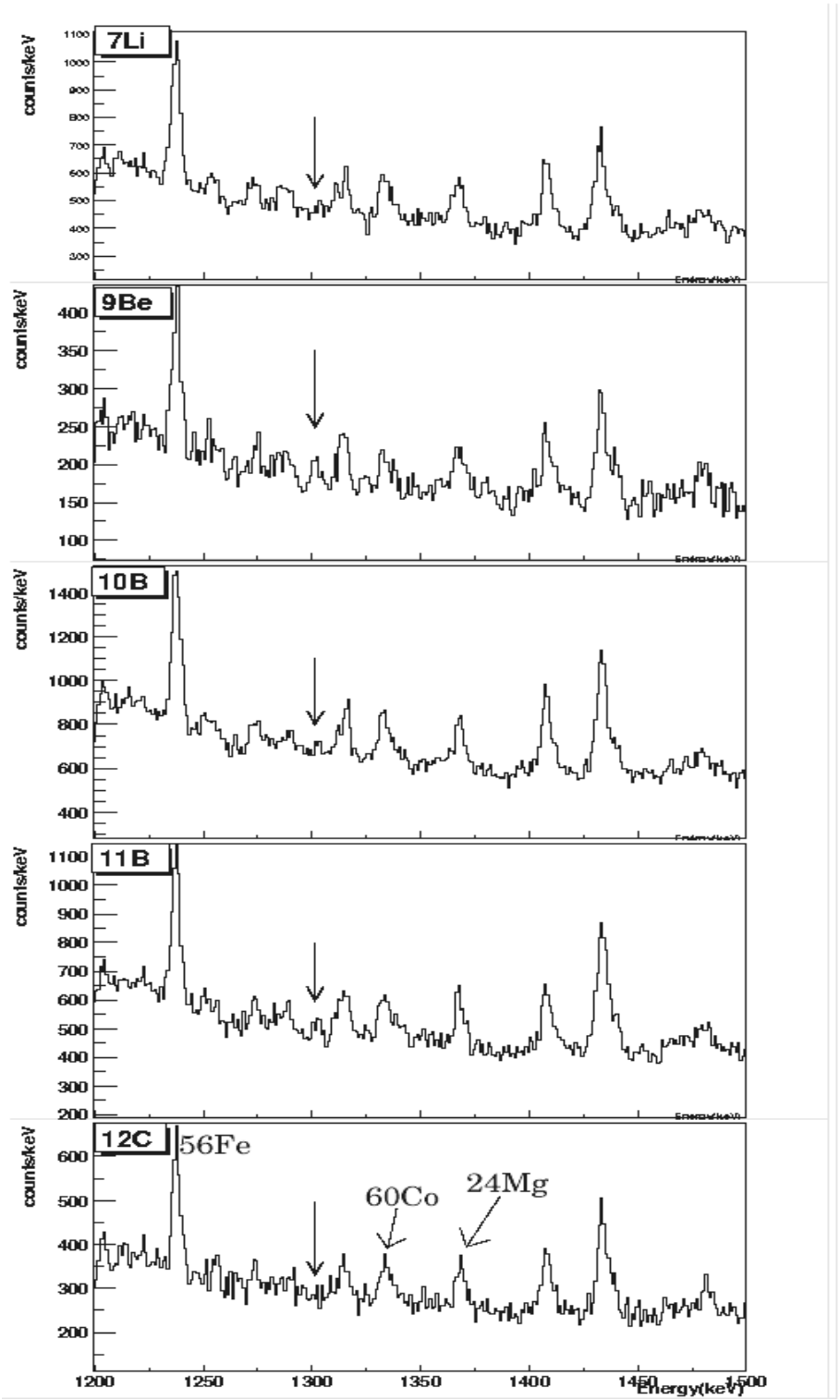


図 4.8: 1200keV∼1500keV での全ターゲットの γ 線スペクトル。多くのピークがあるがこの中でピークがアサインされているものは ^{56}Fe,^{60} Co,^{24} Mg であり、図中に示した。その他のピークで矢印で示す 1301keV の γ 線は ^{9}Be ターゲットで最も強く観測され、^{10}B,^{11} B でも観測されている。このエネルギーの γ 線は $A \leq 12$ のノーマル核から放出されないのでハイパー核の候補の γ 線ではあるが決定的なことは述べることができない。

第5章　まとめ

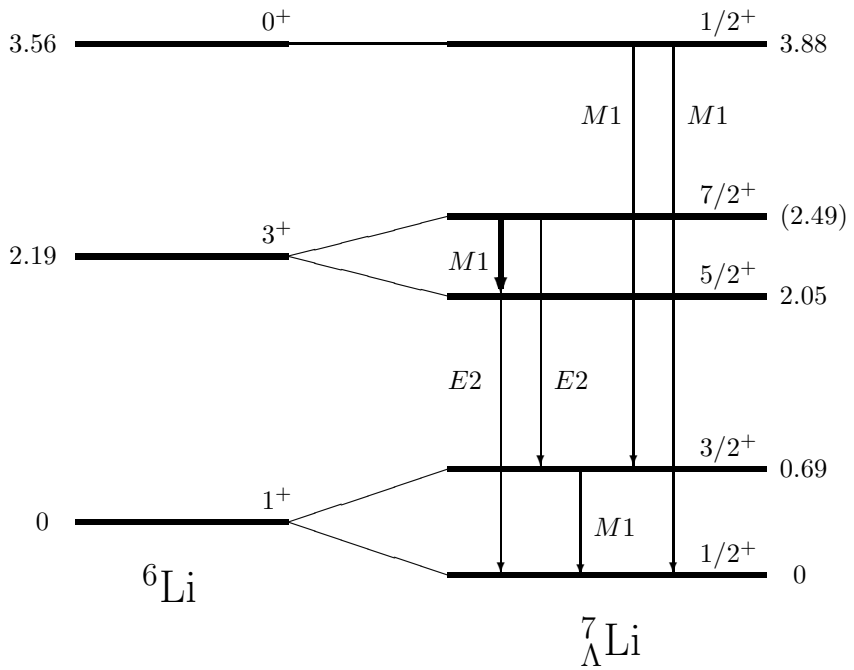
我々は stopped K^- 法とゲルマニウム検出器システムハイパーボールを組み合わせ、ハイパー核からの γ 線を系統的に調べることを目的として E509 実験を行った。この実験で我々は、主に ^{10}B ターゲットのフラグメントとして ${}^{7}_{\Lambda}$Li の $E2(5/2^+ \to 1/2^+)$ の γ 線の検出に stoppedK^- 法ではじめて成功した。これから stopped K^- あたりの ${}^{7}_{\Lambda}$Li の $E2(5/2^+ \to 1/2^+)$ 遷移の γ 線の強度は $0.075 \pm 0.016\%$ と求まった。

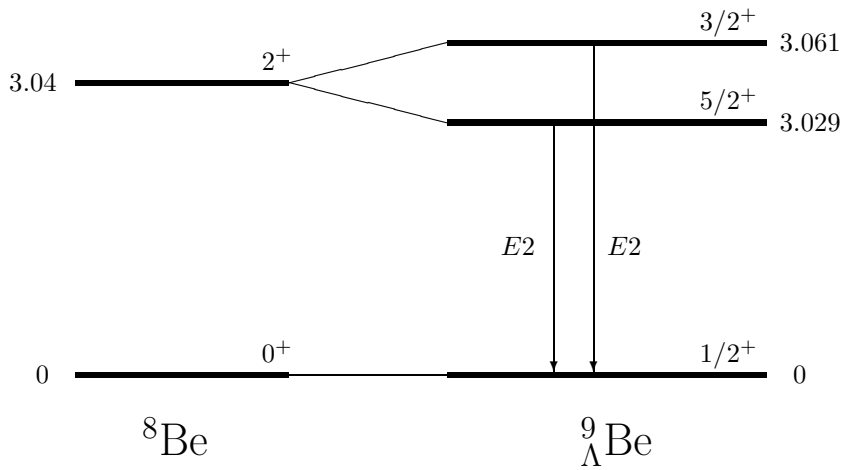
一方実験面に関していえば、この実験でハイパー核からの γ 線分光が可能であることが分かった。ただ、多くの問題点も見つかった。ひとつはビームの高計数率下での BGO サプレッションの問題であり、またカウンター系のパイルアップによって解析に用いた K^- 中間子の数が減少してしまったことである。これらの点は将来の実験での改善点である。

さらにはハイパー核からの γ 線を識別するのに既知のハイパー核の γ 線から $\gamma - \gamma$ コインシデンスを行うのが最も確実な方法であるが、そのためにはゲルマニウム検出器の検出効率を上げなければならない。K/π 比の良いビームを用いることにより高計数率下でのゲルマニウム検出器のデットタイムや、BGO のパイルアップを防ぎ、ゲルマニウム検出器の立体角を増やしてさらに多くのハイパー核からの γ 線を検出したいものである。

Appendix

${}^{7}_{\Lambda}$Li と ${}^{9}_{\Lambda}$Be のエネルギーダイアグラムを示す。





謝辞

私の指導教官である今井憲一教授は私に様々な実験や研究を体験させてくださいました。そのひとつひとつが私にとって非常に貴重な経験となりました。そして私をこのような興味深い研究テーマに導いてくださったことを心から感謝しております。日頃、私に非常に多彩なアイデアで解析のアドバイスをして頂きました。

そして現在、東北大核理研の石川さん、同研究室の宮部さん、新山さんには私が M1 で何も知らないときに SPring-8 で非常に様々なことを教えて頂きました。石川さんには解析の基本を丁寧に教えて頂きました。宮部さんにはソフトウェアの作り方を教えて頂きました。新山さんには TPC を通してハードウェアの扱い方について教えて頂きました。本当にありがとうございました。

私がハイパーボールの実験に参加するにあたり、東北大の方々に非常にお世話になりました。まず田村裕和助教授には私にハイパー核の γ 線分光というテーマに導いて頂きました。田村さんの実験に対する熱意には非常に心を打たれました。鵜養さんにはハイパーボールについて何も知らない私に丁寧かつ熱心に指導して頂きました。三浦さんには実験中から解析の方法について教えて頂き、いつも真っ先に私の解析についてコメントを頂きました。水沼君には上の人には聞きづらいような簡単なことを教えてもらいました。KEK での日常生活を楽しく過ごすことができたのも水沼君がいたからです。ありがとうございました。

同研究室の秋川さんにはピークが見つからず困っていたときに冷静にピークかピークでないかを見極めて頂きました。健在 KEK のビームチャンネルの高橋さんには E509 と E522 実験で非常に多くのアドバイスを頂きました。同研究室の同じ M2 の 5 人のおかげで楽しい研究室生活を送ることができました。

最後に E509 のスポークスパーソンである理研の谷田聖博士には私の E509 の解析について指導するために何度も京都まで足を運んで頂きました。いつも明解で適切なアドバイスをして頂きました。本当に本当にありがとうございました。

関連図書

[1] M.Bedjidian *et al.*,Phys.Lett.**62B**(1976) 467.

[2] D.J.Millener,A.Gal and C.B.Dover,Phys.Rev.C**31**(1985) 499.

[3] R.E.Chrien *et al.*,Phys.Rev.C**41**(1990) 1062.

[4] B.F.Gibson,I.R.Afnan,J.A.Carlson and D.R.Lehman,Prog.Theor.Phys.Suppl.**117**(1994) 399.

[5] K.Tanida,Phys.Doctor Thesis, Univ. of Tokyo(2000).

[6] M.May *et al.*,Phys.Rev.Lett.**51**(1983) 2085.

[7] H.Akikawa *et al.*,Phys.Rev.Lett.**88**(2002) 082501.

[8] M.Danysz and J.Pniewski,Phil.Mag.**44**(1953) 348.

[9] D.J.Millener,in Proc. APCTP Workshop on Strangeness Nuclear Physics(SNP'99),ed. I.T.Cheon,S.W.Hong and T.Motoba(World Scientific Publishing, Singapore,2000),p81;Nucl. Phys.A**691**(2001) 93c.

[10] K.H.Tanaka *et al.*,Nucl.Inst and Methods A**363**(1995) 114.

[11] J.Sasao,Phys.Master Thesis, Univ. of Tohoku(2000).

[12] T.Hasegawa *et al.*,Phys.Rev.C**53**(1996) 1210.

[13] D.H.Davis *et al.*,Nuovo Cim.**22**(1961) 275.

[14] H.Tamura,*et al.*E930 internal report(2002).

[15] S.Sato,Phys.Master Thesis, Univ. of Tohoku(1999).

[16] Table of Isotope,8th edition,A Wiley-Interscience Publication.

[17] K.Tanida *et al.*,Phys.Rev.Lett.**86**(2001) 1982.

[18] M.Bedjidian *et al.*,Phys.Lett.**94B**(1980) 480.