

2011 年度  
学士論文

# 多重粒子測定装置による不安定核反応実験のための ビーム除去カウンターの開発

東京工業大学 理学部 物理学科  
学籍番号 08\_23552  
氏名 南方 亮吾

指導教官 中村 隆司

2012/02/24

## 概要

近年、加速器の進展にともなって中性子過剰な原子核を実験的に調べる事が可能になってきた。特に中性子ドリップラインと呼ばれる、束縛状態として存在できる限界まで多くの中性子を含んだ核とその近傍では、中性子ハロー核、中性子スキン核、魔法数の消失、新魔法数の出現などの安定核では観測されない現象が報告されており注目を集めている。

理化学研究所の不安定核ビーム生成施設 Radio Isotope Beam Factory(RIBF) では、2012年より多種粒子測定装置 SAMURAI を用いた実験を開始する。この SAMURAI では中性子ハロー核  $^{19}\text{B}$ 、 $^{22}\text{C}$  のクーロン分解反応や非束縛核  $^{25}\text{O}$ 、 $^{26}\text{O}$  の準位測定などの実験が予定されている。本論文では、これらの実験において不安定核ビームが標的に当たったイベント数を数えるためのビーム除去カウンター (SBV) の開発について述べる。SBV について、ゲインの発光位置依存性と印加電圧依存性を調べる実験を行い、得られた結果から SAMURAI 実験で使用される際の印加電圧を決定した。また、過去の実験で得られたビームプロファイルとイオン光学計算を用いて、SBV のビーム除去精度を見積り、基本性能が確認された。

# 目次

第 1 章	序	1
第 2 章	実験手法と実験施設	3
2.1	ビームを用いた不安定核の準位測定	3
2.2	RIBF	5
第 3 章	ビーム除去カウンターの概要	9
3.1	SBV の開発目的	9
3.2	SBV の構造	10
3.3	SBV の構成要素	10
第 4 章	穴あきシンチレータ (SBV) の性能評価実験	13
4.1	実験方法	13
4.2	ゲインの入射位置依存性	16
4.3	ゲインの印加電圧依存性	18
4.4	印加電圧の決定	19
第 5 章	イオン光学計算によるビーム除去カウンターの性能評価	23
5.1	イオン光学	23
5.2	SAMURAI 標的・SBV におけるビームプロファイル	24
第 6 章	まとめと今後の展望	27
Appendix		29
A.1	実験結果の補足	29
参考文献		47



# 目次

1.1	Z $\leq$ 20 に対する核図表	1
1.2	二中性子ハロー核 $^{22}\text{C}$	2
2.1	インビーム $\gamma$ 線分光の模式図	3
2.2	欠損質量法の模式図	4
2.3	$^{22}\text{C}$ のクーロン分解反応	5
2.4	基底状態・励起状態・分解後のエネルギー準位	5
2.5	加速器の流れ	6
2.6	加速器ごとの加速能力	6
2.7	ビームライン	7
2.8	SAMURAI のセットアップ	8
2.9	大立体角中性子検出器 NEBULA	8
3.1	NEBULA のキャリブレーションの模式図	9
3.2	$^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$ 反応における運動量移行と微分断面の相関	10
3.3	SBV による標的入射イベントの識別方法	10
3.4	SBV の簡略図	11
3.5	真空チェンバー	12
4.1	オフライン実験のセットアップ	13
4.2	NEBULA 検出効率測定時のセットアップ	14
4.3	回路図	14
4.4	$^{137}\text{Cs}$ の崩壊図	15
4.5	EJ200 における相互作用ごとの $\gamma$ 線減衰係数	15
4.6	コンプトン散乱の模式図	16
4.7	鉛コリメータの写真	16
4.8	$\gamma$ 線の入射位置	17
4.9	$\gamma$ 線入射位置 C に対するスペクトル	18
4.10	入射位置 A,B,C について相乗平均のコンプトンエッジ付近にゲートをかけたときの A1 と A2	20
4.11	ゲインの印加電圧依存性	21
5.1	BigRIPS から SAMURAI までのビームライン	24
5.2	F7, F13, SBV でのビームの像	25
5.3	標的, SBV によるゲートをかけたときの SBV, 標的でのビーム像	26

A.1	$\gamma$ 線入射位置 A に対するスペクトル . . . . .	30
A.2	$\gamma$ 線入射位置 B に対するスペクトル . . . . .	31
A.3	$\gamma$ 線入射位置 C に対するスペクトル . . . . .	32
A.4	$\gamma$ 線入射位置 D に対するスペクトル . . . . .	33
A.5	$\gamma$ 線入射位置 E に対するスペクトル . . . . .	34
A.6	$\gamma$ 線入射位置 F に対するスペクトル . . . . .	35
A.7	$\gamma$ 線入射位置 G に対するスペクトル . . . . .	36
A.8	$\gamma$ 線入射位置 H に対するスペクトル . . . . .	37
A.9	入射位置 A について相乗平均のコンプトンエッジ付近にゲートをかけたときの A1 と A2 . . . . .	38
A.10	入射位置 B について相乗平均のコンプトンエッジ付近にゲートをかけたときの A1 と A2 . . . . .	39
A.11	入射位置 C について相乗平均のコンプトンエッジ付近にゲートをかけたときの A1 と A2 . . . . .	40
A.12	入射位置 D について相乗平均のコンプトンエッジ付近にゲートをかけたときの A1 と A2 . . . . .	41
A.13	入射位置 E について相乗平均のコンプトンエッジ付近にゲートをかけたときの A1 と A2 . . . . .	42
A.14	入射位置 F について相乗平均のコンプトンエッジ付近にゲートをかけたときの A1 と A2 . . . . .	43
A.15	入射位置 G について相乗平均のコンプトンエッジ付近にゲートをかけたときの A1 と A2 . . . . .	44
A.16	入射位置 H について相乗平均のコンプトンエッジ付近にゲートをかけたときの A1 と A2 . . . . .	45

# 表目次

3.1	プラスチックシンチレータの特性 . . . . .	11
3.2	光電子増倍管 (H7195) の仕様 . . . . .	12
4.1	コンプトンエッジを基準とした入射位置とパルス波高の関係 . . . . .	19
4.2	コンプトンエッジを基準とした印加電圧とパルス波高の関係 . . . . .	19
5.1	標的、SBV によるゲートをかけたときのイベント数 . . . . .	25





# 第1章

## 序

近年、重イオン加速器と不安定核ビーム生成技術の進展に伴い、これまで研究が困難だった不安定な原子核の性質を実験的に調べられるようになってきた。図 1.1 に  $Z \leq 20$  に対する核図表を示す。束縛状態として存在できる中性子過剰側の限界を中性子ドリップラインと呼び、その近傍では中性子数/陽子数の比が大きく、束縛エネルギーが小さいために中性子ハローなどの特異な構造が現れることが知られている。図 1.2 には中性子ハローの例として  $^{22}\text{C}$  の模式図を示した。 $^{22}\text{C}$  は高密度の  $^{20}\text{C}$  コアのまわりに 2 つの中性子が広がって分布したような構造（ハロー構造）を持ち、定性的にはトンネル効果によって中性子の波動関数がしみ出した状態と考えることができる。

中性子ハロー核は 1980 年代後半に  $^{11}\text{Li}$  に初めて発見 [1] されて以来、図 1.1 に示すように中性子ドリップライン近傍に複数見つかっている。2007 年には世界最大強度の不安定核ビームを供給することのできる理化学研究所の RI ビームファクトリー（RIBF）が稼働を始め、質量数の大きな中性子ドリップライン近傍核の研究が進んでいる。これまでに見つかったハロー核はどれも  $A < 20$  の軽い領域であったが、2010 年に RIBF で行われたインクルーシブなクーロン分解実験によって  $^{22}\text{C}$ [2] や  $^{31}\text{Ne}$ [3] についてもハロー構造が見つかった。この  $^{31}\text{Ne}$  はコアとなる核芯部分に変形しているなど、他のハロー核とは異なった特徴を持っており注目を集めている。 $^{31}\text{Ne}$  は現在見つかっているハロー核の中で最も重い核で、これより重い領域でハロー核が存在するかなどは分かっていない。

不安定核ビーム施設 RIBF では 2012 年 3 月から多重粒子測定装置 SAMURAI が稼働する。SAMURAI は重いハロー核の構造やドリップラインを超えた非束縛核の共鳴準位測定を目指して建設された。これを用いて、これまで到達することのできなかった酸素より重い領域のドリップライン決定など中性子ドリップライン近傍核の研究が飛躍的に進

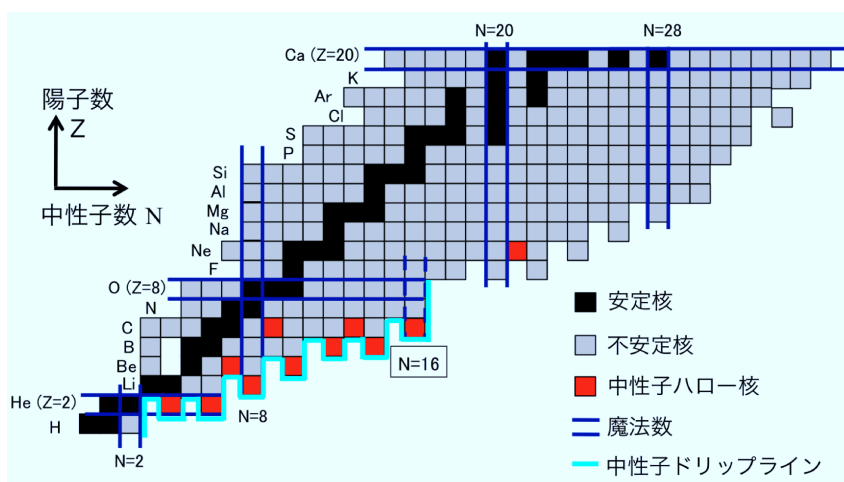


図 1.1  $Z \leq 20$  に対する核図表。黒い四角が安定核、灰色が不安定核、赤色は中性子ハロー核、青い線で囲まれた領域は陽子または中性子が魔法数であることを表し、水色の線は中性子ドリップラインを表している。

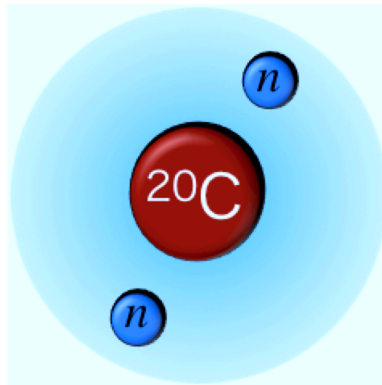


図 1.2 二中性子ハロー核  $^{22}\text{C}$

展することが期待されている。

本論文では、SAMURAIの検出器の一つであるビーム除去カウンターについて述べる。第2章では非束縛状態への励起エネルギーを測定する方法とその実験施設を、続く第3章ではビーム除去カウンターの概要について述べ、第4章ではビーム除去カウンターの中心的役割を果たす穴あきプラスチックシンチレータの性能評価の結果について述べる。第5章ではイオン光学計算を使って実際にビーム除去カウンターを使用した際のシミュレーションについて述べ、最後の第6章でまとめと今後の展望について述べる。

## 第 2 章

# 実験手法と実験施設

中性子ハロー核は、他の核より低い励起エネルギー領域に強い E1 遷移強度を持ち、その E1 遷移強度分布はハロー核を特徴づける重要な物理量となる。ここでは、非束縛核を測定する方法と実際に測定が行われる実験施設を紹介する。

### 2.1 ビームを用いた不安定核の準位測定

#### 2.1.1 インビーム $\gamma$ 線分光法

インビーム  $\gamma$  線分光は、標的入射により励起した不安定核が基底状態に脱励起する際に放出する  $\gamma$  線を測定する方法である。図 2.1 にインビーム  $\gamma$  線分光の模式図を示す。このとき、検出された  $\gamma$  線のエネルギーはドップラー補正をする必要がある。検出器で測定された  $\gamma$  線のエネルギーを  $E_{\gamma}^{obs}$  とすると、励起エネルギー  $E_x$  は

$$E_x = \gamma E_{\gamma}^{obs} (1 - \beta \cos \theta) \quad (2.1.1)$$

ここで、 $\beta$  は入射核の速度、 $\gamma$  はローレンツ因子を、 $\theta$  は実験室系における核の進行方向と放出  $\gamma$  線のなす角を表す。 $\gamma$  線のエネルギーは高い分解能で測定できるため、インビーム  $\gamma$  線分光では核の励起エネルギーを精度よく求めることができる。しかし、非束縛な励起状態の場合には中性子を放出する分解反応となるので、インビーム  $\gamma$  線分光は行えない。

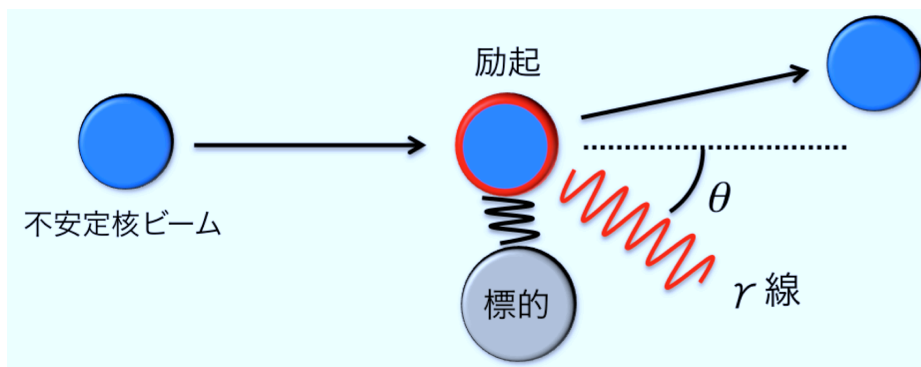


図 2.1 インビーム  $\gamma$  線分光の模式図。標的には Z が大きい Pb がよく用いられる。

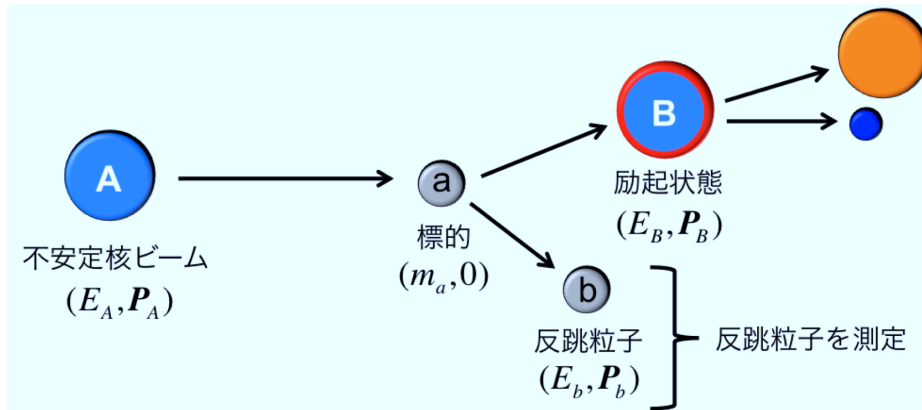


図 2.2 欠損質量法の模式図

### 2.1.2 欠損質量法

欠損質量法は、標的入射前の不安定核ビームと入射後の反跳粒子の運動量を測定することにより、目的の原子核の質量を測定する方法である。図??に欠損質量法を用いた核の励起状態測定の様式図を示す。標的入射前の不安定核を A、入射後の励起状態を B、静止標的を a、反跳粒子を b とし、各粒子  $i$  の全エネルギーを  $E_i$ 、運動量を  $P_i$ 、静止質量を  $m_i$  とすると、エネルギー保存則と運動量保存則から、

$$E_A + m_a = E_B + E_b \quad (2.1.2)$$

$$P_A = P_B + P_b \quad (2.1.3)$$

となる。したがって、励起状態の核の静止質量  $M_B$  は、特殊相対性理論を用いて、

$$m_B^2 = E_B^2 - P_B^2 \quad (2.1.4)$$

$$= (E_A - E_b + m_a)^2 - (P_A - P_b)^2 \quad (2.1.5)$$

と計算できる。すなわち、静止質量が既知であれば、入射前の核と反跳粒子の運動量を測定することで励起エネルギーを求めることができる。この欠損質量法では、目的とする核の放出粒子を測定することなく、核の質量を求めることができる。しかし、反跳粒子のエネルギーが小さく標的を薄くするため反応率が小さいことや、直接測定より分解能が低いなどの欠点がある。

### 2.1.3 不変質量法

不変質量法は全放出粒子の 4 元運動量ベクトルを測定することにより、目的の原子核の質量・励起エネルギーを測定する方法である。ここでは、二中性子ハロー核  $^{22}\text{C}$  のクーロン分解反応を例に説明を行う。図 2.3 に  $^{22}\text{C}$  のクーロン分解反応の様式図を示す。 $^{22}\text{C}$  が鉛標的に照射されるとクーロン相互作用により非束縛な励起状態へと遷移し、すぐに  $^{20}\text{C}$  と 2 つの中性子に分解する。各放出粒子  $i$  のエネルギー、運動量、静止質量をそれぞれ  $E_i$ 、 $P_i$ 、 $m_i$  とすると、不変質量  $M$  は

$$M = \sqrt{(E_{20\text{C}} + E_{n_1} + E_{n_2})^2 - (P_{20\text{C}} + P_{n_1} + P_{n_2})^2} \quad (2.1.6)$$

と表される。このとき、放出粒子の相対エネルギー  $E_{rel}$  は

$$E_{rel} = M - (m_{20\text{C}} + 2m_n) \quad (2.1.7)$$

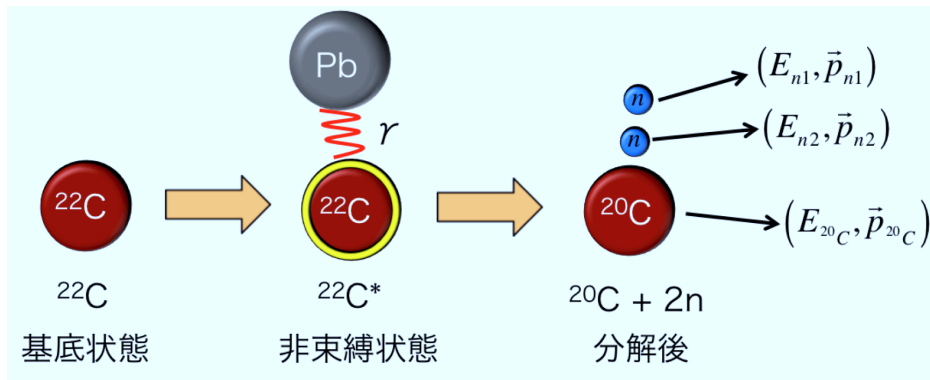
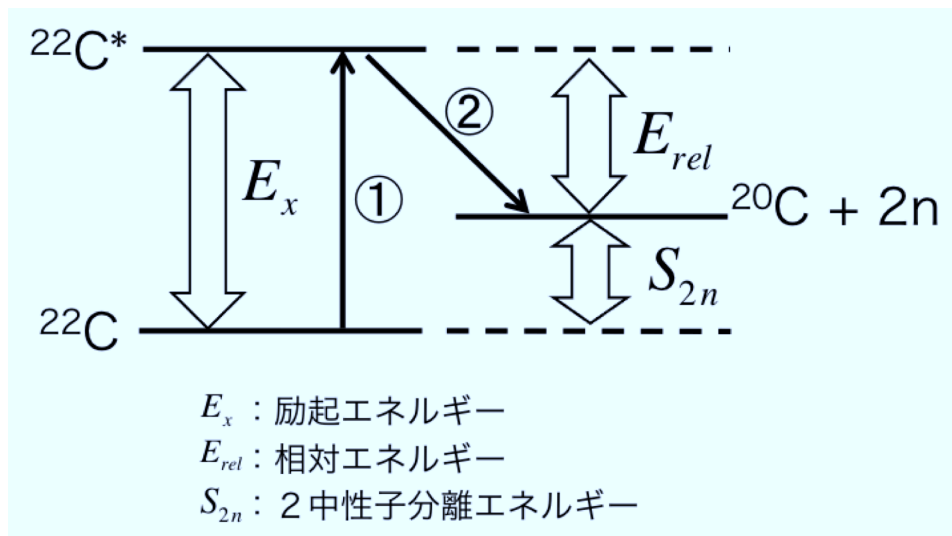
図 2.3  $^{22}\text{C}$  のクーロン分解反応

図 2.4 基底状態・励起状態・分解後のエネルギー準位

と表される。また、2つの中性子分離エネルギー  $S_{2n}$  は

$$S_{2n} = (m_{^{20}\text{C}} + 2m_n) - m_{^{22}\text{C}} \quad (2.1.8)$$

と表されるので、励起エネルギー  $E_x$  はこの  $S_{2n}$  と相対エネルギー  $E_{rel}$  を用いて

$$E_x = E_{rel} + S_{2n} \quad (2.1.9)$$

と書ける。このように、全ての放出粒子の運動量を測定することで核の質量、励起エネルギーを求める方法を不変質量法と呼ぶ。不変質量法は、欠損質量法に比べて高いエネルギー分解能での測定が可能であり、標的を厚くして反応率を上げることができ、全放出粒子の同時測定が必要となる。

## 2.2 RIBF

RIBF は 2007 年から稼働が始まった世界最大強度を誇る不安定核ビーム施設である。水素からウランまでの元素を、軽い核 ( $A < 40$ ) では核子当たり 440MeV、重い核でも核子あたり 350MeV 程度まで加速することができる。2010 年に行われた実験では、わずか 4 日間の実験で 45 個の新たな核種が発見された [4]。以下では RIBF および SAMURAI の簡単な説明を行う。

### 2.2.1 加速器

図 2.5 に加速器の流れを示した。イオン源で生成された 1 次ビームは線形加速器 LILAC あるいは AVF サイクロトロンによって加速された後、リングサイクロトロン RRC で加速され、最終的には超伝導リングサイクロトロン SRC に到達する。SRC は総重量 8300 トンを誇る世界最大のサイクロトロンで、RIBF を特徴づける装置の一つと言える。1 次ビームの質量数と加速器の組み合わせによって得られるエネルギーの関係を図 2.6 に示す。

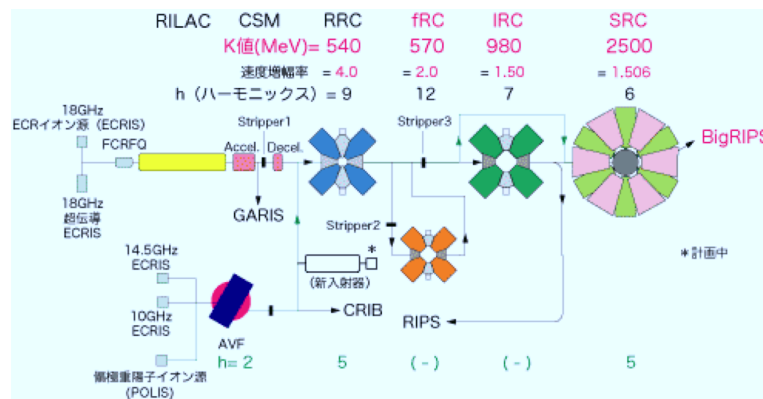


図 2.5 加速器の流れ

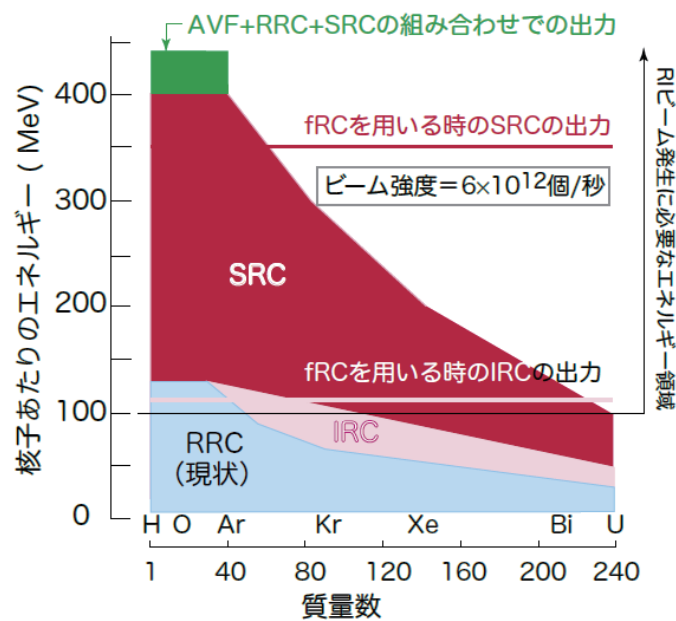


図 2.6 加速器ごとの加速能力

### 2.2.2 BigRIPS

SRC で加速された 1 次ビームはビーム標的に当てられ、核破砕反応あるいは核分裂反応を起こし、破砕片、分裂片 (2 次ビーム) を生成する。BigRIPS は生成された 2 次ビームを収束・分離・識別する装置で第一ステージと第二ス

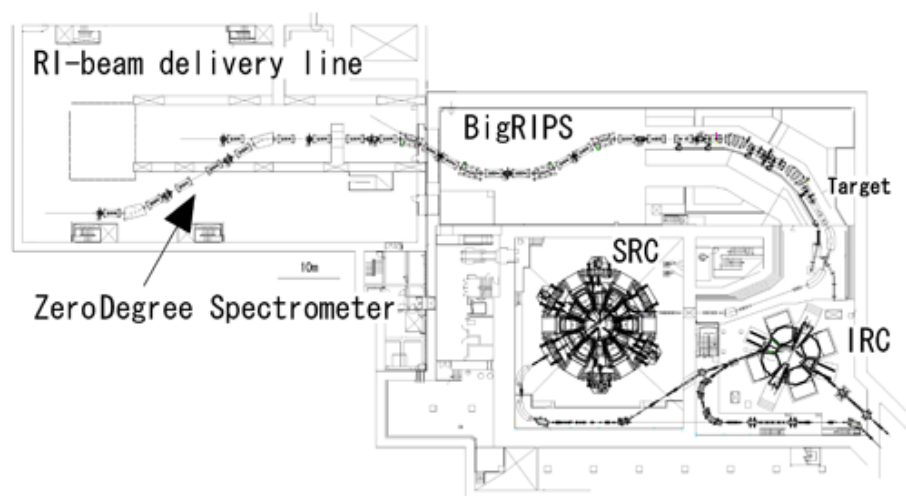


図 2.7 ビームライン

ステージから構成される。第一ステージでは、大口径収集システムによって2次ビームを収束させ、磁気硬度  $B\rho$ 、エネルギー損失  $\Delta E$  の違いを利用して分離を行い、ビームラインを通過する核種を限定する。第二ステージでは、分離された RI ビームの磁気硬度  $B\rho$ 、エネルギー損失  $\Delta E$ 、飛行時間 TOF を測定することにより、1 イベントごとに核の識別を行う。

### 2.2.3 SAMURAI

SAMURAI は、核反応から生じるすべての放出粒子を運動学的に測定する装置で、3つの構成要素、超伝導双極子電磁石、荷電粒子検出器群、中性子検出器 NEBULA に分けられる。図 2.8 に SAMURAI のセットアップを示す。超伝導双極子電磁石は最大中心磁場 3T、磁極間距離は 80cm であり、この双極子磁石に入射してくる荷電粒子はローレンツ力で曲げられて荷電粒子検出器群へ、中性子は直進して中性子検出器 NEBULA へと送られる。

NEBULA (NEutron-detection system for Breakup of Unstable-nuclei with Large Acceptance) は分解反応から放出される中性子を検出する装置である。12cm×12cm×180cm のプラスチックシンチレータの上下に PMT を接着したものを1つの構成単位とし、30×2列を1層として2層、計120個のモジュールから構成される。角度アクセプタンスは、水平方向に  $-10^\circ < \theta < 10^\circ$ 、鉛直方向に  $-5^\circ < \theta < 5^\circ$  と非常に大きく、相対エネルギー 10MeV の分解反応に対して 50% 程度のアクセプタンスを誇る。各層の前には荷電粒子と中性子を区別するため、厚さ 1cm のプラスチック VETO カウンターを並べられている。荷電粒子が VETO に入射すると電磁相互作用を起こすが、中性子が入射すると電磁相互作用を起こさない。さらに、VETO は厚さが薄いので核反応も起こさずに通過すると考えることができる。つまり、VETO が入射を感知した粒子を荷電粒子、感知しなかった粒子は中性子としてカウントすることができる。将来的には、現在の2層のセットアップから4層にして、4つの中性子同時検出が必要な実験 ( $^5\text{H}$  や  $^{28}\text{O}$  の分解反応) を計画している。

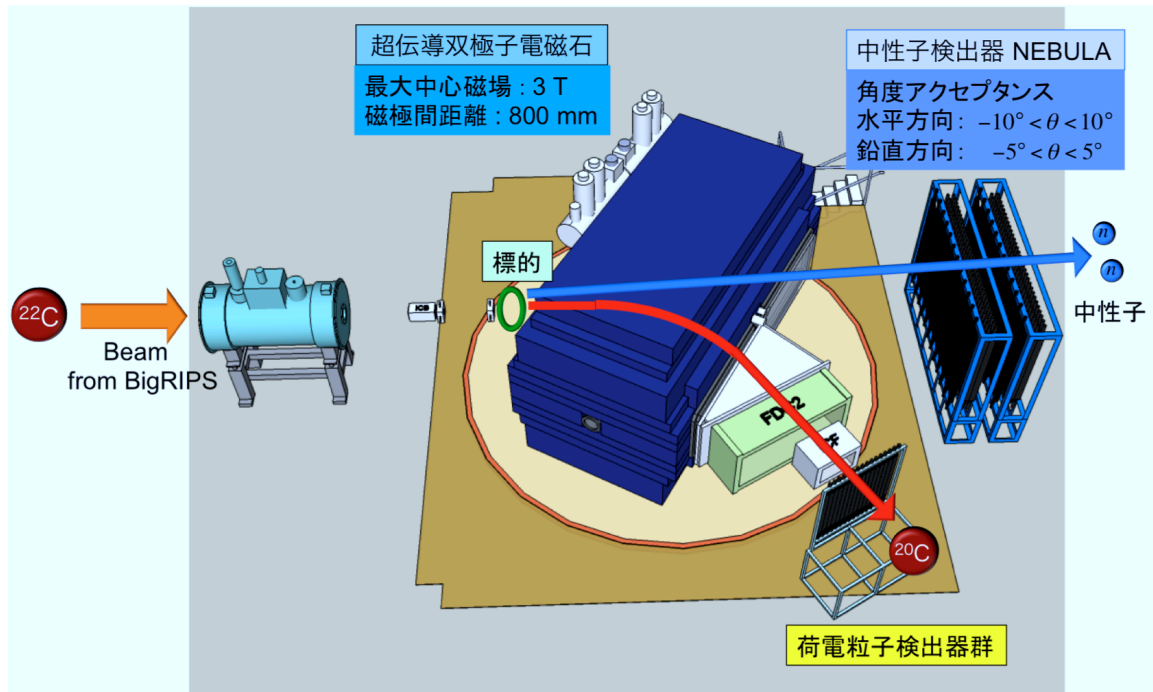


図 2.8 SAMURAI のセットアップ



図 2.9 大立体角中性子検出器 NEBULA



## 第3章

# ビーム除去カウンターの概要

本卒業研究では、多重粒子測定装置 SAMURAI 実験で使用されるビーム除去カウンター（Scintillator Beam Veto、以下 SBV）の開発を行なった。この章では SBV の開発目的を述べ、その構成要素について説明する。

### 3.1 SBV の開発目的

SBV は、中性子検出器 NEBULA の検出効率を測定する際、陽子ビームが標的に当たったイベント数を正確に導出することを目的として開発された。図 3.1 には中性子検出器 NEBULA における検出効率測定の流れを模式的に示す。検出効率の測定には、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$  反応を用いる。この反応で得られる中性子エネルギーはほぼ単一であるため、NEBULA で検出される中性子がエネルギースペクトル中のピークとして観測される。図 3.2 に  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$  反応における運動量移行と微分断面積の関係を示す。運動量移行  $q$  は散乱角  $\theta$  と  $q = 2k \sin \frac{\theta}{2}$  という式で関係づけられる物理量である。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$  反応は放出中性子の角度分布と反応段面積が既知であるため、入射陽子の数から NEBULA に到達する中性子の数を計算することができ、結果として検出効率が測定できる。しかしながら、図 3.1 に示すように  ${}^7\text{Li}$  標的に入射する陽子は二次ビームであるため、角度の広がったビームとなり、標的への入射陽子の計数に不確実性が生じる。そこで、入射陽子の数をカウントするため、標的上流に SBV として穴あきのプラスチックシンチレータを設置することにした。これにより、陽子がこのシンチレータに入射したイベントは標的に当たらなかったとして、穴を通過したイベントは標的に入射したとして区別することができる。全体のイベント数は SBV 上流の SBT（厚さ 1mm のプラスチックシンチレータ）でカウントされるので、全体のイベント数から SBV が検出したイベント数を差し引くことで、標的に入射した陽子の数を導出することができる。その結果、NEBULA の検出効率測定が可能になる（図 3.3）。

SBV は NEBULA の検出効率測定用の陽子だけでなく重イオンの計数についても同様に使用できる。特に、時間分解能が良いプラスチックを用いているので、イベントレートが高くガス検出器が使えないような場合でも標的に入射するビーム数の正確な導出に使用できる。

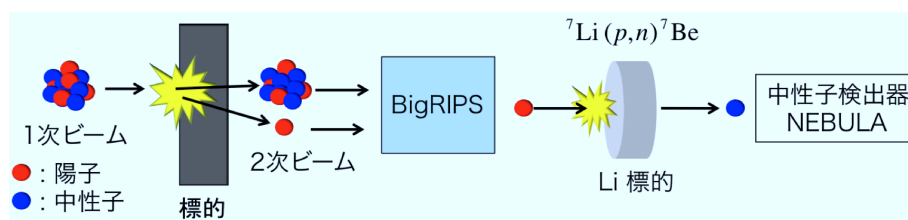


図 3.1 NEBULA の検出効率測定の様式図。1 次ビームを標的に当てて得られた 2 次ビームを、BigRIPS で陽子を選別してから Li 標的に入射させ、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  反応で得られる中性子を用いて検出効率測定を行う。

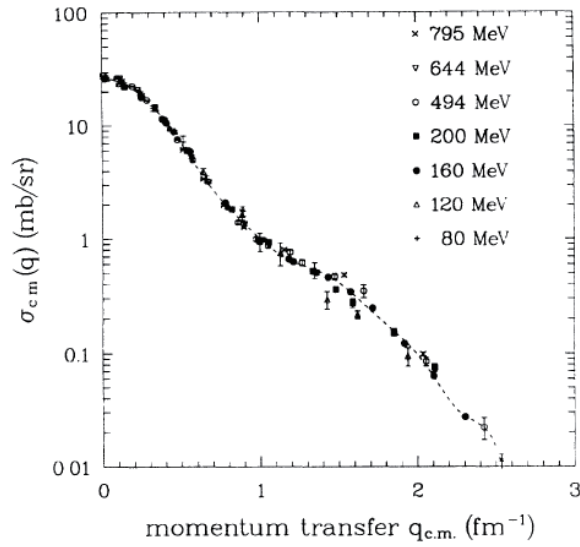


図 3.2  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$  反応における運動量移行と微分断面積の相関

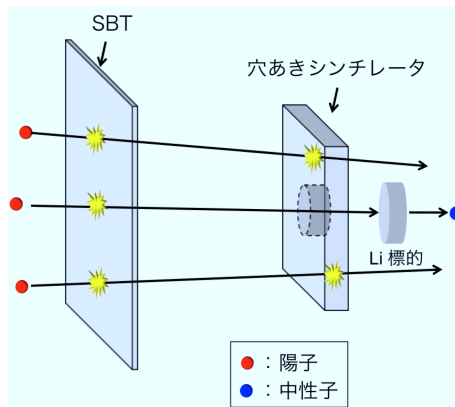


図 3.3 SBV による標的入射イベントの識別方法。全体のイベント数は SBT (厚さ 1mm のプラスチックシンチレータ) でカウントし、そこから SBV で観測したイベント数を引くことにより標的入射イベントの数を数えることができる。

## 3.2 SBV の構造

SBV の簡略図を図 3.4 に示す。ビームがシンチレータに入射すると発光し、その光を両脇の光電子増倍管 (以下、PMT) で検出する仕組みになっている。

## 3.3 SBV の構成要素

SBV は、穴あきプラスチックシンチレータと PMT から構成される。

- 穴あきプラスチックシンチレータ

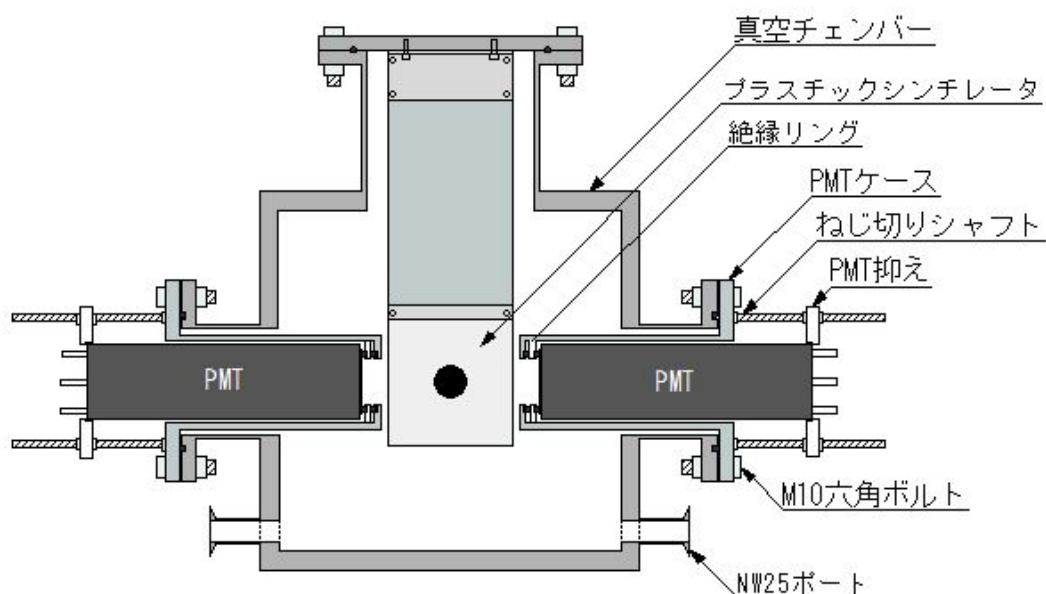


図 3.4 SBV の簡略図。上面のフランジから穴あきプラスチックシンチレータを吊るす形で固定、その左右に PMT を設置する。PMT の受光面が真空と接する。

プラスチックシンチレータの材料には立ち上がり時間が短い ELJEN Technology 社の EJ-200 を使用する。表 3.1 に EJ-200 の特性 [5] を示す。穴あきシンチレータは 100mm×100mm×10mm の直方体に直径 25mm の穴をあけた構

シンチレーション効率	10,000 Photons / 1MeV $e^-$
立ち上がり時間	0.9 ns
立ち下がり時間	2.1 ns
パルス幅 (FWHM)	~2.5 ns
屈折率	1.58
放出ピーク波長	425 nm
密度	1.032 g/cm <sup>3</sup>

表 3.1 プラスチックシンチレータの特性

造をしている。穴の大きさは SAMURAI 実験における標的の大きさ ( $\phi = 30\text{mm}$ ) とイオン光学計算をもとに決定した。イオン光学計算についての詳細は 5 章で述べる。

- PMT (光電子増倍管)

PMT は浜松ホトニクス社の H7195-B を使用する。表 3.2 にその仕様 [6] を示す。

H7195-B の B はブースター付きを意味する。ブースターは、アノードに近い数段のダイノードに対して別電源から直接電圧をかけることで、カウントレートが高い測定の際にアノード側で電圧降下が起こることを防ぐためのものである。

管径	$\phi 60$ mm
受光面サイズ	$\phi 46$ mm
光電面材質	バイアルカリ
窓材質	硼硅酸ガラス
ダイノード段数	12
絶対最大印加電圧	-2700 V

表 3.2 光電子増倍管 (H7195) の仕様

### 3.3.1 SBV の設置方法

実験は空気との散乱を避けるため、ほとんどの検出器が真空中に設置される。SBV も真空中に設置する必要があるため、シンチレータをビームライン上に設置するための真空チェンバーを設計を行なった。材質は軽量化とコストを抑える目的でアルミニウムを選択した。SBV は 0.1[Pa] 程度の真空度での使用を想定しており、現時点ではロータリーポンプとターボ分子ポンプを組み合わせで  $\sim 10^{-3}$ [Pa] 程度まで真空引きできることを確認している。

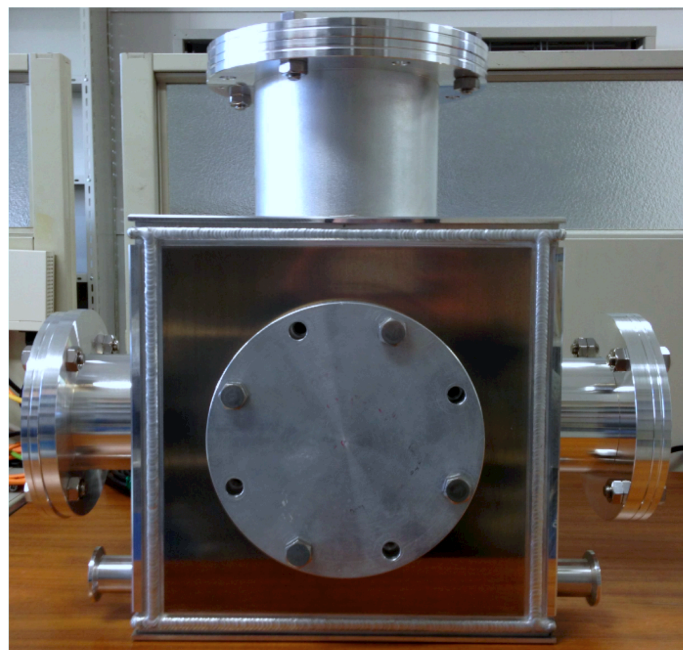


図 3.5 真空チェンバー

## 第 4 章

# 穴あきシンチレータ (SBV) の性能評価実験

SBV は、穴あきシンチレータの左右両側に光電子増倍管 (PMT) を設置する構造になっている。シンチレータ中心の穴の影響により、ビーム入射位置によって各々の PMT に入る光量が異なることが予想される。そこで、発光位置と PMT 出力のパルスハイトの相関を調べる実験を行なった。また、入射位置を固定して PMT の印加電圧を変化させたときのゲイン (増幅率) の変化を調べ、実際の実験時に印加する電圧を見積もった。本章では、これらオフライン実験の概要とその結果について述べる。

### 4.1 実験方法

#### 4.1.1 実験のセットアップ

図 4.1 にオフライン実験で用いたセットアップの写真を、図 4.2 には実際に NEBULA の検出効率を測定するときのセットアップを示す。

オフライン実験のセットアップでは、PMT の受光面とシンチレータの距離は 15mm である。NEBULA の検出効率測定時のセットアップでは、PMT の受光面とシンチレータの距離は 15mm + O-リング 2 個分の厚みとなる。また、PMT の受光面は内径 37mm の絶縁リング等で制限されるが、これらの効果は無視した設定で実験を行う。

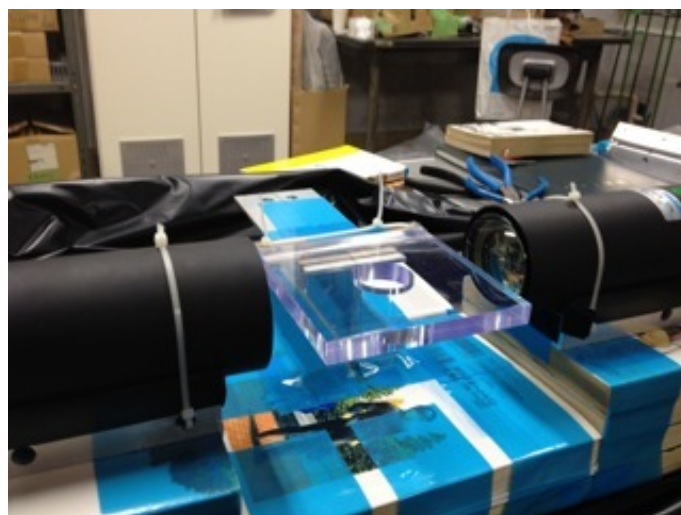


図 4.1 オフライン実験のセットアップ

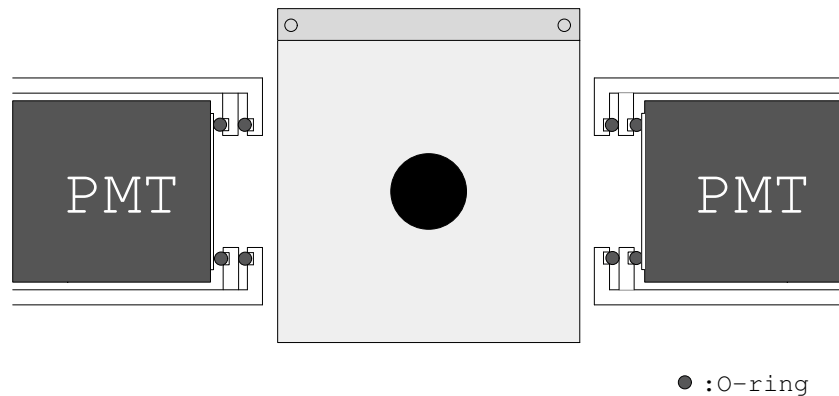


図 4.2 NEBULA 検出効率測定時のセットアップ

#### 4.1.2 回路

本オフライン実験の回路図を図 4.3 に示す。1つ PMT からは2つの同じシグナルが出力され、一方は波高情報として、もう一方は時間情報として使用する。PMT1、2 から得られた波高情報をそれぞれ A1、A2、時間情報を T1、T2 と呼ぶことにする。以下、トリガー回路について簡単な説明を行う。トリガーは PMT1,2 からの信号の OR (論理和) をとったものを用いる。PMT1,2 の出力は Discriminator(Discr) によって、スレッシュホールドより大きな電圧をもつパルスに対してトリガーを生成する。OR 回路の出力は AND 回路と Latch 回路の入力に出力される。Latch 回路の出力は AND 回路の VETO に入力される。信号が一つも来ていない状態では、Latch 回路の出力は 0 であるため、一つ目のイベントは必ず AND 回路を通過する。AND を通過したパルスは Gate Generator(G.G.) へと運ばれ、ADC のゲートと TDC の START 信号を生成する。一つ目のパルスが Latch 回路の START に入力されると、Latch 回路の出力が 0 から 1 になる。その結果、AND 回路の VETO に 1 が入力され続けるためトリガーが生成されなくなる。これにより、PC が情報を処理している間にデータが転送されるのを防ぐことができる。PC の処理が終わると、Output Register(Output Reg.) から Latch 回路の STOP に 1 が出力され、Latch 回路の出力が 0 になり、再びトリガーを生成し始める。以降はこの操作を繰り返すことにより、データを取得する。本オフライン実験において、PMT 出力のパルスハイトは ADC で取得したパルスの電荷量を用いて比較を行う。

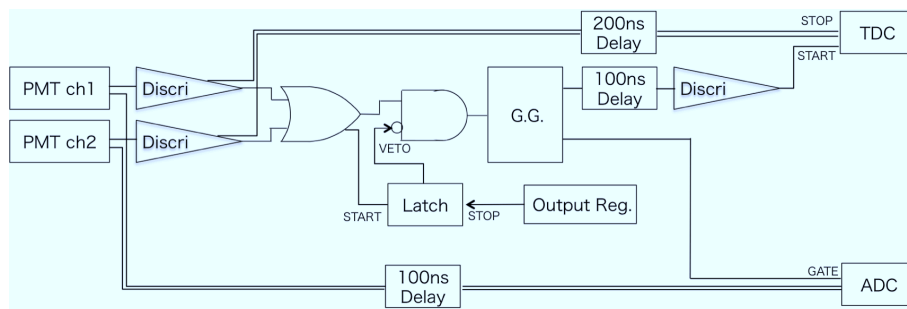
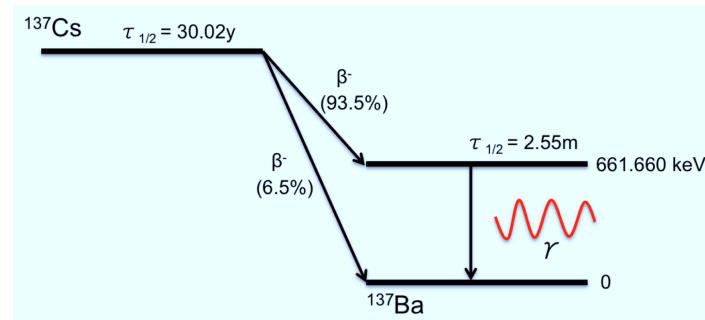
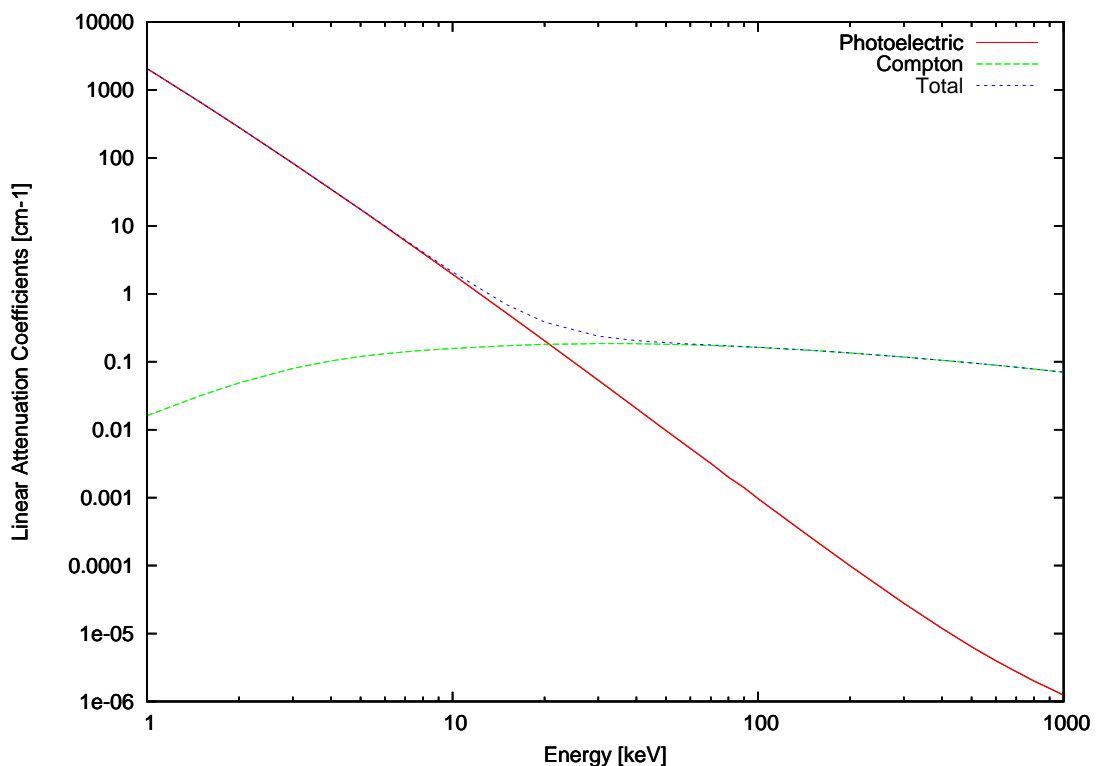


図 4.3 回路図

図 4.4  $^{137}\text{Cs}$  の崩壊図図 4.5 EJ200 における相互作用ごとの  $\gamma$  線減衰係数。図示したエネルギー領域では対生成は起きない。

### 4.1.3 $\gamma$ 線源

この実験では、 $\gamma$  線源として  $^{137}\text{Cs}$  の 662keV の  $\gamma$  線を用いた。 $^{137}\text{Cs}$  の崩壊図を図 4.4 に示す。 $\gamma$  線がプラスチックシンチレータ中で起こす相互作用は、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成の3つである。図 4.5 には今回用いるプラスチック EJ-200 について、 $\gamma$  線のエネルギーと各相互作用ごとの線吸収定数を示した。[7] この図から、662keV の  $\gamma$  線では、コンプトン散乱が支配的であることが分かる。ゆえに、今後はコンプトンエッジを基準としてパルスハイトの比較を行う。

662keV の  $\gamma$  線がコンプトン散乱によりシンチレータ中に失うエネルギーは以下のように計算される。散乱前の電子が静止していると仮定すると、散乱前後でのエネルギー保存と運動量保存から

$$E_\gamma + m_e c^2 = E'_\gamma + \sqrt{m_e^2 c^4 + \mathbf{P}_e^2 c^2} \quad (4.1.1)$$

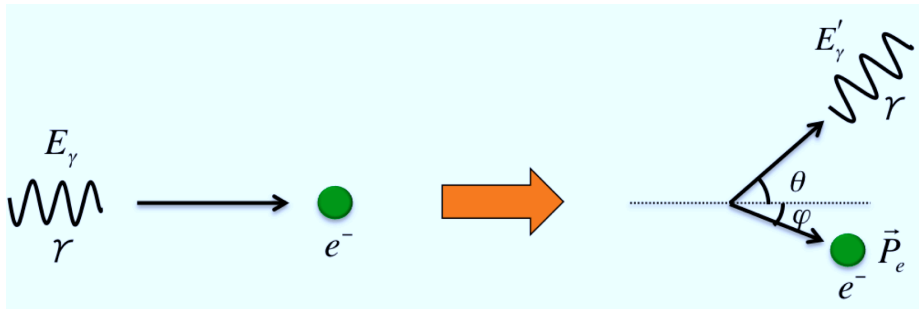


図 4.6 コンプトン散乱の模式図

$$\frac{E_\gamma}{c} = \frac{E'_\gamma}{c} \cos \theta + |\mathbf{P}_e| \cos \varphi \quad (4.1.2)$$

$$0 = \frac{E'_\gamma}{c} \sin \theta + |\mathbf{P}_e| \sin \varphi \quad (4.1.3)$$

ただし、 $E_\gamma$ 、 $E'_\gamma$  はそれぞれ入射  $\gamma$  線のエネルギーと散乱後のエネルギーを、 $\mathbf{P}_e$  は散乱電子の運動量を、 $\theta$ 、 $\varphi$  は入射軸に対して散乱後の  $\gamma$  線がなす角と散乱電子がなす角を表す。運動量保存の2式 (4.1.2)(4.1.3) から  $\varphi$  を消去した後、エネルギー保存の式 (4.1.1) と組み合わせて  $|\mathbf{P}_e|$  を消去すると、反跳電子の運動エネルギー  $T_e$  は、

$$T_e = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \left( 1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \right) \quad (4.1.4)$$

と表される。この式から、662keV の  $\gamma$  線がコンプトン散乱したときに反跳電子が持つ最大の運動エネルギーは、477keV となる。これは  $\theta$  が  $-\pi$  のとき、すなわち後方散乱のときに対応する。

また、オフライン実験では  $\gamma$  線の入射位置を限定するために、鉛コリメータを用いた。鉛コリメータは 30mm×30mm×50mm の鉛に  $\phi 10$ mm の通し穴をあけたものである。図 4.7 にその写真を示す。

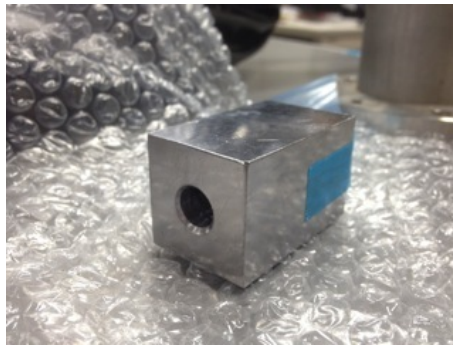


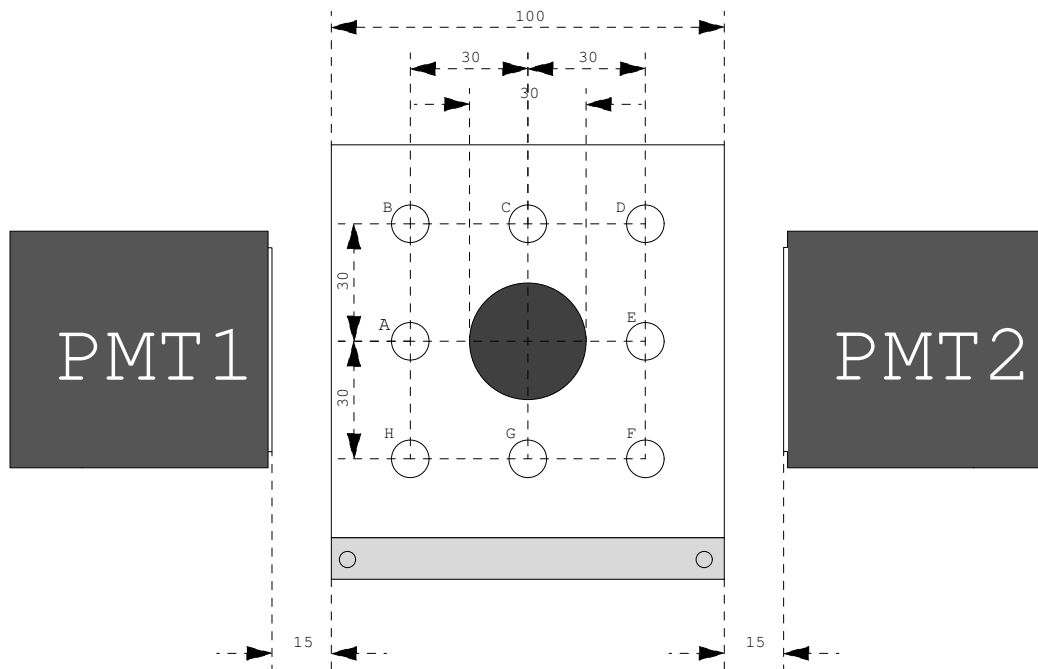
図 4.7 鉛コリメータの写真

## 4.2 ゲインの入射位置依存性

SBV に入射するビームの位置とゲインの相関を調べるため、先に述べたセットアップで  $^{137}\text{Cs}$  とコリメータを用いた実験を行なった。ここでいうゲインとは、 $\gamma$  線がシンチレータ中で失うエネルギーに対する ADC のチャンネル値のことである。ゲイン  $\mu$  は PMT の印加電圧  $V$  と以下のような関係を持つ。

$$\mu = K \cdot V^{\alpha n} \quad (4.2.1)$$



図 4.8  $\gamma$  線の入射位置

ここで、

- $\mu$  : 光電子増倍管のゲイン
- $K$  : 定数
- $V$  : 印加電圧
- $\alpha$  : ダイノードの形・材質に依存する 0.7 ~ 0.8 の定数
- $n$  : ダイノードの段数

である。

本オフライン実験においては図 4.8 に示すような 8 つの点 A ~ H について、コリメータで限定した  $\gamma$  線を入射させて測定を行なった。

PMT の印加電圧を -2200V に設定した。C 点に入射させたときに得られたスペクトルを図 4.9 に示す。測定時間は 30 分である。他の点についても、対称な入射位置とほぼ同じ結果が得られた。

縦の 3 列については、上段がバックグラウンド、中段が各点に入射させたとき、下段は各点入射からバックグラウンドを差し引いたスペクトルを表す。また、横の 3 列については、左が A1、中央が A1、右が相乗平均  $\sqrt{A1 \times A2}$  を表す。A1、A2 それぞれのスペクトルではコンプトンエッジをはっきりと見ることはできないが、相乗平均をとるとコンプトンエッジを確認することができる。 $\sqrt{A1 \times A2}$  で見られるコンプトンエッジは  $\gamma$  線の入射位置によらず、ほぼ一定の ch 値に現れること分かった。表 4.1 に各入射位置に対しての相乗平均  $\sqrt{A1 \times A2}$  におけるコンプトンエッジの位置を示す。

ただし、コンプトンエッジは、計数が急激に減少し始める点から半値まで減少した点を選んだ。これ以降、コンプトンエッジは全て同様な方法で決定する。

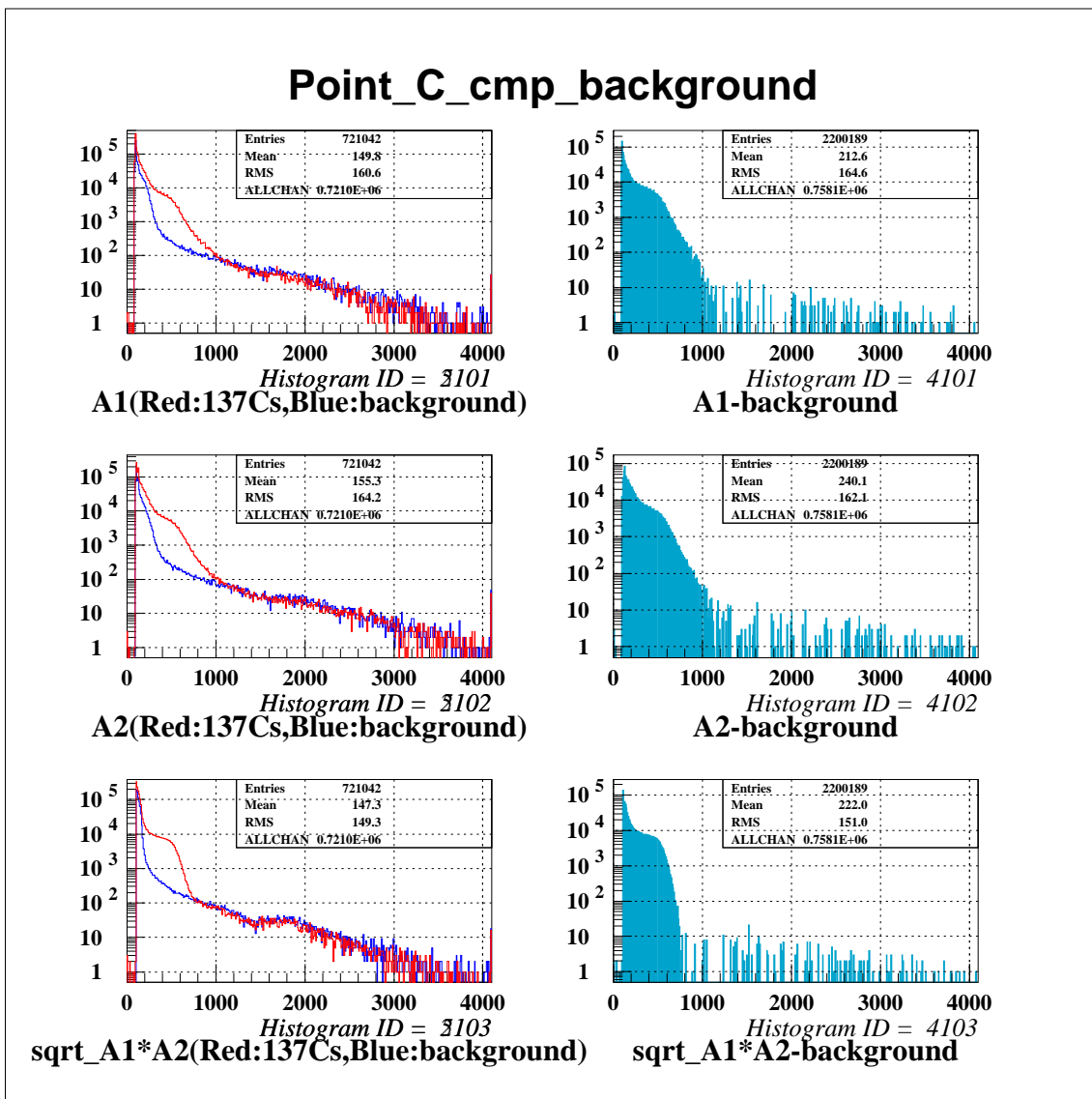


図 4.9  $\gamma$  線入射位置 C に対するスペクトル。左側がバックグラウンド (青) と各点に  $^{137}\text{Cs}$  の  $\gamma$  線を入射させた場合 (赤) を重ねて表示したスペクトル。右側は各点入射のスペクトルからバックグラウンドを差し引いたものである。縦に三段に分かれているのは、上から A1、A2、 $\sqrt{A1 \times A2}$  のスペクトルを表している。

相乗平均  $\sqrt{A1 \times A2}$  のコンプトンエッジは  $\gamma$  線の入射位置に依らずほぼ一定の ch 値に観測された。しかしながら、 $\sqrt{A1 \times A2}$  のコンプトンエッジ付近について、A1、A2 それぞれのスペクトルは  $\gamma$  線の入射位置によって変化している可能性がある。そこで、 $\sqrt{A1 \times A2}$  のコンプトンエッジ付近のイベントに対してゲートをかかけたときの A1、A2 それぞれのスペクトルを図 4.10 に示す。どの入射点についても A1、A2 に大きな違いは確認できなかった。

### 4.3 ゲインの印加電圧依存性

ゲインの印加電圧依存性を調べるために以下のような実験を行なった。

実験は、先に述べたパルスハイトの入射位置依存性を調べる実験と同じセットアップで行なった。 $\gamma$  線の入射位置を C 点に固定し、印加電圧を -1900V から -2500V まで 100V 間隔で変化させたときのゲインの変化を測定した。エ

入射位置	相乗平均 $\sqrt{A1 \times A2}$ [ch]
A	459
B	461
C	454
D	423
E	471
F	442
G	452
H	433

表 4.1 コンプトンエッジを基準とした入射位置とパルス波高の関係。

エネルギーの基準は2つのPMTから得られる波高分布の相乗平均で観測されるコンプトンエッジを基準とした。その結果を表に示す。ただし、印加電圧が-2400V、-2500Vのとき、カウントレートがDAQの処理速度を上回ったため、Discriminatorのスレッシュホールドレベルを50mVから100mVに上げて測定を行なった。また、得られた結果を式

印加電圧 [V]	コンプトンエッジ [ch]
-1900	109
-2000	210
-2100	315
-2200	449
-2300	650
-2400	931
-2500	1342

表 4.2 コンプトンエッジを基準とした印加電圧とパルス波高の関係

(4.2.1) でフィットした結果を図 4.11 に示す。したがって、C 点入射のゲインは

$$\mu = (0.1508E - 25) \cdot V^{8.519} \quad (4.3.1)$$

と書き表される。

## 4.4 印加電圧の決定

オフライン実験から得られた結果を用いて、NEBULA の検出効率測定で使用される際の印加電圧を決定する。NEBULA 検出効率測定の際の入射粒子は運動エネルギー 250MeV の陽子である。印加電圧は、陽子が SBV を通過したときの出力が ADC の 1000ch に対応するように決定する。ただし、ゲインは先に述べた実験結果 (4.1) で最もゲインが小さかった D 点入射のゲインで考えることにする。250MeV の陽子が SBV 通過で失うエネルギーは Bethe-Bloch の式から 3.7MeV と求まる。運動エネルギー  $T_p$  [MeV] の陽子がプラスチックシンチレータ中で全運動エネルギーを失ったときの発光量と、運動エネルギー  $T_e$  [MeV] の電子の発光量が等しいとき、以下の関係が成り立つことが知られている [8]。

$$T_e = a_1 T_p - a_2 [1.0 - \exp(-a_3 T_p^{a_4})] \quad (4.4.1)$$

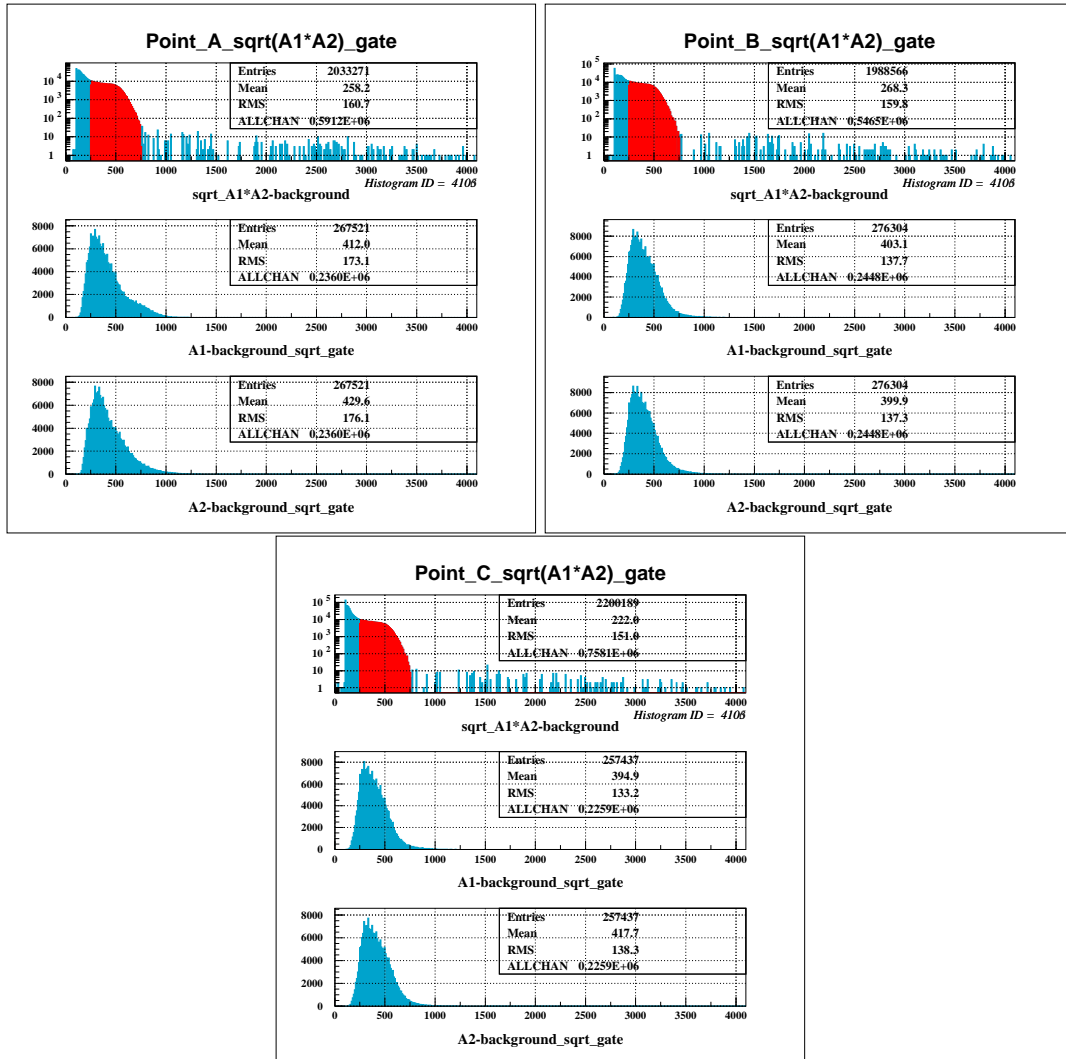


図 4.10 入射位置 A,B,C について相乗平均のコプトンエッジ付近にゲートをかかけたときの A1 と A2

ここで、 $a_1$ 、 $a_2$ 、 $a_3$ 、 $a_4$  はシンチレータで決まる定数で、一般的なプラスチックシンチレータでは、 $a_1 = -8.0$ 、 $a_2 = -0.10$ 、 $a_3 = 0.90$ 、 $a_4 = 0.95$  として計算できる。この式を用いると、250MeV の陽子が 3.7MeV のエネルギーを失うときの発光量は 3.5MeV の電子が全エネルギーを失うときの発光量に等しいと計算できる。したがって、250MeV の陽子が SBV を通過したときの発光量は  $^{137}\text{Cs}$  のコプトンエッジ 477keV の 7.4 倍となり、250MeV の陽子が 1000ch に対応するとき  $^{137}\text{Cs}$  のコプトンエッジが 135ch に対応する。これに対応する印加電圧は、C 点入射で測定したゲインの電圧依存性の式と、C 点入射と D 点入射のゲインの比から求めることができる。C 点入射と D 点入射のゲインの比は表 4.1 から 454:423 である。また、C 点入射のゲインに対する印加電圧依存性は式 (4.3.1) で書けるので、求める印加電圧は

$$V = \left( \frac{135 \times (454/423)}{(0.1508E - 25)} \right)^{1/8.519} \sim 1900V \quad (4.4.2)$$

印加電圧は-1900V と評価できる。

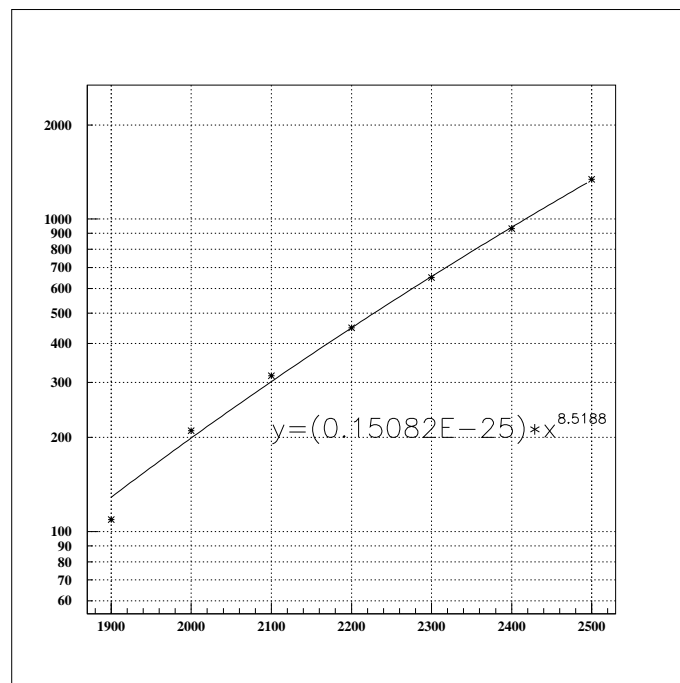


図 4.11 ゲインの印加電圧依存性



## 第 5 章

# イオン光学計算によるビーム除去カウンターの性能評価

この章では、2010年に理化学研究所のRIBFで行われた実験（RIBF-55実験）のビームプロファイル結果と、イオン光学計算で得られる輸送行列を用いて、SBVの標的に入射しないビームの除去精度についての評価について述べる。

### 5.1 イオン光学

電磁場中の荷電粒子ビームの位置、角度などは運動方程式を解くことにより解析的に求めることができる。しかし、ビームラインの規模が大きくなると、この方法は効率的でない。そこで、荷電粒子のふるまいを幾何光学的に扱う、すなわち、ビームは光線として、ビームライン中の磁石等は鏡やレンズのような光学要素として扱うことで、実験系をより簡便に理解できる。これがイオン光学の考え方である。イオン光学では、電磁場が粒子に及ぼす作用は輸送行列と呼ばれる行列（テンソル）として与えられ、この輸送行列を用いると荷電粒子の位置や角度を代数的に扱うことができる。

#### 5.1.1 ビームプロファイル

本研究では、焦点面でのビームプロファイルを特徴付ける量として以下の4つを考える。

- X: ビーム軸からの距離（水平方向）
- A: ビーム軸に対する水平方向の傾き（ $= \frac{dX}{dz}$ ）
- Y: ビーム軸からの距離（鉛直方向）
- B: ビーム軸に対する鉛直方向の傾き（ $= \frac{dY}{dz}$ ）

ただし、ビームの進行方向を正としてビーム軸をZ軸とする。このほか、運動量変化や飛行時間（TOF）変動、質量数変動、原子番号変動を加える場合があるが、今回はX、A、Y、Bの4成分のみを考える。

#### 5.1.2 輸送行列

1次の輸送行列を用いた計算は下記のように表される。

$$\begin{pmatrix} X' \\ A' \\ Y' \\ B' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (X|X) & (X|A) & (X|Y) & (X|B) \\ (A|X) & (A|A) & (A|Y) & (A|B) \\ (Y|X) & (Y|A) & (Y|Y) & (Y|B) \\ (B|X) & (B|A) & (B|Y) & (B|B) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ A \\ Y \\ B \end{pmatrix} \quad (5.1.1)$$

ここで、左辺は作用後の光学ベクトル、右辺は輸送行列と作用前の光学ベクトルの積である。行列要素 ( $X|A$ ) は作用後の  $X$  に対する作用前の  $A$  の寄与を意味していて、他も同様である。

## 5.2 SAMURAI 標的・SBV におけるビームプロファイル

本研究で開発するビーム除去カウンターは、SAMURAI 標的に入射するビームの計数を目的としている。そこで、輸送行列と実際のビームプロファイルを用いて SAMURAI 標的・SBV のそれぞれについてビームプロファイル計算を行ない、SBV のビーム除去精度を評価する。使用した輸送行列を下に示す。

$$\begin{pmatrix} 1.274940E+00 & -2.544714E-06 & 0.000000E+00 & 0.000000E+00 \\ -1.778130E-01 & 7.843509E-01 & 0.000000E+00 & 0.000000E+00 \\ 0.000000E+00 & 0.000000E+00 & 2.212061E+00 & -3.154843E-06 \\ 0.000000E+00 & 0.000000E+00 & -7.030460E-01 & 4.520681E-01 \end{pmatrix} \quad (5.2.1)$$

各行列要素の意味は式 (5.1.1) の通りである。ただし、 $X$ 、 $Y$  の単位は mm、 $A$ 、 $B$  の単位は mrad とする。この輸送行列は BigRIPS の焦点面 F7 から SAMURAI 標的位置 F13 への輸送を表している。図 5.1 に BigRIPS から SAMURAI 標的までのビームラインを示す。

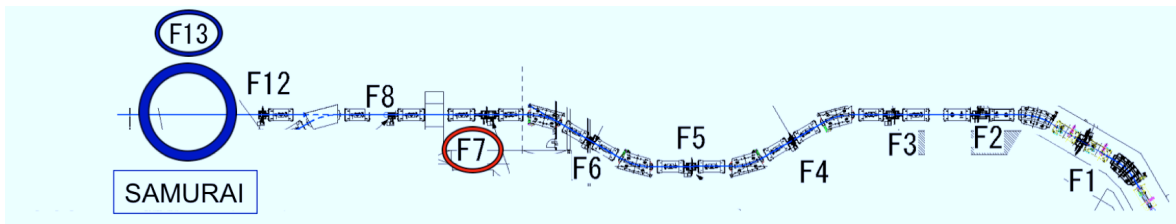


図 5.1 BigRIPS から SAMURAI までのビームライン。F は Focus を表しており、そこでビームが収束していることを意味する。

ビームデータは 2010 年に理化学研究所の RIBF で行なわれた実験の  $^{37}\text{Mg}$  ビームのプロファイルを用いた。SBV でのビームの像は、F13 での位置と角度から以下のように求めた。

$$X_{SBV} = X_{13} - A_{13}/1000 \times 627 \quad (5.2.2)$$

$$Y_{SBV} = Y_{13} - B_{13}/1000 \times 627 \quad (5.2.3)$$

ここで、627mm は標的と SBV との距離である。図 5.2 には実際の実験データである F7 におけるビームの像と、F7 のビームプロファイルから計算された F13 と SBV におけるビームの像を示した。ただし、SBV の穴の直径は 25mm とした。全 16271 イベント中、SBV の穴を通過したイベント数は 11392 (全体の 68 %) で、そのうち標的に当たらなかったのは 30 イベント (穴通過イベントの 0.26 %) であった。逆に SBV に当たった (穴を通過しなかった) イベント数は 5329 (全体の 32 %) で、そのうち 2465 イベント (穴を通過しなかったイベント中の 46.3 %) が標的に入射した。表に結果をまとめる。得られた結果から、SBV の使用により 99.7% の精度で 2 次ビームの標的入射イベントの計数を行うことができるが分かった。



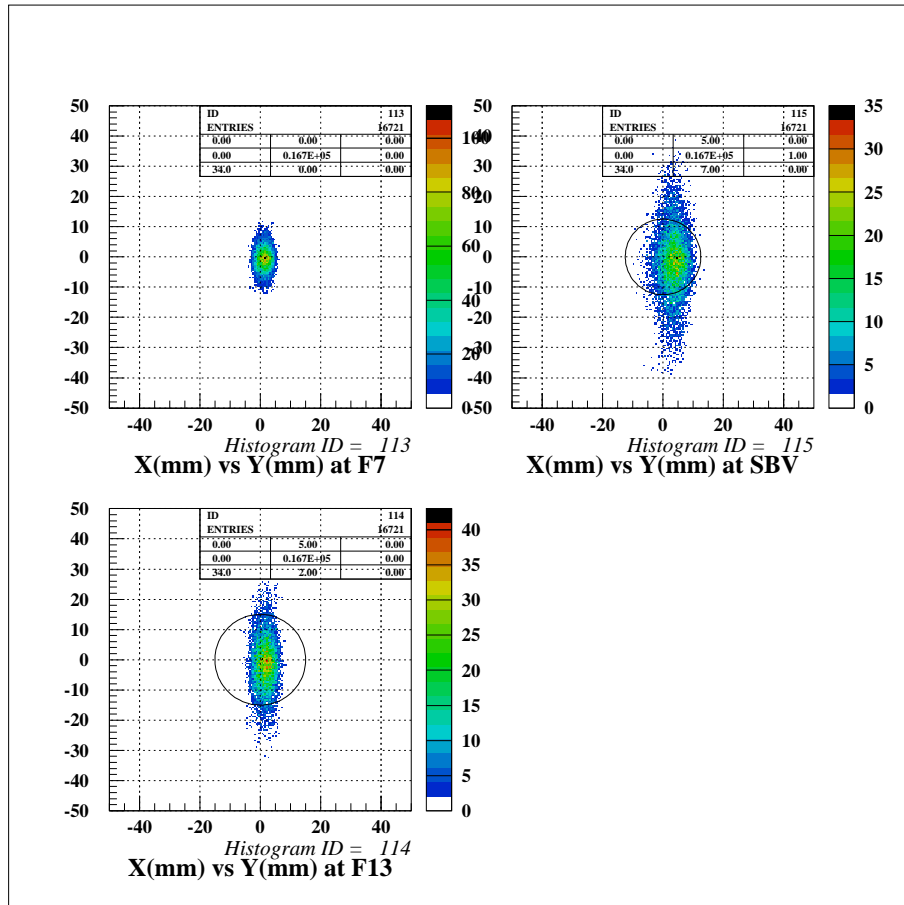


図 5.2 F7、F13、SBV でのビームの像。横軸が水平方向、縦軸が鉛直方向を表し、単位はともに mm。左上が BigRIPS の焦点面 F 7 での実際のビームの像。右上は F13 の結果から計算した SBV 位置でのビームの像で、円は SBV の穴径を表す。左下が F 7 でのビームプロフィールと輸送行列から求めた SAMURAI 標的的位置 F13 でのビームの像で、円は標的の大きさを表す。

	TGT hit	TGT veto
SBV hit	2465	2864
SBV veto	11362	30

表 5.1 標的、SBV によるゲートをかけたときのイベント数。SBV hit は穴あきシンチレータに入射したイベント、SBV veto は穴あきシンチレータの穴を通過したイベント、TGT hit は標的に入射したイベント、TGT veto は標的に入射しなかったイベントを表す。

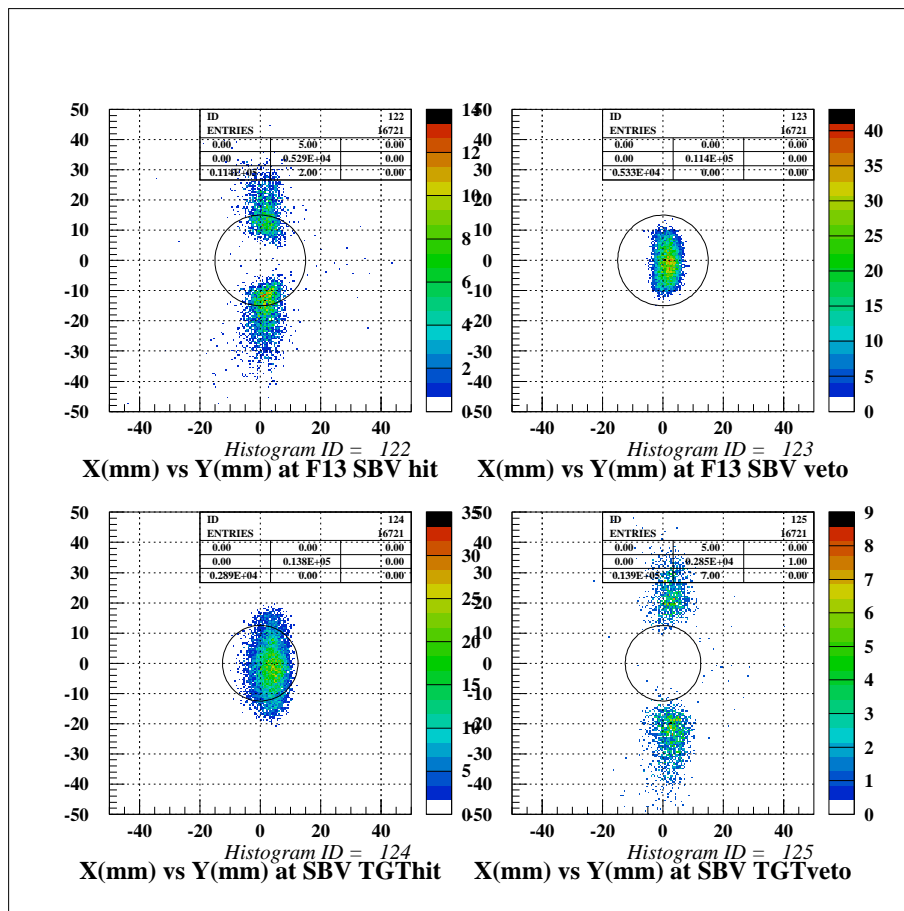


図 5.3 標的、SBV によるゲート：左上図が SBV にヒットしたイベントについての F13 での像、右上図は穴あきシンチレータの穴を通過したイベントの F13 での像、左下図は標的にヒットしたイベントの SBV 位置での像、右下図は標的にヒットしなかったイベントの SBV での像をそれぞれ表す。上の二つの図中にある円は標的の大きさを。下の図中にある円は SBV の穴径を表す。

## 第 6 章

# まとめと今後の展望

本研究では、中性子検出器 NEBULA のキャリブレーションの際に標的に入射する陽子の数を正確に導出するためのビーム除去カウンター (SBV) の開発を行なった。パルスハイトのシンチレータ入射位置依存性とゲインの印加電圧依存性を調べるため、 $\gamma$  線源  $^{137}\text{Cs}$  と鉛コリメータを用いたオフライン実験を行い、実際に使用される際の印加電圧を  $-1900\text{V}$  と推定した。また、2010 年に理化学研究所の RIBF で行われた実験で得られたビームプロファイルの結果とイオン光学計算を用いて、SBV の穴を通過するイベントのうちが 99.7 % が標的に入射するという結果を得た。

今後は、穴あきシンチレータと PMT を真空チェンバーに設置したときの真空・遮光チェックを行う。また、本論文で述べたものと同様な実験を SAMURAI 実験で使用される際のセットアップで行い、オフライン実験の妥当性を確かめる予定である。



# Appendix

## A.1 実験結果の補足

図 A.1 から A.8 までは、各点入射に対するスペクトルとバックグラウンドの比較した図を示し、図 A.9 から A.16 までは相乗平均  $\sqrt{A1 \times A2}$  のコンプトンエッジにゲートをかけたときの A1、A2 それぞれのスペクトルを示す。

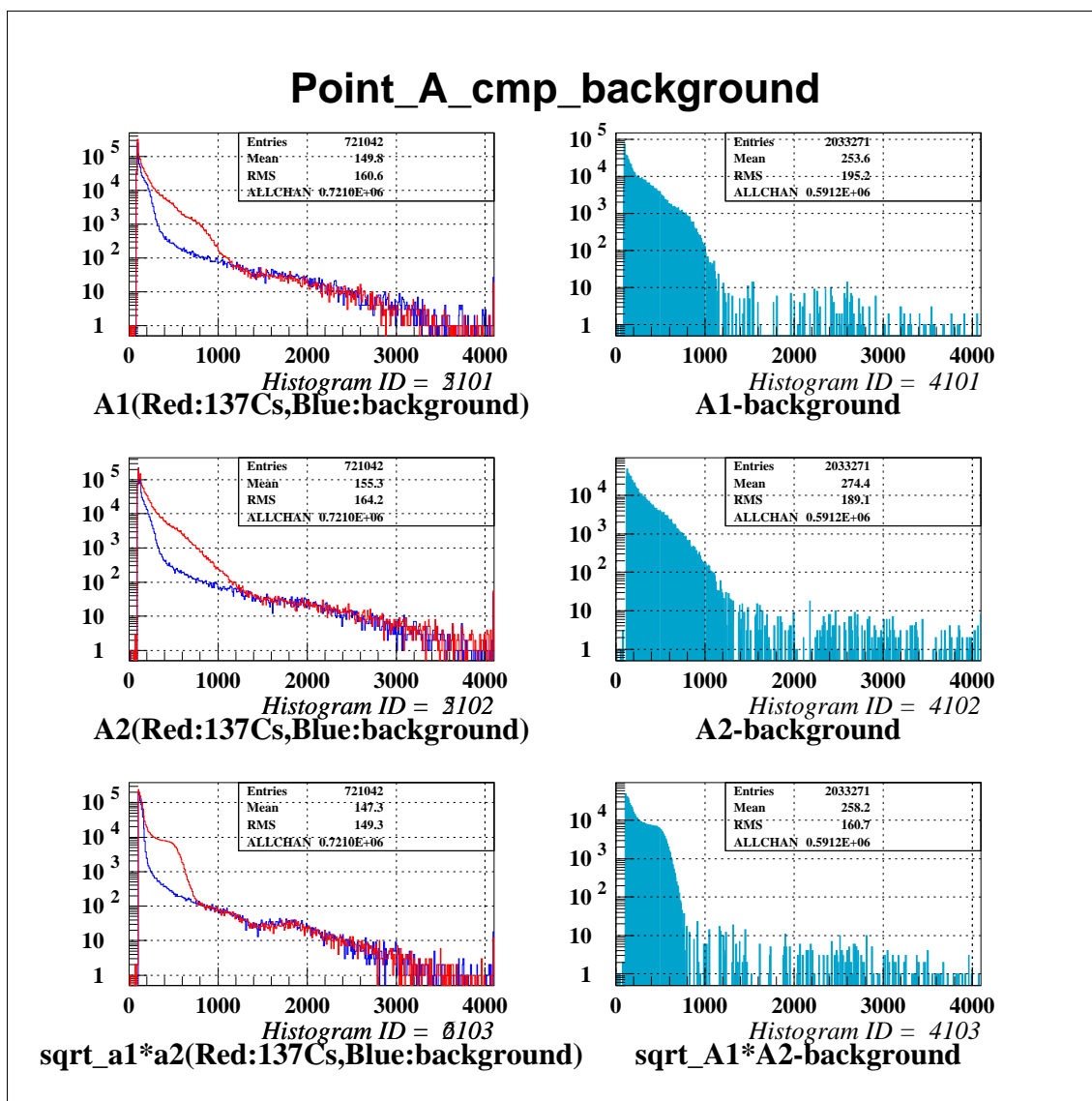


図 A.1  $\gamma$  線入射位置 A に対するスペクトル。左側がバックグラウンド（青）と各点に  $^{137}\text{Cs}$  の  $\gamma$  線を入射させた場合（赤）を重ねて表示したスペクトル。右側は各点入射のスペクトルからバックグラウンドを差し引いたものである。縦に三段に分かれているのは、上から A1、A2、 $\sqrt{A1 \times A2}$  のスペクトルを表している。

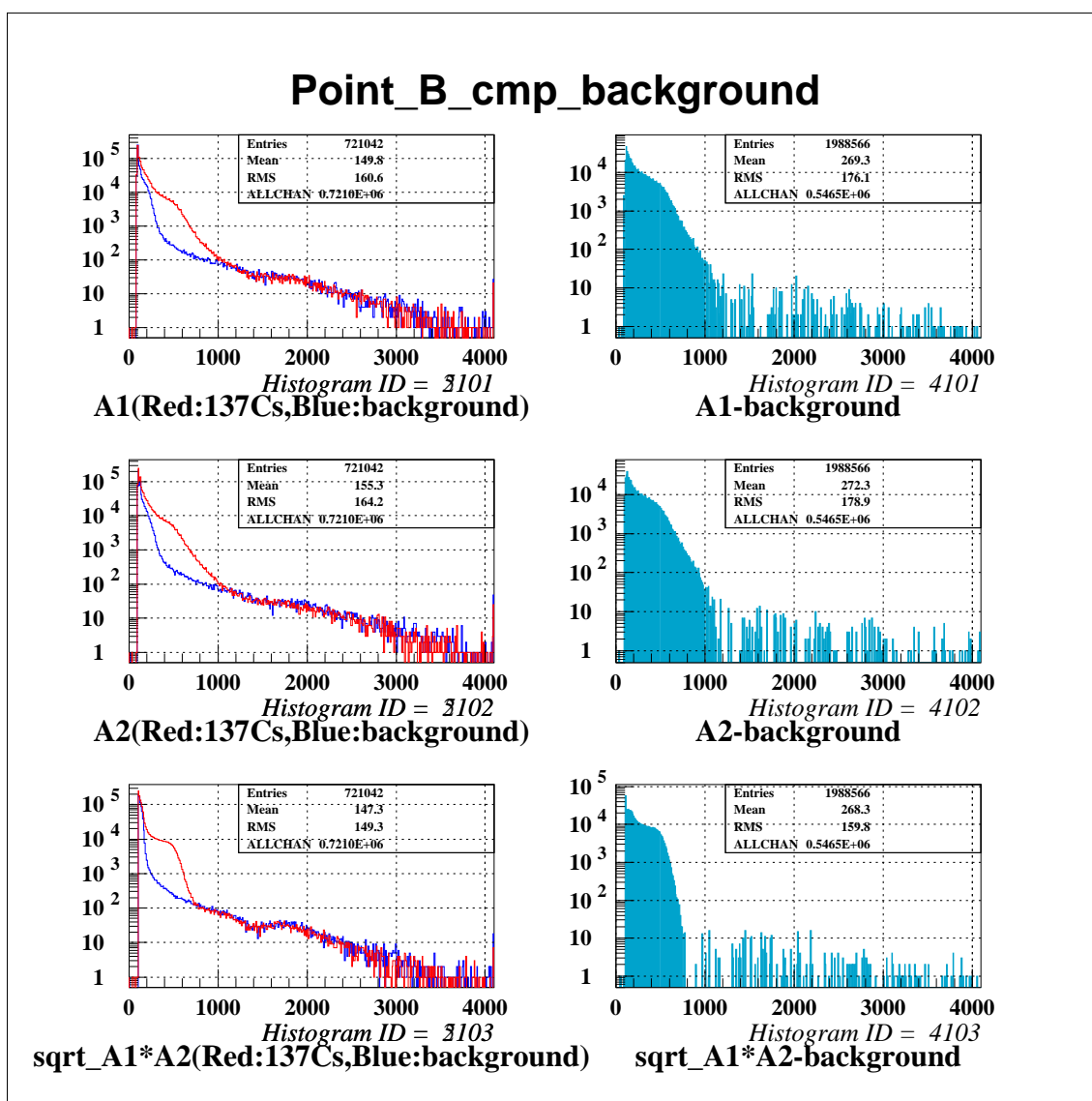


図 A.2  $\gamma$  線入射位置 B に対するスペクトル。左側がバックグラウンド（青）と各点に  $^{137}\text{Cs}$  の  $\gamma$  線を入射させた場合（赤）を重ねて表示したスペクトル。右側は各点入射のスペクトルからバックグラウンドを差し引いたものである。縦に三段に分かれているのは、上から A1、A2、 $\sqrt{A1 \times A2}$  のスペクトルを表している。

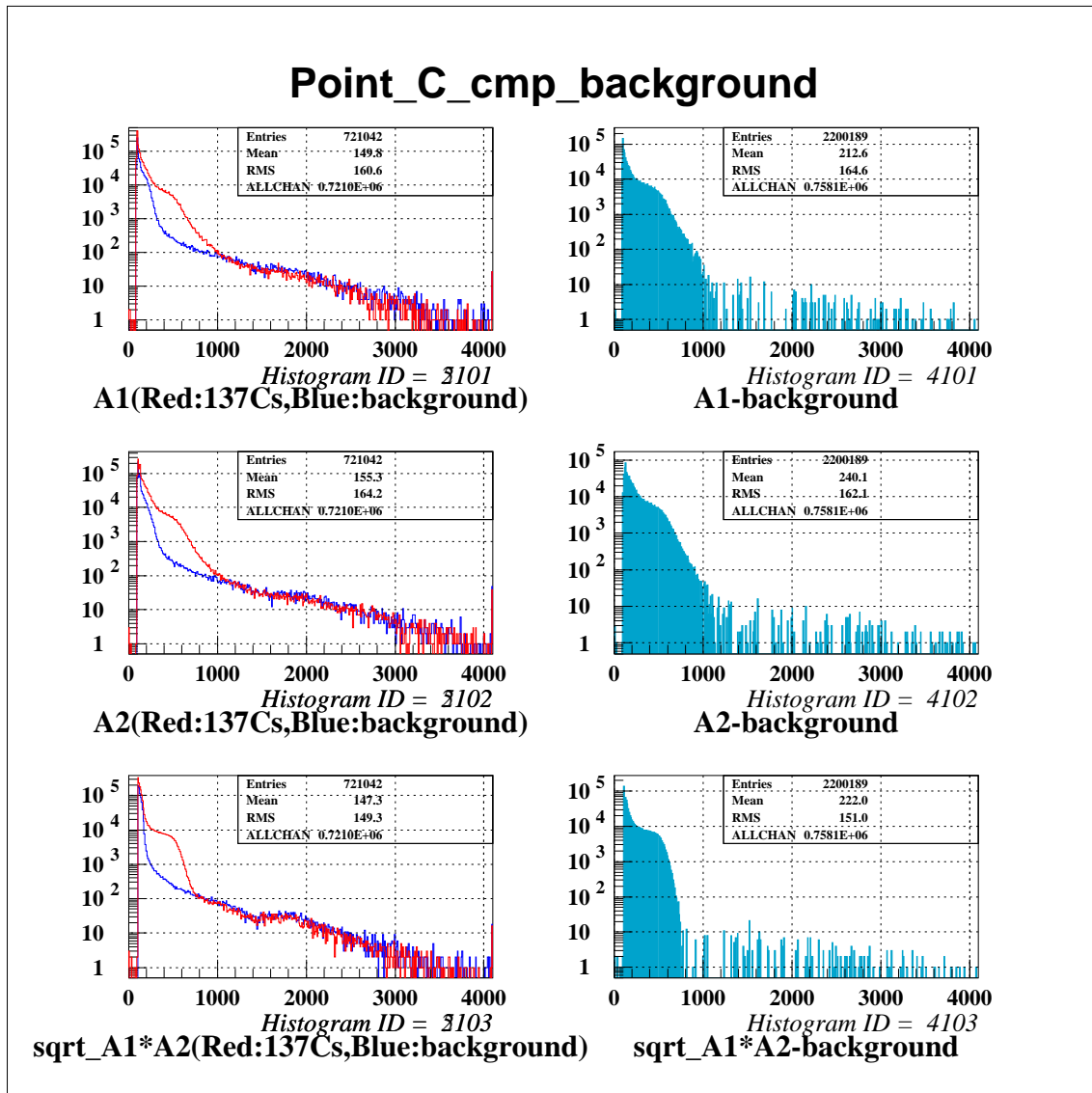


図 A.3  $\gamma$  線入射位置 C に対するスペクトル。左側がバックグラウンド（青）と各点に  $^{137}\text{Cs}$  の  $\gamma$  線を入射させた場合（赤）を重ねて表示したスペクトル。右側は各点入射のスペクトルからバックグラウンドを差し引いたものである。縦に三段に分かれているのは、上から A1、A2、 $\sqrt{A1 \times A2}$  のスペクトルを表している。



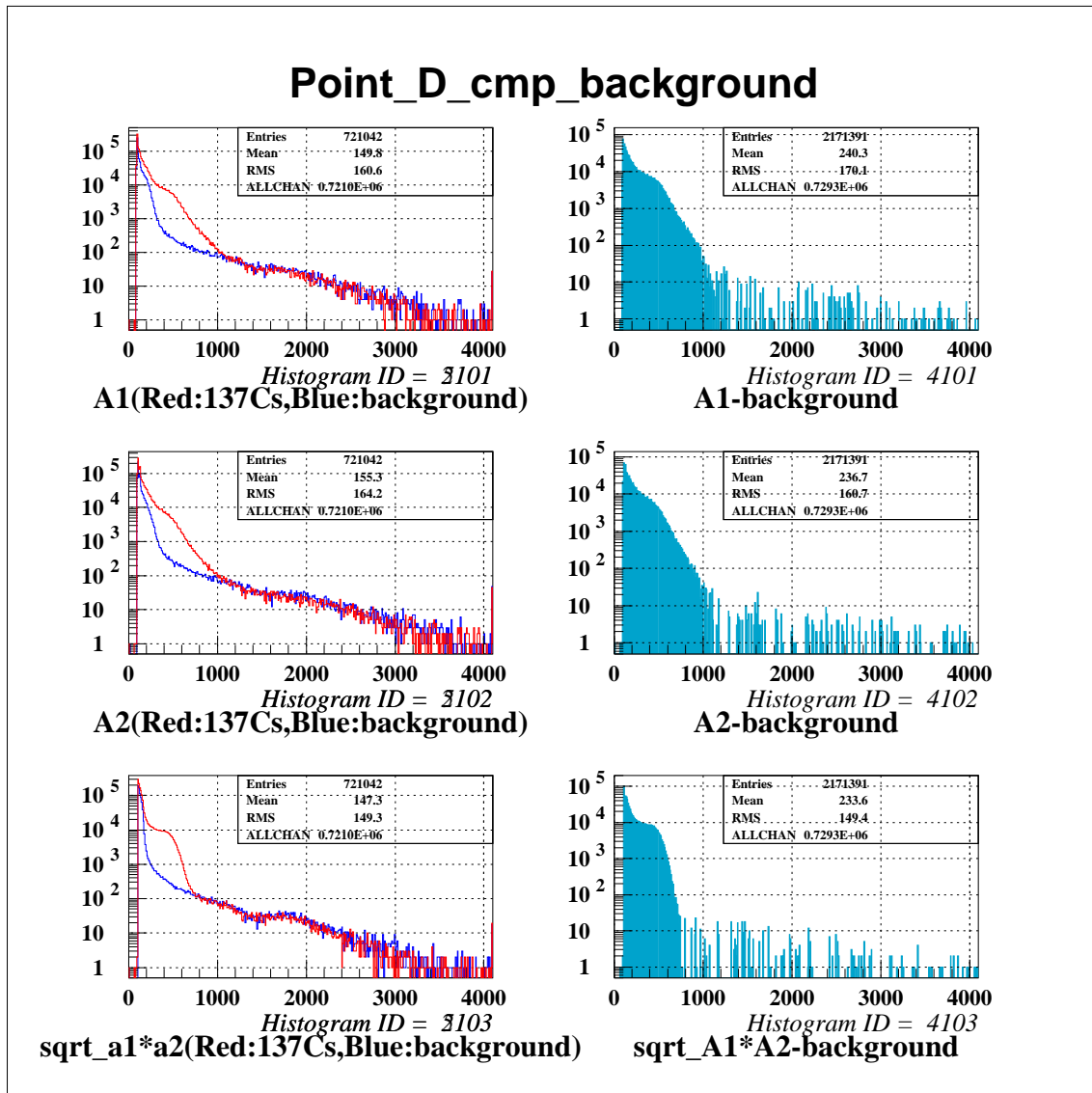


図 A.4  $\gamma$  線入射位置 D に対するスペクトル。左側がバックグラウンド（青）と各点に  $^{137}\text{Cs}$  の  $\gamma$  線を入射させた場合（赤）を重ねて表示したスペクトル。右側は各点入射のスペクトルからバックグラウンドを差し引いたものである。縦に三段に分かれているのは、上から A1、A2、 $\sqrt{A1 \times A2}$  のスペクトルを表している。

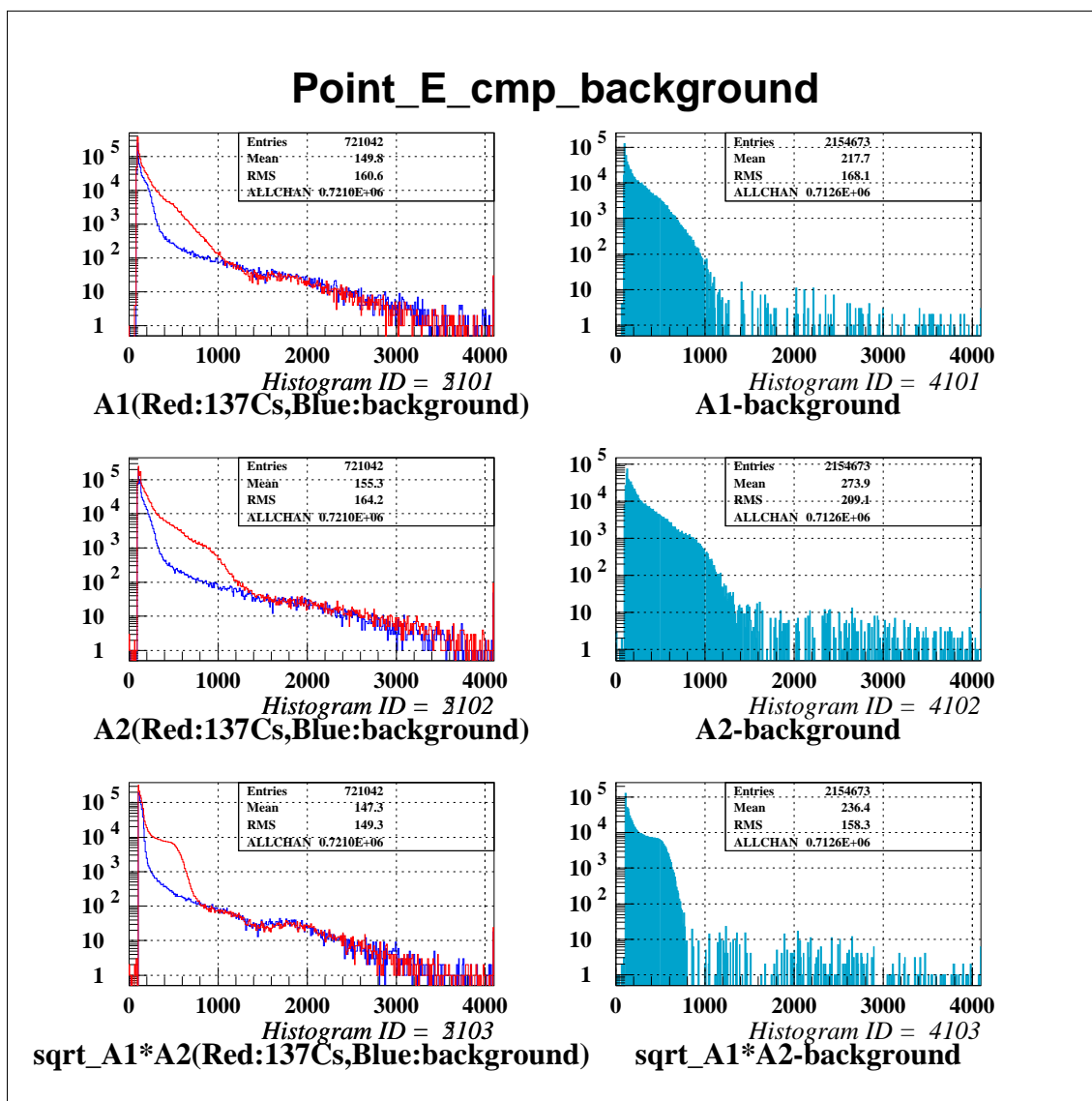


図 A.5  $\gamma$  線入射位置 E に対するスペクトル。左側がバックグラウンド（青）と各点に  $^{137}\text{Cs}$  の  $\gamma$  線を入射させた場合（赤）を重ねて表示したスペクトル。右側は各点入射のスペクトルからバックグラウンドを差し引いたものである。縦に三段に分かれているのは、上から A1、A2、 $\sqrt{A1 \times A2}$  のスペクトルを表している。

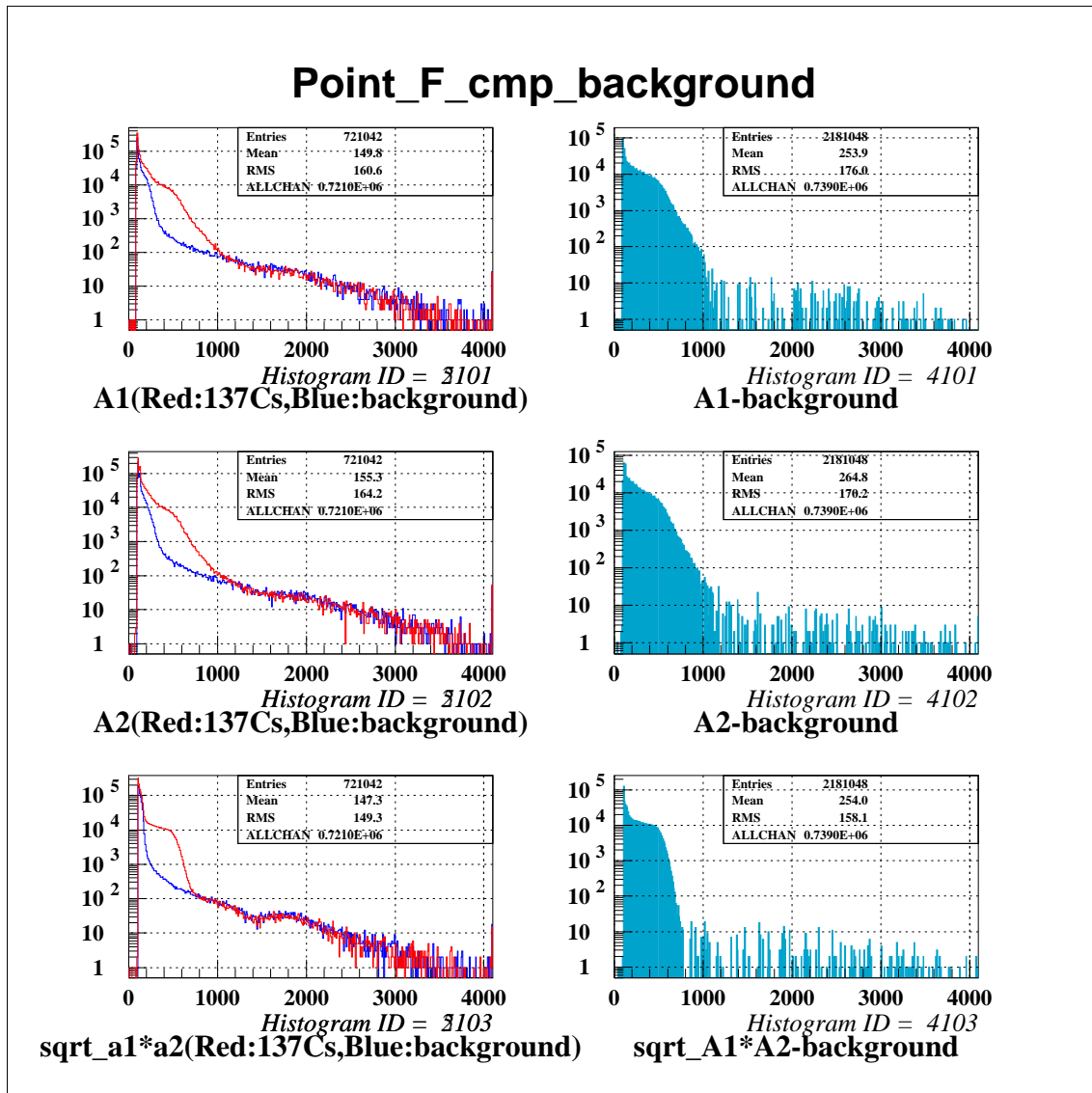


図 A.6  $\gamma$  線入射位置 F に対するスペクトル。左側がバックグラウンド（青）と各点に  $^{137}\text{Cs}$  の  $\gamma$  線を入射させた場合（赤）を重ねて表示したスペクトル。右側は各点入射のスペクトルからバックグラウンドを差し引いたものである。縦に三段に分かれているのは、上から A1、A2、 $\sqrt{A1 \times A2}$  のスペクトルを表している。

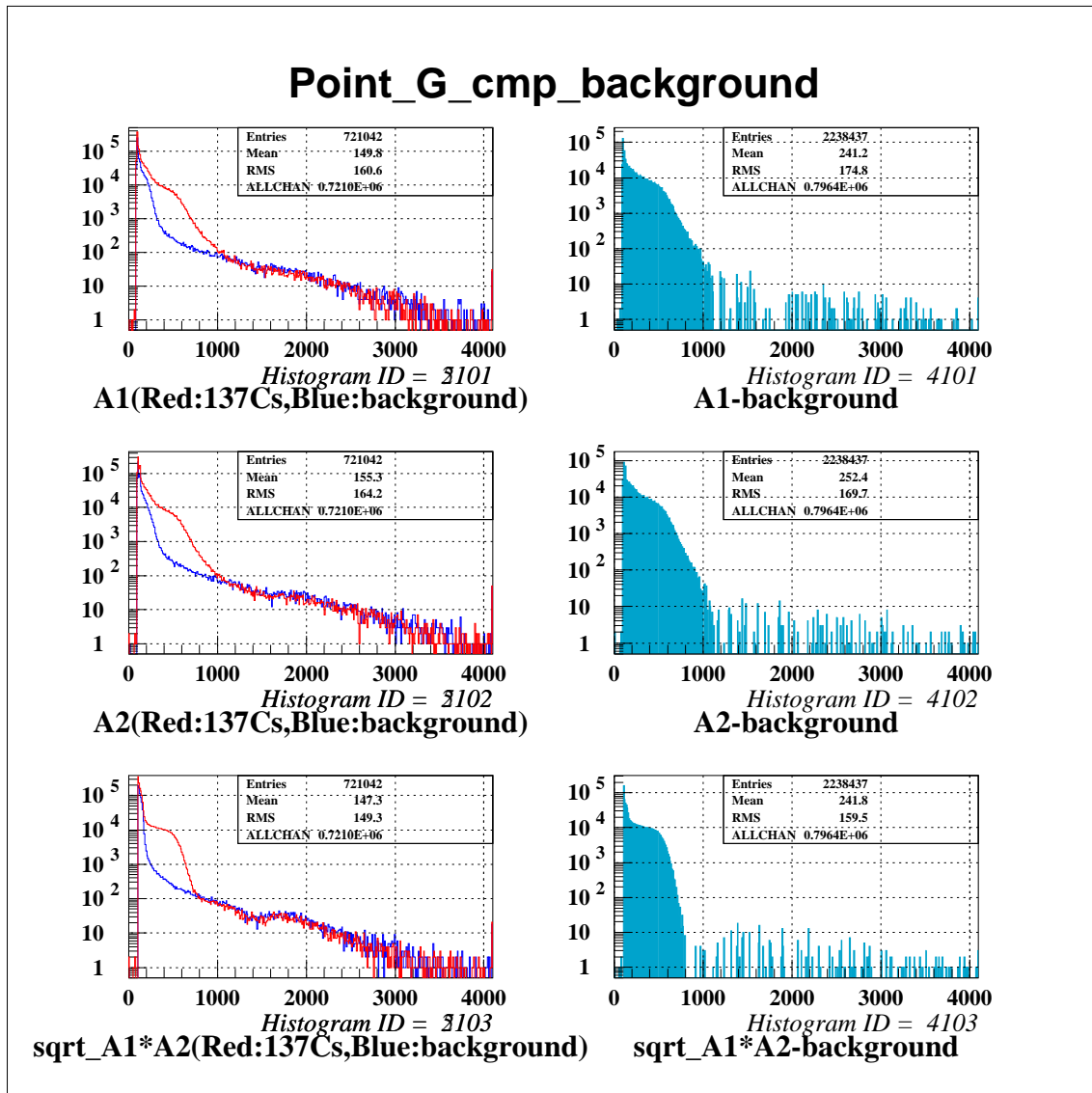


図 A.7  $\gamma$  線入射位置 G に対するスペクトル。左側がバックグラウンド（青）と各点に  $^{137}\text{Cs}$  の  $\gamma$  線を入射させた場合（赤）を重ねて表示したスペクトル。右側は各点入射のスペクトルからバックグラウンドを差し引いたものである。縦に三段に分かれているのは、上から A1、A2、 $\sqrt{A1 \times A2}$  のスペクトルを表している。

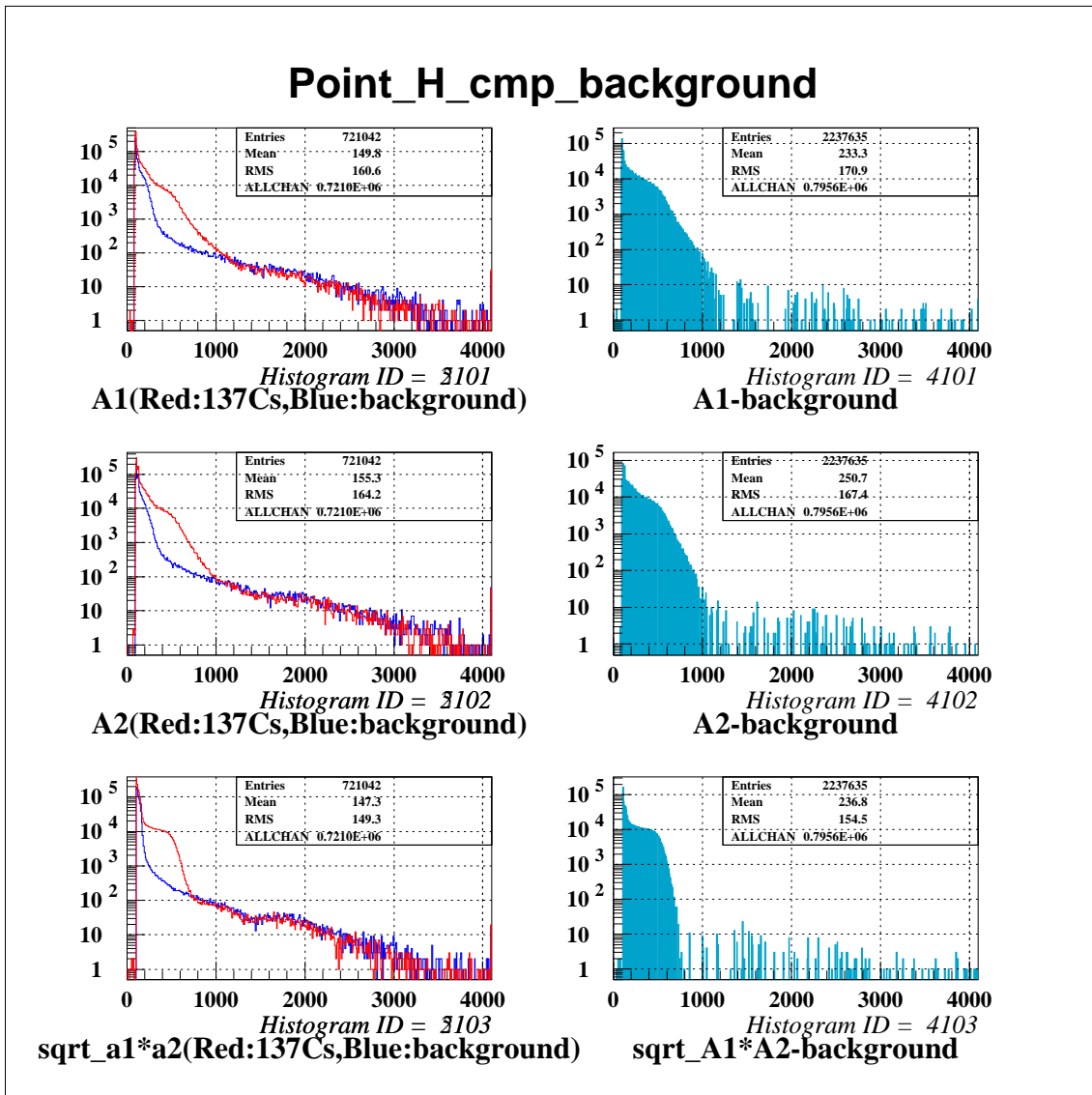


図 A.8  $\gamma$  線入射位置 H に対するスペクトル。左側がバックグラウンド（青）と各点に  $^{137}\text{Cs}$  の  $\gamma$  線を入射させた場合（赤）を重ねて表示したスペクトル。右側は各点入射のスペクトルからバックグラウンドを差し引いたものである。縦に三段に分かれているのは、上から A1、A2、 $\sqrt{A1 \times A2}$  のスペクトルを表している。

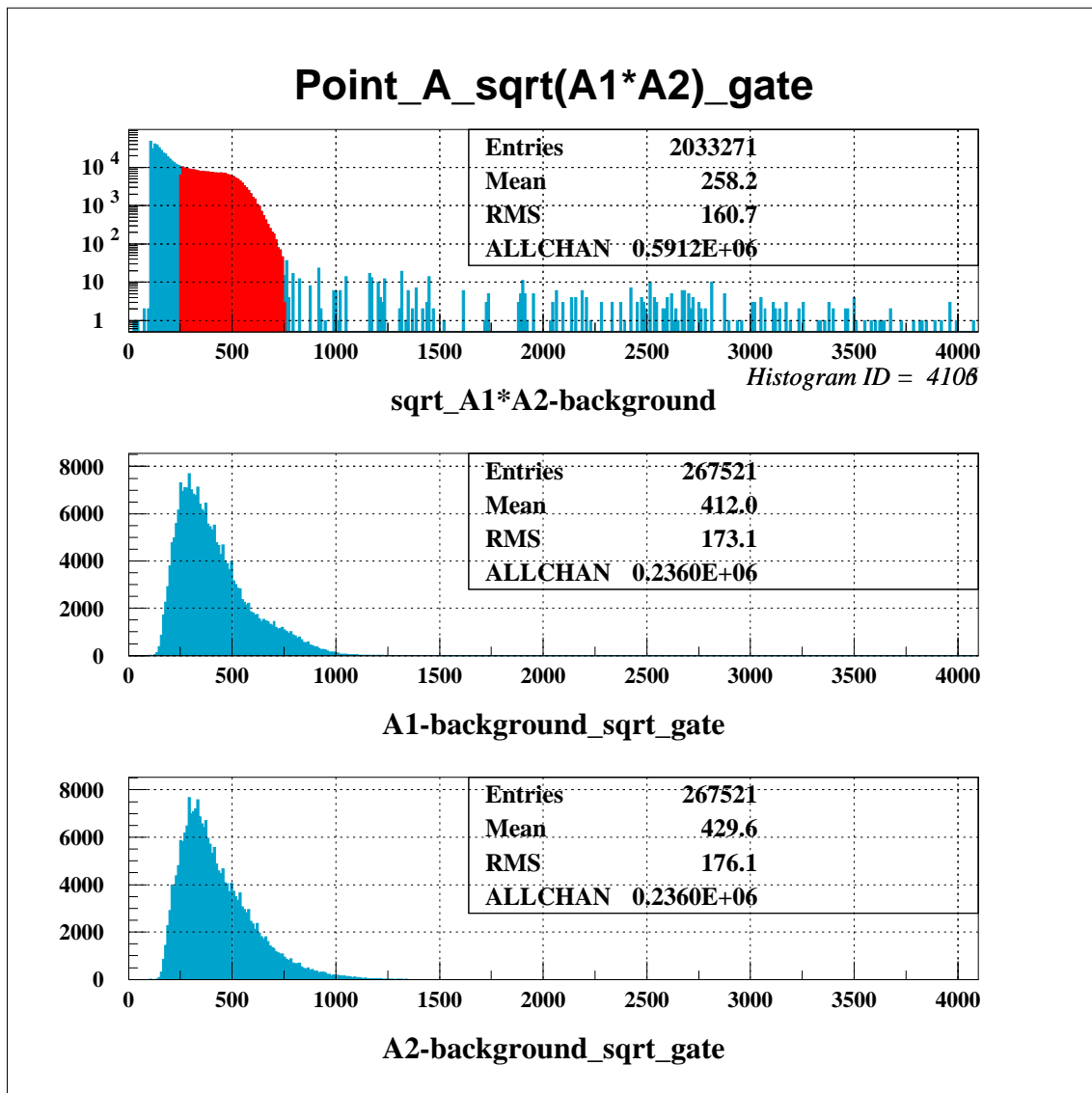


図 A.9 入射位置 A について相乗平均のコンプトンエッジ付近にゲートをかけたときの A1 と A2

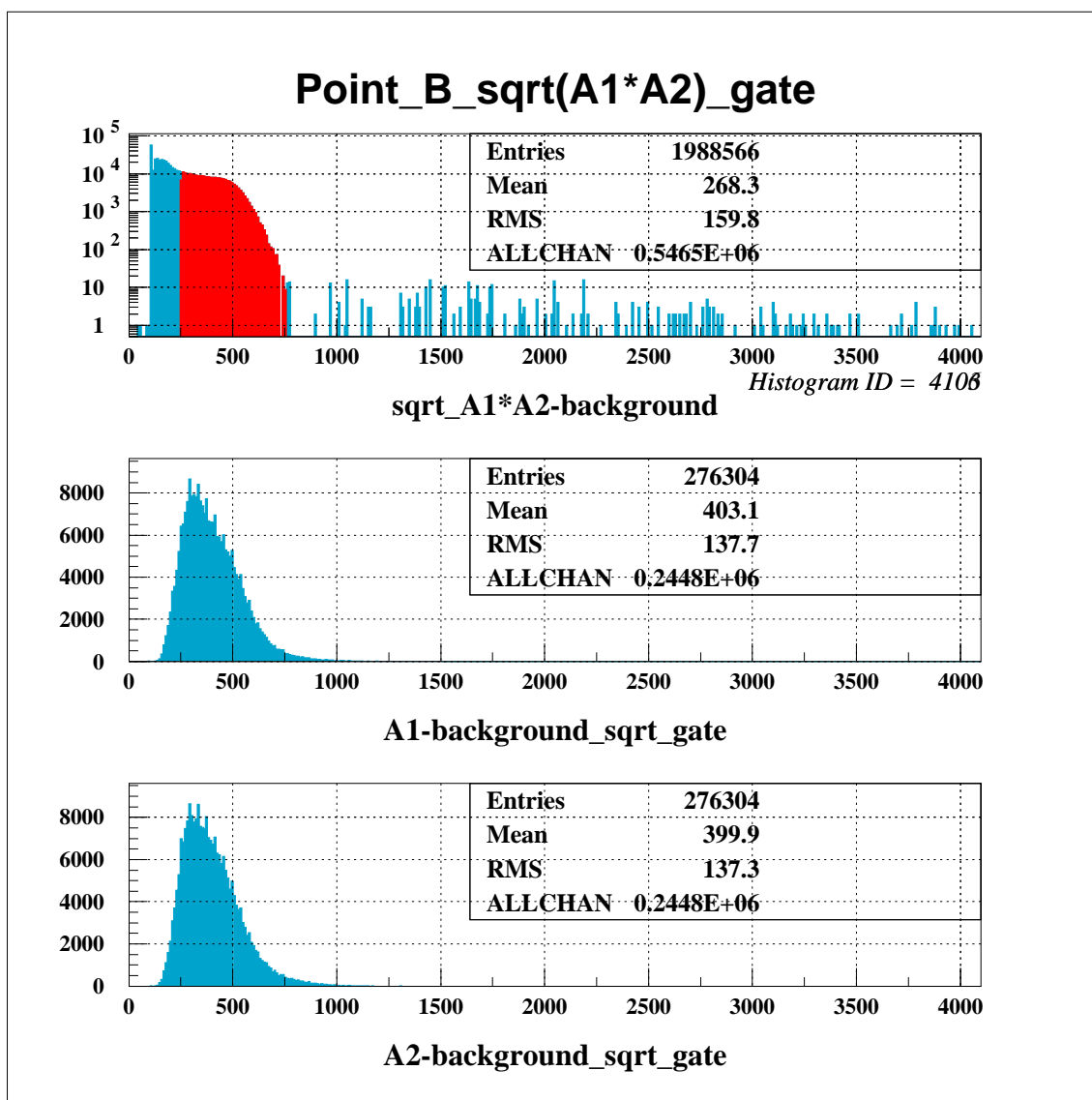


図 A.10 入射位置 B について相乗平均のコムptonエッジ付近にゲートをかいたときの A1 と A2

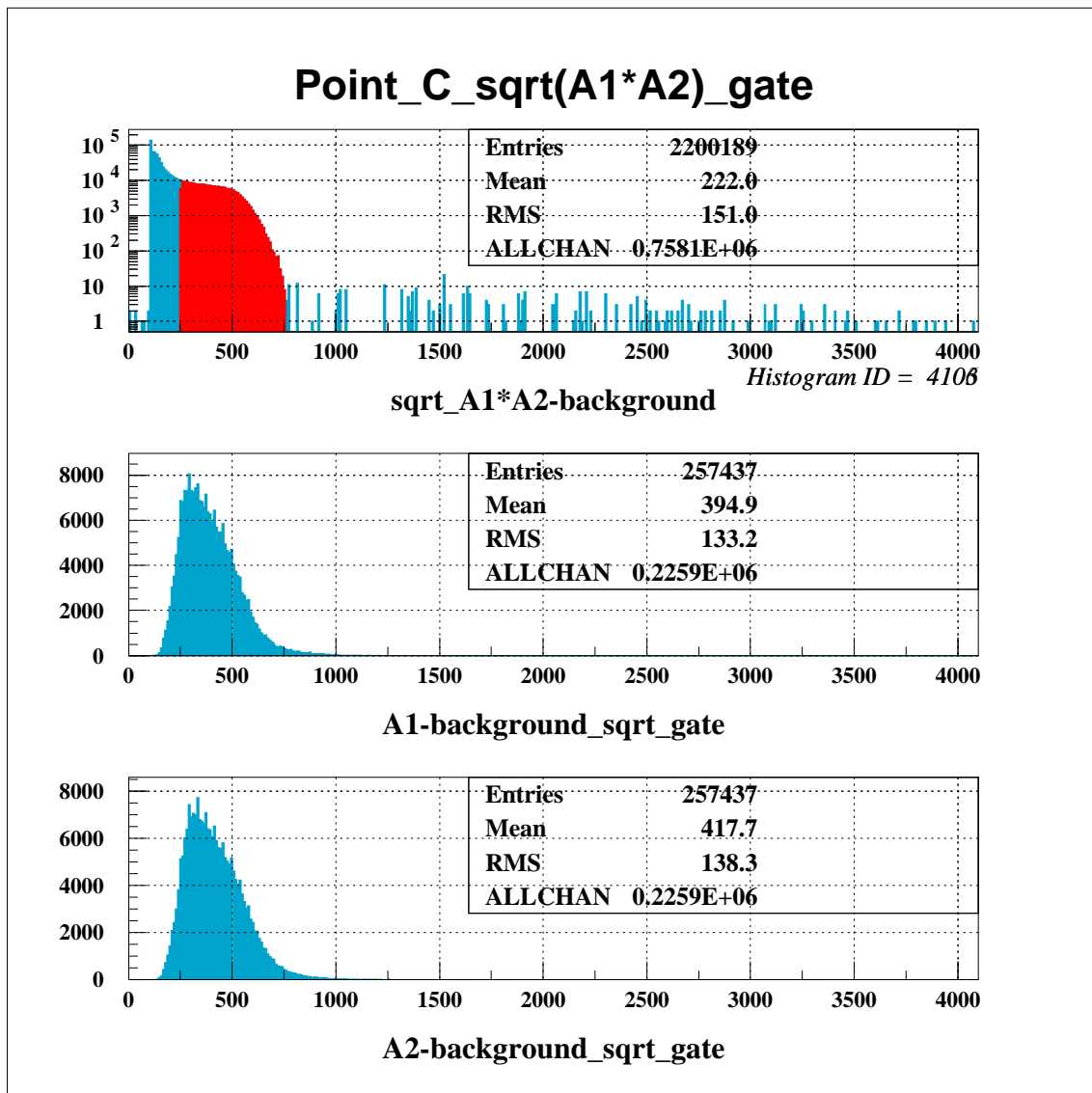


図 A.11 入射位置 C について相乗平均のコプトンエッジ付近にゲートをかいたときの A1 と A2



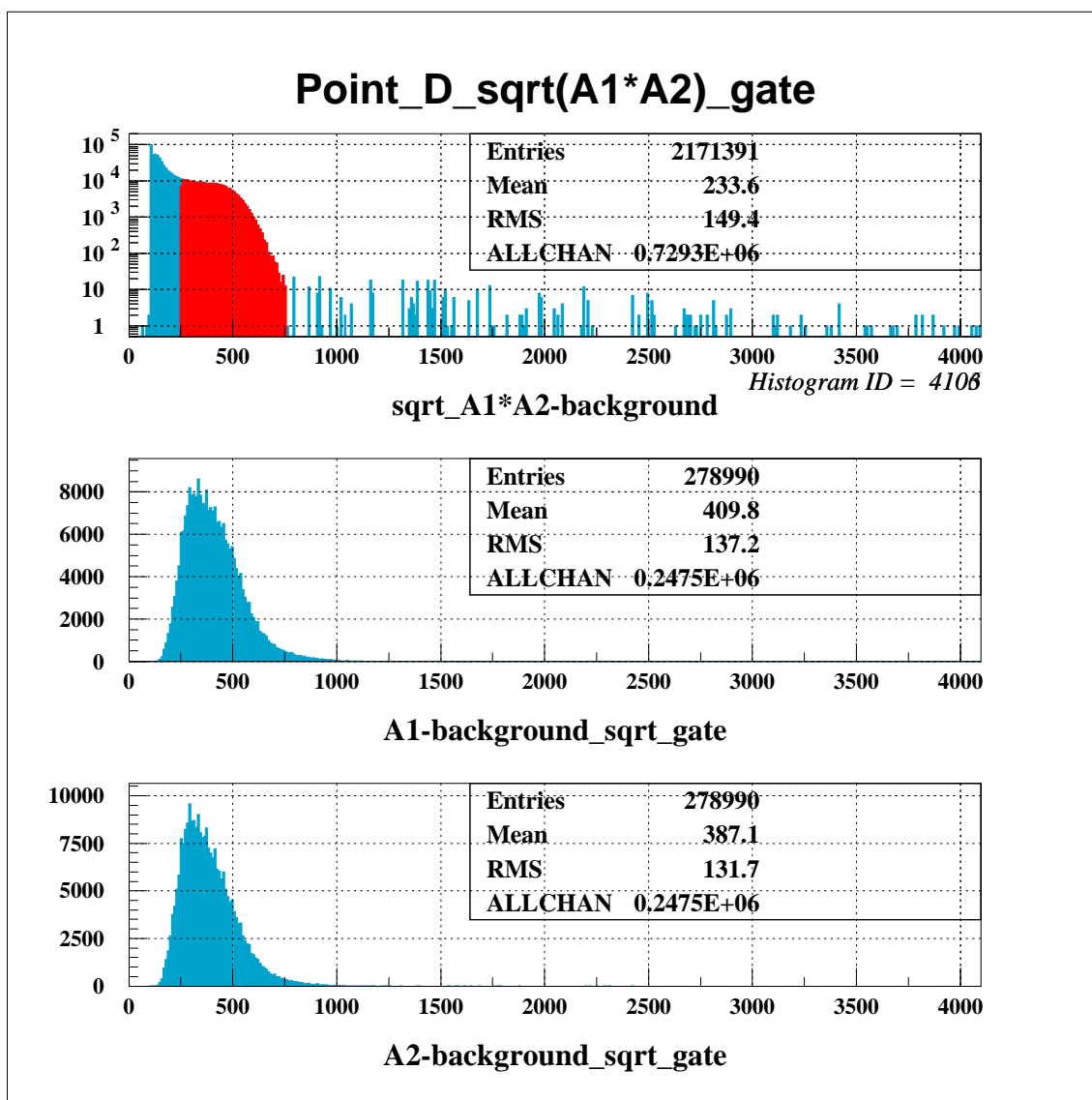


図 A.12 入射位置 D について相乗平均のコムプトンエッジ付近にゲートをかいたときの A1 と A2

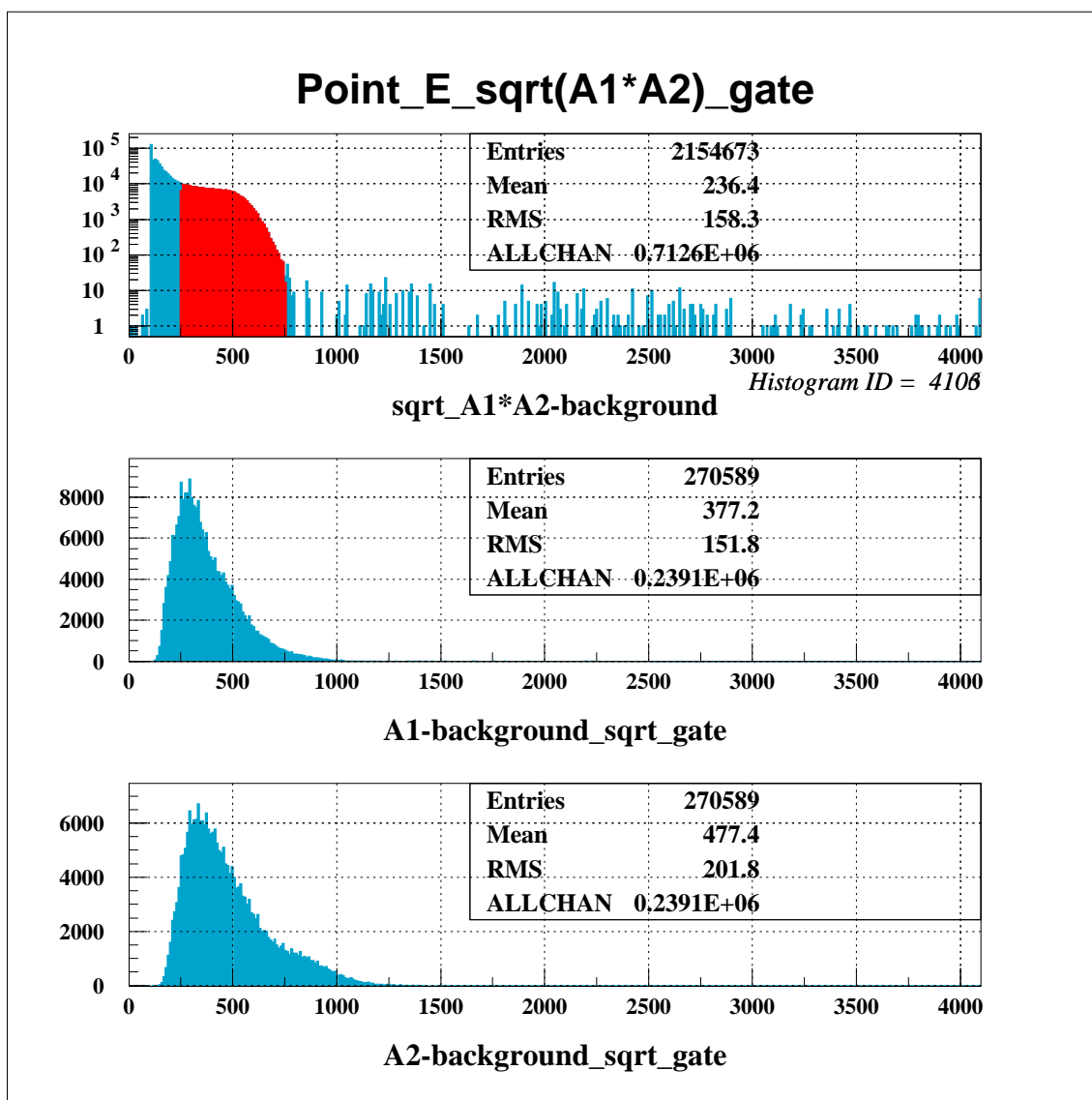


図 A.13 入射位置 E について相乗平均のコンプトンエッジ付近にゲートをかいたときの A1 と A2

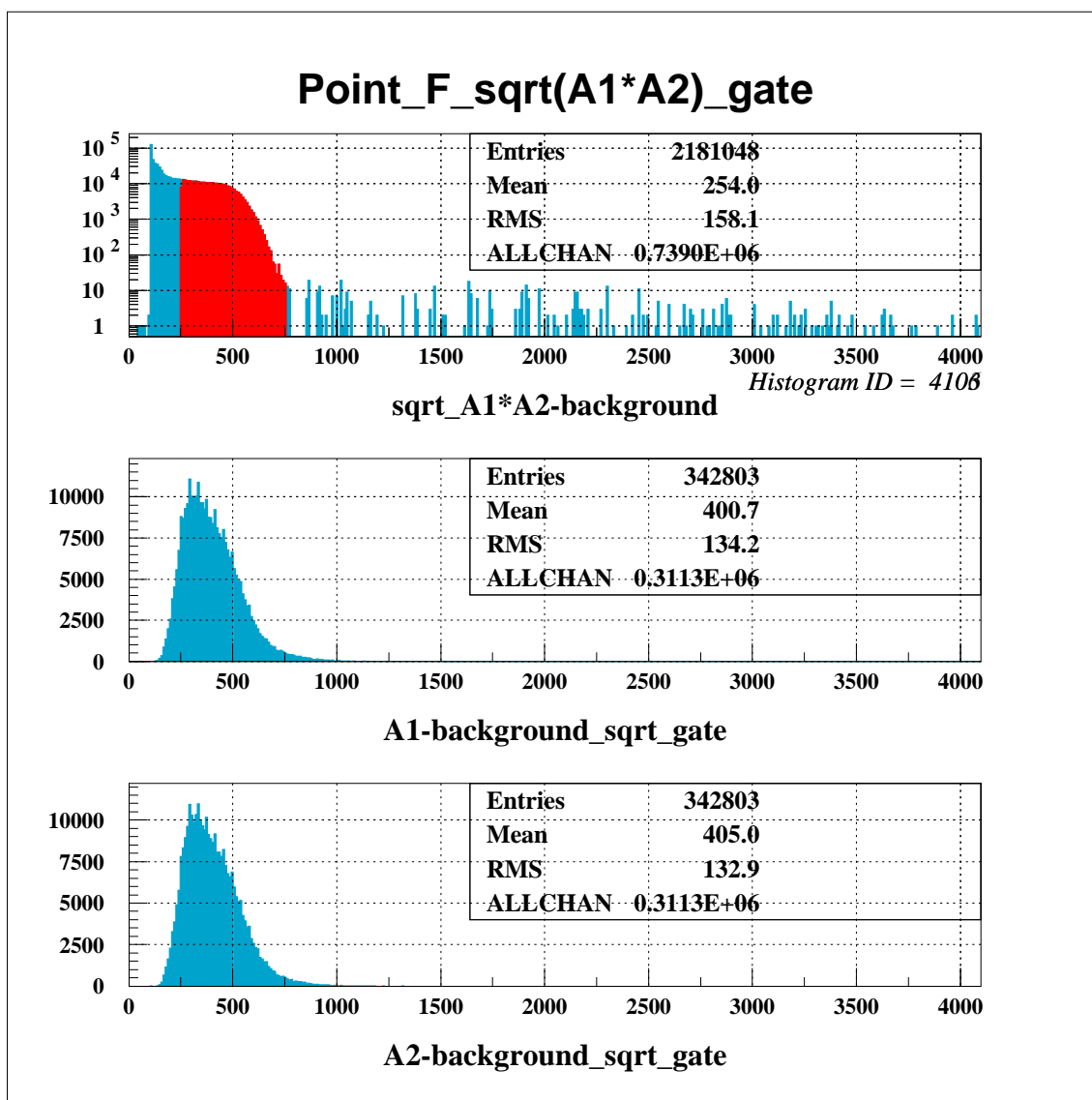


図 A.14 入射位置 F について相乗平均のコンプトンエッジ付近にゲートをかいたときの A1 と A2

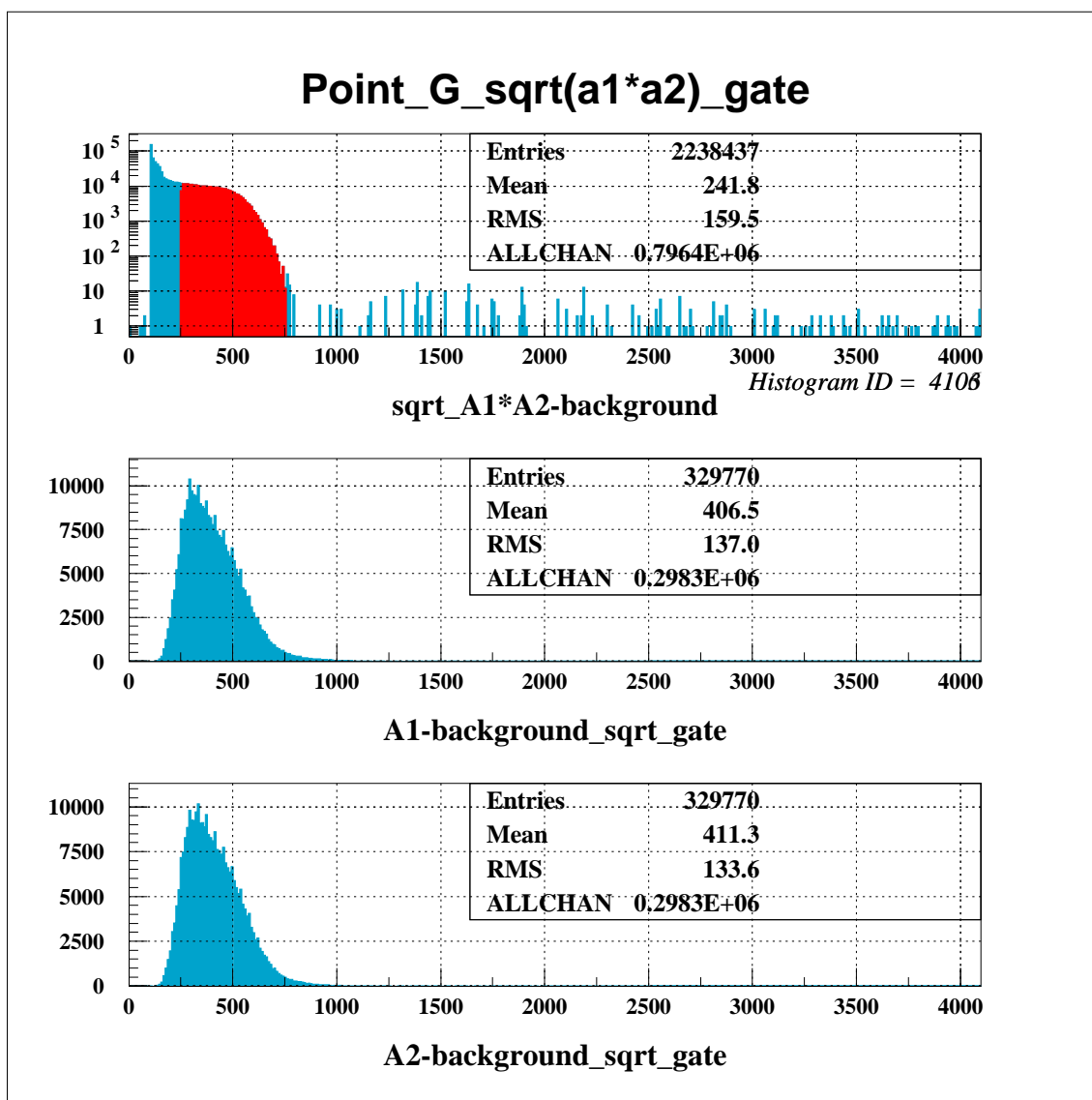


図 A.15 入射位置 G について相乗平均のコムptonエッジ付近にゲートをかいたときの A1 と A2

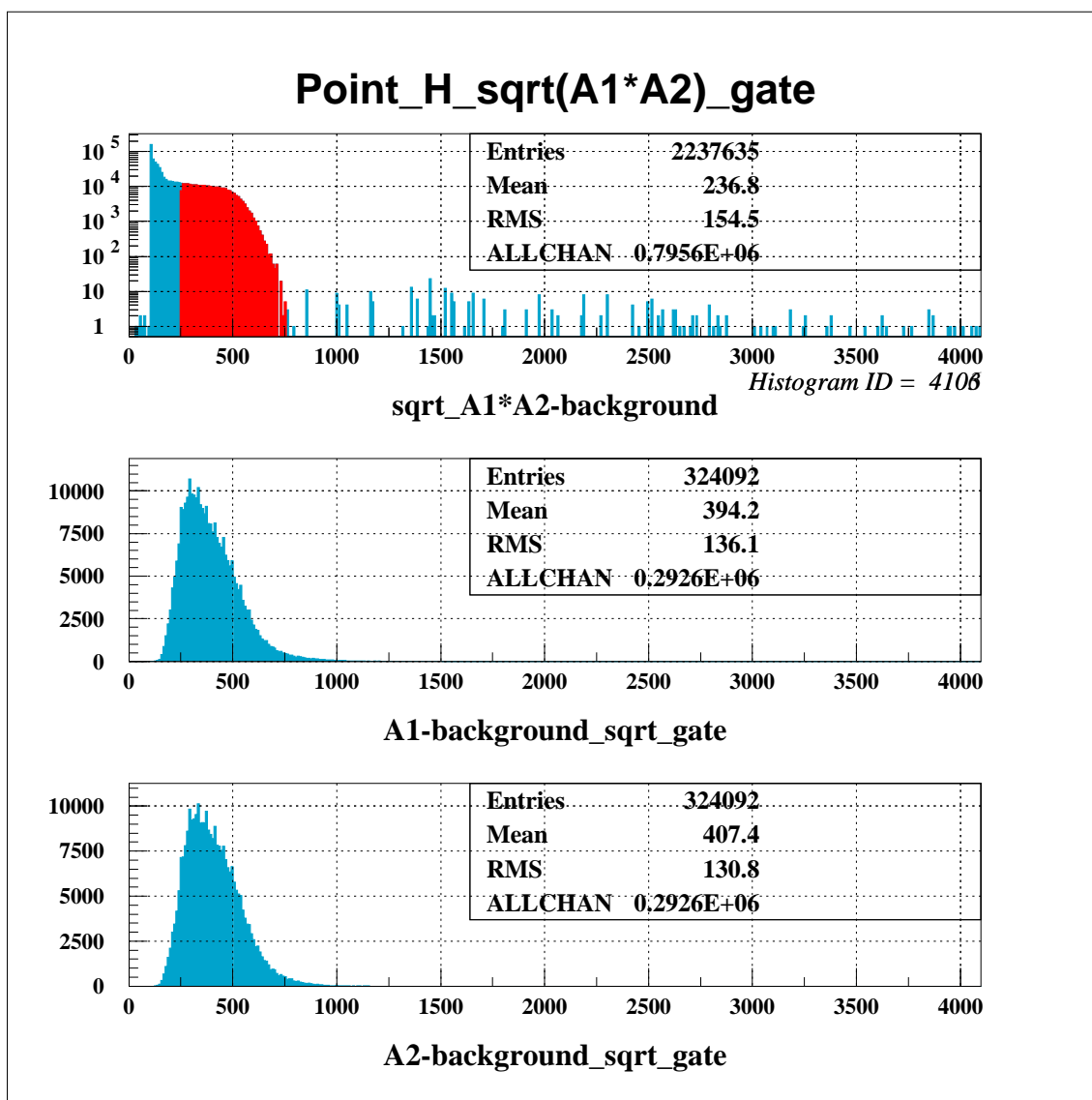


図 A.16 入射位置 H について相乗平均のコンプトンエッジ付近にゲートをかいたときの A1 と A2



## 参考文献

- [1] I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. 55, 2676 (1985)
- [2] K. Tanaka et al., Phys. Rev. Lett. 104, 062701 (2010)
- [3] T. Nakamura et al., Phys. Rev. Lett. 103, 262501 (2009)
- [4] T. Ohnishi et al., J. Phys. Soc. Jpn 79, 073201 (2010)
- [5] ELJEN Technology, EJ-200 の諸元表  
<http://www.ggg-tech.co.jp/maker/eljen/ej-200.html>
- [6] 浜松ホトニクス、H7195 の諸元表  
<http://sales.hamamatsu.com/en/products/electron-tube-division/detectors/photomultiplier-modules/part-h7195.php>
- [7] ELJEN Technology, EJ-200 の  $\gamma$  線吸収定数表  
[http://www.eljentechnology.com/images/stories/Data\\_Sheets/Response\\_Curves/EJ200GamCoef.pdf](http://www.eljentechnology.com/images/stories/Data_Sheets/Response_Curves/EJ200GamCoef.pdf)
- [8] R.A.Cecil et al., Nucl. Instr. and Meth. 161, 439 (1978)
- [9] 河田鷹介, 卒業論文, 東京工業大学 (2008)





## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご指導と助言を頂きました。指導教官である中村隆司教授には実例を交えながらの問題提起により私の理解が乏しい点を明確にさせていただくとともに、物理・実験に対する意識の持ち方をご教授いただきました。助教の近藤洋介氏には真空チェンバーの設計の際に多くのアドバイスを頂いたのみならず、実験解析の基礎を教えていただきました。小林信之氏、佐古貴行氏、田中隆己氏の先輩方にはコンピュータに関することや測定装置の使用方法など、何度も助けていただきました。本研究にご協力いただいた方々に深く感謝いたします。