

2012 年度

学士論文

# 重イオンビームを用いた大立体角中性子検出器 NEBULA のテスト実験

東京工業大学 理学部 物理学科

学籍番号 07B19926

西 征爾郎

指導教官 中村 隆司

2012/6/29

## 概要

NEBULA("NEutron-detection system for Brakeup of Unstable nuclei with Large Acceptance") は、埼玉県和光市に所在する独立行政法人理化学研究所の不安定核ビーム施設 RIBF("Radio Isotope Beam Factory") で開発された大立体角大型中性子検出器である。

NEBULA は RIBF の基幹施設である SAMURAI("Superconducting Analyzer for Multi-particle from Radio Isotope Beams") 構成要素の一つであり、2012 年 3 月に SAMURAI は完成し、既に稼動を始めている。SAMURAI は RIBF で供給される不安定原子核ビームを用いた原子核反応で放出される様々な粒子を同時に測定できるように設計されており、今まで探索が困難であった中性子ハロー核や鉄より重い元素の合成過程である r-process などの解明が期待されている。

NEBULA の有感体積は、3600mm(幅) × 1800mm(高さ) × 480mm(厚さ) であり、中性子検出器用と荷電粒子排除用のプラスチックシンチレータから成り、核反応後に放出高速中性子の飛行時間と位置を検出する事により、中性子の運動量ベクトルを得ることが可能である。中性子の飛行距離 10m に対し、水平方向に  $\pm 10^\circ$ 、鉛直方向に  $\pm 5^\circ$  の大きな角度アクセプタンスを持つ。

本論文では、今年 3 月の SAMURAI 完成とともに行われた SAMURAI を構成する検出器群のテスト実験 (SAMURAI Commissioning) における  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  反応での NEBULA の中性子時間分解能およびその検出効率について評価する。また、実験に先駆けて行った宇宙線および  ${}^{241}\text{Am-Be}$  の  $\gamma$  線源を用いたエネルギー較正の手法およびその結果についても論じる。



# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	背景・目的	1
1.2	RIBF	3
1.3	SAMURAI	3
1.4	SAMURAI における NEBULA	4
1.5	本論文の構成	4
第 2 章	不安定核の準位測定	7
2.1	インビーム $\gamma$ 線分光法 (in-beam $\gamma$ ray spectrometry)	7
2.2	欠損質量法 (missing mass method)	8
2.3	不変質量法 (invariant mass method)	9
第 3 章	中性子検出器 NEBULA	11
3.1	中性子検出の原理	11
3.2	中性子検出器部	12
3.3	VETO 検出器部	12
3.4	エレクトロニクス部	13
第 4 章	オフライン実験	19
4.1	時間較正	19
4.2	エネルギー較正	20
4.3	エネルギー較正前後のヒストグラムの比較	28
4.4	位置較正	28
第 5 章	オンライン実験	33
5.1	SAMURAI Commissioning	33
5.2	$\gamma$ 線を用いた slew 補正	34
5.3	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$ 反応を用いた中性子の時間分解能	36
5.4	中性子の efficiency	38
第 6 章	まとめと今後の展望	47
Appendix		49
A.1	結果詳細	49
A.2	光電子増倍管	66

---

A.3	Compton 散乱 . . . . .	66
A.4	電子換算発光量 MeVee . . . . .	67
A.5	粒子識別 . . . . .	67
A.6	反応断面積 . . . . .	69
参考文献		73

# 

1.1	殻模型 . . . . .	2
1.2	RIBF 概観図 . . . . .	3
1.3	加速器の実現可能なエネルギー . . . . .	4
1.4	SAMURAI 概観図 . . . . .	5
2.1	インビーム $\gamma$ 線分光法 . . . . .	7
2.2	欠損質量法 . . . . .	8
2.3	不変質量法 . . . . .	9
2.4	$^{22}\text{C}$ のエネルギー準位図 . . . . .	10
3.1	NEBULA . . . . .	12
3.2	NEBULA の概観図 . . . . .	13
3.3	中性子検出器、VETO 検出器 . . . . .	14
3.4	NEUT, VETO の配置図 . . . . .	14
3.5	NEUT の座標 . . . . .	15
3.6	NEBULA の回路図 . . . . .	16
4.1	時間較正、pedestal 補正時の回路図 . . . . .	20
4.2	TDC Calibrator の出力 . . . . .	21
4.3	時間較正の様子 . . . . .	21
4.4	残差 $t_{\text{residual}}$ . . . . .	22
4.5	pedestal フィット . . . . .	23
4.6	宇宙線のフィット . . . . .	23
4.7	$^{241}\text{Am-Be}$ 線源 . . . . .	24
4.8	Compton edge . . . . .	25
4.9	検出器の分解能による Compton edge の鈍り . . . . .	25
4.10	$^{241}\text{Am-Be}$ 線源由来の $\gamma$ 線の Compton edge のフィット . . . . .	26
4.11	NEUT のエネルギー較正の様子 . . . . .	26
4.12	VETO のエネルギー較正の様子 . . . . .	26
4.13	較正前の NEUT102U 宇宙線 . . . . .	28
4.14	較正後の NEUT102U 宇宙線 . . . . .	28
4.15	較正前の NEUT102D の $^{241}\text{Am-Be}$ 由来の $\gamma$ 線 . . . . .	28
4.16	較正後の NEUT102D の $^{241}\text{Am-Be}$ 由来の $\gamma$ 線 . . . . .	28
4.17	HPC の ID . . . . .	29

4.18	HPC をマウントした NEBULA . . . . .	30
4.19	宇宙線による NEUT216 の dt(ゲートなし) . . . . .	31
4.20	宇宙線による NEUT216 の dt(3 × 8 ゲート) . . . . .	31
4.21	NEUT111 の位置較正の様子 . . . . .	31
4.22	位置較正前の NEUT111 の dt 分布 . . . . .	32
4.23	位置較正後の NEUT111 の y 分布 . . . . .	32
5.1	RIBF のビームライン . . . . .	33
5.2	本実験での SAMURAI のセットアップ . . . . .	34
5.3	Li 標的 . . . . .	34
5.4	波高の違いにより slew が生じる様子 . . . . .	35
5.5	slew 補正前の $\gamma$ 線の TOF vs アナログ . . . . .	35
5.6	slew 補正前のヒストグラムのプロファイル . . . . .	35
5.7	slew 補正前の $\gamma$ 線の TOF vs アナログ . . . . .	36
5.8	slew 補正後の $\gamma$ 線の TOF vs アナログ . . . . .	36
5.9	slew 補正前の $\gamma$ 線の TOF vs アナログ . . . . .	37
5.10	slew 補正後の $\gamma$ 線の TOF vs アナログ . . . . .	37
5.11	陽子ビーム生成の過程 . . . . .	37
5.12	ビーム軸 ( $0^\circ$ ) 付近の NEUT の中性子の Counts vs TOF . . . . .	39
5.13	ビーム軸 ( $0^\circ$ ) から離れた NEUT の中性子の Counts vs TOF . . . . .	39
5.14	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ の反応微分断面積 $(d\sigma(q^{CM})/d\Omega)_{CM}$ (重心系) . . . . .	41
5.15	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ の反応微分断面積 $(d\sigma(\theta^{Lab})/d\Omega)_{Lab}$ (実験室系) . . . . .	41
5.16	中性子 TOF(ns) ns ID . . . . .	43
5.17	1 層目の中性子の Counts vs TOF . . . . .	43
5.18	2 層目の中性子の Counts vs TOF . . . . .	43
5.19	3 層目の中性子の Counts vs TOF . . . . .	44
5.20	4 層目の中性子の Counts vs TOF . . . . .	44
A.1	PMT の光電子増倍の過程 . . . . .	66
A.2	Compton 散乱 . . . . .	66

# 

4.1	エネルギー較正点 . . . . .	22
4.2	位置較正時に選んだ HPC ゲート . . . . .	31
5.1	199MeV 入射陽子の ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ で発生する中性子時間分解能 . . . . .	40
5.2	$0^\circ$ 方向の NEUT . . . . .	41
5.3	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ run の詳細 . . . . .	42
5.4	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ Background run の詳細 . . . . .	42
5.5	$0^\circ$ 方向の中性子イベント数 . . . . .	44
A.1	NEUT UP TDC ch $\rightarrow$ ns 変換係数 . . . . .	50
A.2	NEUT DOWN TDC ch $\rightarrow$ ns 変換係数 . . . . .	51
A.3	VETO UP & DOWN TDC ch $\rightarrow$ ns 変換係数 . . . . .	52
A.4	QDC pedestal NEUT UP . . . . .	53
A.5	QDC pedestal NEUT DOWN . . . . .	54
A.6	QDC pedestal VETO UP & DOWN . . . . .	55
A.7	宇宙線フィット結果 NEUT UP . . . . .	56
A.8	宇宙線フィット結果 NEUT DOWN . . . . .	57
A.9	宇宙線フィット結果 VETO UP & DOWN . . . . .	58
A.10	${}^{241}\text{Am-Be}$ 由来の $\gamma$ 線フィット結果 NEUT UP . . . . .	59
A.11	${}^{241}\text{Am-Be}$ 由来の $\gamma$ 線フィット結果 NEUT DOWN . . . . .	60
A.12	NEUT UP QDC ch $\rightarrow$ Energy 変換係数 . . . . .	61
A.13	NEUT DOWN QDC ch $\rightarrow$ Energy 変換係数 . . . . .	62
A.14	VETO UP & DOWN QDC ch $\rightarrow$ Energy 変換係数 . . . . .	63
A.15	NEUT のシンチレータ中の光速度 $v_s$ . . . . .	64
A.16	NEUT の $y$ 方向のオフセット $y_{\text{offset}}$ . . . . .	65
A.17	MeVee への換算係数 . . . . .	67
A.18	Bethe-Bloch の式でのパラメータ . . . . .	68



# 第 1 章

## 序論

### 1.1 背景・目的

原子核は有限個の核子（陽子と中性子）が強い相互作用により結合した量子多体系である。原子核は  $10^{-10}\text{m}$  ほどの半径をもつ原子の中心に  $10^{-15}\text{m}$  という非常に狭い範囲に存在する。この事を最初に確かめたのは、E.Rutherford である。Rutherford は 1911 年に、M.S.Curie が発見した Po が  $\alpha$  崩壊を利用し、崩壊するときに発生する  $\alpha$  粒子 ( $^4\text{He}$  の原子核) を金箔に衝突させて反跳する  $\alpha$  粒子の角度分布から、金原子核の存在を証明した。

この出来事を機に、原子核の世界の探求が始まった。当初は原子核の研究には天然に存在する RI ("Radio Isotope") を使用していたため、十分な強度の放射線が得られず、原子核の構造をより詳細に調べるためことができなかった、そのため、人工的に大強度の RI ビームを得るための装置、すなわち加速器の開発が始まった。

1932 年には、J.Cockcroft, E.Walton による Cockcroft-Walton 型の静電加速器が開発され、世界で初めて原子核反応を実現した。



この他にも 1930 年代初頭には、サイクロトロン、リニアックなどの様々な加速器が開発された。中でもサイクロトロンの発明により、大強度の陽子、重イオンビームを発生できるようになり、人類の原子核に対する知見はますます高まっていった。

加速器実験で得られたデータを基に、1949 年には M.Mayer や Jensen による原子核の核模型が確立した。核模型では Fermion である原子中の電子が Pauli の排他原理により殻構造をとるという独立粒子モデルと同様に、核子も殻構造を取るように配位する (図 1.1)。特に、原子番号  $Z$ 、または中性子数  $N$  が

$$Z(N) = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 \quad (1.1.2)$$

をとるとき、核の結合エネルギーはその前後の  $Z(N)$  に比べて突然大きくなり、他の核種に比べて非常に安定な核となる。このような数は魔法数 (Magic Number) と呼ばれる。この事は安定核領域では理論と実験結果はよく整合していた。

1985 年には、谷畑勇夫らはベバトロンと呼ばれる重イオン加速器によって  $^{20}\text{Ne}$  を光速の 90% まで加速して標的中で破碎してできた非常に中性子過剰である  $^{11}\text{Li}$  の大きさを測定してみたところ、その核半径が異常に増大していることを発見した [11]。  $^{11}\text{Li}$  がこのような構造をとることは、標準的な原子核モデルでは説明ができなかった。このような核は、後に中性子ハロー核と呼ばれる。中性子ハロー核とは、中性子が非常に過剰な原子核が、1 個ないし 2 個の中性子を強く束縛しきれず、芯となる核の周りにまるで朧月の量 (ハロー) のように巨大な中性子雲をまとうような構造を持つ原子核である。

このように原子核の世界の新たな発見には、加速器の発達が不可欠である。それに伴い、検出器の性能の向上も余儀なくされる。中性子ハロー核は他の核種でも続々と発見されていったが、その質量数は 20 以下のものに限られていた

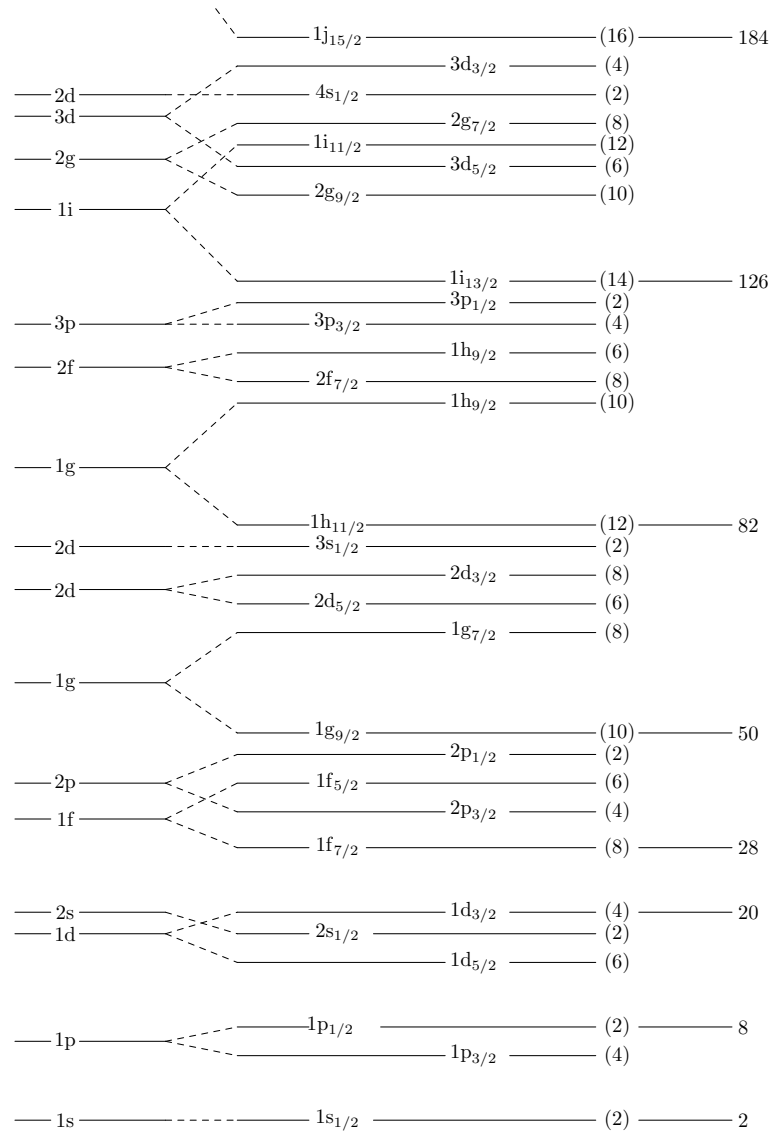


図 1.1 独立粒子モデルから得られる原子核の殻構造の準位図。一番左はポテンシャルとして調和振動子を選んだ場合の準位を表す。Woods-Saxon ポテンシャルとスピン-軌道力を考慮した場合、調和振動子ポテンシャルで縮退していた準位が分離する。括弧付きの数字はその軌道に入れる核子の数を表し、右の数字はその軌道までの核子の合計を表す。図から分かるようにこの数字は魔法数を表し、この軌道が閉殻状態になると、次の準位に核子を入れるには大きなエネルギーが必要になる。

ため、ハロー核は中性子過剰な不安定核一般に成り立つ性質であるかどうかは未だ不明のままであった。しかし、最近では従来より質量数が 10 以上も大きい  $^{31}\text{Ne}$  が新たにハロー構造を持つことが確認され [2]、さらに重い核でのハロー核の発見が期待されている。



## 1.2 RIBF

埼玉県和光市にある独立行政法人理化学研究所では、線形加速器 RILAC<sup>\*1</sup>と 2 基のサイクロトロン、RRC<sup>\*2</sup>, AVF<sup>\*3</sup>を有する従来の加速器施設 RARF(“RIKEN Accelerator Research Facility”)に加えて、2007 年より新たに 3 基のサイクロトロン fRC<sup>\*4</sup>, IRC<sup>\*5</sup>, SRC<sup>\*6</sup>と超伝導 RI ビーム生成分離装置 BigRIPS を備えた RIBF(“Radio Isotope Beam Factory”)が稼働している [3]。これらの加速器を組み合わせることにより、ウランまでの元素を 1 核子当たり、軽い核では 440MeV まで、重い核では 345MeV まで加速することが可能になった。この事は、従来施設 RARF では RRC の加速エネルギーの限界から利用できる RI ビームは質量数が 60 以下のものに限られ、エネルギーも 1 核子当たり 135MeV であったのに対して大きな飛躍である。実際、2008 年に行われた実験ではウランビームを用いた実験により、新たに 45 種類もの中性子過剰な新核種を発見した [4]。前述の  $^{31}\text{Ne}$  の発見も RIBF の功績である。

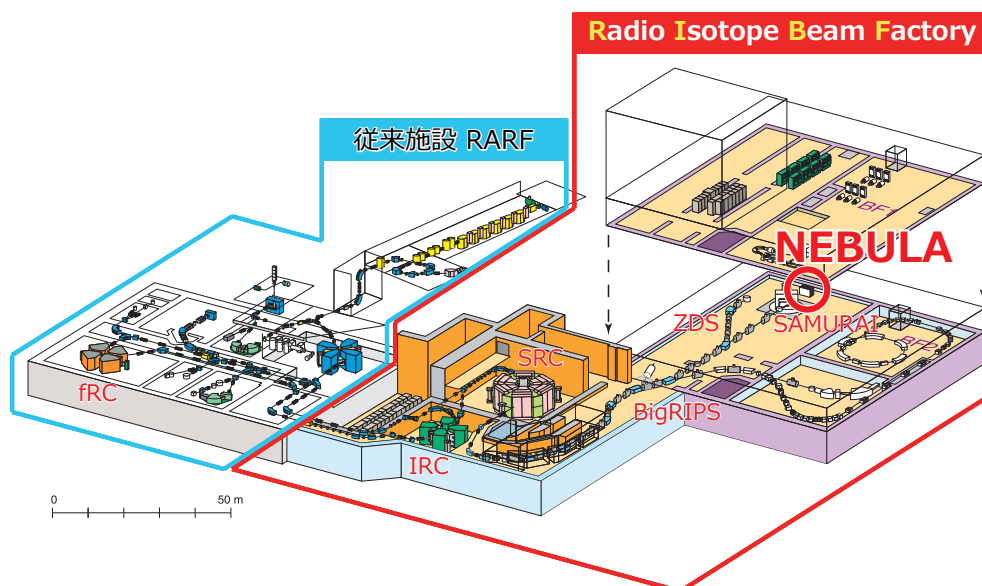


図 1.2 RIBF の概観図。従来施設 RARF に隣接する様に RIBF が存在する。原子核は上流から線形加速器 RILAC、リングサイクロトロン RRC, fRC, IRC, SRC を通り、超伝導 RI ビーム生成分離装置 BigRIPS で選別される。SAMURAI は BigRIPS 下流に位置する。

## 1.3 SAMURAI

SAMURAI(“Superconducting Analyzer for Multi-particle from Radio Isotope Beam”)は RIBF における主要施設の一つである。核反応により生成・分離した全粒子測定し、後述する不変質量法により、原子核の励起状態のエネルギーを知ることができる。SAMURAI は超伝導双極子電磁石を中心とする多数の検出器群から成る。この超伝導電磁石は最大中心磁場 3T であり、磁極間が 80cm と広いため、非常に大きな角度、運動量アクセプタンスを持つ。標的に衝突後に発生する荷電粒子はこの超伝導電磁石により Lorentz 力を受けて曲げられ、荷電粒子検出器

\*1 RIKEN Linear ACcelerator

\*2 RIKEN Ring Cyclotron

\*3 Azimuthally Varying Field

\*4 fixed frequency Ring Cyclotron

\*5 Intermediate stage Ring Cyclotron

\*6 Superconducting Ring Cyclotron

Performance of the RIBF accelerators

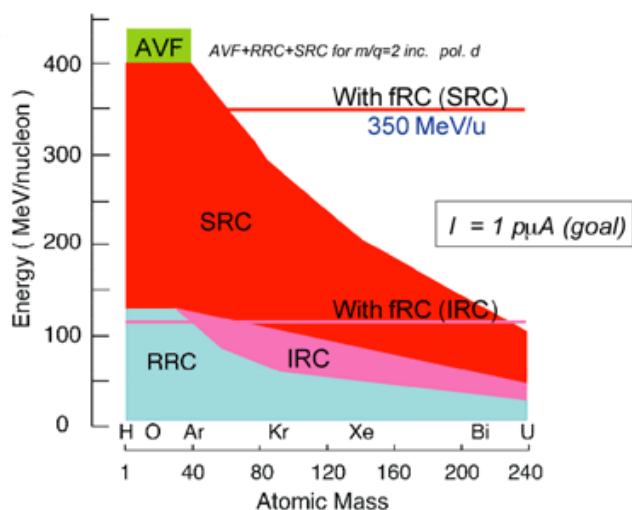


図 1.3 加速器の実現可能なエネルギー。各加速器を用いた場合の核種の質量数に対するエネルギーを表す。一番下の水色の領域が RRC を用いた場合に得られるエネルギーを表し、IRC を併用すると桃色の領域が、SRC を用いた場合赤色の領域のエネルギーが加算される。軽元素は AVF を前段加速器として用いた場合、黄緑の領域まで加速可能となる。また、FRC を用いた場合の IRC, SRC の到達エネルギーが桃色の横線 (114MeV/u)、赤色の横線 (350MeV/u) である。

HODF(“HODscope of Fragment”) で検出される。分解反応で高速中性子が飛び出す様な反応では、直進する中性子を検出するため大型中性子検出器 NEBULA(“NEutron-detection system for Brakeup of Unstable nuclei with Large Acceptance”) がビームラインの先に設置されている。

## 1.4 SAMURAI における NEBULA

SAMURAI で行われる実験において、NEBULA は重要な役割を果たす。SAMURAI が建造された主要な目的の一つには、不変質量法を用いて、非束縛核を主な対象にしたエクスクルーシブな核反応の測定にある。エクスクルーシブな測定とは、核反応で生成する全ての粒子について、その運動量ベクトルを測定することである。核反応時に中性子が放出される場合、その中性子を高い分解能、アクセプタンスで測定する必要があるため、NEBULA が要求されるのである。

2012 年 5 月に行われた SAMURAI Dayone 実験では、 $^{22}\text{C}$  が Pb 標的との Coulomb 相互作用により励起して  $^{20}\text{C}$  と 2 つの中性子に崩壊する Coulomb breakup 反応で放出する中性子を検出するのに用いられた。

## 1.5 本論文の構成

本論文では、研究対象である NEBULA の中性子の検出性能について述べる。

第 2 章では、原子核反応で生成する粒子の測定方法についての説明を行う。第 3 章では、NEBULA を構成するモジュールと中性子検出の原理について述べる。続く第 4 章では、第 5 章で述べる SAMURAI を利用した初めての実験である SAMURAI Commissioning で得られたデータ解析を行うための準備として、宇宙線や TDC Calibrator を用いた各種モジュールの較正方法とその結果について論ずる。第 6 章で、Commissioning で NEBULA の性能評価のために行われた 2 つの実験、250MeV/u の  $^{15}\text{C}$  ビームと Cu 標的との反応で発生する高エネルギー  $\gamma$  線を利用した slew

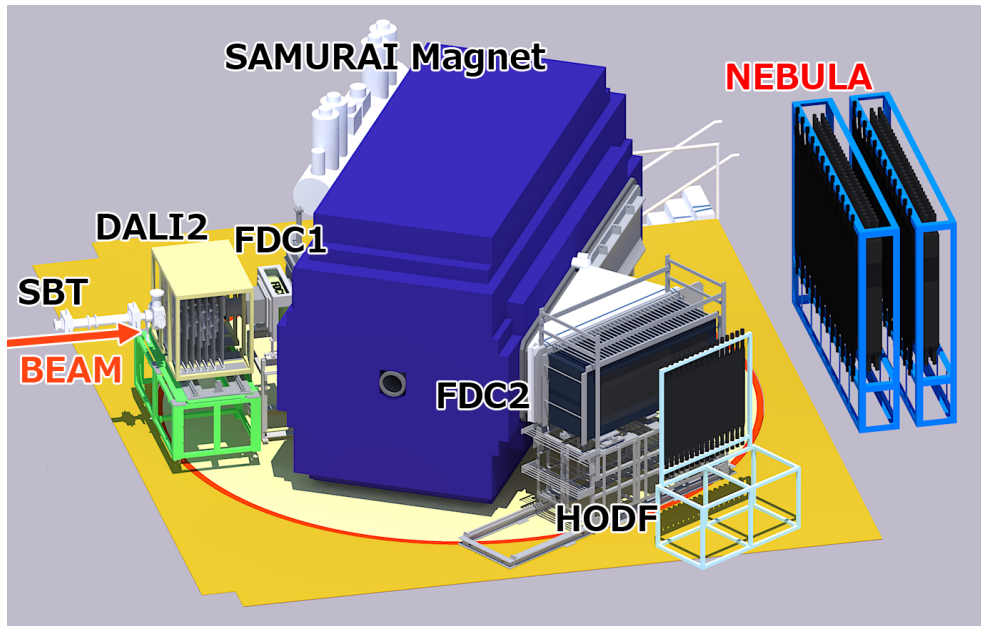


図 1.4 SAMURAI 概観図。超伝導電磁石 SAMURAI Magnet を中心にスタート信号生成検出器 SBT、前方検出器 FDC1 および FDC2、荷電粒子検出器 HODF、そして中性子検出器 NEBULA により構成される。 $\gamma$  線検出器 DALI2 は SAMURAI の構成要素ではないが、本論文で扱う検出器テスト実験で使用した。

補正、200MeV 陽子ビームを用いた  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s + 0.43\text{MeV})$  反応で放出される中性子を利用した中性子時間分解能と検出効率について議論し、その結果を示す。



## 第 2 章

# 不安定核の準位測定

不安定核の準位を測定する方法には、インビーム  $\gamma$  線分光法、欠損質量法、不変質量法の 3 種類がある。この章では各手法について詳しく紹介する。この章以降では全て自然単位系を用いることとする。

### 2.1 インビーム $\gamma$ 線分光法 (in-beam $\gamma$ ray spectrometry)

インビーム  $\gamma$  線分光法は、標的に入射した原子核が標的粒子との電磁相互作用により励起状態に達した後、脱励起する際に放出する  $\gamma$  線のエネルギーを測定することで、励起準位のエネルギーを求める方法である (図 2.1)。放出された  $\gamma$  線は、Doppler 効果により実際のエネルギーとは異なるエネルギーで観測される。実験室系でのビームの速度を  $\beta = v/c$ 、観測される  $\gamma$  線のビーム軸とのなす角を  $\theta$ 、エネルギーを  $E_{\text{obs}}$  とすると、実際のエネルギー  $E$  は、

$$E = E_{\text{obs}} \frac{1 - \beta \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.1.1)$$

のように表せる。 $\gamma$  線は高いエネルギー分解能で測定できるため、束縛した励起準位のエネルギーを精度良く決定することができる。一方で、非常に中性子過剰な核では、準位が中性子崩壊の閾値を越えて非束縛となる場合があり、その場合には  $\gamma$  崩壊が起こる前に中性子を放出するため、この方法では非束縛核の励起準位を求めることができない。

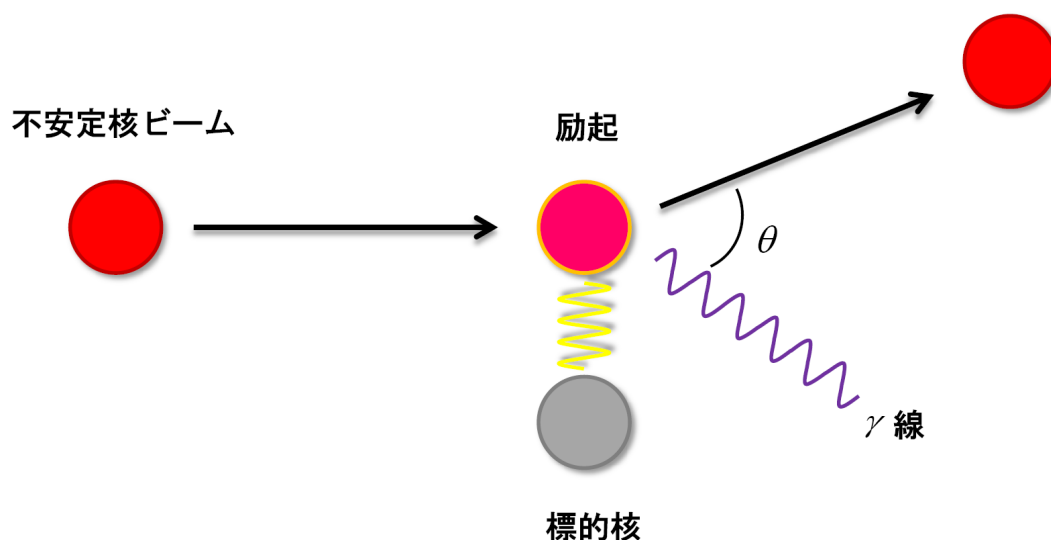


図 2.1 インビーム  $\gamma$  線分光法。標的との電磁相互作用により励起した不安定核が脱励起する際に発生するエネルギーを測定すれば、不安定核の励起エネルギーを測定できる。

## 2.2 欠損質量法 (missing mass method)

欠損質量法は、原子核を静止標的に衝突させたときに生成する原子核の励起エネルギーを測定する方法である。入射原子核、標的核の運動量を測定することで実現できる。図 2.2 にその概略を示す。

入射原子核を X、標的を Y、目的の原子核を Z、その他の生成粒子を F とし、各々のエネルギー、運動量をそれぞれ  $E_X$ 、 $p_X$ 、 $E_Y$ 、 $p_Y$ 、 $E_Z$ 、 $p_Z$ 、 $E_F$ 、 $p_F$  と表す。

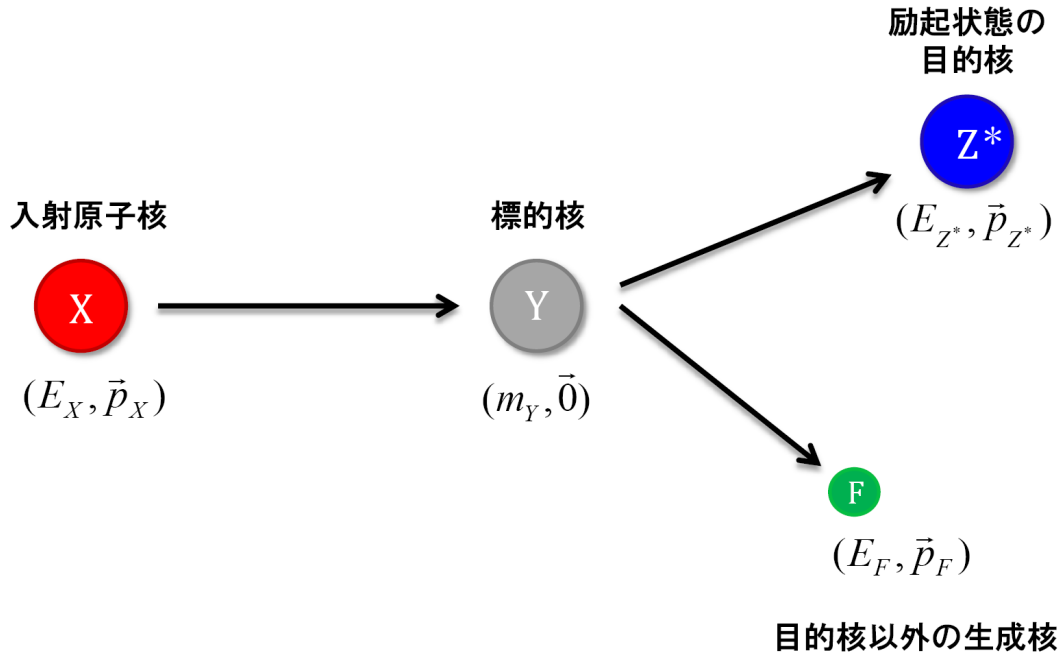


図 2.2 欠損質量法。生成する目的核以外の全ての原子核の運動量、エネルギーから目的の原子核の励起エネルギーを測定できる。

エネルギー保存則より

$$E_X + E_Y = E_Z + E_F \quad (2.2.1)$$

標的 Y は静止しているなので、その運動量  $p_Y$  は 0 であるから、式 (2.2.1) は、静止質量  $m_Y$  を用いて

$$E_X + m_Y = E_Z + E_F \quad (2.2.2)$$

と書ける。

運動量保存則より

$$\vec{p}_X = \vec{p}_Z + \vec{p}_F \quad (2.2.3)$$

特殊相対性理論から、目的の原子核 Z の励起状態での質量  $m_{Z^*}$  は、

$$\begin{aligned}
 m_{Z^*}^2 &= E_Z^2 - \vec{p}_Z^2 \\
 &= (E_X + m_Y - E_F)^2 - (\vec{p}_X - \vec{p}_F)^2 \\
 &= (\sqrt{m_X^2 + \vec{p}_X^2} + m_Y - \sqrt{m_F^2 + \vec{p}_F^2})^2 + (\vec{p}_X - \vec{p}_F)^2
 \end{aligned} \quad (2.2.4)$$

と求められる。以上により、目的の原子核の以外の粒子の質量、運動量が測定できれば、目的の核の励起状態のエネルギーを求めることができる。

欠損質量法を用いる利点は、目的の原子核の運動量を測定する必要がないことである。一方で、静止標的の運動量反跳後の運動量  $p_F$  を求める必要があるため、標的厚を薄くする必要がある。

### 2.3 不変質量法 (invariant mass method)

不変質量法は、核反応により生じる破砕片の運動量ベクトルを全て測定することにより元の原子核の励起エネルギーを求める方法である。 $^{22}\text{C}$  の Coulomb breakup を例にして説明する。図 2.3 にその概略を示す。

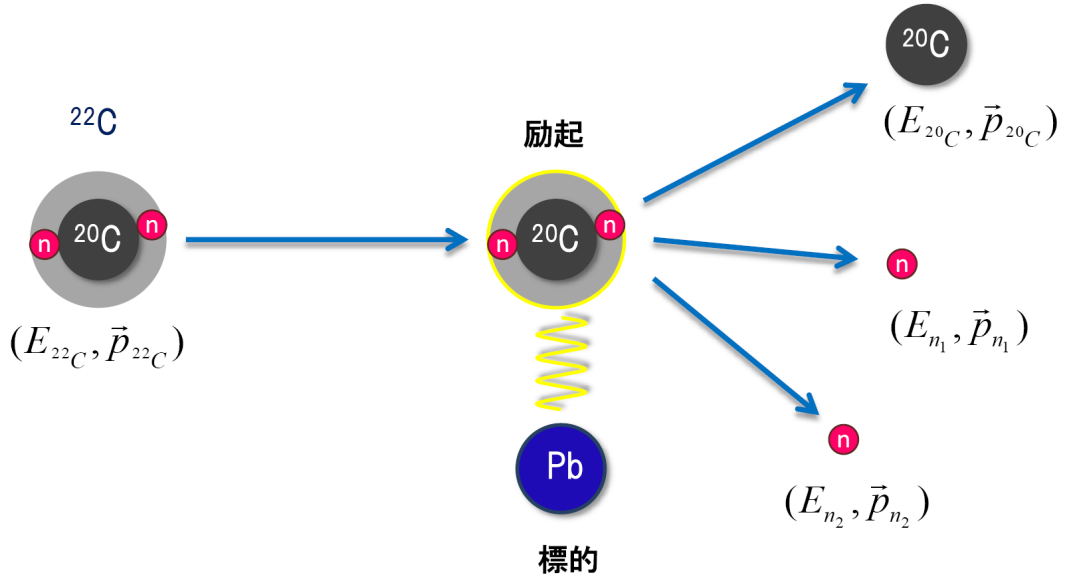


図 2.3 不変質量法。生成する全ての粒子の運動量ベクトルから目的の原子核の励起エネルギーを測定できる。

$^{22}\text{C}$  に静止質量  $m_{22\text{C}}$ 、運動量ベクトルを  $p_{22\text{C}}$  とする。 $^{20}\text{C}$ 、2 つの中性子も同様に  $m_{20\text{C}}$ 、 $p_{20\text{C}}$ 、 $m_n$ 、 $p_{n1}$ 、 $p_{n2}$  とおく。

エネルギー保存則より

$$E_{22\text{C}} = E_{20\text{C}} + E_{n1} + E_{n2} \quad (2.3.1)$$

運動量保存則より

$$p_{22\text{C}} = p_{20\text{C}} + p_{n1} + p_{n2} \quad (2.3.2)$$

また、特殊相対性理論より

$$M = \sqrt{E_{22\text{C}}^2 - p_{22\text{C}}^2} = \sqrt{(E_{20\text{C}} + E_{n1} + E_{n2})^2 - (p_{20\text{C}} + p_{n1} + p_{n2})^2} \quad (2.3.3)$$

$M$  は不変質量と呼ばれる Lorentz 不変量であり、今は  $^{22}\text{C}$  の励起状態の静止質量  $m_{22\text{C}^*}$  と一致する。

不変質量  $M$  から放出粒子の静止質量を引いた量  $E_{\text{rel}}$  を相対エネルギーと呼ぶ。

$$E_{\text{rel}} = M - (m_{22\text{C}} + 2m_n) \quad (2.3.4)$$

$^{22}\text{C}$  を  $^{20}\text{C}$  と 2 つの中性子に分けるために必要なエネルギーを分離エネルギーと呼び、それを  $S_{2n}$  と書けば、

$$S_{2n} = (m_{20\text{C}} + 2m_n) - m_{22\text{C}} \quad (2.3.5)$$

と書ける。

$^{22}\text{C}$  の励起エネルギー  $E_x$  は、式 (2.3.4), (2.3.5) を用いて、

$$E_x = M - m_{^{22}\text{C}} = E_{\text{rel}} + S_{2n} \quad (2.3.6)$$

と表されることがわかる。このように、全ての破碎片の運動量ベクトルを測定することにより、崩壊前の原子核の質量が求められる。

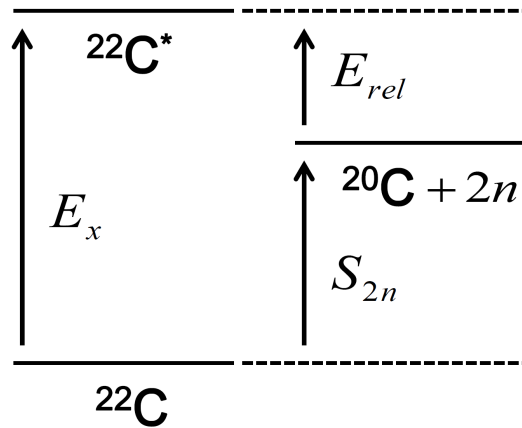


図 2.4  $^{22}\text{C}$  のエネルギー準位図

不変質量法は主に非束縛な励起準位の測定に用いられる。破碎片の運動量を測定できれば良いので、運動量や位置の広がりによらず高いエネルギー分解能を持つ。また、欠損質量法と異なり標的を厚くすることができるので、高いイベントレートでの測定が可能である。



## 第 3 章

# 中性子検出器 NEBULA

本章では、本論文の研究対象である NEBULA について述べる。NEBULA は中性子過剰核の分解反応によって生じる 100-300MeV の高速中性子を検出する大型中性子検出器である。反応で生成した荷電粒子は超伝導電磁石により曲げられるのに対し、電荷を持たない中性子は直進するため、NEBULA はビームライン上に置かれている<sup>\*1</sup>。4 架台から構成され、240 本のプラスチックシンチレータから成る中性子検出器部 (以下、NEUT と表記)、48 本のプラスチックシンチレータから成る荷電粒子排除のための VETO 検出器部 (以下、VETO と表記)、エレクトロニクス部に大別される。現在は、予算的制約から NEUT は 120 モジュールで構成される。そのため現在使用している架台は 1, 2 架台目のみである。NEUT と VETO はプラスチックシンチレータの両端にライトガイドを通じて PMT<sup>\*2</sup>(光電子増倍管) を接着したものであり、両者の構造は同じであるが、プラスチックシンチレータの厚さのみ異なる。図 3.1 に NEBULA の外観を、図 3.2 に検出器部の概観を示す。この章では中性子検出の原理と、NEUT、VETO、エレクトロニクス部について述べる。

### 3.1 中性子検出の原理

中性子は電荷を持たないため、シンチレータに入射しても電磁相互作用を起こさず直接の検出はできない。しかし、シンチレータを構成する水素、炭素原子核との反応により、主として陽子を反跳し、この陽子とシンチレータを構成する水素、炭素原子核との電磁相互作用により発生するシンチレーション光を PMT で検出することにより、中性子検出器部 NEUT で間接的に中性子を検出している。ただし、このままでは反応で生成し、超伝導電磁石でも曲げ切れなかった荷電粒子や壁などで反射した荷電粒子、さらにはコンクリート、宇宙から飛来する宇宙線などの環境放射線も検出してしまふ。そのため、中性子とこれらの荷電粒子を区別するために NEUT 前方に VETO 検出器を置く。VETO はその薄さにより中性子が通過する間に陽子を反跳しない。つまり、中性子は VETO をすり抜けて NEUT で検出されるのに対し、荷電粒子はその電磁相互作用により VETO、NEUT の両方で検出される。この事を利用して中性子と荷電粒子を区別している。

中性子と陽子の質量はほぼ等しい<sup>\*3</sup>ので、これらが弾性衝突した場合その運動エネルギーは全て中性子から陽子に移行する。陽子がシンチレータ中で失うエネルギーと等量のシンチレーション光が PMT に届くと、光電効果により光電子が発生し、PMT 中で増倍される。これを電流として取り出し、エレクトロニクス部で信号処理を行う。取り出された信号の電荷積分値は、シンチレータでの発光量に比例する。

<sup>\*1</sup> NEBULA の中心はビームライン上ではなく、ビームライン上流から見て左に 12cm、つまり NEUT1 基分だけ平行移動してあるため NEUT116 と NEUT117 の間がビーム軸となる。これは、超伝導電磁石に存在する中性子窓が右側のほうが厚い為、NEBULA のアクセプタンスを稼ぐためである。

<sup>\*2</sup> PhotoMultiplier Tube

<sup>\*3</sup> 中性子 :  $937\text{MeV}/c^2$ 、陽子 :  $936\text{MeV}/c^2$



図 3.1 NEBULA。4 架台で構成され、現在は 1, 2 架台目のみ使用されている。手前に見えているのが VETO 検出器で、架台下部に 500ns cable Delay & Attenuator BOX、架台右側にはエレクトロニクス部が見える。

## 3.2 中性子検出器部

NEUT の各モジュールは図 3.3 に示すように、 $12\text{cm(H)} \times 12\text{cm(D)} \times 180\text{cm(V)}$  のプラスチックシンチレータの両端に  $10\text{cm}$  のライトガイドを介して、PMT が接着されている。1 層につき 30 基の NEUT が並べられ、1 架台につきこの層が 2 層、現在は 2 架台分の計 4 層が設置されている (図 3.4)。各 NEUT には 1 層目は NEUT101-NEUT130、2 層目には NEUT201-NEUT230、 $\dots$ 、という具合に ID が振られており、今後 ID について言及するときはこの表記を用いる。また、NEBULA の座標系を図 3.5 のようにとることとする。

## 3.3 VETO 検出器部

VETO の構造は基本的には NEUT と同一である。各モジュールは図 3.3 に示すように、 $32\text{cm(H)} \times 1\text{cm(D)} \times 190\text{cm(V)}$  のプラスチックシンチレータの両端にライトガイドを介して、PMT が接着されている。1 層につき 12 基の VETO が並べられ、1 架台につきこの層が 1 層ずつ NEUT 前方に設置されている (図 3.4)。VETO にも ID が振られ、1 層目は VETO101-VETO112、2 層目は VETO201-VETO212 である。

PMT にも ID が振られている。シンチレータの ID に対応しており、NEUT101 の上下の PMT はそれぞれ NEUT101U<sup>\*4</sup>、NEUT101D<sup>\*5</sup>、VETO101 の上下の PMT にはそれぞれ VETO101U、VETO101D といった具合である。PMT は NEUT、VETO の上下合わせて 288 個が存在する。NEBULA で使われている PMT は、ID 番号が若い順<sup>\*6</sup>にゲインが高いものが使われている。

NEUT、VETO の UP、DOWN のそれぞれの PMT が出力するアナログ、時間情報を  $A_u, A_d, t_u, t_d$  と表記する。

<sup>\*4</sup> UP の略

<sup>\*5</sup> DOWN の略

<sup>\*6</sup> NEUT1XXU  $\rightarrow$  NEUT1XXD  $\rightarrow$  NEUT2XXU  $\rightarrow \dots \rightarrow$  VETO1XXU  $\rightarrow$  VETO1XXD  $\rightarrow$  VETO2XXU  $\rightarrow$  VETO2XXD

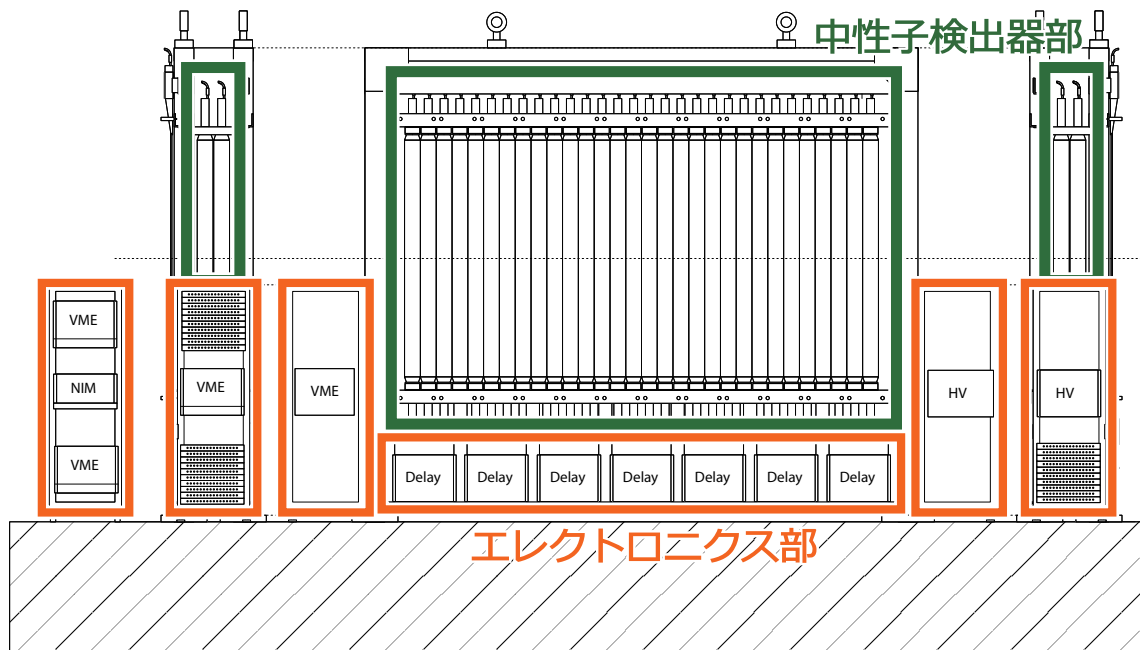


図 3.2 NEBULA の概観図。中性子検出器部とエレクトロニクス部は図の様な配置になる。この図には載せてないが、NEUT の前方（ビーム上流）側に VETO が配置されている。

## 3.4 エレクトロニクス部

図 3.4 に NEBULA の信号処理の回路図を示す。以降では各回路について述べる。

### 3.4.1 Discriminator V895B

CAEN 社製 Discriminator V895B はリーディングエッジ型のディスクリミネーター（波高弁別装置）である。16ch の入力チャンネルを持ち、入力信号がユーザーの定める一定のスレッシュホールド電圧を越えた時、定められた時間幅の矩形パルスを出力する。NEBULA では、このスレッシュホールド電圧は NEUT では 25mV、VETO では 10mV に、時間幅は NEUT、VETO 共通で 125ns にしている。ディスクリミネーターの出力信号を Logic 信号として用いる。

### 3.4.2 QDC V792AC

NEBULA で使用している QDC<sup>\*7</sup>は CAEN 社 V792AC で、アナログ情報をデジタル値として保持する VME モジュールである。32ch の入力チャンネルを持ち、GATE 信号が入力されている間、QAC<sup>\*8</sup>セクションによって各チャンネルの入力電流の積分値を 50Ω のインピーダンスで対応する電圧値にチャンネル毎に変換して取得する。ただし、入力できる電荷積分値は 0pC から 400pC までである。

Ohm の法則より、電圧  $V$ 、電流  $I$ 、抵抗  $R$  の間には

$$V = RI \quad (3.4.1)$$

<sup>\*7</sup> ADC と呼ばれる。Analogue to Digital Converter

<sup>\*8</sup> Charge to Amplitude Conversion

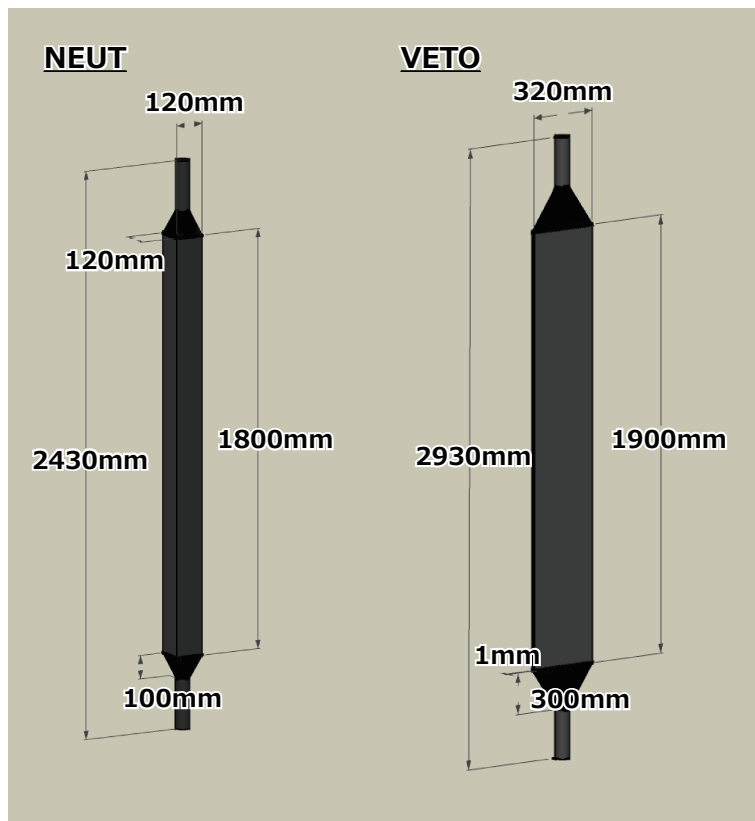


図 3.3 中性子検出器 (左)、VETO 検出器 (右)。プラスチックシンチレータにライトガイドを介して PMT を接着している。

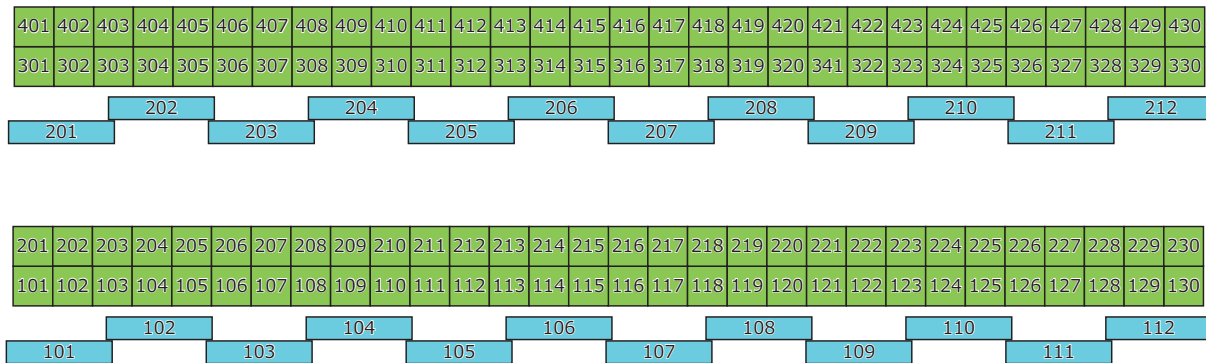


図 3.4 NEUT, VETO の配置図。1 架台目に NEUT1XX, 2XX の 2 層が並び、その前方に VETO1XX が 1 層、2 架台目に NEUT3XX, 4XX の 2 層が並び、その前方に VETO2XX が 1 層が並んでいる。

の関係が成り立つので、QDC の GATE 信号が入力されている時間  $t$  の間の入力電流の積分値は

$$Q_{0 \rightarrow t} = \int_0^t I(t) dt = \frac{1}{R} \int_0^t V(t) dt \quad (3.4.2)$$

$Q_{0 \rightarrow t}$  は、PMT の出力電子数  $N_e$  に比例する。 $N_e$  は、PMT の光電面に入射した電子数  $N_p$  に比例し (セクション A.2)、 $N_p$  は荷電粒子、又は中性子のエネルギー損失  $\Delta E$  に比例するので (セクション 3.1)、結局

$$\Delta E \propto \int_0^t V(t) dt \quad (3.4.3)$$

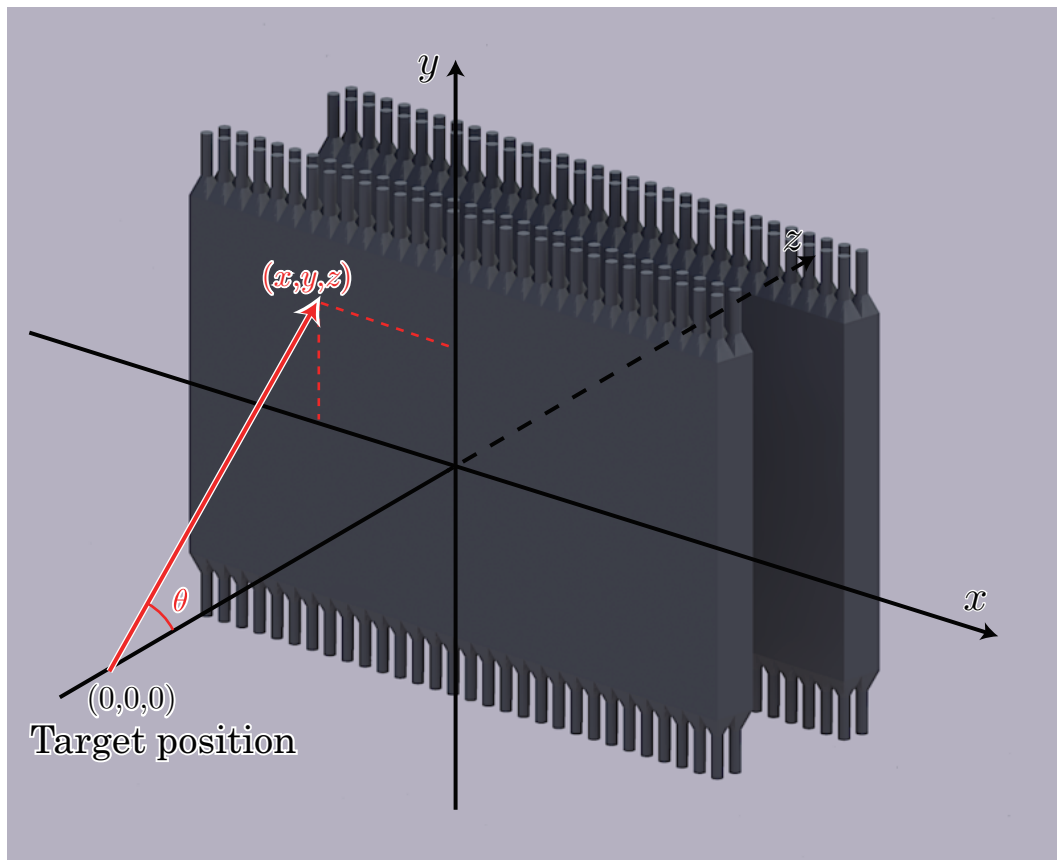


図 3.5 NEUT の座標。NEUT の 1 層目は標的的位置から 11m の所に位置する。NEBULA で使われる座標系は、標的位置を原点にとりビーム軸方向を  $z$  軸、鉛直上向きを  $y$  軸にとり、 $x$  軸の向きを水平方向に座標軸が右手系になるようにとっている。以下では、特に断らない限りこの座標系に従うこととする。

となるため、適切な較正を行えば QDC のアナログ情報は粒子のエネルギー損失を表すことになる。QDC が取得した電圧値は、12bit の AD 変換器を通してデジタル値へ変換される。この QDC は sliding scale technique により、0ch から 3840ch までの線形性を保つように設計されているが、3841ch から 4095ch までのそれは保証されない。

### 3.4.3 TDC V775AC

NEBULA で使用している TDC<sup>\*9</sup>は CAEN 社製 V775AC で、時間情報をデジタル値として保持する VME モジュールである。32ch の入力チャンネルを持ち、START 信号と STOP 信号の時間差を TAC<sup>\*10</sup>セクションによって各チャンネル毎に対応する電圧値に変換して取得する。ただし、変換できる時間範囲は 140ns から 1.2 $\mu$ s までである。本実験ではフルスケールレンジを 135ns に設定して使用した。

TDC の 32ch の入力チャンネルの内、個別に入力できるのは、START 信号、STOP 信号のどちらかのみで、他方は全チャンネル共通の入力 (COMMON START, COMMON STOP) にしなければならない。NEBULA では START を COMMON にしている。

この TDC にも sliding scale technique が採用されており、0ch から 3840ch までの線形性を保たれるが、3841ch から 4095ch までのそれは保証されない。

<sup>\*9</sup> Time to Digital Converter

<sup>\*10</sup> Time to Amplitude Conversion

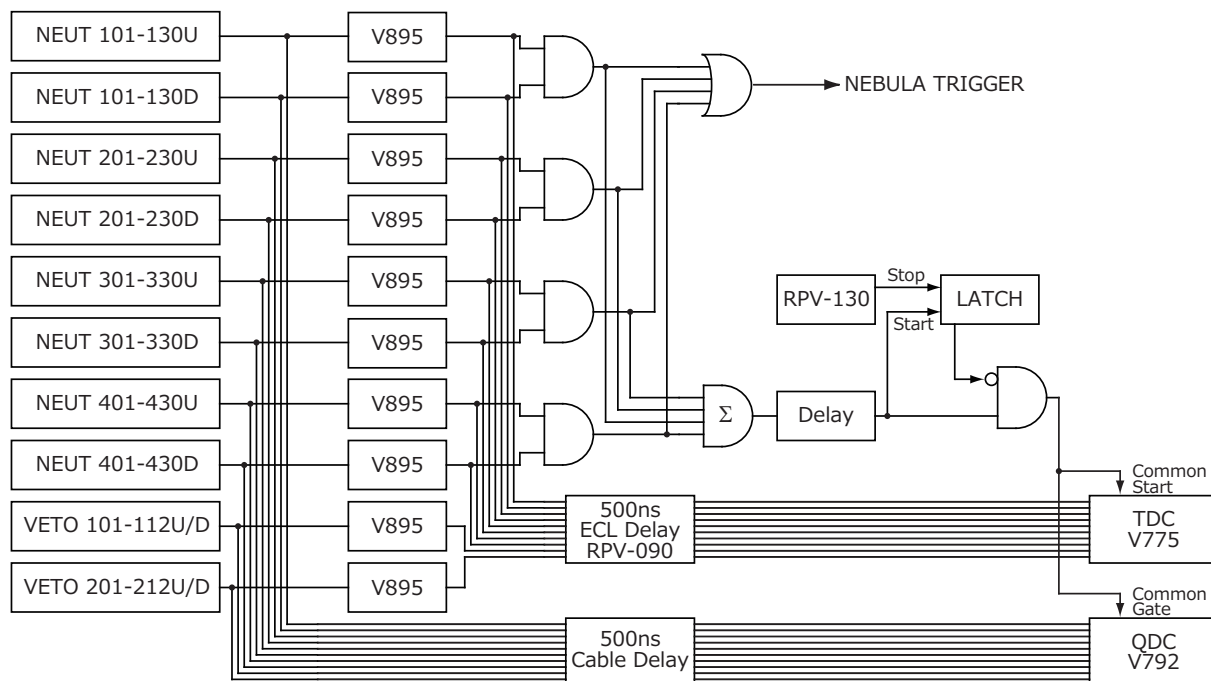


図 3.6 NEBULA の回路図。各光電子増倍管から出力される 2 つの信号のうち一方は Cable Delay で 500ns 遅延させた後に、QDC でアナログ情報として取得され、他方は V895 で Logic 信号に変換された後、500ns の ECL Delay を通して遅延され、TDC で時間情報として取得される。Logic 信号はまたトリガーの生成にも使用される。

#### 3.4.4 多重加算器 $\Sigma$

図 3.4 の  $\Sigma$  は多重加算器を表す。実際の回路上では、V895B の ECL 出力に一つを Technoland M-RS 413V2 16CH 2-FOLD COINCIDENCE につなぎ、各モジュールの UP, DOWN のコインシデンス出力を 16CH 2-FOLD COINCIDENCE の Multi Out 端子を通してデジチェーンを構成している。多重加算器は、モジュールの UP, DOWN の PMT からの信号がコインシデンスしたとき、100mV の信号を出力するため、同時に  $M$  モジュールが信号を発した場合、100M mV の信号となる。これは荷電粒子が  $M$  個のモジュールを通過、衝突した事 (マルチプリシティと呼ぶ) に相当する。この信号をディスクリミネーターにかけることで、マルチプリシティを選択することが可能である。

#### 3.4.5 NEBULA TRIGGER

NEBULA 全体の OR を NEBULA TRIGGER と呼ぶ。このトリガーを元に DAQ("Data AcQuisition system") はデータ取得を開始する。

#### 3.4.6 LATCH

LATCH 回路は 1bit の状態保持回路であり、前回の入力信号による現在の状態と現在の入力信号によって出力信号が決定される。多重加算器から生成されたトリガー信号が LATCH の start に入ると、直後の AND 回路の NOT に入力され続けるため、TDC, QDC はデータ取得が行えなくなる。これは DAQ がデータ取得をしている間 (BUSY) に別のデータを取得するのを阻止するためである。DAQ がデータ取得を終了すると RPV-130 から LATCH 回路に STOP

信号が入力され、LATCH 回路の出力が抑制されて再びデータ取得が可能な状態になる。





## 第 4 章

# オフライン実験

第 5 章で解析するオンライン実験のための準備として、NEBULA で用いている QDC、TDC モジュールの較正を行った。この章では、その較正について述べる。PMT は Magnet の漏れ磁場の影響を受けて 20% 弱程度ゲインが減少する。よって較正用のデータは全て SAMURAI Magnet を 3T に励磁した状態で取得した。

### 4.1 時間較正

#### 4.1.1 時間較正の手法

V775TDC が読む信号は時間に対応した最大 4096ch のデジタル値であるため、これを実時間に変換する必要がある。この時間の較正には、富士ダイヤモンド製 TDC Calibrator RIS-0300 を用いる。図 4.1 のように TDC Calibrator の Stop 信号を TDC の Common STOP, Start 信号を Common Start として用いる。TDC Calibrator は  $10k$  ns ( $k$  はランダムな自然数) 間隔の信号を START 信号と STOP 信号に入力する。TDC は 10ns 間隔の鋭いピークを観測するため、このときの ch 幅がそのまま 10ns に対応し、これにより  $\text{ch} \rightarrow \text{ns}$  の変換が可能である。図 4.2 に TDC Calibrator の出力の様子を示す。

#### 4.1.2 時間較正 結果

セクション 4.1 で行った時間較正の結果を示す。図 reffig:TDC Calibrator のように TDC Calibrator から得られた TDC の Channel 間隔を実時間 10ns 間隔に直した。図 4.3 のように実時間 (ns) vs TDC Channel(ch) をプロットし、それを 1 次関数でフィットすることにより変換係数を求めた。

また、この較正により TDC  $\text{ch} \rightarrow \text{ns}$  の変換係数が得られるが、TDC Calibrator が出力した値を変換した時間を  $t_{\text{real}}$ 、フィットにより得られた関数を利用して得た時間を  $t_{\text{cal}}$  との残差を

$$t_{\text{residual}} = t_{\text{real}} - t_{\text{cal}} \quad (4.1.1)$$

で定義して、その分布を図 4.4 に示す。

この残差を見ればわかるが最後の 1 点の残差が他の点に比べて大きい。これは、TDC V775AC が slideing scale technique を採用しているためである (セクション 3.4.3)。なので、フィットは初めの数点で行うべきであることがわかる。

各モジュールの時間較正の結果は表 A.1, A.2, A.3 に載せる。

これらの表の値は、ch 値の幅を幅を実時間 ns の幅に変換する係数である。つまり、変換係数を  $k$  とすれば、実時間  $t$  は

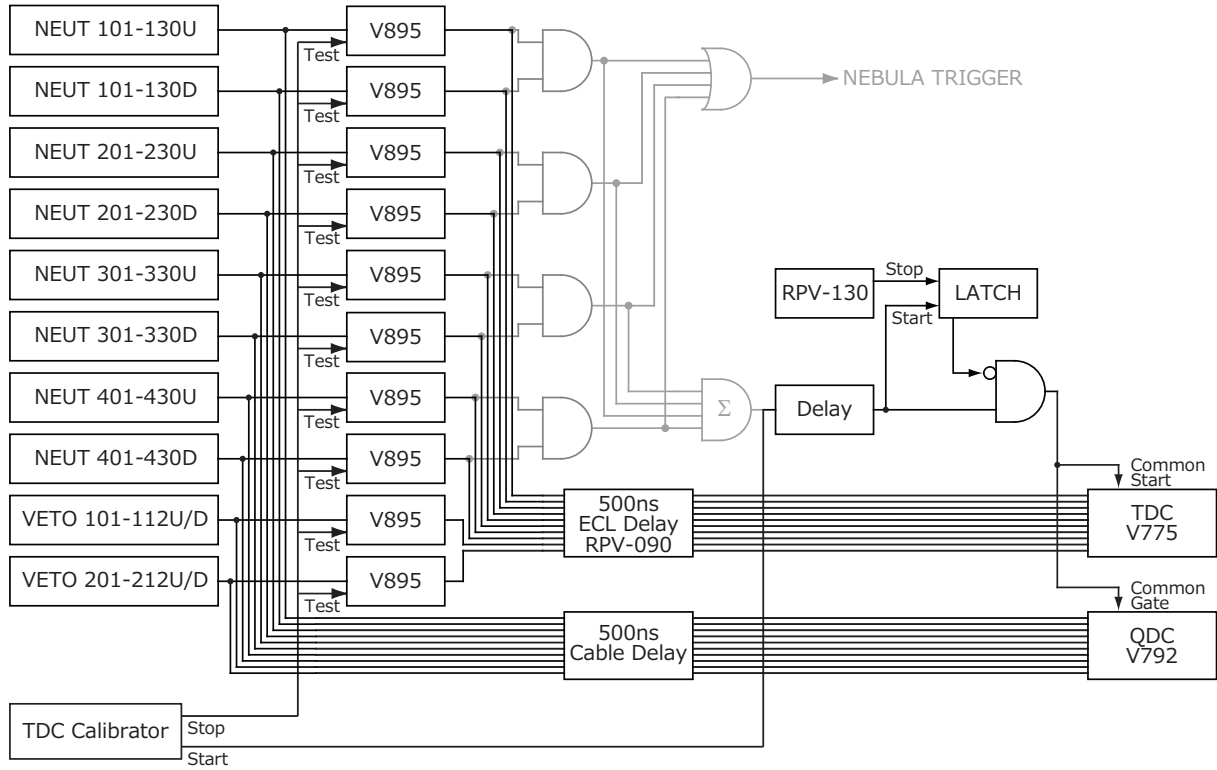


図 4.1 時間較正、pedestal 補正時の回路図。TDC Calibrator の Stop 信号をディスクリミネーター V895B の Test 端子に入力する。Test 端子に信号が入力されている時には、V895B の INPUT 端子への入力は無視され、Test 端子の入力信号が優先される。この機能によって回路を組み替える手間を省くことが可能になる。pedestal 補正では、QDC の入力と無関係な Gate 信号を送ることにより、pedestal のみの信号を得ることが可能であるため、TDC Calibrator は pedestal 補正にも利用できる。

$$t = k(\text{ch} - \text{offset}) \quad (4.1.2)$$

ここで、offset は時間原点である。この時間原点を決めるのはオンライン実験の場合、SBT(“Scintillator Beam Trigger”)と呼ばれるシンチレータである。SBT は標的直前に置かれているため、SBT のシグナルはビームが標的に衝突した時間と見なす事ができる<sup>\*1</sup>。オフライン実験の場合、時間原点には意味が無い。それは、NEBULA セルフでトリガーがかかっているため、全モジュールの内ある 1 つの PMT もしくは TDC からシグナルが来た瞬間を時間原点にするためである。

## 4.2 エネルギー較正

TDC 同様、V792QDC が読み込んだ信号も電氣量に対応した最大 4096ch のデジタル値として保持される。この ch 値は PMT が出力した電荷積分値のアナログ信号  $A$  に比例する。このアナログ信号は、シンチレータでの発光量に比例する。

$$\text{ch} \propto A \quad (4.2.1)$$

<sup>\*1</sup> 実際には SBT と標的の間をビームが通過する時間も考慮に入れなければならない。

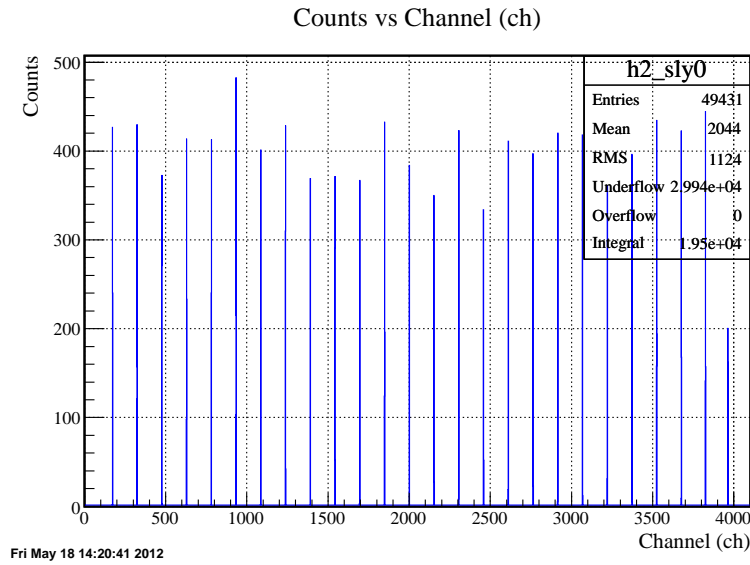


図 4.2 TDC Calibrator の出力。NEUT101U を例にしている。

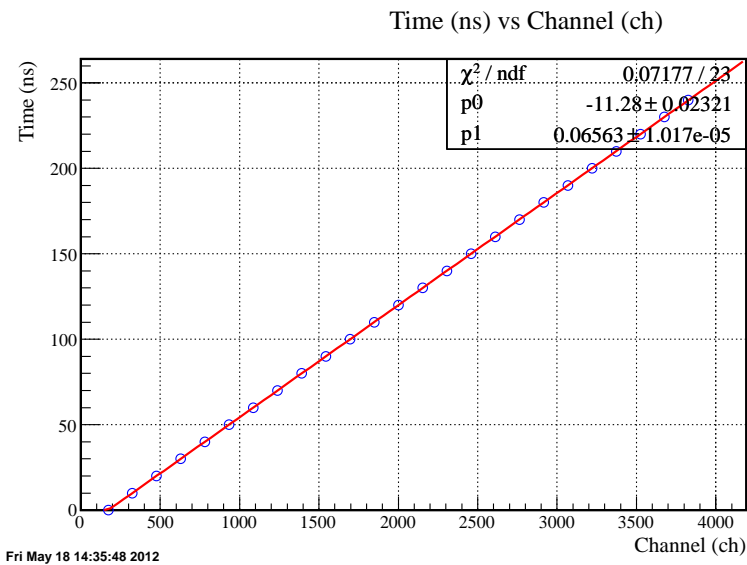


図 4.3 時間較正の様子。NEUT101U を例にしている。

この比例関係を利用して適切な較正をすれば、ch 値を発光量  $A$ 、そして荷電粒子のエネルギー損失  $\Delta E$  に変換できる。単純な線形関係が担保されているなら、エネルギー損失が既知のイベントを用いて  $(\text{ch}, \Delta E)$  を数点フィッティングすることにより、比例係数を求めることができる。本論文では、以下の 3 点を用いてエネルギー較正を行った。

各較正の方法と結果について以下で述べる。

#### 4.2.1 pedestal 補正

QDC で得られる情報には真の電荷積分値に加えて、pedestal と呼ばれる入力信号に依らない一定の値が加わるため、QDC モジュールの各チャンネルに固有のオフセットを与える。NEBULA で使用している V792AC には取得した電荷

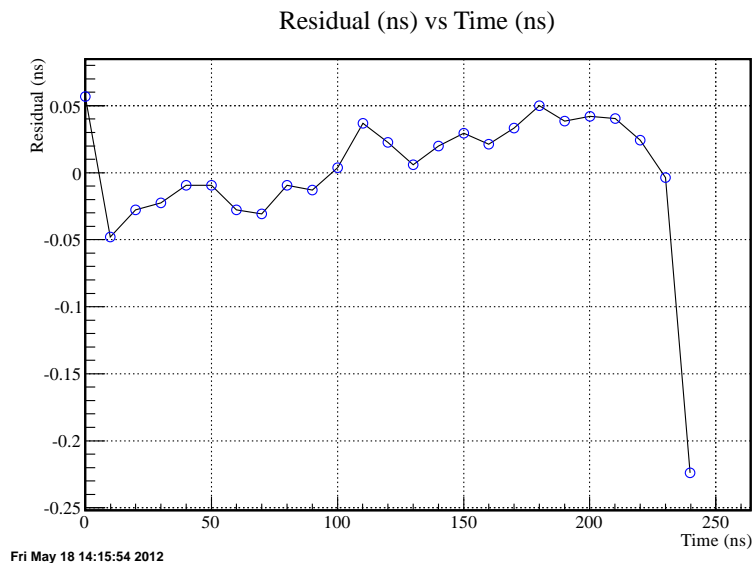


図 4.4 残差  $t_{\text{residual}}$  の分布。NEUT101U を例にしている。

イベント	エネルギー損失値 $\Delta E$
pedestal	0MeV
宇宙線	30MeV
$^{241}\text{Am-Be}$ 線源による $\gamma$ 線の Compton edge	4.2MeV

表 4.1 エネルギー較正点

積分値から一定のオフセットを差し引く機能を有しているため、これにより pedestal 値を 0ch とすることができる。

pedestal 値を求めるには QDC に入力信号を入れない状態で Gate 信号のみを入力した状態で測定を行えば良い。これには TDC Calibrator の start 信号を QDC の Gate 信号として用いた (図 4.1)。

得られたヒストグラムを NEUT201U 例にして図 4.6 に示す。ピークを Gaussian でフィッティングすることにより、pedestal の ch 値を得た。

個々のフィット結果は表 A.4, A.5, A.6 を参照。

#### 4.2.2 宇宙線

NEBULA で用いている NEUT の縦置きでの宇宙線、主としてミューオンのエネルギー損失のピークはシミュレーションにより 30MeV と求められている [6]。

得られたヒストグラムを NEUT101U 例にして図 4.6 に示す。バックグラウンドを 1 次関数で評価して、ピークを Landau 分布 +1 次関数でフィッティングすることにより、宇宙線のピーク ch を得た。

個々のフィット結果については表 A.7, A.8, A.9 を参照。

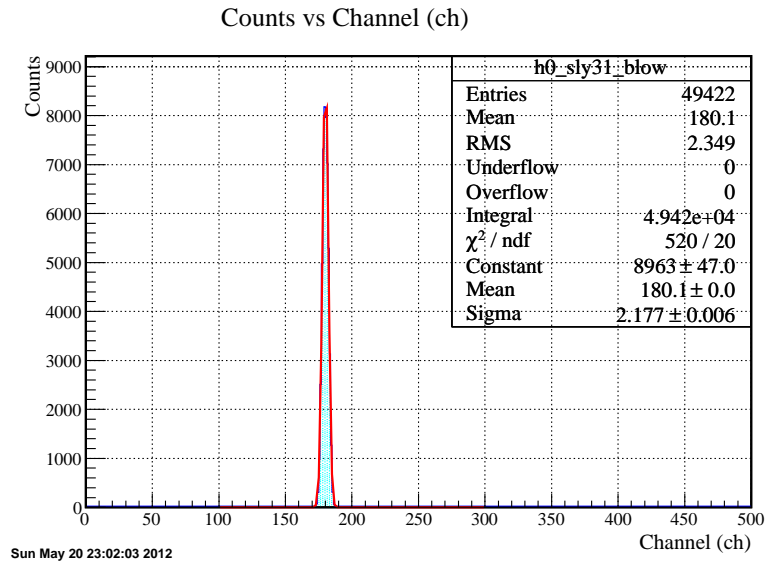


図 4.5 NEUT201U の pedestal フィットの図。gaussian でフィットしたときの中心値を pedestal 値とした。この ch 値が QDC のオフセットになっているため、これを差し引き、この ch を 0ch とする。

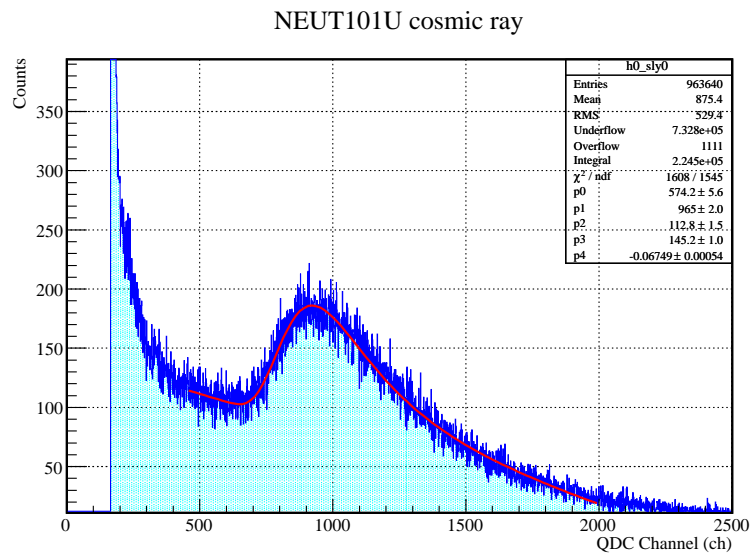


図 4.6 NEUT101U の宇宙線のフィットの図。ピークを Landau 分布関数と 1 次関数の和でフィットしたときの Landau 分布関数のピークを宇宙線のエネルギー損失値とした。この ch 値が 30MeV のエネルギーに相当する。

### 4.2.3 $^{241}\text{Am}$ -Be 線源による $\gamma$ 線

前述のように、線形性が担保されるならば QDC の  $\text{ch} \rightarrow \Delta E$  変換の比例係数を求めるには上述の 2 点でも十分であるが、データ点を増やす目的で  $^{241}\text{Am}$ -Be 線源による  $\gamma$  線の Compton edge を利用する\*2。ただし、VETO では Compton edge が顕著に見られなかったため、この較正は NEUT のみで行った。

\*2 この他の理由として、 $^{241}\text{Am} - \text{Be}$  の Compton edge のエネルギー 4.189MeV は、NEBULA のソフトウェア上で設定しているスレッシュホルド 6MeV に近いため、スレッシュホルド値が正しく設定できているか確認するためでもある。

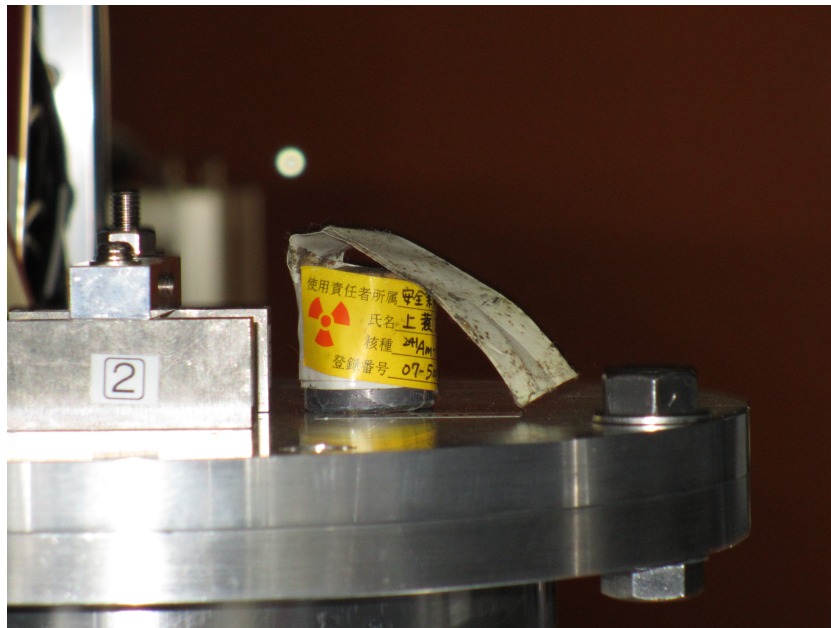


図 4.7  $^{241}\text{Am}$ -Be 線源。用いた線源は 1.1GBq の非常に高強度な線源である。

$^{241}\text{Am}$  は  $^{237}\text{Np}$  に  $\alpha$  崩壊する。



発生した  $\alpha$  粒子と  $^9\text{Be}$  により、 $^{12}\text{C}^*$  が生成する。



$^{12}\text{C}^*$  が基底状態に脱励起するときに 4.43MeV の  $\gamma$  線を生じる。



発生した  $\gamma$  線がシンチレータ中で起こす反応は主として Compton 散乱である。 $\gamma$  線は電子と Compton 散乱するときに反跳した電子にエネルギーを与えるが、電子はシンチレータを構成する様々な原子との電磁相互作用によりこのエネルギーを全て失い、失ったエネルギーと等量のシンチレーション光が発生する。気を付けなければならないのは、 $\gamma$  線は Compton 散乱ではそのエネルギー 4.43MeV 全てを電子に与えることができない。

$\gamma$  線のエネルギー損失  $\Delta E$  は、

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_i - E_s \\ &= E_i \left( 1 - \frac{1}{1 + \frac{E_i}{m_e}(1 - \cos \theta)} \right) \end{aligned} \quad (4.2.5)$$

で与えられる (セクション A.3)。

$E_i = 4.43\text{MeV}$  を代入すると、 $\Delta E$  は  $\theta = \pi$ 、つまり後方散乱のときに最大値  $\Delta E = 4.189\text{MeV}$  となる。

しかし、実際に  $\gamma$  線源を用いて得られる Compton edge は図 4.8 のように鋭いピークとしては観測されず、検出器のエネルギー分解能により edge は鈍る。以下ではこの点を考慮して実際のヒストグラムをフィッティングするための手法を紹介する。

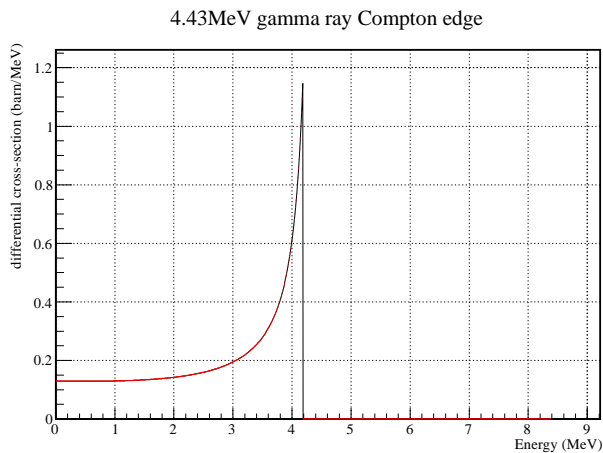


図 4.8 Klein=仁科の式から求めた Compton edge を表すグラフ。エネルギー損失が 4.189MeV のところでピークが見える。

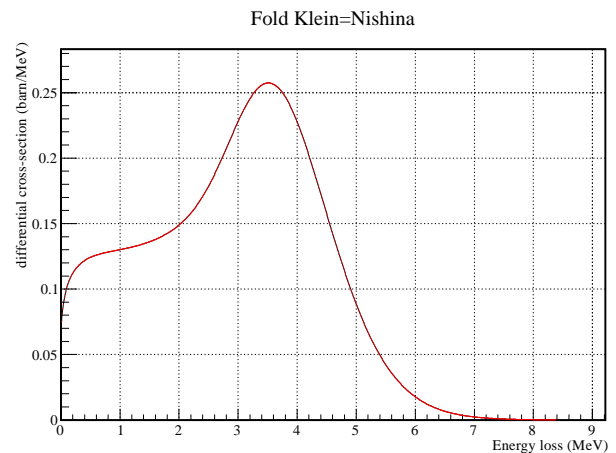


図 4.9 検出器の分解能による Compton edge の鈍り。左図での edge が gaussian のように広がってしまう様子を表す。

Compton 散乱の反応断面積は、理論的には次式の Klein=Nishina の式から得られる。

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \gamma^2} \left[ 2 + \frac{s^2}{r^2(1-s)^2} + \frac{s}{1-s} \left( s - \frac{2}{\gamma} \right) \right] \quad (4.2.6)$$

$$\gamma = E_i/m_e c^2, \quad s = T/E_i$$

各パラメータは以下のように与えられる。

$\sigma$	:	全反応断面積
$T = E_e$	:	電子が光子から受け取ったエネルギー
$m_e$	:	電子の質量
$r_e = \hbar/m_e c$	:	電子の古典半径

この式で  $^{241}\text{Am-Be}$  由来の  $E_i = 4.43\text{MeV}$  の  $\gamma$  線による Compton 散乱の反応微分断面積を表したのが図 4.8 である。この関数  $f(T) = d\sigma/dT$  を矩形分割して、各長方形が検出器の分解能により gaussian に鈍ると考えると、実際に得られるヒストグラムは  $f(T)$  と gaussian の積を足し合わせた  $f_{\text{fold}}(T)$  になる。

$$f_{\text{fold}}(T) = \int f(T') \text{ gaussian}(T', T' - T) dT' \quad (4.2.7)$$

$$\text{gaussian}(T', T' - T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(T')} \exp\left(-\frac{(T' - T)^2}{2\sigma(T')^2}\right), \quad \sigma(T') = a\sqrt{T'}$$

ここで、 $\sigma(T')$  は波高の分解能であり、 $a$  はフィッティングのパラメータとして求める。

以上の式を用いて得られた結果が、図 4.9 である。 $^{241}\text{Am-Be}$  線源を用いて得られたヒストグラムのフィットには、式 (4.2.7) を用いた。その様子が図 4.10 である。

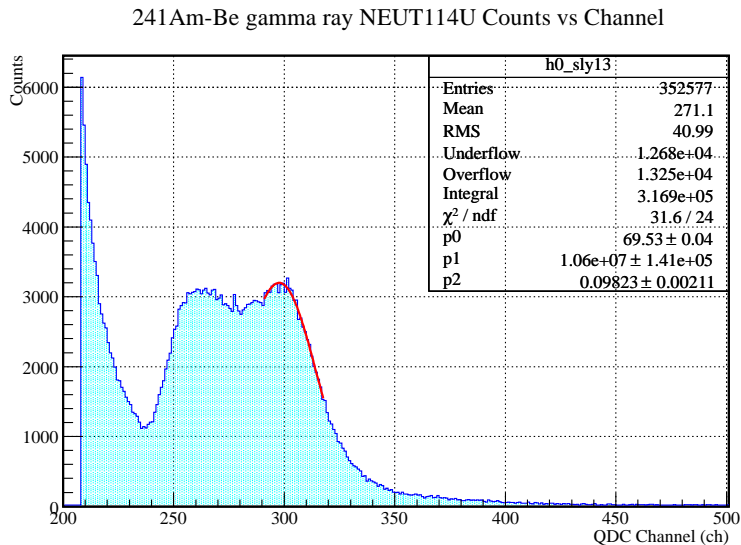


図 4.10  $^{241}\text{Am-Be}$  線源由来の  $\gamma$  線の Compton edge のフィットの様子。NEUT114U を例にした。

#### 4.2.4 エネルギー較正 結果

セクション 4.2 で行ったエネルギー較正の結果を表 A.12, A.13, A.14 に載せる。尚、前述の通り VETO に関しては  $^{241}\text{Am-Be}$  の Compton edge を利用できなかったため、pedestal と宇宙線の 2 点のみでフィットした。図 4.11 に NEUT の較正の様子を、図 4.12 に VETO の較正の様子を示す。

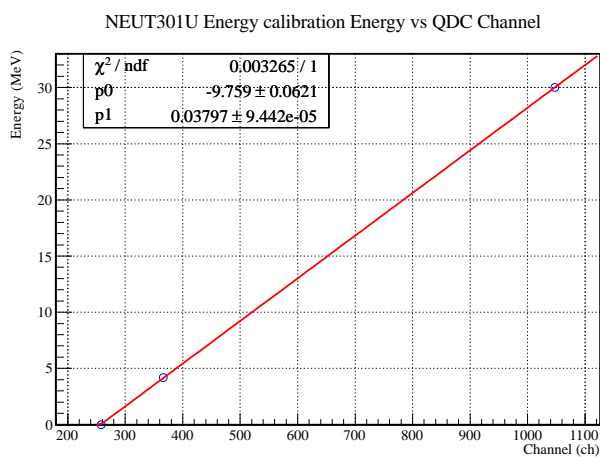


図 4.11 NEUT のエネルギー較正の様子。図は NEUT301U を例にした。pedestal、 $^{241}\text{Am-Be}$  由来の  $\gamma$  線の Compton edge、宇宙線の 3 点でフィットし、ch  $\rightarrow$  MeV の変換を得た。

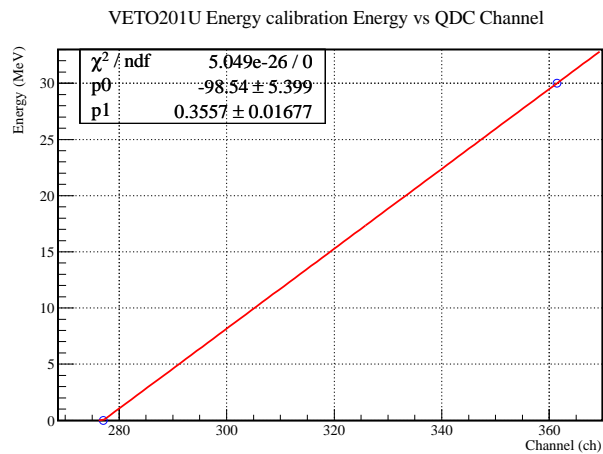


図 4.12 VETO のエネルギー較正の様子。図は VETO201U を例にした。pedestal、宇宙線の 2 点でフィットし、ch  $\rightarrow$  MeV の変換を得た。 $^{241}\text{Am-Be}$  由来の  $\gamma$  線の Compton edge は VETO では edge が見えないことから利用していない。

各モジュールの時間較正の結果は表 A.12, A.13, A.14 に載せる。これらの表の変換係数を  $k$  とすれば、任意の QDC



の  $\text{ch}$  を以下の式を用いてエネルギー  $E$  に変換できる。

$$E = k(\text{ch} - \text{pedestal}) \quad (4.2.8)$$

各モジュールの pedestal 値は、表 A.4, A.5, A.6 を参照。

### 4.3 エネルギー較正前後のヒストグラムの比較

エネルギー較正前後でヒストグラムがどのように変化したか、その一例を示す。

下図 4.13, 4.14 に較正前後の宇宙線ヒストグラムを NEUT102U を例にして示す。

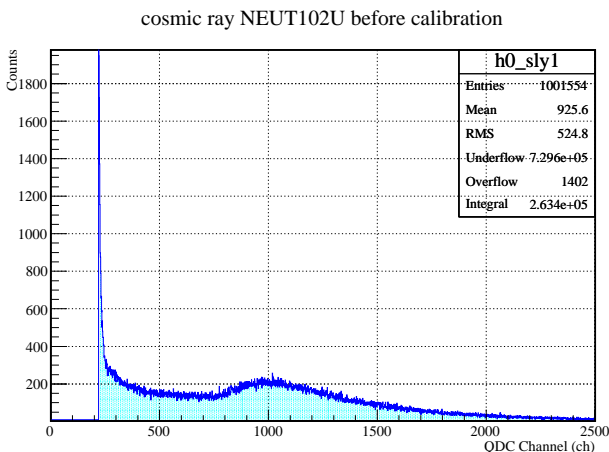


図 4.13 較正前の NEUT102U 宇宙線

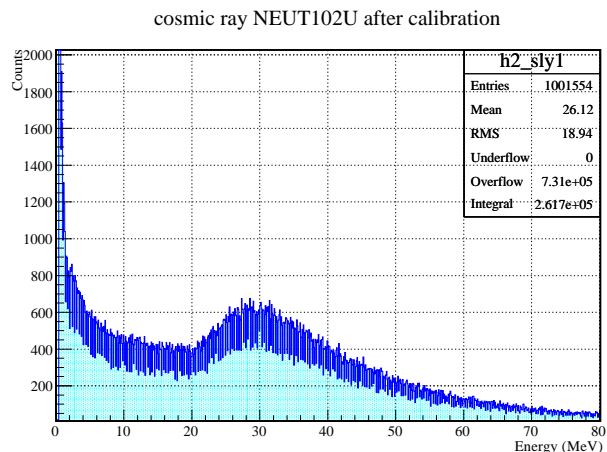


図 4.14 較正後の NEUT102U 宇宙線

同様に較正前後の  $^{241}\text{Am-Be}$  線源による  $\gamma$  線の Compton edge を下図 4.15, 4.16 に示す。

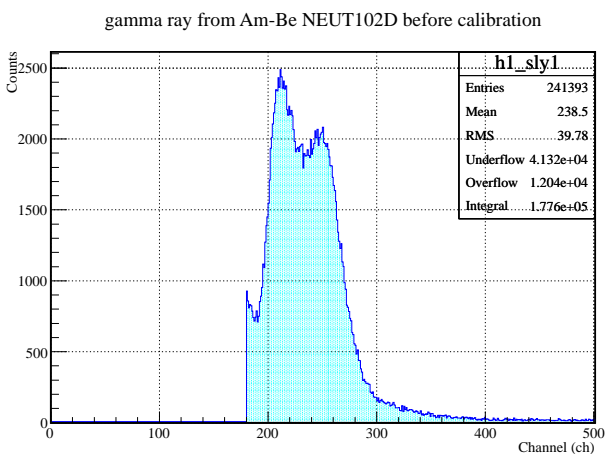


図 4.15 較正前の NEUT102D の  $^{241}\text{Am-Be}$  由来の  $\gamma$  線

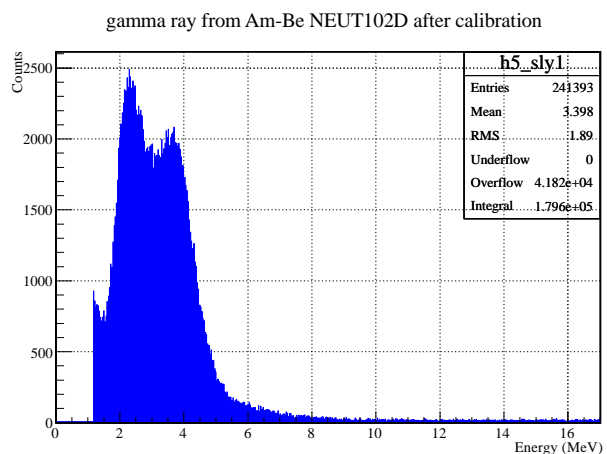


図 4.16 較正後の NEUT102D の  $^{241}\text{Am-Be}$  由来の  $\gamma$  線

### 4.4 位置較正

#### 4.4.1 HPC を用いた $y$ 座標の較正

NEBULA の  $y$  方向の位置較正を行う。NEBULA の各検出器の中心が全てビーム軸を通る水平面上にあるとすれば、NEUT の上下の時間情報  $t_u, t_d$  の差  $dt = t_d - t_u$  から、 $dt \rightarrow y$  の変換が以下の様に可能になる。

中性子あるいは荷電粒子が NEUT の  $y(-90\text{cm} \leq y \leq 90\text{cm})$  の位置に入射したとする。このとき発生するシンチレーション光のシンチレータ中での伝播速度を  $v_s$  とすると、

$$t_u = \frac{90 - y}{v_s}, \quad t_d = \frac{90 + y}{v_s} \quad (4.4.1)$$

が成り立つ。ゆえに  $dt$  は

$$dt = t_d - t_u = \frac{2y}{v_s} \quad (4.4.2)$$

より、

$$y = \frac{v_s}{2} dt \quad (4.4.3)$$

が成り立つので、 $dt$  が分っていれば  $y$  への較正が可能である。理想的には、これで位置較正が可能であるが、実際には NEUT の有感領域と座標系が正確に対応しているわけではないので、この方法では十分な較正ができない。

そこで、外部検出器を用いて位置較正を行う。このとき用いる外部検出器が HPC(“Horizontal Proportional Counter”)である。この HPC を各架台の前面、背面にそれぞれ 4 モジュールずつ設置して、HPC を通過する宇宙線を用いて位置較正を行う。HPC の ID は図 4.17 の通りである。図 4.18 に HPC をマウントした NEBULA の写真を載せる。

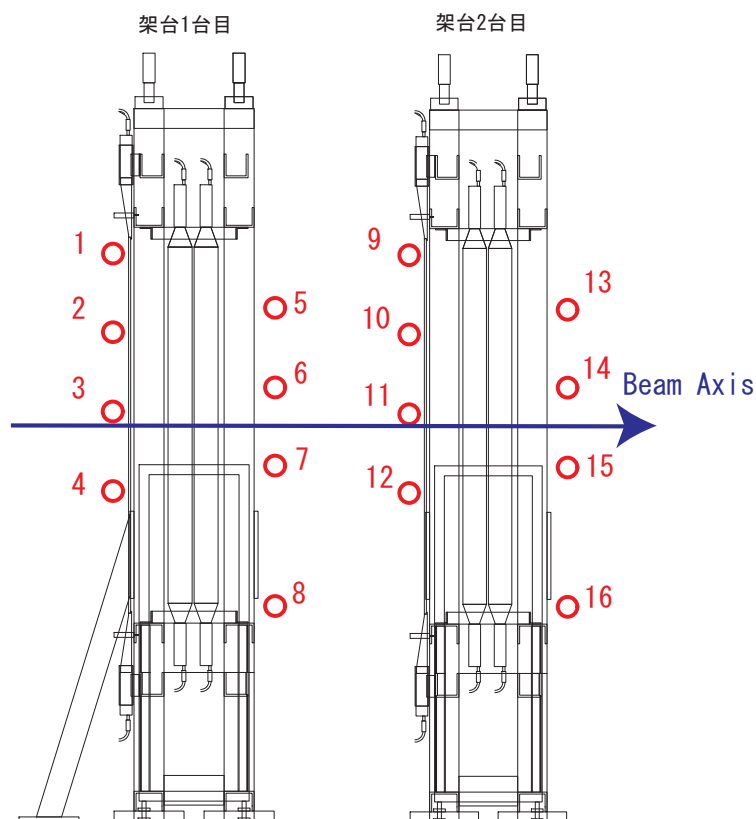


図 4.17 HPC の ID



図 4.18 HPC をマウントした NEBULA

#### 4.4.2 HPC ゲートによる位置較正

HPC を用いた  $dt \rightarrow y$  の較正は以下の手順で行う。

NEUT 各層で、ある 2 本の HPC と NEUT のシグナルがコインシデンスするというゲートをかける。すると、このゲートの下で得られたイベントのほとんどは、選んだ 2 本の HPC の両方を通して宇宙線である<sup>\*3</sup>。このイベントで得られる  $dt$  は、伝播速度  $v_s$  なので一定となる。さらに、2 本の HPC の  $y$  座標からこのゲート下での宇宙線が NEUT を通過する位置  $y$  が分かるため、式 (4.4.3) にオフセット  $y_{\text{offset}}$  を加えた式

$$y = \frac{v_s}{2} dt + y_{\text{offset}} \quad (4.4.4)$$

から、各 NEUT の  $v_s, y_{\text{offset}}$  が求められる。

表 4.2 に HPC ゲートとして用いた ID の組み合わせを示す。ゲートは架台間を越えないものを選んだ。

図 4.19, 4.20 に NEUT216 の HPC ゲートをかけない場合とかけた場合の違いを示す。

#### 4.4.3 位置較正 結果

表 4.2 の様に HPC にゲートをかけたときの位置較正の結果を示す。表 A.15 には光のシンチレータ中での伝播速度  $v_s$  を、表 A.16 には  $y$  方向のオフセット  $y_{\text{offset}}$  を示す。図 4.4.3 は NEUT111 の  $dt \rightarrow y$  の位置較正の様子である。ゲートは 7 点あるため、7 つの点を用いて 1 次関数でフィットして  $v_s, y_{\text{offset}}$  を求めている。図 4.22, 4.23 には位置較正前後の  $dt, y$  の分布を示す。

<sup>\*3</sup> アクシデンタルに 2 本の HPC に別々の宇宙線が通過することもあり得る。

NEUT100/200 番台	NEUT300/400 番台
1 $\otimes$ 5	9 $\otimes$ 13
1 $\otimes$ 6	9 $\otimes$ 14
2 $\otimes$ 6	10 $\otimes$ 14
2 $\otimes$ 7	10 $\otimes$ 15
3 $\otimes$ 7	11 $\otimes$ 15
3 $\otimes$ 8	11 $\otimes$ 16
4 $\otimes$ 8	12 $\otimes$ 16

表 4.2 位置較正時に選んだ HPC ゲート

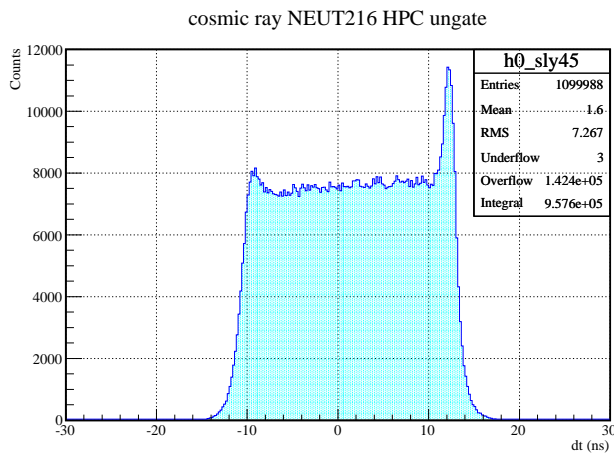


図 4.19 宇宙線による NEUT216 の dt(ゲートなし)

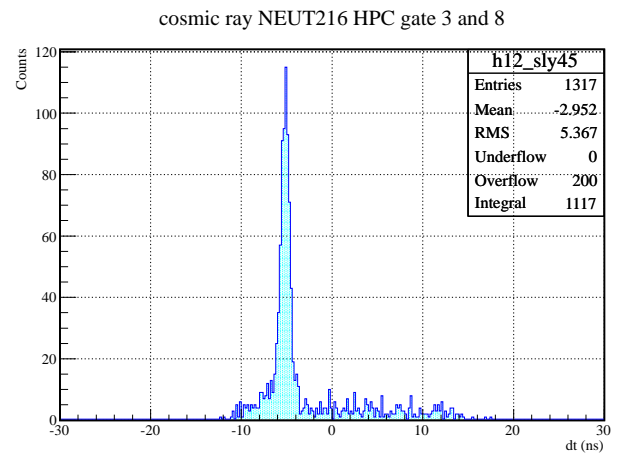
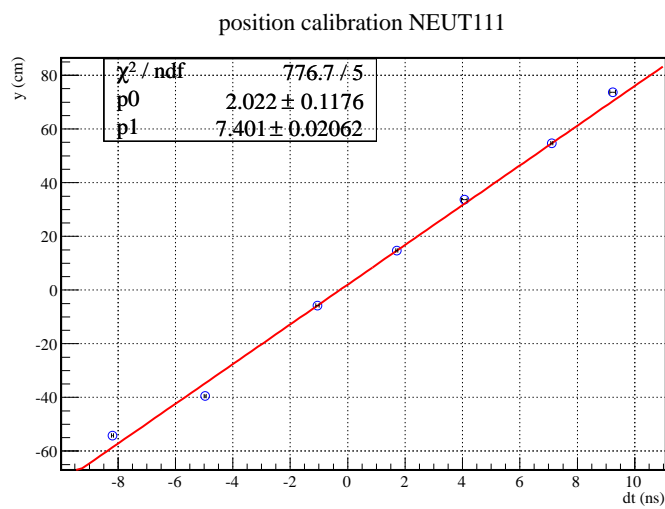
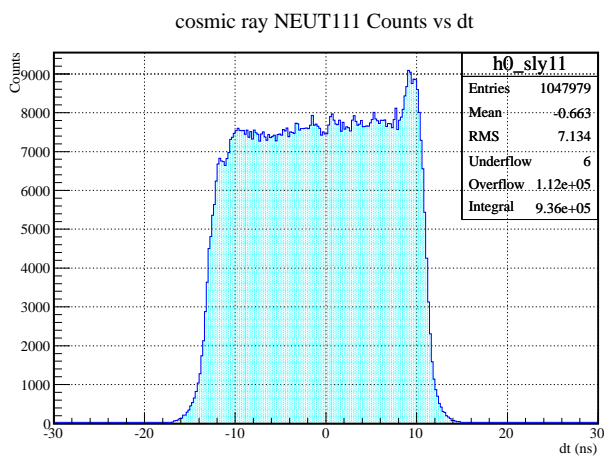
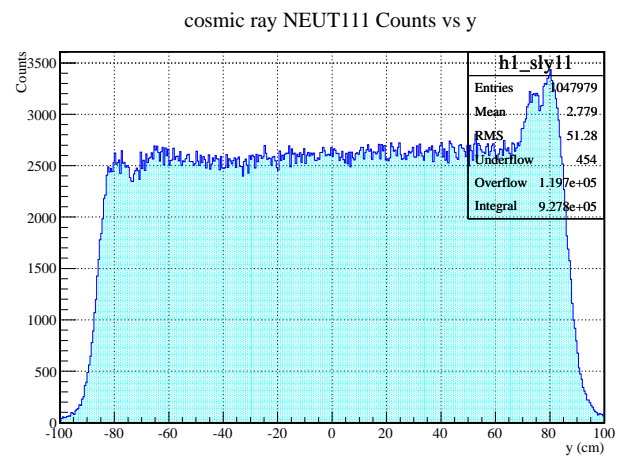
図 4.20 宇宙線による NEUT216 の dt(3  $\otimes$  8 ゲート)

図 4.21 NEUT111 の位置較正の様子

図 4.22 位置較正前の NEUT111 の  $dt$  分布図 4.23 位置較正後の NEUT111 の  $y$  分布

## 第 5 章

# オンライン実験

本章では、2012 年 3 月に理化学研究所で行われた検出器性能テスト実験 (SAMURAI Commissioning) について記す。

### 5.1 SAMURAI Commissioning

SAMURAI は 2012 年度 3 月から運転を始めた、高エネルギー重イオンビームのためスペクトロメータである。その最初の実験が SAMURAI を構成する各検出器のテストを目的とする実験、SAMURAI Commissioning である。NEBULA については以下の 2 つのビームを用いた実験が行われた。

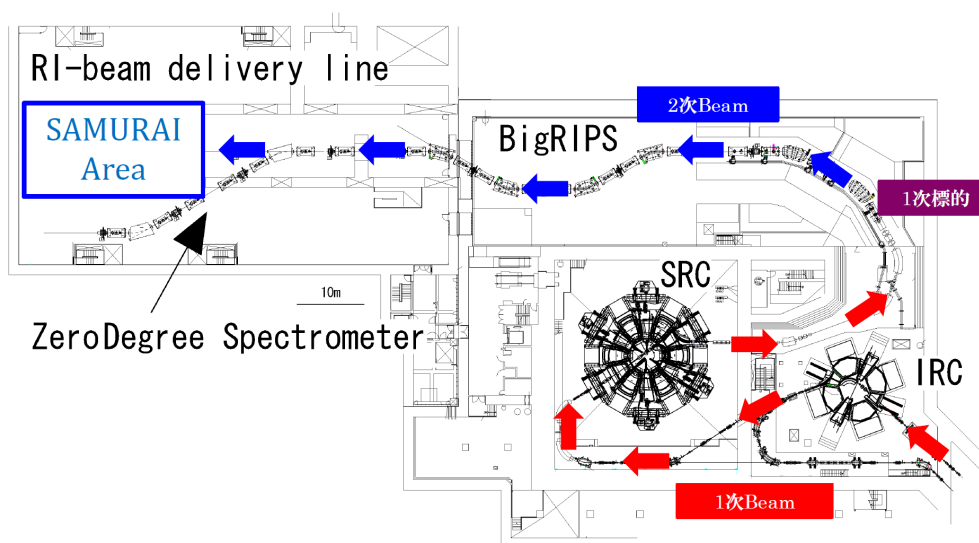


図 5.1 RIBF のビームライン。上流から加速された 1 次ビームは BigRIPS 最上流で 1 次標的と衝突し、様々な 2 次ビームを生成する。BigRIPS で目的の 2 次ビームが選別され、SAMURAI まで到達する。

- 250MeV/u の  $^{15}\text{C}$  ビーム, Cu 標的を用いた高エネルギー  $\gamma$  線測定  
 $\gamma$  線は速度  $\beta = 1$  で一定なので、核反応直後に生成した励起状態の原子核の脱励起で発生する  $\gamma$  線が NEBULA に届く時間は一定であるので、このことを用いて後述する slew を補正できる。
- 200MeV, 250MeV の陽子ビームを用いた  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$  反応による中性子測定  
 この反応で発生する中性子を用いて NEBULA の中性子の時間分解能、efficiency を評価する。

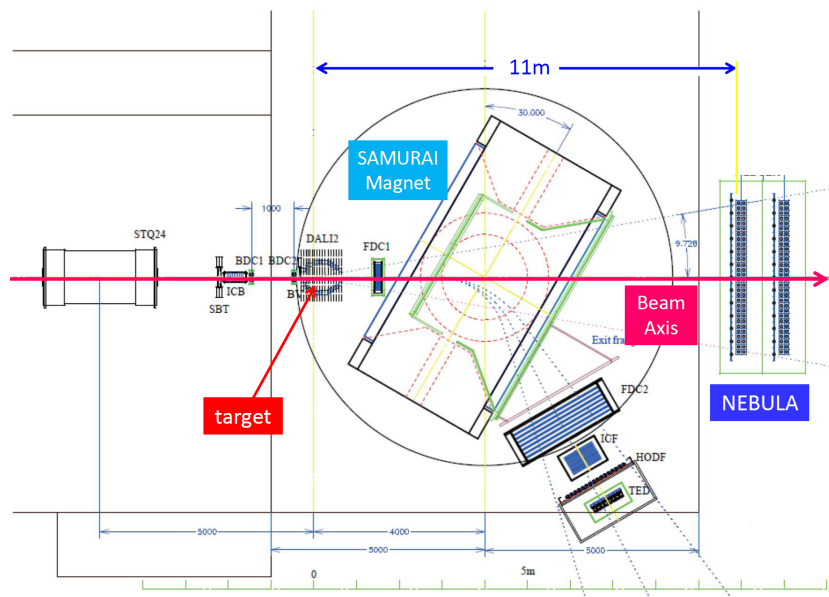


図 5.2 本実験での SAMURAI のセットアップ。BigRIPS で選別された 2 次ビームが SBT を通るとスタート信号を生成する。2 次標的は DALI2 内部に置かれている。反応後に生成する荷電粒子は SAMURAI Magnet で曲げられ HODF を通過し、中性子は直進して NEBULA と衝突、通過する。



図 5.3 Li 標的。Li は空気中に水分があると  $N_2$  と反応して  $Li_3N$  に変化するので、シリカゲルとともに瓶中で保存した。

## 5.2 $\gamma$ 線を用いた slew 補正

### 5.2.1 slew

NEBULA で使用している Discriminator V895B はリーディングエッジ型 (セクション 3.4.1) であるため、入力信号の電圧がスレッシュホールド電圧を越えた時に初めて、デジタル信号を出力する。これは、図 5.4 のように電圧値が大きい時は早く、電圧値が小さいときは遅くなることが分かる。この効果を slew (もしくは walk) と呼ぶ。波高は粒子のエ



エネルギー損失に依っているので、低エネルギー側程 slew により時間が遅れている様に見えてしまう。slew は時間分解能に影響を与えるため、この効果を補正する。

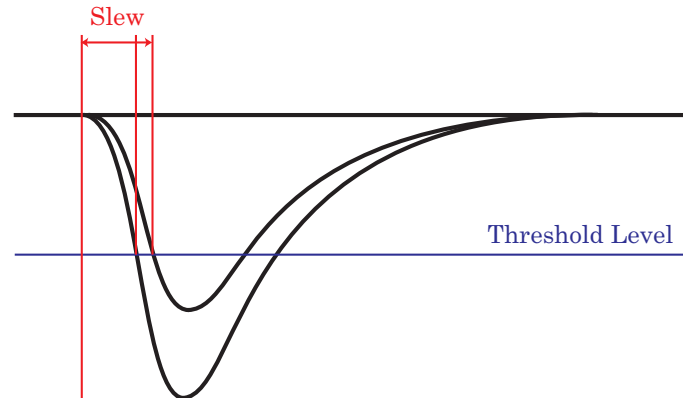


図 5.4 波高の違いにより slew が生じる様子。波高が低いほどスレッシュホールド電圧を越えるのが遅くなるため、粒子のエネルギー損失が小さい領域で時間の遅れが生じる。

slew がかった観測時間  $t_{\text{obs}}$  と真の時間  $t_{\text{real}}$  との差  $t_{\text{slew}}$  は、

$$t_{\text{obs}} = t_{\text{real}} + t_{\text{slew}} \quad (5.2.1)$$

となる。

図 5.5 に、 $\gamma$  線のエネルギー損失、つまりアナログ情報  $A$  の UP(DOWN) の情報  $A_u(A_d)$  と TOF の関係を示す。低エネルギーほど、時間が遅れていることがわかる。

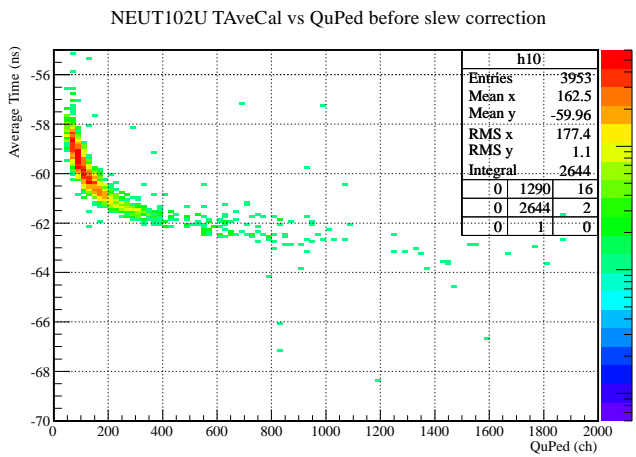


図 5.5 slew 補正前の  $\gamma$  線の TOF vs アナログ。縦軸の TOF は NEUT102U と D の較正後の時間情報の平均、横軸は pedestal を差し引いた後の較正前のアナログ情報である。縦軸に時間原点はビームが SBT に当たった時間とはなっており、適当である。

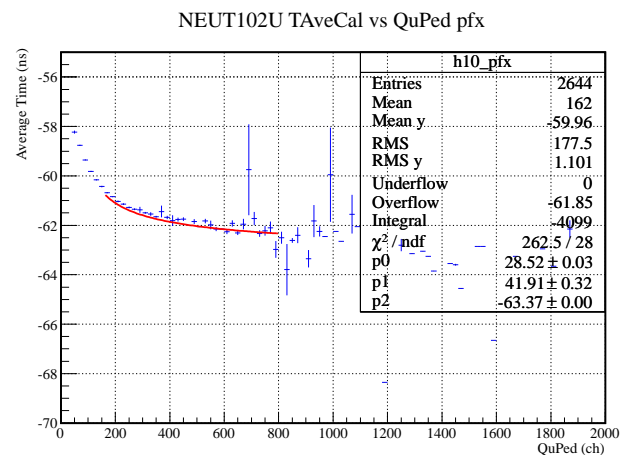


図 5.6 左図 5.5 の縦軸方向の平均点をとったもの。これを式 (5.2.2) でフィットし、パラメータ  $p_1, p_2, p_3$  を求めて slew 補正を行った。横軸は 160ch=6MeV より大きい範囲でフィットしている。

slew による時間情報の遅れがどのくらいであるか見積もるために、slew による時間の遅れを次式

$$t_{\text{slew}} = \frac{p_1}{\sqrt{A - p_2}} + p_3 \quad (5.2.2)$$

でフィットする。図 5.5 の縦軸方向の時間平均をとったのが図 5.6 である。得られたヒストグラムに対して式 (5.2.2) を用いてフィットし、フィットパラメータを求めた。ただし、フィット範囲の下限は  $160\text{ch} = 6\text{MeV}$  とした。これは、中性子を捕獲したシンチレータ中で次のような反応が起こるためである。



生じる  $\gamma$  線のエネルギーは  ${}^{241}\text{Am-Be}$  から発生する  $\gamma$  線のエネルギーと同じである。図 4.16 を見るとわかる様に、較正後のヒストグラムでこの  $\gamma$  線の Compton edge が  $6\text{MeV}$  辺りまで裾を引いている。NEBULA ではこの Compton edge を拾わないようにソフトウェア上で  $6\text{MeV}$  のスレッシュホールドを設定している。そのため、 $6\text{MeV}$  以下の slew を補正する必要はない。また、低エネルギー側と高エネルギー側の両方の領域を式 (5.2.2) のは困難で精度が落ちる\*1。そのためフィットの範囲は  $6\text{MeV}$  以上で十分なのである。

### 5.2.2 $\gamma$ 線を用いた slew 補正 結果

$\gamma$  線を用いた slew 補正を行った結果を示す。図 5.8, 5.10 のように、slew 補正の前後で時間の遅れが解消されていることがわかる。

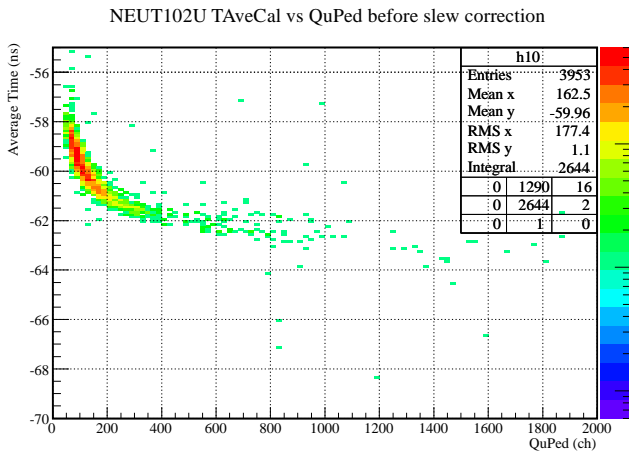


図 5.7 NEUT102U の slew 補正前の  $\gamma$  線の TOF vs アナログ。図 5.5 の再掲。

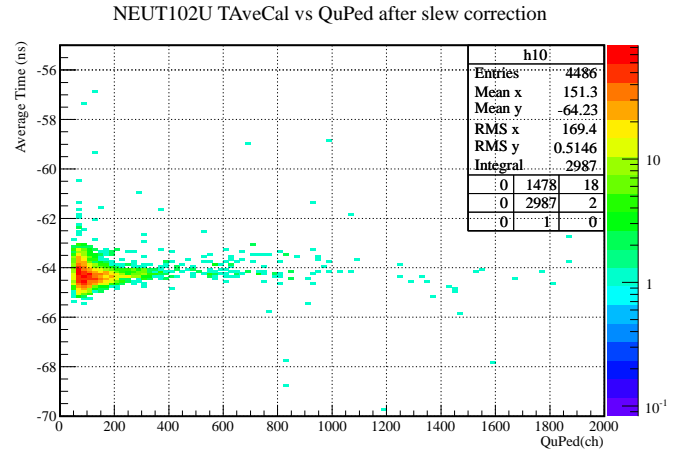


図 5.8 NEUT102U の slew 補正後の  $\gamma$  線の TOF vs アナログ。低エネルギー側の時間の遅れが解消されている様子がわかる。

## 5.3 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ 反応を用いた中性子の時間分解能

### 5.3.1 陽子ビームの生成

この実験では、電子を全て剥ぎ取った  ${}^{18}\text{O}^{8+}$  を 1 次ビームとして用いる。図 1.2 の様にイオン源から射出された  ${}^{18}\text{O}^{8+}$  は、まず線形加速器 LILAC で初期加速された後、各サイクロトロンにより SRC を通過した段階でその運動エネルギーを  $345\text{MeV/u}$  まで上げられる。BigRIPS に到着した  ${}^{18}\text{O}^{8+}$  は、BigRIPS 最上流の F0 にある 1 次標的 ( $\text{Be} : 30\text{mm}$ ) と衝突し、核破砕反応により様々な核種に分裂し、陽子などの 2 次ビームを生成する。BigRIPS では、スリット、ディグレダを通して、目的の核種 (この実験では  $200\text{MeV}$  の陽子のみ) を選別し SAMURAI エリアに送る。た

\*1 より精度良くフィットできる関数が見つかるのが好ましい。

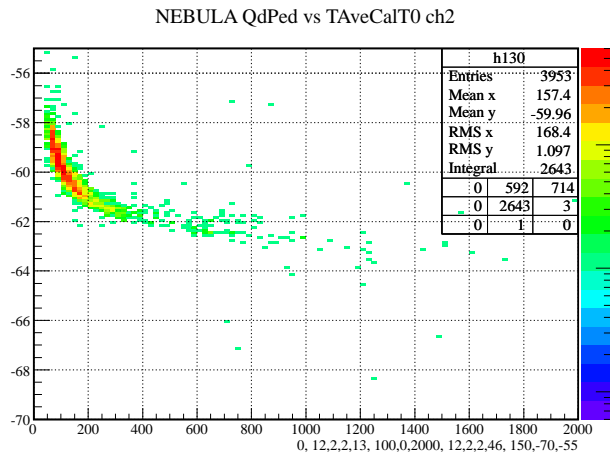


図 5.9 NEUT102D の slew 補正前の  $\gamma$  線の TOF vs アナログ。

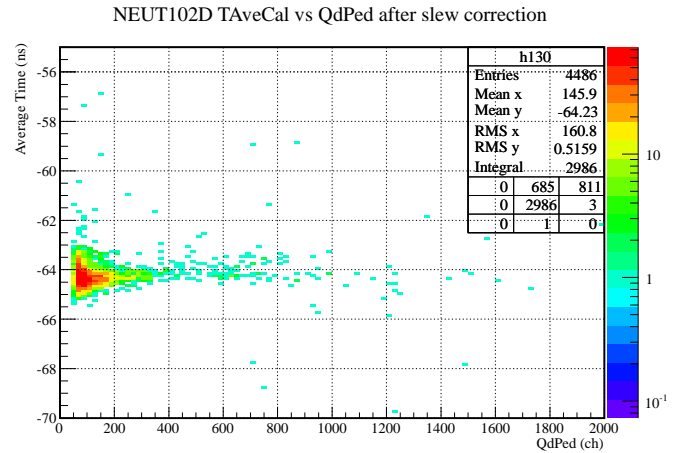


図 5.10 NEUT102D の slew 補正後の  $\gamma$  線の TOF vs アナログ。こちらも低エネルギー側の時間の遅れが解消されている。

だし、スタートカウンターなどのシンチレータ、ディグレーダなどを通過するため、200MeV の陽子ビームの運動エネルギーは 2 次標的に到達するまでに 199MeV まで減少している\*2。

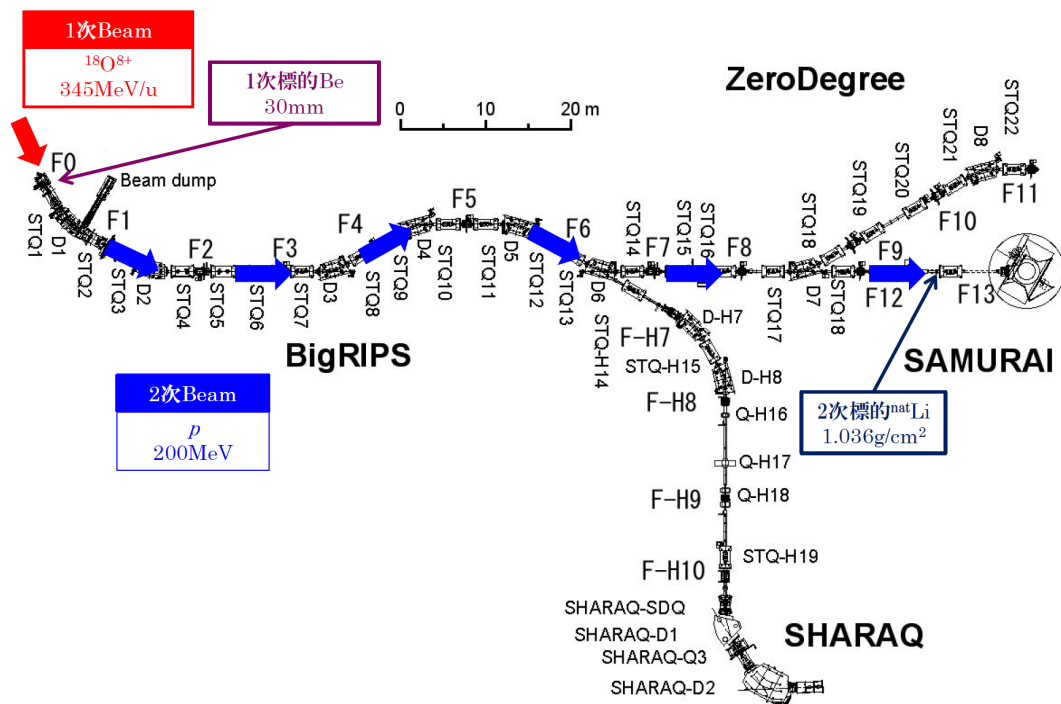


図 5.11 陽子ビーム生成の過程。各加速器で加速された 1 次ビームが 1 次標的に衝突し、様々な 2 次ビームを生成する。BigRIPS では 2 次ビームを選別し、SAMURAI エリアに送っている。STQ は超伝導三連四重極磁石であり、D はダイポールを表している。

また、BigRIPS では F3-F7 間の TOF, F7 プラスチックでのエネルギー損失  $\Delta E$ , F3-F5 間での磁気硬度  $B\rho$  を測

\*2 LISE++ を用いて計算した

定する事により、同時に PI("Particle Identification", 粒子識別) も行われている (セクション A.5)。

### 5.3.2 中性子の生成

SAMURAI にある 2 次標的 ( ${}^7\text{Li}$ ) と陽子ビームが衝突し、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$  の荷電交換反応が主として起こり、中性子が放出される。



入射陽子が  ${}^7\text{Li}$  に電荷を渡して、中性子となる。この反応では入射陽子とほぼ同じエネルギーを持つ中性子が放出される。この実験で  $Li$  標的に到達する陽子は、BigRIPS で 199MeV のエネルギーを持つもののみを選んでいるため、反応により放出される中性子のエネルギーも単色となる。ただ、反応が  ${}^{nat}\text{Li}$  : 1.036g/cm<sup>2</sup> の厚さの標的のどの深さで起こったかによって、Bethe-Bloch の式 (A.5.2) により、反応が起こるまでに陽子ビームが失うエネルギーが異なり、それに伴って生成した中性子のエネルギーも多少変化する。199MeV の陽子ビームが標的入射直後で反応した場合の中性子のエネルギーは陽子と同じ 199MeV、最奥で反応した場合が 195MeV なので、この平均値 197MeV を中性子のエネルギーとして採用する<sup>\*3</sup>。その後、中性子は標的から 11m 離れた NEBULA に入射する。

### 5.3.3 中性子の時間分解能

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$  反応は入射エネルギーに依らず反応断面積がほぼ一定であることや、 $\Delta l = 0$  で発生する中性子の射出角度が  $0^\circ$  方向に集中するなど、この反応は詳しく調べられている [1],[5]。ゆえに中性子検出器の性能評価に適している。

中性子の時間分解能をガウシアンでフィットして評価する (図 5.12, 5.13)。ただし、前述の通り前方散乱がほとんどあるため、中性子はビーム軸付近に集中する。そのため、ビーム軸から離れるほど  ${}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$  以外の成分が大きくなるため、時間分解能の評価が困難になる。そのため、ビーム軸から離れるほど評価した時間分解能の信頼性が薄れていくのは留意されたい。

### 5.3.4 中性子の時間分解能 結果

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  反応で得られた中性子の時間分解能を表 5.1 示す。この解析での、入射陽子のエネルギーは 199MeV である。

## 5.4 中性子の efficiency

NEBULA の中性子の検出効率 (efficiency) を評価した。NEBULA を通過しても反応を起こさない中性子、または採用している LATCH 回路 (セクション 3.4.6) などのために、反応を起こしてもそのイベントを解析できない時間が存在する。飛来した中性子イベント数に対する NEBULA が解析した中性子イベント数の比が efficiency である。

$$\text{efficiency} = \frac{\text{NEBULA が解析した中性子イベント数}}{\text{飛来する中性子数}} \quad (5.4.1)$$

で定義される。

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$  反応で飛来する中性子は  $0^\circ$  方向に集中するため、 $0^\circ$  方向に飛来する中性子の個数が分れば、NEBULA の  $0^\circ$  方向の位置のゲートをかけることにより、efficiency を評価できる。

<sup>\*3</sup> エネルギー損失は線形ではないので厳密には正しくはない。

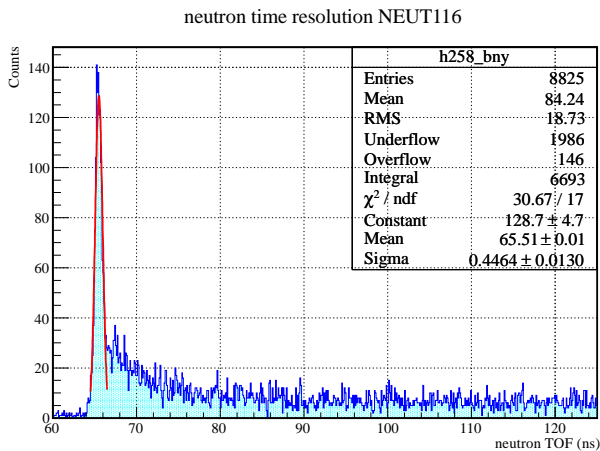


図 5.12 ビーム軸 ( $0^\circ$ ) 付近の NEUT の中性子の Counts vs TOF。NEUT116 を用いている。中性子のピークが鋭く現れているため、分解能を精度良く評価できる。

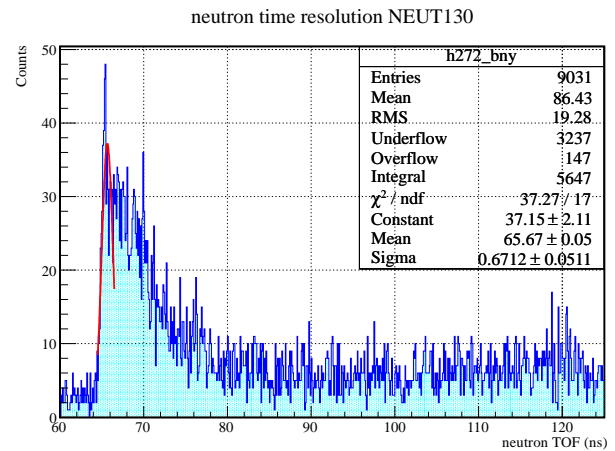


図 5.13 ビーム軸 ( $0^\circ$ ) から離れたの NEUT の中性子の Counts vs TOF。NEUT130 を用いている。中性子のピークがはっきりせず、分解能の評価が困難である。

ここで、問題となるのは次の 2 点である。

- ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$  反応での  $0^\circ$  方向の反応断面積
- $0^\circ$  と見なせる位置のゲートはどの程度か

以下ではこの 2 点について議論する。

#### 5.4.1 反応断面積

反応断面積については、[1] の論文の結果を利用する。

この論文の式 (8)、表 I によると、重心系の運動量移行  $q^{CM}(\text{fm}^{-1})$ 、200MeV の陽子ビーム<sup>\*4</sup>の全反応断面積  $\sigma_0 = 26.0 \pm 0.7$  として、微分断面積  $(d\sigma(q^{CM})/d\Omega)_{CM}$  が、

$$\left( \frac{d\sigma(q^{CM})}{d\Omega} \right)_{CM} = \sigma_0 \exp \left[ - (q^{CM})^2 \frac{\langle r^2 \rangle}{3} \right] \quad (5.4.2)$$

と書ける<sup>\*5</sup>。 $\langle r^2 \rangle$  は平均二乗半径 (mean-square radius, msr) で、論文の中では  $\langle r^2 \rangle = 7.29 \pm 0.81 \text{fm}^2$ ,  $5.71 \pm 0.14 \text{fm}^2$  の二値が提示されているが、今回は前者を用いた。

式 (5.4.2) は、図 5.14 の様に重心系の陽子の運動量移行  $q^{CM}$  を用いて表されているので、これを図 5.15 のように実験室系での中性子散乱角  $\theta^{Lab}$  の関数として、実験室系での微分断面積  $(d\sigma(\theta^{Lab})/d\Omega)_{Lab}$  に変換しなければならない。ただし、今回用いた陽子ビームの運動エネルギーは”実験室系”で 200MeV であるため以下のような手順を取るようになる。以下で用いる物理量には、実験室系では  $^{Lab}$ 、重心系では  $^{CM}$  の上付き添え字を用いて区別することにする。

1.  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$  反応を  ${}^7\text{Li}$  標的の静止系である実験室系から Lorentz 変換して重心系に直す
2. 重心系での運動量移行  $q^{CM}$ 、陽子の散乱角  $\theta^{CM}$  を実験室系での表記に直す

<sup>\*4</sup> 前述の通り今回の実験では陽子のエネルギーは 2 次標的直前で 199MeV となっている。

<sup>\*5</sup> ただし、論文 [1] とは別の表記を用いている。

NEUT ID	$\sigma_{\langle T \rangle}$	NEUT ID	$\sigma_{\langle T \rangle}$	NEUT ID	$\sigma_{\langle T \rangle}$	NEUT ID	$\sigma_{\langle T \rangle}$
NEUT101	549 ± 44	NEUT201	501 ± 33	NEUT301	528 ± 59	NEUT401	637 ± 48
NEUT102	522 ± 46	NEUT202	499 ± 37	NEUT302	460 ± 33	NEUT402	412 ± 26
NEUT103	472 ± 29	NEUT203	554 ± 33	NEUT303	490 ± 41	NEUT403	525 ± 25
NEUT104	590 ± 41	NEUT204	567 ± 33	NEUT304	511 ± 36	NEUT404	488 ± 27
NEUT105	464 ± 20	NEUT205	588 ± 32	NEUT305	451 ± 23	NEUT405	545 ± 26
NEUT106	449 ± 20	NEUT206	539 ± 23	NEUT306	492 ± 29	NEUT406	468 ± 22
NEUT107	462 ± 17	NEUT207	511 ± 19	NEUT307	553 ± 35	NEUT407	608 ± 33
NEUT108	491 ± 19	NEUT208	616 ± 32	NEUT308	473 ± 24	NEUT408	554 ± 26
NEUT109	498 ± 17	NEUT209	477 ± 16	NEUT309	403 ± 16	NEUT409	523 ± 21
NEUT110	476 ± 16	NEUT210	547 ± 20	NEUT310	469 ± 20	NEUT410	513 ± 19
NEUT111	483 ± 17	NEUT211	568 ± 22	NEUT311	560 ± 28	NEUT411	471 ± 17
NEUT112	471 ± 15	NEUT212	566 ± 19	NEUT312	506 ± 23	NEUT412	488 ± 19
NEUT113	476 ± 14	NEUT213	526 ± 17	NEUT313	466 ± 18	NEUT413	488 ± 17
NEUT114	485 ± 14	NEUT214	547 ± 18	NEUT314	459 ± 17	NEUT414	425 ± 12
NEUT115	467 ± 13	NEUT215	498 ± 16	NEUT315	485 ± 19	NEUT415	493 ± 19
NEUT116	446 ± 13	NEUT216	543 ± 20	NEUT316	470 ± 20	NEUT416	573 ± 23
NEUT117	459 ± 13	NEUT217	552 ± 20	NEUT317	483 ± 20	NEUT417	515 ± 19
NEUT118	538 ± 20	NEUT218	572 ± 22	NEUT318	488 ± 20	NEUT418	496 ± 18
NEUT119	497 ± 15	NEUT219	553 ± 19	NEUT319	449 ± 16	NEUT419	532 ± 21
NEUT120	466 ± 15	NEUT220	602 ± 25	NEUT320	495 ± 22	NEUT420	531 ± 21
NEUT121	482 ± 14	NEUT221	597 ± 27	NEUT321	428 ± 15	NEUT421	559 ± 22
NEUT122	473 ± 15	NEUT222	519 ± 17	NEUT322	475 ± 19	NEUT422	472 ± 15
NEUT123	445 ± 14	NEUT223	573 ± 22	NEUT323	440 ± 16	NEUT423	480 ± 16
NEUT124	472 ± 15	NEUT224	621 ± 27	NEUT324	517 ± 26	NEUT424	556 ± 25
NEUT125	460 ± 17	NEUT225	555 ± 20	NEUT325	441 ± 18	NEUT425	528 ± 21
NEUT126	490 ± 18	NEUT226	595 ± 27	NEUT326	409 ± 14	NEUT426	496 ± 19
NEUT127	416 ± 16	NEUT227	471 ± 15	NEUT327	459 ± 26	NEUT427	473 ± 17
NEUT128	481 ± 21	NEUT228	519 ± 20	NEUT328	437 ± 22	NEUT428	503 ± 23
NEUT129	517 ± 28	NEUT229	458 ± 16	NEUT329	499 ± 27	NEUT429	465 ± 22
NEUT130	671 ± 51	NEUT230	512 ± 32	NEUT330	473 ± 28	NEUT430	509 ± 24

表 5.1 199MeV 入射陽子の  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  で発生する中性子時間分解能  $\sigma_{\langle T \rangle}$  単位: ps 全平均: 505 ± 23 ps

3. 式 (5.4.2) に代入して重心系での微分断面積  $(d\sigma(q^{CM})/d\Omega)_{CM}$  を実験室系での微分断面積  $(d\sigma(\theta^{Lab})/d\Omega)_{Lab}$  を求める

以上の手順を踏んで (セクション A.6)、得られた実験室系での反応微分断面積  $(d\sigma(\theta^{Lab})/d\Omega)_{Lab}$  を表したのが図 5.15 である。

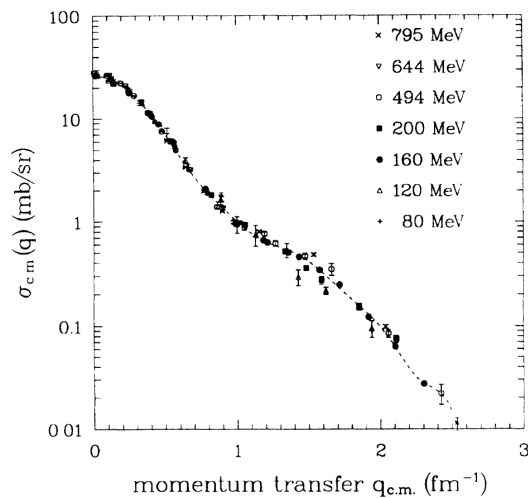


図 5.14  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$  の反応微分断面積  $(d\sigma(q^{CM})/d\Omega)_{CM}$  (重心系)[1]。横軸は、重心系での陽子の運動量移行  $q^{CM}$  である。

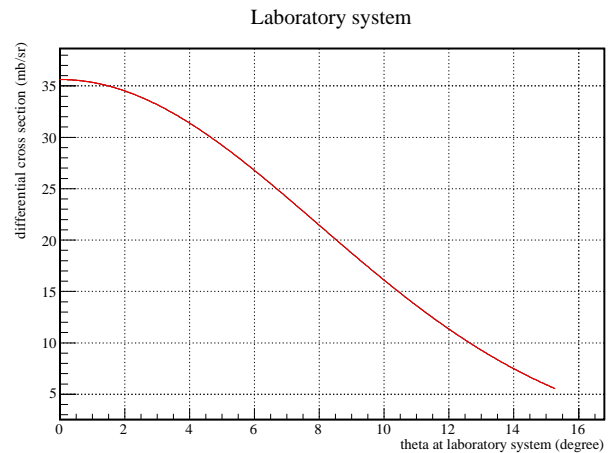


図 5.15  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$  の反応微分断面積  $(d\sigma(\theta^{Lab})/d\Omega)_{Lab}$  (実験室系)。式 (5.4.2) を基に横軸を実験室系での中性子散乱角  $\theta^{Lab}$  に変換して作成。

#### 5.4.2 0° 方向の位置のゲート

2 つ目の問題は、0° と見なせるような位置のゲートはどの範囲までかについてである。ゲートをかける範囲が狭すぎでは、十分な統計が得られないが、広すぎでは反応微分断面積が大きく変化してしまう。これについては、図 5.15 を見れば解決する。図が示す通り、反応微分断面積は  $\theta^{Lab} = 0^\circ$  から  $\theta^{Lab}$  が増加するにつれて減衰する。本論文では、 $\theta^{Lab} = 0^\circ$  での  $\sigma_0^{Lab} = 35.6\text{mb/sr}$  からの減衰がおおよそ 1, 2% 程度となる角度を 0° としたい。NEBULA は標的から 11m のところに位置しているため、ゲートをかける範囲は  $x, y$  座標の原点から 24cm 以内、 $x$  方向では NEUT4 本分となるようにした (表 5.4.2)。つまり、 $\theta^{Lab} = 1.24^\circ$  までも 0° 近辺と見なして、位置のゲートをかけた。

1 層目	NEUT115, 116, 117, 118
2 層目	NEUT215, 216, 217, 218
3 層目	NEUT315, 316, 317, 318
4 層目	NEUT415, 416, 417, 418

表 5.2 0° 方向の NEUT

#### 5.4.3 放出される中性子数

この解析で用いた実験データは以下の通りである。

標的に到達した陽子数は  $\text{SBT} \times \overline{\text{SBV}}^{*6}$  で求まる。

前述の LATCH 回路 (セクション 3.4.6) のために、中性子を DAQ がデータ取得できない時間が存在する。livetime とは、ビームと NEBULA がコインシデンスしてトリガーを生成した数に対する NEBULA がデータ解析できたイベント数である。

\*6 SBV は Scintillator Beam Veto の略である [8]。SBT を通過した 2 次ビームの中には、空間的に広がっていて標的に衝突できないものが存在する。このイベントを除去するのが SBV である。SBT と SBV のカウント数の差が標的に衝突したビームの数となる。

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ run	sdaq02 run 180 - 190
標的に衝突した陽子数 $N_p$	$5.988 \times 10^9$ 個
NEBULA が解析したイベント数 $N_a$	3275001 event
Beam $\times$ NEBULA	3896090 event
livetime	84%

表 5.3  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  run の詳細

Background run	sdaq02 run 178 - 179
標的に衝突した陽子数 $N_p^{\text{Background}}$	$1.021 \times 10^9$
NEBULA が解析したイベント数 $N_a^{\text{Background}}$	625934 event
Beam $\times$ NEBULA	299227 event
livetime <sup>Background</sup>	84.0%

表 5.4  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  Background run の詳細

$$\text{livetime} = \frac{\text{NEBULA が解析したイベント数}}{\text{Beam} \times \text{NEBULA}} \quad (5.4.3)$$

つまり、NEBULA が解析したイベント数に livetime の逆数をかけることにより、NEBULA が解析できなかったイベントを含めた全イベント数が求められる。

NEUT の層によって、中性子の TOF は異なるため、各層ごとに  $0^\circ$  のゲートをかけた NEUT が取得したイベント数  $N_{\text{layer}}$ 、 $N_{\text{layer}}^{\text{Background}}$  を数えれば、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$  反応で放出された中性子数  $N_n$  を、

$$N_n = \sum_{\text{layer}} \left( N_{\text{layer}} \times \frac{1}{\text{livetime}} - N_{\text{layer}}^{\text{Background}} \times \frac{1}{\text{livetime}^{\text{Background}}} \times \frac{N_p}{N_p^{\text{Background}}} \right) \quad (5.4.4)$$

により求められる。最後の因子は  $N_p/N_p^{\text{Background}}$  は、標的を入れた run と empty run で標的と衝突した陽子数を同じにするためである。

最後に、標的に  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$  で  $0^\circ$  方向に放出される中性子数  $N_n$  を求めておく。

標的に衝突した陽子数  $N_p$  に対して、

$$N_n = N_p \frac{N_A t}{A} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Lab}, 0^\circ} \quad (5.4.5)$$

$N_p$  は表 5.3 に記載されている値であり、 $N_A$  はアボガドロ定数  $6.02 \times 10^{23} \text{mol}^{-1}$ 、 $A$  は  ${}^7\text{Li}$  の質量数 7、 $t$  は  ${}^7\text{Li}$  標的の厚さである。この実験で用いている標的は、天然に存在する Li である  ${}^{\text{nat}}\text{Li}$  :  $1.036 \text{g/cm}^2$  であるため、 ${}^7\text{Li}$  の天然存在比 92.5% をかけると、式 (5.4.5) は、

$$N_n = 5.988 \times 10^9 \times \frac{6.02 \times 10^{23} \text{mol}^{-1} \times 1.036 \text{g/cm}^2 \times 0.925}{7.016 \text{g/mol}} = 32718 \quad (5.4.6)$$

と求まった。



## 5.4.4 efficiency 結果

標的を入れた run から、式 (5.4.4) を考慮して Background を差し引いたときに得られた 2 次元ヒストグラムが図 5.16 である。

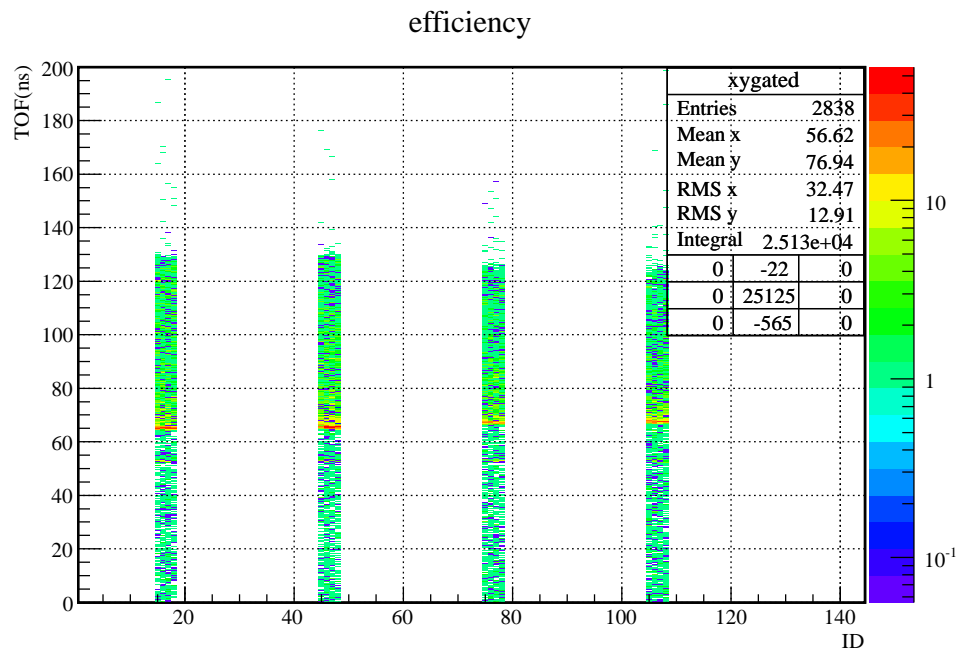


図 5.16 中性子 TOF(ns) ns ID

位置のゲートがかかっているため、各層でちょうど 4 本分の NEUT にのみ中性子のイベントが見られる。各層の  $y$  軸 (TOF 軸) 方向に射影したものが図 5.17 から図 5.20 である。

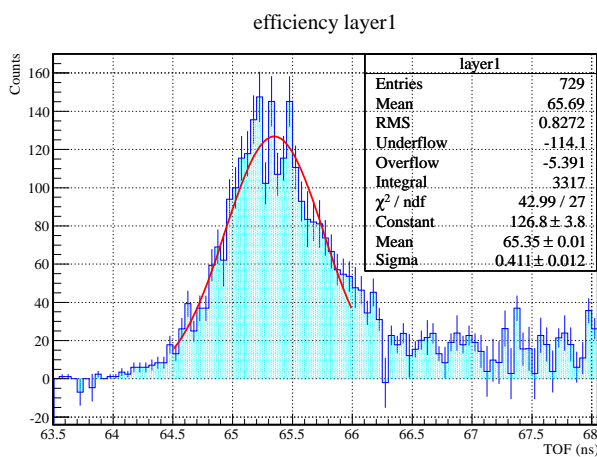


図 5.17 1 層目の中性子の Counts vs TOF

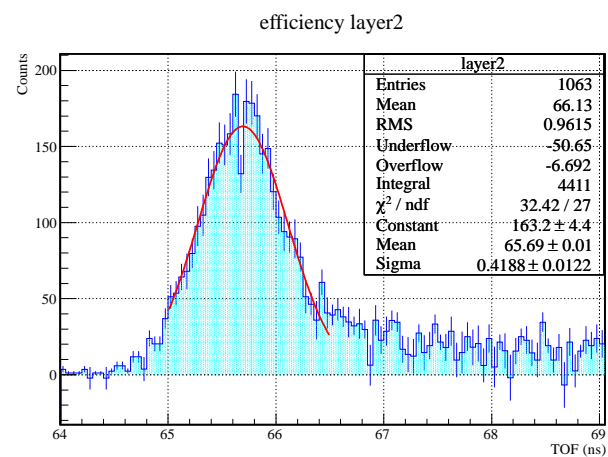


図 5.18 2 層目の中性子の Counts vs TOF

これをガウシアンでフィッティングして、ピークを中心値を求めた後、ピークの立ち上がりからこの中心値までのイベント数の和を求めて 2 倍した。つまりピークに対して TOF が小さい方のみを用いた。この理由は、TOF が大きい

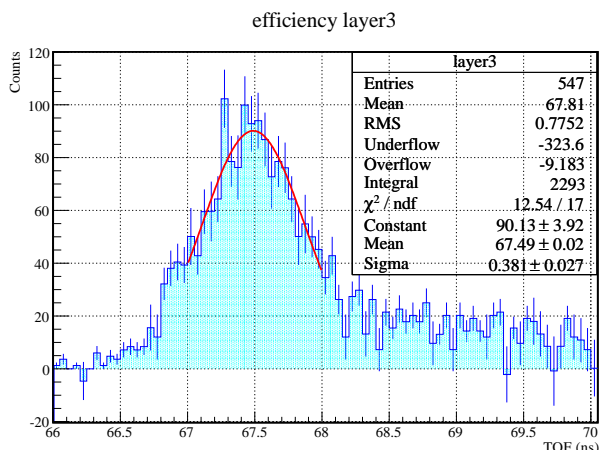


図 5.19 3 層目の中性子の Counts vs TOF

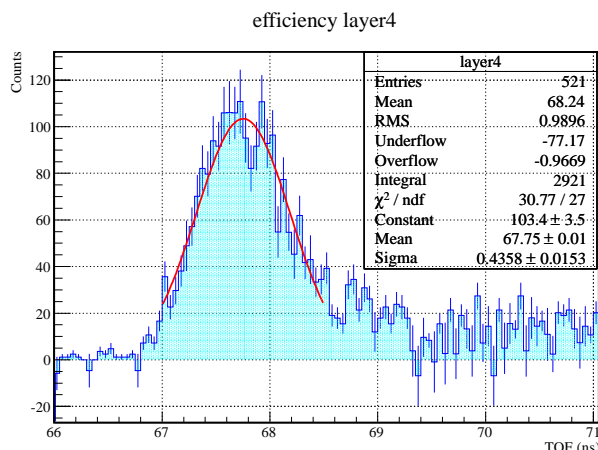


図 5.20 4 層目の中性子の Counts vs TOF

側には Background を差し引いたにもかかわらず裾を引いているのがわかるが、これは  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  反応の他のチャンネルや、 ${}^6\text{Li}$  との反応が混ざっていると考えられるためである。こうして得られた中性子イベント数は表 5.5 のようになる。

1 層目	3000 $\pm$ 55
2 層目	3412 $\pm$ 58
3 層目	1898 $\pm$ 44
4 層目	2238 $\pm$ 47
合計	10548 $\pm$ 103

表 5.5  $0^\circ$  方向の中性子イベント数

故に、NEBULA の efficiency は、式 (5.4.6) から、6MeV のソフトウェアスレッシュホールドの下で、

$$\text{efficiency} = \frac{10548 \pm 103}{32787} \times 100 = 32.2^{+0.2}_{-0.3}\% \quad (5.4.7)$$

であることがわかった。

表 5.5 を見ると、1 層目と 2 層目、または 3 層目と 4 層目を比べるとわかる様に、同じ架台のより後方の層の中性子検出数が増えていることがわかる。直感的には前方の層で中性子がシンチレータ中の陽子を反跳して、後方に進むにつれて中性子数が減っていくように思われるがそうはなっていない。この事について簡単な考察を加えておく。

今 NEUT のディスクリミネーターで設定しているスレッシュホールドは電子換算発光量にしておよそ 6MeVee である。陽子のシンチレータ中での発光量は式 (A.4.1) を用いて数値計算すれば、陽子は 11.25MeV のエネルギーを失う。このエネルギーを失うためにはシンチレータを 2.4cm 進まなければならない<sup>\*7</sup>。NEUT の厚さは 12cm である。6MeVee のスレッシュホールドでは、NEUT 中の奥側 2.4cm で中性子が陽子を反跳した場合、その NEUT で陽子は観測されず、後ろの層の NEUT で観測される。このように考えた場合、1 層目 (または 3 層目) の NEUT の実質的な厚さは 12cm-2.4cm=9.6cm であるのに対して、2 層目 (または 4 層目) の NEUT は奥側 2.4cm が同様に検出には効かないが前方の NEUT の 2.4cm が効いてくるので、結局実質的な厚さは 12cm と考えて良いことになる。この後方の NEUT に対する前方の NEUT の厚さの比 12cm/9.4cm=1.276 に対して、後方の NEUT に対する前方の NEUT のカウント

<sup>\*7</sup> Bethe-Bloch の式 (A.5.2) を用いて計算できる。

数の比  $3412/3004=1.136$ (1 架台目)、 $2428/1898=1.279$ (2 架台目) と非常に近い値であることに気づく。このことから、この実質的なシンチレータの厚さという考え方は、正解とは限らないがそう間違った仮定ではないと思われる。



## 第 6 章

# まとめと今後の展望

### まとめ

理化学研究所の RI ビームファクトリーの主要施設の一つである SAMURAI の完成とともに行われた検出器テスト実験 SAMURAI Commissioning において、SAMURAI を構成する検出器の一つである大立体角大型中性子検出器 NEBULA の性能評価を行った。最初にオフライン実験によって、NEBULA の各モジュールの較正を行いオンライン実験での解析環境を整えた。オンライン実験では、 $\gamma$  線を用いて低エネルギー側で発生する観測時間の遅れ、すなわち slew を補正し、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  反応により発生する中性子に対して全 NEUT の平均時間分解能を  $505 \pm 23\text{ps}$  と得た。

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$  で  $0^\circ$  方向に放出される中性子を数えて、NEBULA の中性子検出効率を求めた結果、6MeV のソフトウェアスレッシュホールドの下で、32.2% と求まった。

### NEBULA Full Component 計画

現在の NEBULA は 4 つ架台のうち 2 架台しか使用していない。将来的には 4 架台全てを利用して NEUT を 240 モジュールに増やす計画である。これにより 4 中性子分離反応に対して、高い検出効率、アクセプタンスが期待できる。



# Appendix

## A.1 結果詳細

ここでは、本文中で載せきれなかった解析結果の詳細を記述する。

### A.1.1 ch → 実時間 (ns) 変換係数

NEUT ID	TDC ch	NEUT ID	TDC ch	NEUT ID	TDC ch	NEUT ID	TDC ch
NEUT101U	0.0656273	NEUT201U	0.0647332	NEUT301U	0.0645575	NEUT401U	0.0690342
NEUT102U	0.0661753	NEUT202U	0.0651597	NEUT302U	0.0654005	NEUT402U	0.0679912
NEUT103U	0.0658448	NEUT203U	0.0648671	NEUT303U	0.0642952	NEUT403U	0.0684881
NEUT104U	0.0652001	NEUT204U	0.0647963	NEUT304U	0.0647203	NEUT404U	0.0684346
NEUT105U	0.065769	NEUT205U	0.0647536	NEUT305U	0.065062	NEUT405U	0.0681473
NEUT106U	0.0642633	NEUT206U	0.0651851	NEUT306U	0.0653546	NEUT406U	0.0688451
NEUT107U	0.0642603	NEUT207U	0.0652397	NEUT307U	0.0648348	NEUT407U	0.0676967
NEUT108U	0.0645331	NEUT208U	0.0657827	NEUT308U	0.0644544	NEUT408U	0.0675053
NEUT109U	0.0641565	NEUT209U	0.0642692	NEUT309U	0.0641497	NEUT409U	0.0679967
NEUT110U	0.0650528	NEUT210U	0.0637156	NEUT310U	0.0646426	NEUT410U	0.067758
NEUT111U	0.065227	NEUT211U	0.0656654	NEUT311U	0.0647562	NEUT411U	0.0688147
NEUT112U	0.0648545	NEUT212U	0.0651354	NEUT312U	0.0651952	NEUT412U	0.0693099
NEUT113U	0.0654141	NEUT213U	0.0655529	NEUT313U	0.0649786	NEUT413U	0.0687712
NEUT114U	0.0656073	NEUT214U	0.0651879	NEUT314U	0.0659918	NEUT414U	0.0677988
NEUT115U	0.0644344	NEUT215U	0.0651678	NEUT315U	0.0644388	NEUT415U	0.0690884
NEUT116U	0.0639242	NEUT216U	0.0646424	NEUT316U	0.065497	NEUT416U	0.0689212
NEUT117U	0.0647401	NEUT217U	0.0654533	NEUT317U	0.0665842	NEUT417U	0.0683052
NEUT118U	0.0636143	NEUT218U	0.0659784	NEUT318U	0.0647662	NEUT418U	0.0687809
NEUT119U	0.0648547	NEUT219U	0.0653835	NEUT319U	0.0654621	NEUT419U	0.0679485
NEUT120U	0.0655326	NEUT220U	0.0651346	NEUT320U	0.0658509	NEUT420U	0.0680398
NEUT121U	0.064747	NEUT221U	0.0650898	NEUT321U	0.0663038	NEUT421U	0.0675392
NEUT122U	0.0650064	NEUT222U	0.0645276	NEUT322U	0.0661015	NEUT422U	0.0674553
NEUT123U	0.0647268	NEUT223U	0.0664012	NEUT323U	0.0658576	NEUT423U	0.0673118
NEUT124U	0.0645542	NEUT224U	0.0652716	NEUT324U	0.0660537	NEUT424U	0.0693032
NEUT125U	0.0650065	NEUT225U	0.0649504	NEUT325U	0.0659658	NEUT425U	0.0680893
NEUT126U	0.0659723	NEUT226U	0.0650966	NEUT326U	0.0647751	NEUT426U	0.0686177
NEUT127U	0.0647457	NEUT227U	0.0639821	NEUT327U	0.0652936	NEUT427U	0.0687542
NEUT128U	0.0641369	NEUT228U	0.0646099	NEUT328U	0.0656488	NEUT428U	0.0696861
NEUT129U	0.0640788	NEUT229U	0.0667481	NEUT329U	0.0652174	NEUT429U	0.0687488
NEUT130U	0.0643939	NEUT230U	0.0645786	NEUT330U	0.0663761	NEUT430U	0.0680901

表 A.1 NEUT UP TDC ch  $\rightarrow$  ns 变换系数



NEUT ID	TDC ch	NEUT ID	TDC ch	NEUT ID	TDC ch	NEUT ID	TDC ch
NEUT101D	0.0656273	NEUT201D	0.0647332	NEUT301D	0.0645575	NEUT401D	0.0690342
NEUT102D	0.0661753	NEUT202D	0.0651597	NEUT302D	0.0654005	NEUT402D	0.0679912
NEUT103D	0.0658448	NEUT203D	0.0648671	NEUT303D	0.0642952	NEUT403D	0.0684881
NEUT104D	0.0652001	NEUT204D	0.0647963	NEUT304D	0.0647203	NEUT404D	0.0684346
NEUT105D	0.065769	NEUT205D	0.0647536	NEUT305D	0.065062	NEUT405D	0.0681473
NEUT106D	0.0642633	NEUT206D	0.0651851	NEUT306D	0.0653546	NEUT406D	0.0688451
NEUT107D	0.0642603	NEUT207D	0.0652397	NEUT307D	0.0648348	NEUT407D	0.0676967
NEUT108D	0.0645331	NEUT208D	0.0657827	NEUT308D	0.0644544	NEUT408D	0.0675053
NEUT109D	0.0641565	NEUT209D	0.0642692	NEUT309D	0.0641497	NEUT409D	0.0679967
NEUT110D	0.0650528	NEUT210D	0.0637156	NEUT310D	0.0646426	NEUT410D	0.067758
NEUT111D	0.065227	NEUT211D	0.0656654	NEUT311D	0.0647562	NEUT411D	0.0688147
NEUT112D	0.0648545	NEUT212D	0.0651354	NEUT312D	0.0651952	NEUT412D	0.0693099
NEUT113D	0.0654141	NEUT213D	0.0655529	NEUT313D	0.0649786	NEUT413D	0.0687712
NEUT114D	0.0656073	NEUT214D	0.0651879	NEUT314D	0.0659918	NEUT414D	0.0677988
NEUT115D	0.0644344	NEUT215D	0.0651678	NEUT315D	0.0644388	NEUT415D	0.0690884
NEUT116D	0.0639242	NEUT216D	0.0646424	NEUT316D	0.065497	NEUT416D	0.0689212
NEUT117D	0.0647401	NEUT217D	0.0654533	NEUT317D	0.0665842	NEUT417D	0.0683052
NEUT118D	0.0636143	NEUT218D	0.0659784	NEUT318D	0.0647662	NEUT418D	0.0687809
NEUT119D	0.0648547	NEUT219D	0.0653835	NEUT319D	0.0654621	NEUT419D	0.0679485
NEUT120D	0.0655326	NEUT220D	0.0651346	NEUT320D	0.0658509	NEUT420D	0.0680398
NEUT121D	0.064747	NEUT221D	0.0650898	NEUT321D	0.0663038	NEUT421D	0.0675392
NEUT122D	0.0650064	NEUT222D	0.0645276	NEUT322D	0.0661015	NEUT422D	0.0674553
NEUT123D	0.0647268	NEUT223D	0.0664012	NEUT323D	0.0658576	NEUT423D	0.0673118
NEUT124D	0.0645542	NEUT224D	0.0652716	NEUT324D	0.0660537	NEUT424D	0.0693032
NEUT125D	0.0650065	NEUT225D	0.0649504	NEUT325D	0.0659658	NEUT425D	0.0680893
NEUT126D	0.0659723	NEUT226D	0.0650966	NEUT326D	0.0647751	NEUT426D	0.0686177
NEUT127D	0.0647457	NEUT227D	0.0639821	NEUT327D	0.0652936	NEUT427D	0.0687542
NEUT128D	0.0641369	NEUT228D	0.0646099	NEUT328D	0.0656488	NEUT428D	0.0696861
NEUT129D	0.0640788	NEUT229D	0.0667481	NEUT329D	0.0652174	NEUT429D	0.0687488
NEUT130D	0.0643939	NEUT230D	0.064578	NEUT330D	0.0663761	NEUT430D	0.0680901

表 A.2 NEUT DOWN TDC ch  $\rightarrow$  ns 変換係数

VETO ID	TDC ch	VETO ID	TDC ch	VETO ID	TDC ch	VETO ID	TDC ch
VETO101U	0.0685626	VETO101D	0.0685626	VETO201U	0.0674741	VETO201D	0.0674741
VETO102U	0.0684583	VETO102D	0.0684583	VETO202U	0.0675983	VETO202D	0.0675983
VETO103U	0.068345	VETO103D	0.068345	VETO203U	0.0691706	VETO203D	0.0691706
VETO104U	0.068517	VETO104D	0.068517	VETO204U	0.0682026	VETO204D	0.0682026
VETO105U	0.0678705	VETO105D	0.0678705	VETO205U	0.0668934	VETO205D	0.0668934
VETO106U	0.0686518	VETO106D	0.0686518	VETO206U	0.0679096	VETO206D	0.0679096
VETO107U	0.0688614	VETO107D	0.0688614	VETO207U	0.0693513	VETO207D	0.0693513
VETO108U	0.0682817	VETO108D	0.0682817	VETO208U	0.0676722	VETO208D	0.0676722
VETO109U	0.06945	VETO109D	0.06945	VETO209U	0.0676017	VETO209D	0.0676017
VETO110U	0.0679234	VETO110D	0.0679234	VETO210U	0.068628	VETO210D	0.068628
VETO111U	0.0676281	VETO111D	0.0676281	VETO211U	0.0689251	VETO211D	0.0689251
VETO112U	0.0681268	VETO112D	0.0681268	VETO212U	0.0673964	VETO212D	0.0673964

表 A.3 VETO UP & DOWN TDC ch  $\rightarrow$  ns 変換係数

## A.1.2 pedestal

セクション 4.2.1 で行った QDC の pedestal のフィット結果を記す。

NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch
NEUT101U	155.979	NEUT201U	159.881	NEUT301U	257.992	NEUT401U	129.558
NEUT102U	211.691	NEUT202U	180.053	NEUT302U	311.98	NEUT402U	131.841
NEUT103U	240.46	NEUT203U	188.24	NEUT303U	260.331	NEUT403U	105.315
NEUT104U	302.752	NEUT204U	151.167	NEUT304U	97.0458	NEUT404U	174.877
NEUT105U	182.075	NEUT205U	206.308	NEUT305U	226.39	NEUT405U	162.079
NEUT106U	253.399	NEUT206U	165.171	NEUT306U	156.736	NEUT406U	179.998
NEUT107U	180.696	NEUT207U	199.43	NEUT307U	256.296	NEUT407U	182.473
NEUT108U	200.021	NEUT208U	223.398	NEUT308U	241.909	NEUT408U	164.409
NEUT109U	226.409	NEUT209U	229.97	NEUT309U	215.225	NEUT409U	165.145
NEUT110U	187.999	NEUT210U	212.309	NEUT310U	224.831	NEUT410U	130.45
NEUT111U	221.457	NEUT211U	231.193	NEUT311U	290.205	NEUT411U	114.223
NEUT112U	284.292	NEUT212U	158.597	NEUT312U	274.268	NEUT412U	128.035
NEUT113U	232.742	NEUT213U	118.658	NEUT313U	300.577	NEUT413U	271.099
NEUT114U	199.314	NEUT214U	157.963	NEUT314U	306.664	NEUT414U	153.316
NEUT115U	242.972	NEUT215U	206.839	NEUT315U	355.391	NEUT415U	183.928
NEUT116U	226.242	NEUT216U	124.353	NEUT316U	230.764	NEUT416U	114.743
NEUT117U	131.681	NEUT217U	116.585	NEUT317U	203.976	NEUT417U	136.416
NEUT118U	105.24	NEUT218U	111.566	NEUT318U	257.344	NEUT418U	259.378
NEUT119U	97.5807	NEUT219U	169.648	NEUT319U	178.234	NEUT419U	97.1324
NEUT120U	127.481	NEUT220U	220.769	NEUT320U	162.673	NEUT420U	116.169
NEUT121U	175.162	NEUT221U	186.968	NEUT321U	158.029	NEUT421U	94.9621
NEUT122U	193.131	NEUT222U	271.852	NEUT322U	267.829	NEUT422U	138.943
NEUT123U	191.684	NEUT223U	199.97	NEUT323U	257.431	NEUT423U	135.121
NEUT124U	199.52	NEUT224U	170.179	NEUT324U	183.776	NEUT424U	224.329
NEUT125U	174.841	NEUT225U	130.701	NEUT325U	178.465	NEUT425U	151.7
NEUT126U	212.573	NEUT226U	164.206	NEUT326U	233.131	NEUT426U	174.435
NEUT127U	119.601	NEUT227U	166.626	NEUT327U	319.929	NEUT427U	138.917
NEUT128U	274.421	NEUT228U	211.43	NEUT328U	317.508	NEUT428U	144.5
NEUT129U	161.382	NEUT229U	204.097	NEUT329U	193.452	NEUT429U	152.539
NEUT130U	190.496	NEUT230U	284.281	NEUT330U	290.416	NEUT430U	146.312

表 A.4 QDC pedestal NEUT UP の ch

NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch
NEUT101D	186.92	NEUT201D	214.004	NEUT301D	187.296	NEUT401D	197.735
NEUT102D	150.637	NEUT202D	145.022	NEUT302D	153.887	NEUT402D	190.4
NEUT103D	104.999	NEUT203D	198.319	NEUT303D	110.411	NEUT403D	260.265
NEUT104D	159.448	NEUT204D	96.7628	NEUT304D	120.036	NEUT404D	140.976
NEUT105D	207.179	NEUT205D	157.512	NEUT305D	202.74	NEUT405D	174.664
NEUT106D	182.037	NEUT206D	104.245	NEUT306D	173.636	NEUT406D	108.542
NEUT107D	231.578	NEUT207D	110.729	NEUT307D	147.927	NEUT407D	216.588
NEUT108D	248.353	NEUT208D	76.0542	NEUT308D	183.73	NEUT408D	197.335
NEUT109D	192.3	NEUT209D	126.964	NEUT309D	139.449	NEUT409D	73.3767
NEUT110D	167.476	NEUT210D	132.883	NEUT310D	179.019	NEUT410D	148.858
NEUT111D	158.366	NEUT211D	232.04	NEUT311D	183.07	NEUT411D	178.326
NEUT112D	133.959	NEUT212D	170.497	NEUT312D	195.772	NEUT412D	214.929
NEUT113D	185.04	NEUT213D	187.074	NEUT313D	149.292	NEUT413D	245.826
NEUT114D	105.94	NEUT214D	158.445	NEUT314D	242.477	NEUT414D	200.272
NEUT115D	230.873	NEUT215D	229.329	NEUT315D	192.209	NEUT415D	197.466
NEUT116D	100.856	NEUT216D	157.436	NEUT316D	72.4306	NEUT416D	179.819
NEUT117D	122.356	NEUT217D	154.621	NEUT317D	42.5246	NEUT417D	192.983
NEUT118D	166.102	NEUT218D	128.822	NEUT318D	80.6934	NEUT418D	179.888
NEUT119D	96.8604	NEUT219D	179.587	NEUT319D	82.9712	NEUT419D	137.426
NEUT120D	160.456	NEUT220D	130.738	NEUT320D	156.609	NEUT420D	82.8418
NEUT121D	115.777	NEUT221D	186.838	NEUT321D	191.52	NEUT421D	195.119
NEUT122D	132.329	NEUT222D	237.946	NEUT322D	189.797	NEUT422D	161.97
NEUT123D	147.915	NEUT223D	200.42	NEUT323D	130.811	NEUT423D	193.734
NEUT124D	161.128	NEUT224D	108.005	NEUT324D	166.878	NEUT424D	164.552
NEUT125D	99.5575	NEUT225D	199.919	NEUT325D	115.666	NEUT425D	156.688
NEUT126D	90.9468	NEUT226D	217.204	NEUT326D	162.55	NEUT426D	108.194
NEUT127D	154.619	NEUT227D	198.411	NEUT327D	172.658	NEUT427D	147.661
NEUT128D	142.239	NEUT228D	206.027	NEUT328D	272.82	NEUT428D	163.979
NEUT129D	189.419	NEUT229D	78.9944	NEUT329D	119.884	NEUT429D	101.066
NEUT130D	249.812	NEUT230D	181.121	NEUT330D	186.045	NEUT430D	200.389

表 A.5 QDC pedestal NEUT DOWN の ch

VETO ID	QDC ch	VETO ID	QDC ch	VETO ID	QDC ch	VETO ID	QDC ch
VETO101U	122.137	VETO101D	100.852	VETO201U	277.064	VETO201D	240.376
VETO102U	150.934	VETO102D	125.743	VETO202U	287.52	VETO202D	255.744
VETO103U	83.5246	VETO103D	99.125	VETO203U	237.158	VETO203D	261.424
VETO104U	260.933	VETO104D	79.6094	VETO204U	132.374	VETO204D	200.502
VETO105U	258.358	VETO105D	142.676	VETO205U	90.9483	VETO205D	316.093
VETO106U	224.944	VETO106D	91.7664	VETO206U	147.012	VETO206D	109.251
VETO107U	78.1701	VETO107D	183.706	VETO207U	192.194	VETO207D	249.006
VETO108U	135.92	VETO108D	156.75	VETO208U	188.859	VETO208D	231.279
VETO109U	275.527	VETO109D	238.538	VETO209U	231.016	VETO209D	249.691
VETO110U	131.971	VETO110D	139.12	VETO210U	186.206	VETO210D	206.89
VETO111U	105.459	VETO111D	333.885	VETO211U	256.058	VETO211D	272.183
VETO112U	114.605	VETO112D	109.055	VETO212U	224.614	VETO212D	309.903

表 A.6 QDC pedestal VETO UP &amp; DOWN の ch

## A.1.3 宇宙線

セクション 4.2.2 で行った宇宙線のフィット結果を記す。

NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch
NEUT101U	965.003	NEUT201U	961.223	NEUT301U	1047.29	NEUT401U	924.738
NEUT102U	1030.56	NEUT202U	982.991	NEUT302U	1106.53	NEUT402U	911.542
NEUT103U	1070.44	NEUT203U	993.767	NEUT303U	1037.38	NEUT403U	880.764
NEUT104U	1130.09	NEUT204U	965.763	NEUT304U	866.763	NEUT404U	963.331
NEUT105U	995.742	NEUT205U	991.897	NEUT305U	1042.7	NEUT405U	952.292
NEUT106U	1090.54	NEUT206U	987.328	NEUT306U	954.611	NEUT406U	954.08
NEUT107U	996.803	NEUT207U	999.145	NEUT307U	1021.97	NEUT407U	971.217
NEUT108U	992.361	NEUT208U	1040.7	NEUT308U	1050.66	NEUT408U	957.03
NEUT109U	998.616	NEUT209U	1019.02	NEUT309U	1008.87	NEUT409U	963.936
NEUT110U	980.151	NEUT210U	994.947	NEUT310U	1007.65	NEUT410U	943.367
NEUT111U	1037.59	NEUT211U	1136.64	NEUT311U	1106.18	NEUT411U	903.427
NEUT112U	1102.64	NEUT212U	982.884	NEUT312U	1044.83	NEUT412U	936.392
NEUT113U	1052.83	NEUT213U	913.743	NEUT313U	1118.03	NEUT413U	1060.4
NEUT114U	993.981	NEUT214U	956.152	NEUT314U	1116.65	NEUT414U	959.966
NEUT115U	1024.44	NEUT215U	1000.24	NEUT315U	1182.37	NEUT415U	983.294
NEUT116U	1063.96	NEUT216U	900.669	NEUT316U	1007.1	NEUT416U	908.813
NEUT117U	978.015	NEUT217U	915.249	NEUT317U	1002.87	NEUT417U	917.962
NEUT118U	908.72	NEUT218U	927.269	NEUT318U	1054.45	NEUT418U	1051.03
NEUT119U	904.089	NEUT219U	984.922	NEUT319U	967.357	NEUT419U	878.775
NEUT120U	945.077	NEUT220U	1054.66	NEUT320U	945.177	NEUT420U	917.055
NEUT121U	1004.44	NEUT221U	991.104	NEUT321U	964.15	NEUT421U	886.603
NEUT122U	997.078	NEUT222U	1070.43	NEUT322U	1097.76	NEUT422U	914.615
NEUT123U	1007.11	NEUT223U	1002.3	NEUT323U	1064.61	NEUT423U	921.052
NEUT124U	1013.69	NEUT224U	956.513	NEUT324U	982.42	NEUT424U	1014.33
NEUT125U	999.476	NEUT225U	923.366	NEUT325U	1003.35	NEUT425U	961.197
NEUT126U	1014.75	NEUT226U	971.601	NEUT326U	1021.58	NEUT426U	980.812
NEUT127U	909.514	NEUT227U	968.407	NEUT327U	1140.12	NEUT427U	914.049
NEUT128U	1103.93	NEUT228U	1011.19	NEUT328U	1101.82	NEUT428U	952.016
NEUT129U	970.278	NEUT229U	1023.82	NEUT329U	992.349	NEUT429U	949.083
NEUT130U	987.929	NEUT230U	1116.05	NEUT330U	1143.34	NEUT430U	926.669

表 A.7 宇宙線フィット結果 NEUT UP

NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch
NEUT101D	1034.9	NEUT201D	1006.42	NEUT301D	991.329	NEUT401D	985.184
NEUT102D	947.454	NEUT202D	947.404	NEUT302D	935.277	NEUT402D	983.347
NEUT103D	903.619	NEUT203D	1004.57	NEUT303D	898.347	NEUT403D	1045.05
NEUT104D	951.167	NEUT204D	885.134	NEUT304D	916.14	NEUT404D	924.353
NEUT105D	998.681	NEUT205D	1012.71	NEUT305D	1001.99	NEUT405D	980.518
NEUT106D	974.028	NEUT206D	897.636	NEUT306D	972.767	NEUT406D	887.028
NEUT107D	1043.71	NEUT207D	904.855	NEUT307D	936.368	NEUT407D	1015.83
NEUT108D	1046	NEUT208D	882.231	NEUT308D	978.293	NEUT408D	983.738
NEUT109D	996.506	NEUT209D	936.14	NEUT309D	936.181	NEUT409D	859.946
NEUT110D	969.593	NEUT210D	942.709	NEUT310D	974.114	NEUT410D	942.235
NEUT111D	968.457	NEUT211D	1013.47	NEUT311D	978.726	NEUT411D	965.115
NEUT112D	952.325	NEUT212D	950.524	NEUT312D	986.624	NEUT412D	1008.91
NEUT113D	960.702	NEUT213D	979.65	NEUT313D	945.318	NEUT413D	1049.92
NEUT114D	902.437	NEUT214D	939.195	NEUT314D	1047.27	NEUT414D	995.433
NEUT115D	1023.84	NEUT215D	1022.18	NEUT315D	1011.82	NEUT415D	1000.43
NEUT116D	960.616	NEUT216D	933.264	NEUT316D	865.106	NEUT416D	958.605
NEUT117D	950.637	NEUT217D	936.104	NEUT317D	821.238	NEUT417D	995.342
NEUT118D	970.628	NEUT218D	924.898	NEUT318D	881.772	NEUT418D	973.833
NEUT119D	938.529	NEUT219D	960.308	NEUT319D	891.633	NEUT419D	922.373
NEUT120D	983.97	NEUT220D	935.222	NEUT320D	895.445	NEUT420D	878.507
NEUT121D	946.06	NEUT221D	991.442	NEUT321D	996.093	NEUT421D	967.086
NEUT122D	977.716	NEUT222D	1101.79	NEUT322D	965.357	NEUT422D	953.317
NEUT123D	994.74	NEUT223D	1000.4	NEUT323D	917.656	NEUT423D	1000.57
NEUT124D	988.043	NEUT224D	886.035	NEUT324D	960.235	NEUT424D	929.935
NEUT125D	924.222	NEUT225D	1013.51	NEUT325D	865.225	NEUT425D	954.713
NEUT126D	898.274	NEUT226D	1034.85	NEUT326D	961.639	NEUT426D	892.28
NEUT127D	1042.73	NEUT227D	983.04	NEUT327D	973.992	NEUT427D	905.88
NEUT128D	980.669	NEUT228D	985.856	NEUT328D	1052.32	NEUT428D	938.662
NEUT129D	1000.7	NEUT229D	888.286	NEUT329D	929.803	NEUT429D	894.784
NEUT130D	1085.03	NEUT230D	953.25	NEUT330D	961.62	NEUT430D	1000.76

表 A.8 宇宙線フィット結果 NEUT DOWN

VETO ID	QDC ch	VETO ID	QDC ch	VETO ID	QDC ch	VETO ID	QDC ch
VETO101U	207.098	VETO101D	185.288	VETO201U	361.411	VETO201D	315.5488
VETO102U	235.177	VETO102D	206.5237	VETO202U	371.128	VETO202D	336.780
VETO103U	168.708	VETO103D	183.896	VETO203U	318.618	VETO203D	343.105
VETO104U	340.095	VETO104D	164.942	VETO204U	216.154	VETO204D	280.9095
VETO105U	343.061	VETO105D	229.163	VETO205U	179.677	VETO205D	398.384
VETO106U	309.181	VETO106D	179.754	VETO206U	231.570	VETO206D	191.605
VETO107U	162.959	VETO107D	267.891	VETO207U	275.868	VETO207D	336.202
VETO108U	218.326	VETO108D	238.428	VETO208U	271.367	VETO208D	313.586
VETO109U	359.395	VETO109D	320.4474	VETO209U	313.299	VETO209D	331.607
VETO110U	206.461	VETO100D	220.764	VETO210U	270.055	VETO210D	289.224
VETO111U	188.729	VETO111D	415.480	VETO211U	332.452	VETO211D	349.2975
VETO112U	195.715	VETO112D	190.985	VETO212U	303.434	VETO212D	392.031

表 A.9 宇宙線フィット結果 VETO UP &amp; DOWN



## A.1.4 Am-Be

セクション 4.2.3 で行った  $^{241}\text{Am}$ -Be  $\gamma$  線源を用いた Compton edge のフィット結果を示す。

NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch
NEUT101U	265.145	NEUT201U	263.88	NEUT301U	366.208	NEUT401U	239.246
NEUT102U	323.857	NEUT202U	290.168	NEUT302U	422.989	NEUT402U	240.509
NEUT103U	350.223	NEUT203U	294.289	NEUT303U	368.737	NEUT403U	214.086
NEUT104U	413.555	NEUT204U	259.019	NEUT304U	205.174	NEUT404U	283.758
NEUT105U	289.681	NEUT205U	312.408	NEUT305U	339.059	NEUT405U	272.84
NEUT106U	366.591	NEUT206U	274.474	NEUT306U	268.629	NEUT406U	289.701
NEUT107U	290.758	NEUT207U	305.78	NEUT307U	362.119	NEUT407U	292.995
NEUT108U	304.303	NEUT208U	333.621	NEUT308U	356.427	NEUT408U	277.045
NEUT109U	330.367	NEUT209U	337.514	NEUT309U	324.645	NEUT409U	277.063
NEUT110U	294.905	NEUT210U	318.628	NEUT310U	337.033	NEUT410U	244.866
NEUT111U	331.922	NEUT211U	352.298	NEUT311U	404.124	NEUT411U	224.702
NEUT112U	391.834	NEUT212U	270.765	NEUT312U	384.886	NEUT412U	244.086
NEUT113U	342.374	NEUT213U	225.141	NEUT313U	413.545	NEUT413U	381.13
NEUT114U	308.068	NEUT214U	265.456	NEUT314U	420.878	NEUT414U	265.847
NEUT115U	349.348	NEUT215U	313.334	NEUT315U	468.852	NEUT415U	297.269
NEUT116U	339.997	NEUT216U	230.774	NEUT316U	339.34	NEUT416U	228.086
NEUT117U	246.347	NEUT217U	222.16	NEUT317U	317.287	NEUT417U	248.096
NEUT118U	214.224	NEUT218U	220.76	NEUT318U	366.313	NEUT418U	372.161
NEUT119U	208.023	NEUT219U	278.754	NEUT319U	287.587	NEUT419U	208.282
NEUT120U	238.003	NEUT220U	332.647	NEUT320U	266.589	NEUT420U	229.913
NEUT121U	288.12	NEUT221U	297.205	NEUT321U	269.411	NEUT421U	206.982
NEUT122U	303.33	NEUT222U	381.738	NEUT322U	383.142	NEUT422U	250.003
NEUT123U	302.387	NEUT223U	310.016	NEUT323U	370.858	NEUT423U	247.659
NEUT124U	311.373	NEUT224U	277.748	NEUT324U	293.371	NEUT424U	339.186
NEUT125U	288.407	NEUT225U	239.095	NEUT325U	293.32	NEUT425U	265.616
NEUT126U	324.18	NEUT226U	274.007	NEUT326U	342.184	NEUT426U	290.233
NEUT127U	228.087	NEUT227U	274.989	NEUT327U	433.15	NEUT427U	249.408
NEUT128U	387.595	NEUT228U	321.094	NEUT328U	426.227	NEUT428U	261.409
NEUT129U	270.506	NEUT229U	314.084	NEUT329U	305.688	NEUT429U	263.653
NEUT130U	296.907	NEUT230U	396.798	NEUT330U	405.948	NEUT430U	259.876

表 A.10  $^{241}\text{Am}$ -Be 由来の  $\gamma$  線フィット結果 NEUT UP

NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch
NEUT101D	300.77	NEUT201D	323.741	NEUT301D	297.687	NEUT401D	303.792
NEUT102D	258.288	NEUT202D	256.76	NEUT302D	262.955	NEUT402D	298.357
NEUT103D	212.604	NEUT203D	309.895	NEUT303D	220.602	NEUT403D	368.016
NEUT104D	266.166	NEUT204D	205.602	NEUT304D	231.396	NEUT404D	249.006
NEUT105D	314.652	NEUT205D	275.965	NEUT305D	314.751	NEUT405D	283.94
NEUT106D	290.102	NEUT206D	215.575	NEUT306D	285.135	NEUT406D	216.401
NEUT107D	342.39	NEUT207D	221.085	NEUT307D	258.786	NEUT407D	325.967
NEUT108D	356.871	NEUT208D	185.1	NEUT308D	295.498	NEUT408D	305.832
NEUT109D	302.111	NEUT209D	240.278	NEUT309D	249.614	NEUT409D	179.144
NEUT110D	274.103	NEUT210D	245.405	NEUT310D	290.846	NEUT410D	256.564
NEUT111D	266.601	NEUT211D	343.931	NEUT311D	293.784	NEUT411D	285.435
NEUT112D	242.639	NEUT212D	281.451	NEUT312D	307.773	NEUT412D	325.253
NEUT113D	289.835	NEUT213D	299.858	NEUT313D	259.466	NEUT413D	354.617
NEUT114D	212.619	NEUT214D	268.926	NEUT314D	356.441	NEUT414D	310.419
NEUT115D	340.194	NEUT215D	341.347	NEUT315D	305.973	NEUT415D	305.738
NEUT116D	214.815	NEUT216D	266.865	NEUT316D	180.508	NEUT416D	297.943
NEUT117D	234.592	NEUT217D	263.319	NEUT317D	149.599	NEUT417D	301.271
NEUT118D	274.113	NEUT218D	239.78	NEUT318D	187.976	NEUT418D	286.404
NEUT119D	209.32	NEUT219D	289.357	NEUT319D	193.077	NEUT419D	242.517
NEUT120D	270.975	NEUT220D	243.568	NEUT320D	259.004	NEUT420D	189.722
NEUT121D	227.554	NEUT221D	298.666	NEUT321D	304.368	NEUT421D	299.143
NEUT122D	245.583	NEUT222D	357.816	NEUT322D	298.45	NEUT422D	269.229
NEUT123D	259.914	NEUT223D	310.902	NEUT323D	241.568	NEUT423D	304.23
NEUT124D	272.9	NEUT224D	215.71	NEUT324D	275.949	NEUT424D	268.622
NEUT125D	207.51	NEUT225D	311.966	NEUT325D	220.599	NEUT425D	266.36
NEUT126D	199.986	NEUT226D	332.387	NEUT326D	273.181	NEUT426D	214.52
NEUT127D	273.988	NEUT227D	307.801	NEUT327D	285.036	NEUT427D	250.024
NEUT128D	256.702	NEUT228D	314.018	NEUT328D	383.576	NEUT428D	270.065
NEUT129D	300.119	NEUT229D	189.191	NEUT329D	232.489	NEUT429D	209.185
NEUT130D	359.318	NEUT230D	288.5	NEUT330D	293.824	NEUT430D	307.774

表 A.11  $^{241}\text{Am-Be}$  由来の  $\gamma$  線フィット結果 NEUT DOWN

A.1.5 QDC ch  $\rightarrow$  エネルギー (MeV) 変換係数

NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch
NEUT101U	0.037009	NEUT201U	0.037283	NEUT301U	0.037968	NEUT401U	0.037701
NEUT102U	0.036595	NEUT202U	0.037324	NEUT302U	0.037758	NEUT402U	0.038472
NEUT103U	0.036034	NEUT203U	0.037119	NEUT303U	0.038605	NEUT403U	0.038697
NEUT104U	0.036175	NEUT204U	0.036717	NEUT304U	0.038988	NEUT404U	0.038025
NEUT105U	0.036757	NEUT205U	0.038115	NEUT305U	0.036726	NEUT405U	0.037972
NEUT106U	0.035770	NEUT206U	0.036388	NEUT306U	0.037609	NEUT406U	0.038788
NEUT107U	0.036687	NEUT207U	0.037409	NEUT307U	0.039158	NEUT407U	0.038042
NEUT108U	0.037736	NEUT208U	0.036633	NEUT308U	0.037124	NEUT408U	0.037887
NEUT109U	0.038769	NEUT209U	0.037968	NEUT309U	0.037772	NEUT409U	0.037564
NEUT110U	0.037798	NEUT210U	0.038272	NEUT310U	0.038380	NEUT410U	0.036920
NEUT111U	0.036693	NEUT211U	0.033052	NEUT311U	0.036765	NEUT411U	0.038018
NEUT112U	0.036533	NEUT212U	0.036341	NEUT312U	0.038994	NEUT412U	0.037171
NEUT113U	0.036491	NEUT213U	0.037642	NEUT313U	0.036677	NEUT413U	0.038004
NEUT114U	0.037708	NEUT214U	0.037508	NEUT314U	0.037058	NEUT414U	0.037188
NEUT115U	0.038333	NEUT215U	0.037727	NEUT315U	0.036240	NEUT415U	0.037562
NEUT116U	0.035754	NEUT216U	0.038603	NEUT316U	0.038646	NEUT416U	0.037827
NEUT117U	0.035386	NEUT217U	0.037446	NEUT317U	0.037585	NEUT417U	0.038436
NEUT118U	0.037276	NEUT218U	0.036690	NEUT318U	0.037590	NEUT418U	0.037939
NEUT119U	0.037156	NEUT219U	0.036709	NEUT319U	0.038000	NEUT419U	0.038420
NEUT120U	0.036625	NEUT220U	0.035894	NEUT320U	0.038229	NEUT420U	0.037495
NEUT121U	0.036125	NEUT221U	0.037268	NEUT321U	0.037192	NEUT421U	0.037924
NEUT122U	0.037276	NEUT222U	0.037535	NEUT322U	0.036137	NEUT422U	0.038731
NEUT123U	0.036731	NEUT223U	0.037353	NEUT323U	0.03718	NEUT423U	0.038226
NEUT124U	0.036813	NEUT224U	0.038107	NEUT324U	0.037526	NEUT424U	0.038063
NEUT125U	0.036351	NEUT225U	0.037802	NEUT325U	0.036362	NEUT425U	0.037076
NEUT126U	0.037390	NEUT226U	0.037100	NEUT326U	0.038028	NEUT426U	0.037263
NEUT127U	0.037943	NEUT227U	0.037347	NEUT327U	0.036552	NEUT427U	0.038749
NEUT128U	0.036118	NEUT228U	0.037472	NEUT328U	0.038234	NEUT428U	0.037228
NEUT129U	0.037015	NEUT229U	0.036515	NEUT329U	0.037564	NEUT429U	0.037660
NEUT130U	0.037524	NEUT230U	0.036002	NEUT330U	0.035112	NEUT430U	0.038535

表 A.12 NEUT UP QDC ch  $\rightarrow$  Energy 変換係数

NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch	NEUT ID	QDC ch
NEUT101D	0.0352995	NEUT201D	0.037841	NEUT301D	0.037276	NEUT401D	0.0380197
NEUT102D	0.0375793	NEUT202D	0.0373829	NEUT302D	0.0383923	NEUT402D	0.0377792
NEUT103D	0.0374888	NEUT203D	0.0371902	NEUT303D	0.0380775	NEUT403D	0.0381903
NEUT104D	0.0378164	NEUT204D	0.0380285	NEUT304D	0.0376873	NEUT404D	0.0382685
NEUT105D	0.0378424	NEUT205D	0.0350634	NEUT305D	0.037543	NEUT405D	0.0371656
NEUT106D	0.0378295	NEUT206D	0.037823	NEUT306D	0.0375391	NEUT406D	0.0385192
NEUT107D	0.0368913	NEUT207D	0.037767	NEUT307D	0.0380649	NEUT407D	0.0374926
NEUT108D	0.037555	NEUT208D	0.0371455	NEUT308D	0.0377725	NEUT408D	0.0381222
NEUT109D	0.0372564	NEUT209D	0.0370809	NEUT309D	0.0376328	NEUT409D	0.0380588
NEUT110D	0.037297	NEUT210D	0.0370346	NEUT310D	0.037747	NEUT410D	0.0377525
NEUT111D	0.0369404	NEUT211D	0.0384466	NEUT311D	0.0376972	NEUT411D	0.0380746
NEUT112D	0.0365545	NEUT212D	0.0385011	NEUT312D	0.0379645	NEUT412D	0.0377737
NEUT113D	0.0386043	NEUT213D	0.0378924	NEUT313D	0.0376682	NEUT413D	0.0372422
NEUT114D	0.0375761	NEUT214D	0.038454	NEUT314D	0.0373067	NEUT414D	0.037711
NEUT115D	0.0378051	NEUT215D	0.0378636	NEUT315D	0.0365903	NEUT415D	0.0372876
NEUT116D	0.0347908	NEUT216D	0.0386907	NEUT316D	0.0377952	NEUT416D	0.038707
NEUT117D	0.0361579	NEUT217D	0.03838	NEUT317D	0.0384913	NEUT417D	0.0373176
NEUT118D	0.037206	NEUT218D	0.037681	NEUT318D	0.0373609	NEUT418D	0.0377004
NEUT119D	0.0355546	NEUT219D	0.0384412	NEUT319D	0.0370452	NEUT419D	0.0381281
NEUT120D	0.0363474	NEUT220D	0.0373004	NEUT320D	0.040587	NEUT420D	0.0376215
NEUT121D	0.0360574	NEUT221D	0.0372755	NEUT321D	0.0372964	NEUT421D	0.0387833
NEUT122D	0.0354034	NEUT222D	0.0347161	NEUT322D	0.0386891	NEUT422D	0.037846
NEUT123D	0.0353179	NEUT223D	0.0374774	NEUT323D	0.0381445	NEUT423D	0.0371412
NEUT124D	0.0362125	NEUT224D	0.0385399	NEUT324D	0.0377805	NEUT424D	0.0391369
NEUT125D	0.0362462	NEUT225D	0.0368445	NEUT325D	0.0400294	NEUT425D	0.0375587
NEUT126D	0.0370895	NEUT226D	0.0367093	NEUT326D	0.0375245	NEUT426D	0.0381975
NEUT127D	0.0337065	NEUT227D	0.0382312	NEUT327D	0.0374468	NEUT427D	0.0394907
NEUT128D	0.0357353	NEUT228D	0.0384518	NEUT328D	0.0385247	NEUT428D	0.0386826
NEUT129D	0.0369301	NEUT229D	0.0370164	NEUT329D	0.0370316	NEUT429D	0.0377436
NEUT130D	0.0357913	NEUT230D	0.0388444	NEUT330D	0.0386704	NEUT430D	0.0373978

表 A.13 NEUT DOWN QDC ch  $\rightarrow$  Energy 変換係数

VETO ID	QDC ch	VETO ID	QDC ch	VETO ID	QDC ch	VETO ID	QDC ch
VETO101U	0.353103	VETO101D	0.355299	VETO201U	0.355674	VETO201D	0.399085
VETO102U	0.356113	VETO102D	0.371379	VETO202U	0.358817	VETO202D	0.370206
VETO103U	0.352181	VETO103D	0.353895	VETO203U	0.368279	VETO203D	0.367282
VETO104U	0.37897	VETO104D	0.351566	VETO204U	0.358081	VETO204D	0.373102
VETO105U	0.354179	VETO105D	0.346873	VETO205U	0.338109	VETO205D	0.36456
VETO106U	0.356138	VETO106D	0.340957	VETO206U	0.354786	VETO206D	0.364281
VETO107U	0.35382	VETO107D	0.356358	VETO207U	0.358534	VETO207D	0.344052
VETO108U	0.364051	VETO108D	0.367296	VETO208U	0.363601	VETO208D	0.364489
VETO109U	0.357705	VETO109D	0.36626	VETO209U	0.364595	VETO209D	0.366229
VETO110U	0.402739	VETO110D	0.367449	VETO210U	0.357786	VETO210D	0.36437
VETO111U	0.360274	VETO111D	0.36767	VETO211U	0.392701	VETO211D	0.389034
VETO112U	0.369868	VETO112D	0.366166	VETO212U	0.380614	VETO212D	0.365283

表 A.14 VETO UP & DOWN QDC ch  $\rightarrow$  Energy 変換係数

## A.1.6 シンチレータ内での光の伝播速度

NEUT ID	$v_s$ [cm/ns]	NEUT ID	$v_s$ [cm/ns]	NEUT ID	$v_s$ [cm/ns]	NEUT ID	$v_s$ [cm/ns]
NEUT101	15.4	NEUT201	14.3	NEUT301	14.9	NEUT401	15.0
NEUT102	14.8	NEUT202	14.5	NEUT302	14.9	NEUT402	14.7
NEUT103	14.9	NEUT203	14.5	NEUT303	14.8	NEUT403	14.5
NEUT104	14.9	NEUT204	14.5	NEUT304	14.8	NEUT404	14.7
NEUT105	14.9	NEUT205	14.4	NEUT305	14.7	NEUT405	14.6
NEUT106	14.9	NEUT206	14.3	NEUT306	14.8	NEUT406	14.6
NEUT107	14.8	NEUT207	14.5	NEUT307	14.9	NEUT407	14.5
NEUT108	14.8	NEUT208	14.6	NEUT308	15.1	NEUT408	14.6
NEUT109	14.7	NEUT209	14.5	NEUT309	14.8	NEUT409	14.6
NEUT110	14.8	NEUT210	14.4	NEUT310	15.1	NEUT410	14.6
NEUT111	14.8	NEUT211	14.4	NEUT311	14.9	NEUT411	14.7
NEUT112	14.9	NEUT212	14.5	NEUT312	14.8	NEUT412	14.5
NEUT113	14.8	NEUT213	14.6	NEUT313	14.9	NEUT413	14.7
NEUT114	14.9	NEUT214	14.2	NEUT314	15.0	NEUT414	14.6
NEUT115	14.7	NEUT215	14.4	NEUT315	15.0	NEUT415	14.8
NEUT116	14.8	NEUT216	14.5	NEUT316	14.8	NEUT416	14.3
NEUT117	14.7	NEUT217	14.3	NEUT317	15.1	NEUT417	14.4
NEUT118	14.6	NEUT218	14.6	NEUT318	14.8	NEUT418	14.5
NEUT119	14.9	NEUT219	14.6	NEUT319	14.7	NEUT419	14.6
NEUT120	14.7	NEUT220	14.4	NEUT320	15.1	NEUT420	14.8
NEUT121	14.9	NEUT221	14.6	NEUT321	14.9	NEUT421	14.6
NEUT122	14.6	NEUT222	14.6	NEUT322	15.0	NEUT422	14.4
NEUT123	14.9	NEUT223	14.5	NEUT323	14.7	NEUT423	14.7
NEUT124	14.9	NEUT224	14.6	NEUT324	15.0	NEUT424	14.2
NEUT125	14.6	NEUT225	14.5	NEUT325	15.1	NEUT425	14.7
NEUT126	14.7	NEUT226	14.3	NEUT326	15.1	NEUT426	14.9
NEUT127	14.7	NEUT227	14.6	NEUT327	15.2	NEUT427	14.6
NEUT128	14.9	NEUT228	14.7	NEUT328	15.1	NEUT428	14.3
NEUT129	14.7	NEUT229	14.6	NEUT329	15.1	NEUT429	14.5
NEUT130	15.4	NEUT230	14.7	NEUT330	15.0	NEUT430	14.4

表 A.15 NEUT のシンチレータ中の光速  $v_s$

A.1.7 NEUT  $y$  オフセット

NEUT ID	$y_{\text{offset}}[\text{cm}]$	NEUT ID	$y_{\text{offset}}[\text{cm}]$	NEUT ID	$y_{\text{offset}}[\text{cm}]$	NEUT ID	$y_{\text{offset}}[\text{cm}]$
NEUT101	11.3534	NEUT201	8.7225	NEUT301	23.7554	NEUT401	-13.4702
NEUT102	-8.64395	NEUT202	24.2962	NEUT302	-21.2739	NEUT402	1.63541
NEUT103	-8.5419	NEUT203	22.204	NEUT303	-27.3213	NEUT403	-19.5626
NEUT104	3.99515	NEUT204	3.03555	NEUT304	-0.0414836	NEUT404	-6.50343
NEUT105	7.24752	NEUT205	13.1585	NEUT305	3.51987	NEUT405	-6.76444
NEUT106	8.8355	NEUT206	-7.53311	NEUT306	-30.9379	NEUT406	5.22529
NEUT107	13.8469	NEUT207	25.4945	NEUT307	-11.7085	NEUT407	-30.2111
NEUT108	9.5842	NEUT208	23.8007	NEUT308	-22.5504	NEUT408	13.589
NEUT109	-49.2407	NEUT209	15.4508	NEUT309	13.3531	NEUT409	15.8189
NEUT110	21.9401	NEUT210	2.90541	NEUT310	-17.4246	NEUT410	16.8578
NEUT111	2.02236	NEUT211	-1.35515	NEUT311	-15.9454	NEUT411	17.6592
NEUT112	4.77072	NEUT212	2.94913	NEUT312	-1.45573	NEUT412	15.1521
NEUT113	-15.7581	NEUT213	7.6343	NEUT313	-12.0259	NEUT413	20.5097
NEUT114	7.07101	NEUT214	7.59728	NEUT314	3.33764	NEUT414	7.18236
NEUT115	7.19293	NEUT215	11.112	NEUT315	-13.7714	NEUT415	10.843
NEUT116	26.7628	NEUT216	-2.06334	NEUT316	-4.93957	NEUT416	-9.64136
NEUT117	12.7578	NEUT217	-0.0446289	NEUT317	-41.8218	NEUT417	10.3989
NEUT118	10.8766	NEUT218	-3.05782	NEUT318	-27.5372	NEUT418	20.1008
NEUT119	-13.0586	NEUT219	15.045	NEUT319	11.2008	NEUT419	1.69245
NEUT120	16.6866	NEUT220	-7.92217	NEUT320	-40.7514	NEUT420	-9.64684
NEUT121	3.59792	NEUT221	5.7072	NEUT321	-20.2446	NEUT421	2.50634
NEUT122	13.8512	NEUT222	21.54	NEUT322	-22.1615	NEUT422	-2.44599
NEUT123	19.7362	NEUT223	18.5527	NEUT323	-18.8204	NEUT423	-7.22848
NEUT124	7.80644	NEUT224	-7.52645	NEUT324	-26.0244	NEUT424	3.2753
NEUT125	0.386499	NEUT225	-4.30742	NEUT325	-37.0645	NEUT425	-4.11064
NEUT126	-4.52419	NEUT226	-3.09119	NEUT326	-16.2064	NEUT426	7.88695
NEUT127	10.0216	NEUT227	-0.57082	NEUT327	-11.8968	NEUT427	42.0274
NEUT128	2.43301	NEUT228	13.2079	NEUT328	-14.9098	NEUT428	-1.18844
NEUT129	-10.8349	NEUT229	2.48468	NEUT329	-26.8908	NEUT429	12.7326
NEUT130	11.3419	NEUT230	9.57472	NEUT330	-30.3166	NEUT430	13.2848

表 A.16 NEUT の  $y$  方向のオフセット  $y_{\text{offset}}$

## A.2 光電子増倍管

NEUT、VETO の両端に接着された PMT には、浜松ホトニクス社製 R7724ASSY を使用している。この PMT は二系統の同一出力を持ち、取り出したシグナルの一方は時間情報  $t$  として、他方をアナログ情報  $A$  として使用する。

PMT は図 A.2 のように、光が光電面に入射すると、光電効果により光電子が放出される。光電子は集束電極により電子増倍部に導かれ、ダイノードに衝突することにより二次電子を放出して増倍される。これを繰り返すことにより最終的にアノード (陽極) に到達した電子群が電流として読み込まれる。

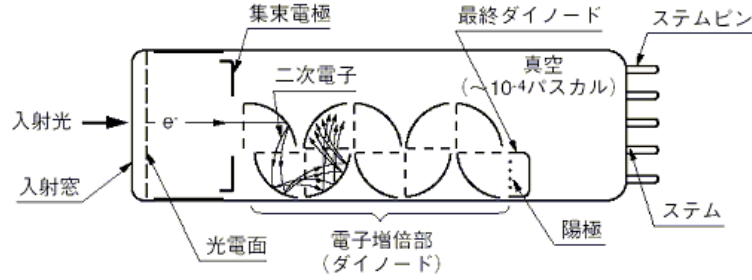


図 A.1 PMT の光電子増倍の過程

PMT に入射した光電子数  $N_p$  とダイノード群により増倍された電子数  $N_e$  の比  $N_e/N_p$  を PMT のゲインと言う。

## A.3 Compton 散乱

図 A.3 のように  $\gamma$  線の進む向きを  $x$  軸にとり、それと垂直に  $y$  軸をとる。 $\gamma$  線の散乱角を  $\theta$ 、電子の反跳角を  $\phi$  とし、 $\gamma$  線の入射エネルギーを  $E_i$ 、散乱後のエネルギーを  $E_s$  とし、反跳した電子のエネルギーを  $E_e$ 、運動量を  $\mathbf{p} = (p \cos \phi, -p \sin \phi)$  とすれば

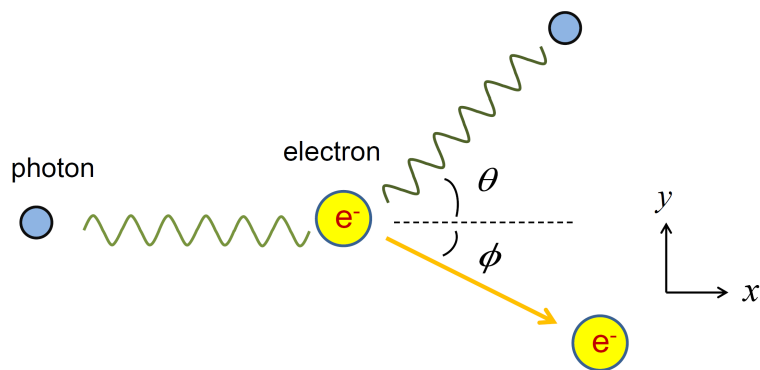


図 A.2 Compton 散乱

エネルギー保存則より

$$E_i + m_e = E_s + E_e \quad (\text{A.3.1})$$

運動量保存則より

$$\begin{pmatrix} E_i \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_s \cos \theta \\ E_s \sin \theta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} p \cos \phi \\ -p \sin \phi \end{pmatrix} \quad (\text{A.3.2})$$



ただし、ここでは  $c = 1$  の自然単位系を用いた ( $\gamma$  線の運動量はエネルギーと等しくなる)。

電子のエネルギー  $E_e$  は

$$E_e^2 = m_e^2 + p^2 \quad (\text{A.3.3})$$

であり

$$p^2 = (p \cos \phi)^2 + (p \sin \phi)^2 \quad (\text{A.3.4})$$

より、 $p, \phi$  を消去すれば

$$E_e^2 - m_e^2 = (E_i - E_s \cos \theta)^2 + (E_s \sin \theta)^2 \quad (\text{A.3.5})$$

これを整理して

$$E_s = \frac{E_i}{1 + \frac{E_i}{m_e}(1 - \cos \theta)} \quad (\text{A.3.6})$$

ゆえに、 $\gamma$  線のエネルギー損失  $\Delta E$  は、

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_i - E_s \\ &= E_i \left( 1 - \frac{1}{1 + \frac{E_i}{m_e}(1 - \cos \theta)} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.3.7})$$

## A.4 電子換算発光量 MeVee

同一のエネルギー損失でも粒子の種類によってシンチレータ中で発するシンチレーション光の発光量は異なる。そのため、エネルギー損失 MeV では異なる粒子間のエネルギー損失を比較できない。そこで、電子の発光量に換算したエネルギー、電子換算発光量 MeVee(electron equivalent) を用いる。プラスチックシンチレータ内で陽子のエネルギー損失  $T_p$  を電子換算発光量  $T_e$  に変換するには

$$T_e = a_1 T_p - a_2 [1.0 - \exp(-a_3 T_p^{a_4})] \quad (\text{A.4.1})$$

$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$
0.95	8.0	0.1	0.90

表 A.17 MeVee への換算係数

## A.5 粒子識別

PI の手法を説明する (セクション 5.3.1)。

BigRIPS では、粒子を選別すると同時に以下の事がわかる。

- $\text{TOF} \propto 1/v$
- $\Delta E \propto Z^2/v^2$
- $B\rho \propto A/q$

おのおのについて以下で解説する。

h

$r_e$ : 古典電子半径 $3.817 \times 10^{-13} \text{cm}$	$\rho$ : target 物質の密度
$N_a$ : アボガドロ定数	$z$ : 入射粒子の電荷
$I$ : 標的原子の平均励起エネルギー	$\delta$ : 密度補正
$Z$ : 標的原子の原子番号	$C$ : 殻補正
$A_t$ : 標的原子の質量数	$W_{\max}$ : 最大エネルギー移行

表 A.18 Bethe-Bloch の式でのパラメータ

## A.5.1 飛行時間 TOF

粒子の F3-F7 間ではプラスチックシンチレータの出す信号の時間差を測ることにより、この間の飛行時間 TOF がわかる。TOF は、この間の距離を  $L$ 、粒子の速度を  $v$  とすれば

$$\text{TOF} = \frac{L}{v} \quad (\text{A.5.1})$$

が成立する。

A.5.2 エネルギー損失  $\Delta E$ 

F7 にあるプラスチックシンチレータでは、荷電粒子が通過する際に失うエネルギー  $\Delta E$  も計測している。

Bethe-Bloch の公式

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e m_e c^2 \rho \frac{Z}{A_t} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (\text{A.5.2})$$

から入射時の速度  $v$  がわかっていれば、プラスチックを通過する間のエネルギー損失  $\Delta E$  が計算できる。  
各パラメータは以下の様に与えられる。

$$2\pi N_a r_e m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$$

最大エネルギー移行は、正面衝突、または原子核から核子が弾き出されることにより生成される。

最大エネルギー移行  $W_{\max}$

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2} + s^2} \quad (\text{A.5.3})$$

ここで、 $s = m_e/M$ ,  $\eta = \beta\gamma$  である。

密度補正は、入射粒子が作る電場がその飛跡の周囲の原子に極性を与えるために、入射粒子の飛跡から離れた電子が電場から保護されるという現象によるもので、この離れた電子による入射粒子のエネルギー損失が補正なしの式より小さくなる。

密度補正は  $\delta$

$$\delta = \begin{cases} 0 & X < X_0 \\ 4.6052X + C_0 + a(X_1 - X)^m & X_0 < X < X_1 \\ 4.6052X + C_0 & X > X_1 \end{cases} \quad (\text{A.5.4})$$

ただし、 $X = \log_{10}(\beta\gamma)$  であり、 $X_0$ ,  $X_1$ ,  $C_0$ ,  $a$  は target 物質によって異なる。

殻補正は入射粒子の速度が束縛電子の軌道速度と同等以下になったときに現れる。そのようなエネルギーでは、束縛電子が入射粒子に対して静止しているという仮定が成り立たなくなるためである。

殻補正  $C$  は

$$C(I, \eta) = (0.422377\eta^{-2} + 0.0304043\eta^{-4} - 0.00038106\eta^{-6}) \times 10^{-6} I^2 \\ + (3.850190\eta^{-2} - 0.1667989\eta^{-4} + 0.00157955\eta^{-6}) \times 10^{-9} I^3 \quad (\text{A.5.5})$$

で与えられる。

### A.5.3 磁気硬度 $B\rho$

F3-F5 間の磁気硬度から、粒子の質量数と電荷の比  $A/q$  がわかる。

荷電粒子が磁場中で Lorentz 力を受けると円運動する。そのときの半径を  $\rho$ 、荷電粒子の質量を  $m = A_i m_0$ 、電気量を  $q$ 、磁場を  $B$  とすれば円運動の相対論的運動方程式は、

$$\frac{d(m\gamma\mathbf{v})}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (\text{A.5.6})$$

が成立する。左辺は Lorentz 力が仕事をしないために  $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$  を変えないので、

$$\frac{d(m\gamma\mathbf{v})}{dt} = m\gamma \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (\text{A.5.7})$$

ゆえに、

$$m\gamma|\dot{\mathbf{v}}| = q|\mathbf{v}||\mathbf{B}|\sin\theta \quad (\text{A.5.8})$$

$$\frac{\dot{v}}{v^2} = \frac{qB\sin\theta}{m\gamma v} \quad (\text{A.5.9})$$

円運動では、 $\dot{v} = v^2/\rho$  であり、磁場はビームに対してほぼ垂直 ( $\theta = 90^\circ$ ) にかかっているから、

$$\frac{1}{\rho} = \frac{qB}{p} \quad (\text{A.5.10})$$

以上の結果より、

$$B\rho = \frac{p}{q} \quad (\text{A.5.11})$$

が成立する。実際のビームでは、電子は全て剥がされているため  $q = Z_i e$  が成立する。

### A.5.4 PI についてのまとめ

式 (A.5.1) より、TOF から粒子の速度  $v$  がわかるため、Bethe-Bloch の式は  $Z_i$  が求められるため、磁気硬度の式 (A.5.11) からは  $Z/A$ 、すなわち  $A$  が求まるため、 $Z$ ,  $A$  から粒子識別が可能となる。

## A.6 反応断面積

セクション 5.4 での、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$  の反応断面積の重心系から実験室系への変換の仕方について説明する。

## 実験室系から重心系への Lorentz 変換

実験室系で陽子ビームの運動エネルギーが  $T^{Lab} = 200\text{MeV}$  であるので、陽子の全エネルギーは  $E_p^{Lab} = m_p + T^{Lab}$  である。静止標的である  ${}^7\text{Li}$  は  $E_{\text{Li}}^{Lab} = m_{\text{Li}}$  であるから、重心速度  $\beta$  として Lorentz 変換すると、

$$\begin{pmatrix} E_p^{CM} \\ p_p^{CM} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta \\ -\gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_p^{Lab} \\ p_p^{Lab} \end{pmatrix} \quad (\text{A.6.1})$$

$$\begin{pmatrix} E_{\text{Li}}^{CM} \\ p_{\text{Li}}^{CM} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta \\ -\gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{\text{Li}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.6.2})$$

となる。ただし

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (\text{A.6.3})$$

である。

重心系では、

$$p_p^{CM} + p_{\text{Li}}^{CM} = 0 \quad (\text{A.6.4})$$

なので、これを満たすように  $\beta$  を選べば良く、

$$\beta = \frac{p_p^{Lab}}{E_p^{Lab} + m_{\text{Li}}} \quad (\text{A.6.5})$$

であれば良い。

## Lorentz 不変量

重心系では、式 (A.6.4) の他に、反応後に生成する  $n, {}^7\text{Be}$  についても

$$p_n^{CM} + p_{\text{Be}}^{CM} = 0 \quad (\text{A.6.6})$$

が成立する。

不変質量  $M$  は、反応前の粒子については、

$$\begin{aligned} M &= \sqrt{(E_p^{Lab} + E_{\text{Li}}^{Lab})^2 - (p_p^{Lab})^2} \\ &= E_p^{CM} + E_{\text{Li}}^{CM} \end{aligned} \quad (\text{A.6.7})$$

反応後の粒子についても、

$$\begin{aligned} M &= \sqrt{(E_n^{Lab} + E_{\text{Be}}^{Lab})^2 - (p_n^{Lab} + p_{\text{Be}}^{Lab})^2} \\ &= E_n^{CM} + E_{\text{Be}}^{CM} \end{aligned} \quad (\text{A.6.8})$$

が成立する。

また、重心系での中性子,  ${}^7\text{Be}$  のエネルギーはそれぞれ

$$(E_n^{CM})^2 = m_n^2 + (p_n^{CM})^2 \quad (\text{A.6.9})$$

$$(E_{\text{Be}}^{CM})^2 = m_{\text{Be}}^2 + (p_{\text{Be}}^{CM})^2 \quad (\text{A.6.10})$$

さらに、式 (A.6.6) を用いることにより、 $E_n^{CM}$ 、 $E_{\text{Be}}^{CM}$  の関係は

$$(E_n^{CM})^2 - m_n^2 = (E_{\text{Be}}^{CM})^2 - m_{\text{Be}}^2 \quad (\text{A.6.11})$$

式 (A.6.8), (A.6.11) から、

$$E_n^{CM} = \frac{M^2 + m_n^2 - m_{\text{Be}}^2}{2M} \quad (\text{A.6.12})$$

$$E_n^{CM} = \frac{M^2 - m_n^2 + m_{\text{Be}}^2}{2M} \quad (\text{A.6.13})$$

と求められる。

ここで、重心系での陽子の運動量移行  $q^{CM}$  は、 $p_p^{CM}$ 、 $p_n^{CM}$  と重心系での散乱角  $\theta^{CM}$  を用いて、

$$q^{CM} = \sqrt{(p_p^{CM})^2 + (p_n^{CM})^2 - 2p_p^{CM}p_n^{CM} \cos \theta^{CM}} \quad (\text{A.6.14})$$

である。

#### 重心系から実験室系への Lorentz 変換

次に、求めた中性子のエネルギー、運動量を実験室系に直す。それには式 (A.6.5) を用いて逆変換をすれば良い。

$$\begin{pmatrix} E_n^{Lab} \\ p_{n,x}^{Lab} \\ p_{n,y}^{Lab} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_n^{CM} \\ p_n^{CM} \cos \theta^{CM} \\ p_n^{CM} \sin \theta^{CM} \end{pmatrix} \quad (\text{A.6.15})$$

#### 微分断面積の変換

最後に式 (5.4.2) の微分断面積を重心系から実験室系に変換する。

まず、式 (A.6.15) から実験室系での散乱角  $\theta^{Lab}$  は、 $p_{n,y}^{Lab}/p_{n,x}^{Lab} = \tan \theta^{Lab}$  の関係より、

$$\gamma \tan \theta^{Lab} = \frac{\sin \theta^{CM}}{\beta E_n^{CM}/p_n^{CM} + \cos \theta^{CM}} \quad (\text{A.6.16})$$

と書ける。この式から、散乱角は  $a = \gamma \tan \theta^{Lab}$ 、 $b = \beta E_n^{CM}/p_n^{CM}$  として、

$$\cos \theta^{CM} = \frac{-a^2b \pm \sqrt{a^4b^2 - (a^2 + 1)(a^2b^2 - 1)}}{a^2 + 1} \quad (\text{A.6.17})$$

と求められる。

また、重心系での微分断面積  $(d\sigma/d\Omega)_{CM}$  から実験室系での微分断面積  $(d\sigma/d\Omega)_{Lab}$  へは以下の手順で変換できる。

まず、実験室系、重心系で中性子散乱の方位角をそれぞれ  $\phi^{Lab}$ 、 $\phi^{CM}$  と書く。微小断面積  $d\sigma$  を通過する散乱粒子の数は、2つの座標系の間で変わらないので

$$d\sigma(\theta^{Lab}, \phi^{Lab}) = d\sigma(\theta^{CM}, \phi^{CM}) \quad (\text{A.6.18})$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Lab} d\Omega^{Lab} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} d\Omega^{CM} \quad (\text{A.6.19})$$

これより

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Lab} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} \frac{d\Omega^{CM}}{d\Omega^{Lab}} \quad (\text{A.6.20})$$

ここで入射陽子のビーム軸対称性を考慮すると

$$\phi^{Lab} = \phi^{CM} \quad (\text{A.6.21})$$

なので

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Lab} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} \frac{\sin \theta^{CM} d\theta^{CM}}{\sin \theta^{Lab} d\theta^{Lab}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} \frac{d(\cos \theta^{CM})}{d(\cos \theta^{Lab})} \quad (\text{A.6.22})$$

ここで、式 (A.6.16) の両辺を  $\theta^{CM}$  で微分して整理すると、

$$\frac{d(\cos \theta^{CM})}{d(\cos \theta^{Lab})} = \frac{(\gamma^2(\beta E_n^{CM}/p_n^{CM} + \cos \theta^{CM})^2 + \sin^2 \theta^{CM})^{3/2}}{\gamma(1 + \beta E_n^{CM}/p_n^{CM} \cdot \cos \theta^{CM})} \quad (\text{A.6.23})$$

式 (5.4.2), (A.6.23) を式 (A.6.22) に代入して

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Lab} = \sigma_0 \exp \left[ - (q^{CM})^2 \frac{\langle r^2 \rangle}{3} \right] \frac{(\gamma^2(\beta E_n^{CM}/p_n^{CM} + \cos \theta^{CM})^2 + \sin^2 \theta^{CM})^{3/2}}{\gamma(1 + \beta E_n^{CM}/p_n^{CM} \cdot \cos \theta^{CM})} \quad (\text{A.6.24})$$

この式に、散乱角の変換式 (A.6.16)、運動量移行  $q^{CM}$  の式 (A.6.14) を使って実験室系の微分断面積  $(d\sigma/d\Omega)_{Lab}$  を数値計算により求められる。

## 参考文献

- [1] T.N.Taddeucci, "Zero-degree cross sections for the  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{-MeV})$  reaction in the energy range 80-795MeV", Phys. Rev. C vol.41 number6 (1990)
- [2] T.Nakamura, "Halo Structure of the Island of Inversion Nucleus  ${}^{31}\text{Ne}$ ", Phys Rev Lett 103, 262501 (2009)
- [3] H.Sakurai, "Nuclear reaction and structure programs at RIKEN", Nuclear Physics A 834 (2010)
- [4] T.Ohnishi et al, "Identification of 45 New Neutron-Rich Isotopes Produced by In-Flight Fission of a  ${}^{238}\text{U}$  Beam at 345 Mev/nucleon" J. phys. soc. Jpn. 79 073201 (2010)
- [5] Y.Iwamoto et al, "Quasi-monoenergetic neutron energy spectra for 246 and 389 MeV  ${}^7\text{Li}(p,n)$  reactions at angles from  $0^\circ$  to  $30^\circ$ ", Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A629 43-49 (2011)
- [6] 佐古貴行, "不安定核二次反応のための大型中性子検出器の開発", 東京工業大学 学士論文 (2010)
- [7] 河田鷹介, "大立体角中性子検出器 NEBULA の開発と性能評価", 東京工業大学 修士論文 (2011)
- [8] 南方亮吾, "多種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 学士論文 (2012)
- [9] 佐古貴行, "不安定核反応実験のための大型中性子検出器 NEBULA の開発", 東京工業大学 修士論文 (2012)
- [10] 田中隆己, "経過報告" (2011)  
<http://be.nucl.ap.titech.ac.jp/~ryuki/report/110617.pdf>
- [11] "加速器科学"  
<http://www.riken.jp/r-world/info/release/riken88/book/riken88-02-01.pdf>
- [12] CAEN V792 Technical Information Manual Revision n. 15, 19 July (2008)
- [13] CAEN V775 Technical Information Manual Revision n. 13, 17 March (2008)
- [14] CAEN V895 Technical Information Manual Revision n. 3, 19 March (2008)
- [15] Richard B. Firestone "Table of Isotopes Eighth Edition Volume I" Virginia S. Shirley (1996)





## 謝辞

本研究を進めるに当たって非常に多くの方々のご意見、助力を承りました。

指導教官である中村隆司教授には、時に厳しく、それであって真摯なご指導により、物理に関する知識、理解が深まったのは勿論のこと自然科学の研究に対する姿勢を学びました。また、物理以外にもプレゼンテーションの仕方など熱心にご指導下さったことには非常に感謝しております。

助教授の近藤洋介氏には、私の浅はかな質問に対しても辛抱強く答えていただき、本論文が完成する最後の最後までご指導して頂きました。

小林信之氏には、研究室に所属して間もない頃コンピュータに関する知識がほとんど皆無であった私に対し、常に優しく指導して頂きました。また、物理に関するどんな質問にも丁寧に頭の固い私にも分かり易く回答して頂きました。

3月にご卒業された佐古貴行氏には、公私を問わず大変お世話になりました。NEBULA 開発にお忙しい中、検出器に関して何も知らない私の質問に、常に真剣に答えて頂きました。私の助力など微々たるものでしたが、ともに NEBULA を開発に携われた事は、私にとってとても貴重で有意義な経験となりました。本論文を書き上げる上でも、佐古氏の修士論文を大変参考にさせて頂きました。

田中隆己氏には、コンピュータ、物理の両方で大変お世話になりました。ANAROOT 開発にお忙しい身でありながら、私の愚昧な質問、疑問に対し即座に回答、解決して頂きました。特に本論文を執筆する上で大変お世話になり、またそれ以上に多大なご迷惑をおかけしてしまったことはお詫び申し上げます。

南方亮吾氏、生越駿氏の両名は物理やコンピュータに関する些細な疑問を気兼ねなく聞くことができました。

4月から、中村研に所属した簡野大輝氏、中嶋丈嘉氏の両名には、論文執筆に行き詰まったときの話し相手になって頂きました。

理化学研究所の多種粒子測定開発チームの米田健一郎氏、大津秀暁氏や武内聡氏を初めとする理化学研究所の多くの方々には、検出器、加速器に対する様々なご指導を頂いたこと、および貴重な実験の機会を与えて下さったことに大変感謝致します。

また、実験をともに行った東北大学小林研の方々、フランス LPC CAEN のの方々、韓国ソウル大学の方々など本当に様々な方にお世話になりました。

東京工業大学旭研究室の方々には良き隣人として、お付き合い頂きました。

本研究を支えて下さった方々、また、日常生活を支えて下さった方々に深く感謝致します。

2012 年 6 月 29 日 西 征爾郎