

2013 年度  
学士論文

不安定核反応実験における  
複数中性子検出のシミュレーション

坪田 潤一  
学籍番号 10B15771  
指導教官 中村 隆司

東京工業大学 理学部 物理学科  
2014 年 2 月 24 日



## 概要

近年の研究により  $^{19}\text{B}$  や  $^{22}\text{C}$  は、通常の原子核密度を持ったコアのまわりに中性子がしみだしている中性子ハロー核であることが示唆されている。またその二中性子が空間的に近接しているようなダイニュートロン相関をもっていることが予言されており注目されている。ダイニュートロン相関を持つ場合には低エネルギーの領域に E1 遷移強度が観測される。E1 遷移強度の測定からダイニュートロン相関を調べることが目的として理化学研究所の不安定核ビーム施設 RIBF にある大立体角多重粒子磁気分析装置 SAMURAI を用いて  $^{19}\text{B}$  と  $^{22}\text{C}$  のクーロン分解反応実験を行った。また、酸素とフッ素同位体では中性子ドリップラインが急激に変わるドリップライン異常が知られており、これを理解することを目的として非束縛核  $^{25}\text{O}$ 、 $^{26}\text{O}$  の非束縛準位探索実験を行った。これらの励起エネルギーを測定するには、崩壊した粒子全てのエネルギーと運動量を測定する不変質量法が有効である。以上の実験では放出される二個の中性子は大立体角・高検出効率を有する NEBULA を用いて検出される。しかし、中性子は NEBULA 中で複数回反応すると偽の二中性子イベント(クロストーク)を作り、バックグラウンドになってしまうのでこのクロストークを除去する必要がある。クロストークを除去する際には真のイベントも除去してしまうことがあり、検出効率は高く、クロストークの残存率は低く抑えるようなクロストークの除去が望ましい。本研究では、中性子を NEBULA に打ち込むシミュレーションを行いこのクロストークを高効率で除去する方法を確立した。

## 目次

第 1 章 序	1
第 2 章 中性子検出器 NEBULA の概要	7
2.1 NEBULA	7
2.2 検出原理	8
2.2.1 中性子とプラスチックシンチレータの反応	8
2.2.2 中性子の運動量の測定	9
2.3 クロストーク	12
2.4 2 中性子イベントの選択	12
第 3 章 シミュレーション	14
3.1 Geant4 を用いたシミュレーション	14
3.1.1 Geant4 シミュレーション詳細	14
3.2 従来クロストーク除去の方法	14
3.2.1 different wall イベントの解析方法	15
3.2.2 same wall イベントの解析方法	16
3.2.3 クロストーク残存率	17
3.2.4 2 中性子検出に対する検出効率	17
3.3 新たなクロストーク除去の方法	18
3.3.1 1 中性子シミュレーションによる different wall イベントの解析	18
分解能を除いたシミュレーション	19
3.3.2 1 中性子シミュレーションによる same wall イベントの解析	21
分解能を除いたシミュレーション	21
3.3.3 2 中性子検出に対するクロストークイベント除去条件の最適化	22
3.3.4 different wall イベントの除去条件の最適化	22
3.3.5 same wall イベントの除去条件の最適化	30
3.3.6 新しいクロストーク解析方法の性能評価	30
第 4 章 まとめと今後の課題	33

図目次

1	横軸に中性子数、縦軸に陽子数をとった核図表 . . . . .	1
2	左が巨大双極子共鳴を、右がソフト E1 励起を模式的に表した図 . . . . .	3
3	横軸に励起エネルギー、縦軸に E1 遷移強度をとった、ソフト E1 励起と巨大双極子共鳴のグラフ . . . . .	3
4	ダイニュートロン相関の模式図。コアと中性子の距離を $r$ とし、その間の角度を $\theta$ とする。 . . . . .	4
5	RIBF の概観 . . . . .	4
6	SAMURAI の概観 . . . . .	5
7	$^{22}\text{C}$ が Pb 標的と反応して $^{20}\text{C}$ と 2 個の中性子に崩壊する模式図 . . . . .	5
8	ハロー核はコアの回りに中性子が薄くしみ出している . . . . .	6
9	NEBULA の概観 . . . . .	7
10	NEBULA の模式図 . . . . .	8
11	中性子と $^{12}\text{C}$ または H との反応断面積の入射エネルギー依存性。[16] 赤線は (1) と (4) の反応を示している。 . . . . .	9
12	荷電粒子ごとの、入射エネルギーと発光量の関係。[17] 横軸に入射エネルギー MeV、縦軸に発光量 MeVee をとっている。桃色が電子、赤色が陽子、緑色が重陽子、青色が三重陽子、黄色が $\alpha$ 粒子、水色が $^{12}\text{C}$ . . . . .	10
13	NEBULA の座標軸の定義 . . . . .	11
14	左が (a) のクロストーク、右が (b) のクロストーク . . . . .	12
15	左が (c) のクロストーク、右が (d) のクロストーク . . . . .	13
16	クロストークに用いる物理量 . . . . .	13
17	NEBULA に中性子を 1 個打ち込んだときのシミュレーションの様子 . . . . .	14
18	$Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$ 分布 . . . . .	16
19	$Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$ 分布 . . . . .	16
20	式 21 と 22 の条件で除去した後の $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$ 分布 . . . . .	16
21	式 22 の条件で除去した後の $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$ 分布 . . . . .	16
22	$dt$ と $dr$ を用いた式 25 の条件による除去を行う前のもの . . . . .	17
23	$dt$ と $dr$ を用いた式 25 の条件による除去を行った後のもの . . . . .	17
24	式 25 の条件で除去する前の $Q_2 - \beta_{01} / \beta_{12}$ 分布 . . . . .	18
25	式 25 の条件で除去した後の $Q_2 - \beta_{01} / \beta_{12}$ 分布 . . . . .	18
26	25 と 26 の条件で除去したもの . . . . .	18
27	25 と 27 の条件で除去したもの . . . . .	18
28	$\epsilon - E_{rel}$ 分布。赤が same wall、青が different wall、黒が same wall + different wall の二中性子検出効率を示す。 . . . . .	19
29	分解能を除いた $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$ 分布 . . . . .	19
30	分解能を除いた $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$ 分布 . . . . .	19
31	分解能を除いた $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$ 分布で、 $\beta_{01}/\beta_{12}$ が 0 から 2.0 の範囲を拡大した図。 . . . . .	20
32	分解能を除いた $Q_1 - dE$ 分布。1 回目のヒットが 1Wall 目の場合。 . . . . .	20

33	分解能を除いた $Q_1 - dE$ 分布。1 回目のヒットが 2Wall 目の場合。 . . . . .	20
34	赤線が陽子との弾性散乱を示し、緑色が $^{12}\text{C}$ との準弾性散乱を示す。 . . . . .	21
35	分解能を除いた $dt - dr$ 分布。 . . . . .	21
36	式 25 の条件で除去した後の分解能を除いた $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$ 分布。 . . . . .	21
37	$Q_1 - dE$ 分布。1 回目のヒットが 1Wall 目の場合。 . . . . .	22
38	$Q_1 - dE$ 分布。1 回目のヒットが 2Wall 目の場合。 . . . . .	22
39	$\sigma_{dE}$ と $dE$ の関係 . . . . .	24
40	赤が入射エネルギーと観測される発光量の分布を示し、青が図 39 の分だけ $dE$ を負方向にな ませた分布 . . . . .	24
41	$dQ$ の分布 . . . . .	24
42	$dQ_{\text{cut}}=-50$ MeVee としたときの $Q_1 - dE$ 分布。1 回目のヒットが 1Wall 目の場合 . . . . .	25
43	$dQ_{\text{cut}}=0$ MeVee としたときの $Q_1 - dE$ 分布。1 回目のヒットが 1Wall 目の場合 . . . . .	25
44	$dQ_{\text{cut}}=-50$ MeVee としたときの $Q_1 - dE$ 分布。1 回目のヒットが 2Wall 目の場合 . . . . .	25
45	$dQ_{\text{cut}}=0$ MeVee としたときの $Q_1 - dE$ 分布。1 回目のヒットが 2Wall 目の場合 . . . . .	25
46	$dQ_{\text{cut}}=-50$ MeVee としたときの $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$ 分布 . . . . .	26
47	$dQ_{\text{cut}}=0$ MeVee としたときの $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$ 分布 . . . . .	26
48	2 中性子を打ち込んだときの $Q_1 - dE$ 分布。1 回目のヒットが 1Wall 目の場合。 . . . . .	26
49	2 中性子を打ち込んだときの $Q_1 - dE$ 分布。1 回目のヒットが 2Wall 目の場合。 . . . . .	26
50	2 中性子検出における different wall イベントの $dQ$ 分布 . . . . .	27
51	different wall の $R_{\text{crosstalk}} - dQ$ 分布。横軸がクロストーク除去に使う $dQ_{\text{cut}}$ の値、縦軸が クロストーク残存率を示す。 . . . . .	27
52	different wall の $\epsilon_{2n} - dQ$ 分布。横軸がクロストーク除去に使う $dQ_{\text{cut}}$ 、縦軸が二中性子検 出効率を示す。 . . . . .	28
53	different wall の $A - dQ$ 分布。横軸がクロストーク除去に使う $dQ_{\text{cut}}$ 、縦軸が $A$ を示す。 . . . . .	28
54	$dQ_{\text{cut}}=50$ MeVee としたときの $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$ 分布。 . . . . .	28
55	$dQ_{\text{cut}}=50$ MeVee としたときの $Q_1 - dE$ 分布。1 回目のヒットが 1Wall 目の場合。 . . . . .	28
56	$dt - dr$ 分布による除去と $\gamma$ 線の除去後の same wall の $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$ 分布。 . . . . .	30
57	same wall の $R_{\text{crosstalk}} - B^+$ 分布。横軸がクロストーク除去に使う $B^+$ の値、縦軸がクロス トーク残存率を示す。 . . . . .	31
58	same wall の $\epsilon_{2n} - B^+$ 分布。横軸がクロストーク除去に使う $B^+$ 、縦軸が二中性子検出効率 を示す。 . . . . .	31
59	same wall の $\text{ratio} - B^+$ 分布。横軸がクロストーク除去に使う $B^+$ 、縦軸が $\text{ratio}$ を示す。 . . . . .	32
60	$B^+=0.9$ としたときの $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$ 分布。 . . . . .	32
61	クロストークを除去した後の $\epsilon_{2n} - E_{\text{rel}}$ 分布。赤が same wall を示し、青が different wall を示し、黒が same wall + different wall の二中性子検出効率を示す。 . . . . .	33

## 第1章 序

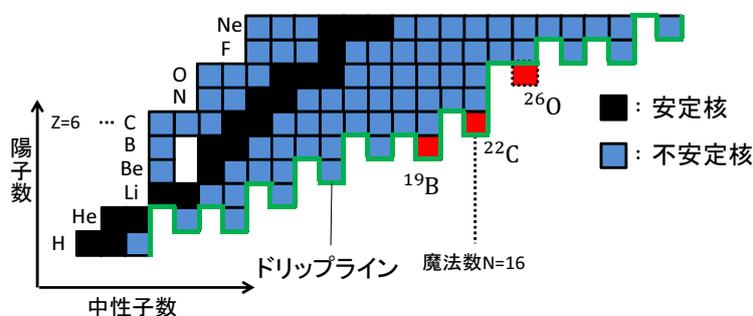


図1 横軸に中性子数、縦軸に陽子数をとった核図表

原子核物理学の研究は1911年のRutherfordらの、粒子と金属箔を用いた実験による原子核の発見を発端とし、様々な研究が行われてきた。近年では重イオン加速器の発展にともない、中性子ドリップライン近傍の不安定核の研究が可能となった。原子核のコアと最外殻軌道を占有する中性子の束縛エネルギーが非常に小さくなることにより、通常の原子核密度を持つコアのまわりに中性子がしみだす中性子ハローが現れることが知られている。また、中性子物質が核表面をとりまく中性子スキンや、魔法数の消失、新たな魔法数  $N=16$  の出現など、安定線付近の原子核では見られなかった現象が中性子過剰核では報告されている。我々は中性子ドリップライン近傍での核構造の解明を目的としており、2012年5月に $^{22}\text{C}$ 、 $^{19}\text{B}$ のクーロン分解反応実験および非束縛核 $^{25}\text{O}$ 、 $^{26}\text{O}$ の非束縛準位探索実験を行った。

$^{22}\text{C}$  と  $^{19}\text{B}$  は中性子ドリップラインに位置する(図1)非常に中性子過剰な原子核であり、2中性子ハロー核であると考えられている。中性子ハロー核は $^{11}\text{Li}$  や  $^{11}\text{Be}$  など主として  $A < 20$  の軽い中性子過剰核に10種程度みつかっていたが、最近 $^{22}\text{C}$ 、 $[1]^{31}\text{Ne}[2]$  が新たにハロー構造を持つことが報告されている。中性子ハロー核は通常の原子核の半径  $r = 1.2A^{1/3}$  fm に従わず、非常に大きな半径をもつ。またハローは薄い密度を持ち、コア部と空間的にデカップルをしている。このような性質から、中性子ハロー核は大きな反応断面積、1中性子ないし2中性子分離反応における狭い残留荷電粒子の運動量分布[3]、さらに非常に大きい低励起エネルギー領域での双極子励起(ソフトE1励起)といった特徴を持っている。

安定線付近の原子核では図2に示すように陽子流体と中性子流体の振動による巨大双極子共鳴が観測されるが、中性子ハローでは、巨大双極子共鳴に加えてソフトE1励起と呼ばれる中性子ハロー特有の励起が観測される。ソフトE1励起は、図3で示すように巨大双極子共鳴よりも低い励起エネルギー(1-2MeV程度)に現れる。2中性子ハロー核のソフトE1励起のE1遷移強度は、non energy weighted E1 cluster sum rule[4, 5]によると

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dB(E1)}{dE_x} dE_x = \frac{3}{4\pi} \left( \frac{Ze}{A} \right)^2 (r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \theta) \quad (1)$$

と表される。 $r_1$ 、 $r_2$ 、 $\theta$  は図4に示すように、それぞれ、コアに対する2つのハロー中性子の位置およびその開き角を示す。この二つの中性子のなす角度が小さいほど、E1遷移強度は大きくなる。Equivalent photon

method[6, 7]によれば、E1 遷移強度とクーロン分解断面積は仮想光子数  $N_{E1}(E_x)$  を用いて

$$\frac{d\sigma(E1)}{dE_x} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} N_{E1}(E_x) \frac{dB(E1)}{dE_x} \quad (2)$$

と関係づけられる。2 中性子ハロー核である  $^{11}\text{Li}$  では、クーロン分解反応実験により観測された E1 遷移強度から 2 中性子のなす核の期待値  $\langle \theta \rangle$  を求めており、 $48_{-18}^{+14}$  度という値が導出されている。[8] これは相関がない場合の期待値 90 度よりも小さく、2 中性子が空間的に近接しているようなダイニュートロン相関の存在を示唆している。このダイニュートロン相関が、中性子ドリップラインに位置し、2 中性子ハロー構造を持つことが示唆されている  $^{22}\text{C}$ [9] や  $^{19}\text{B}$ [10] でも存在するのかを調べ、また、存在が確認されれば異なるハロー中性子の軌道を調べることによって系統的にダイニュートロン相関の発現メカニズムを探ることができると期待される。 $^{22}\text{C}$ 、 $^{19}\text{B}$  について E1 遷移強度スペクトルを求め、こうした問に答えるのが本実験の目的である。

非束縛核  $^{25}\text{O}$ 、 $^{26}\text{O}$  の実験は酸素同位体における中性子ドリップライン異常を理解することを目的として行われた。酸素とフッ素同位体では中性子ドリップラインが急激に変わるドリップライン異常が知られており、なぜこのような現象が起こるのかはまだ解明されていない。最近の理論研究によれば 3 体力が中性子ドリップラインの決定に重要な役割を果たしているという予言 [11] もある一方で、この領域の実験データは不足している状況である。また  $^{26}\text{O}$  では通常非束縛核に比べて非常に長い寿命を持つ 2n radioactivity[12, 13] の可能性も議論されており注目されている。

この 2 つの実験は理化学研究所の RIBF を用いて行った。RIBF は世界最大の超伝導サイクロトロン SRC を主要加速器とし、 $^{238}\text{U}$  までの重イオンを核子あたり 345 MeV まで加速できる加速器コンプレックスである。SRC 加速器の直後には不安定角を高效率、高分解能で分離・収集できる BigRIPS[14] を備え、さらにその下流には不安定核を様々な方法で実験できるスペクトロメータなどの基幹実験設備が並んでおり、不安定核物理の世界的拠点施設となっている。2012 年には基幹実験設備の目玉となる多重粒子磁気分析装置 SAMURAI(Superconducting Analyser for Multi-particle from RAdioIsotope beams)[15] が誕生した。これは大立体角の超伝導双極子磁石を中心に、ビーム、荷電フラグメント、中性子の検出器からなり、不安定核の分解反応の実験などに活用される。RIBF と SAMURAI の概観をそれぞれ図 5、6 に示す。SRC を中心とする RIBF の重イオン加速器と BigRIPS により、従来施設に比べ、2~4 桁も大きな不安定核ビームの強度が得られるようになった。従来施設では不安定核ビームの生成に使用できるイオンは質量数 50 以下程度で、核子あたり 135 MeV までしか加速できなかったが、RIBF ではウランまでの元素を核子あたり 345 MeV まで加速できるようになった。さらにビーム強度は  $10^{13}$  cps と世界最高強度を誇る。BigRIPS によって生成、分離された不安定核ビームは SAMURAI へと到達する。SAMURAI の超伝導双極子磁石は最大中心磁場が 3 T であり、磁極間が 80 cm と広いため、運動量、角度共大きなアクセプタンスを有する。荷電粒子は超伝導双極子磁石がつくる磁場によって曲げられ、荷電粒子検出器で測定される。電荷を持たない中性子は磁場の影響を受けず、ビーム軸上におかれた中性子検出器 NEBULA を用いて測定する。

測定には分解能や集収率の点から不変質量法が用いられる。不変質量法は放出粒子全ての運動量を測定することで目的の原子核の励起エネルギーを導出するので入射粒子のエネルギー分解能に依存せず、高いエネルギー分解能が得られる。また、反跳粒子は測定しないのでターゲットを厚くすることができ、結果高いルミノシティを得ることができる。例として、図 7 のように  $^{22}\text{C}$  がクーロン分解して  $^{20}\text{C}$  と 2 個の中性子に分解した場合を考える。 $^{20}\text{C}$  と 2 この中性子の静止質量、運動量、エネルギーをそれぞれ  $m, p, E$  とすると、分解前の  $^{22}\text{C}$  の質量  $M$  は

$$M = \sqrt{(E_{20\text{C}} + E_{n_1} + E_{n_2})^2 - (p_{20\text{C}} + p_{n_1} + p_{n_2})^2} \quad (3)$$

となり、不変質量と呼ばれる。不変質量と放出粒子の静止質量の差は相対エネルギーと呼ばれ、

$$E_{rel} = M - (m_{20C} + m_{n_1} + m_{n_2}) \quad (4)$$

となる。 $E_{rel}$  と  $^{22}\text{C}$  の 2 中性子分離エネルギー  $S_{2n}$  を用いて  $^{22}\text{C}$  の励起エネルギー  $E_x$  は

$$E_x = E_{rel} + S_{2n} \quad (5)$$

と書ける。よって  $^{20}\text{C}$  と、中性子の運動量の測定が必要となる。

$^{19}\text{B}$ 、 $^{22}\text{C}$  のクーロン分解反応、および  $^{26}\text{O}$  の非束縛準位の測定では 2 中性子を同時測定する必要がある。2 中性子同時検出では中性子の複数散乱が起り、バックグラウンドを生じるので、解析によりこれを除く必要がある。本研究では中性子検出のシミュレーションを行い、高効率、低バックグラウンドの解析方法の確立を目指す。

第 2 章では NEBULA について、第 3 章では NEBULA に中性子を入射したのシミュレーションについて述べ、第 4 章ではまとめと今後の展望について述べる。

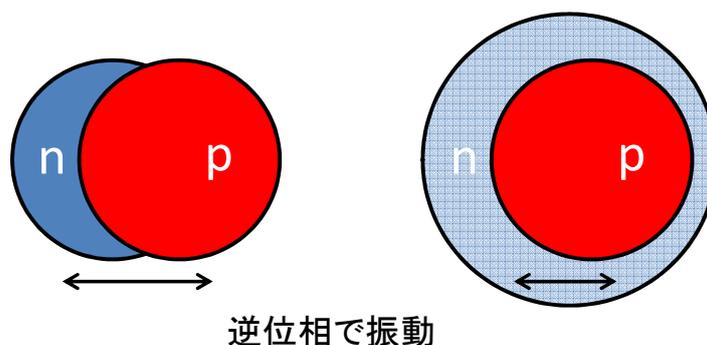


図 2 左が巨大双極子共鳴を、右がソフト E1 励起を模式的に表した図

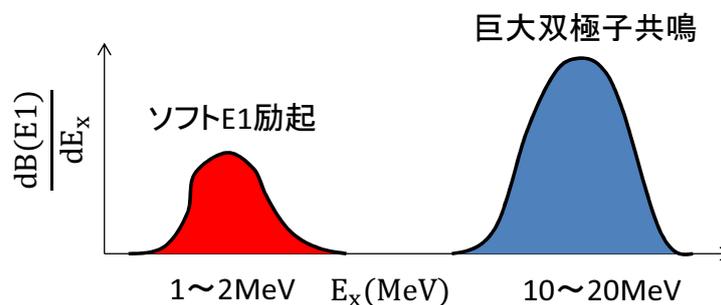


図 3 横軸に励起エネルギー、縦軸に E1 遷移強度をとった、ソフト E1 励起と巨大双極子共鳴のグラフ

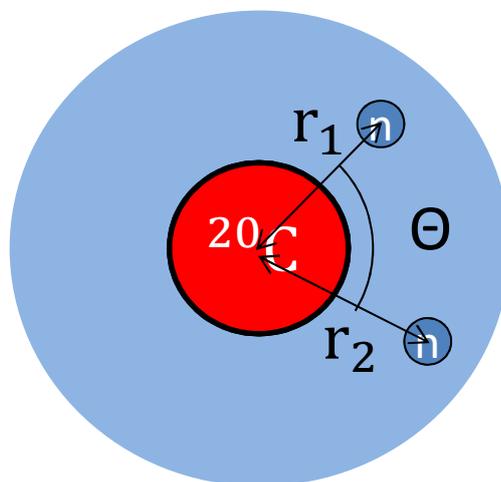


図4 ダイニュートロン相関の模式図。コアと中性子の距離を  $r$  とし、その間の角度を  $\theta$  とする。

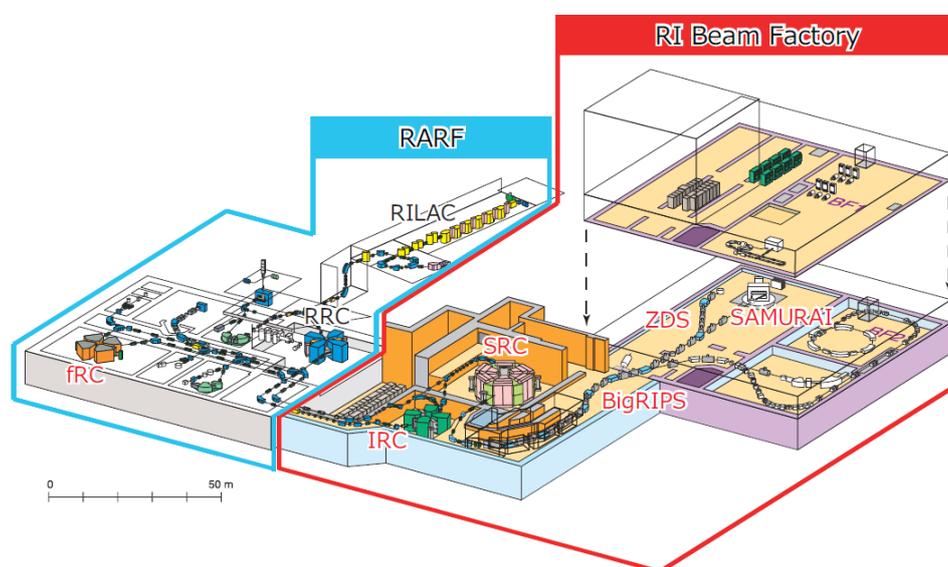


図5 RIBFの概観

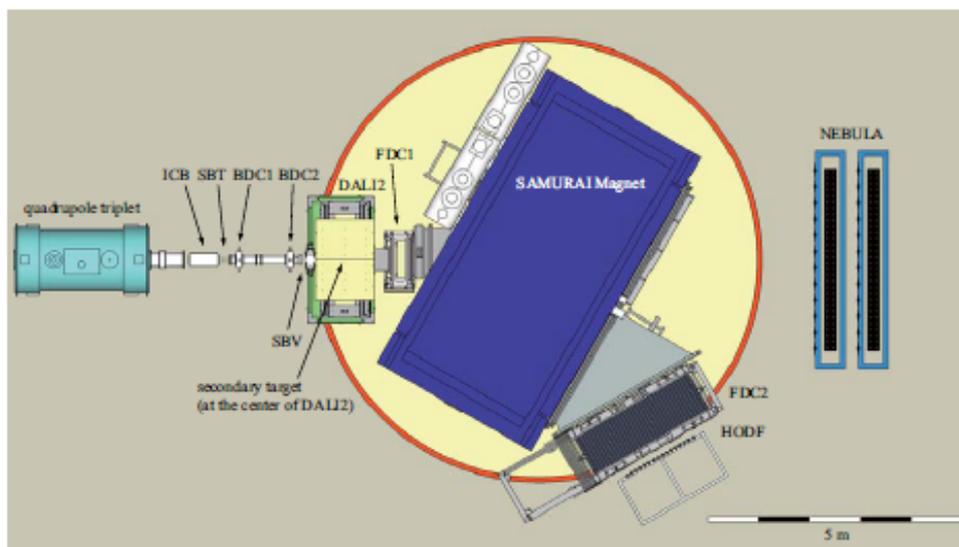


図6 SAMURAIの概観

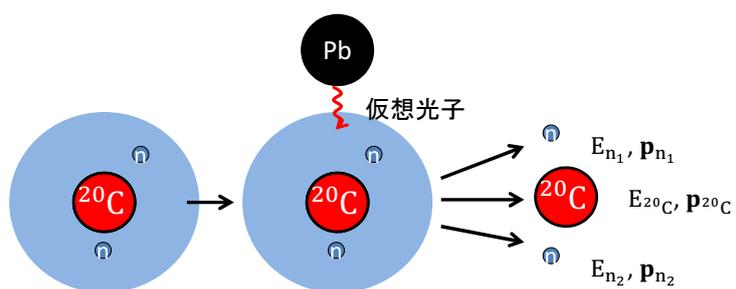


図7  $^{22}\text{C}$  が Pb 標的と反応して  $^{20}\text{C}$  と 2 個の中性子に崩壊する模式図

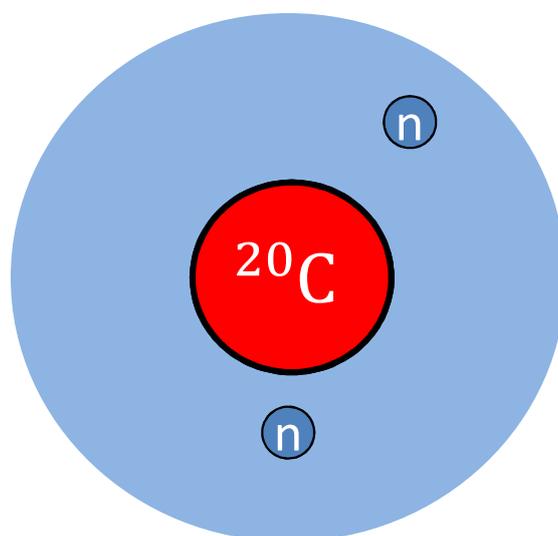


図 8 ハロー核はコアの回りに中性子が薄くしみ出している

## 第2章 中性子検出器 NEBULA の概要

NEBULA はプラスチックシンチレータを用いた中性子検出器である。中性子は電荷を持たないため電磁相互作用による直接的な検出をすることはできない。そこで、プラスチックシンチレータ内の陽子・炭素原子核との強い相互作用によって生じる2次粒子を検出することによって、中性子を間接的に検出する。この章ではNEBULAの構造と検出方法について述べる。

### 2.1 NEBULA

NEBULA は NEutron detection system for Breakup of Unstable nuclei with Large Acceptance の略で、SAMURAIの大立体角・高検出効率を有する中性子検出器であるNEBULAの概観を図9に示す。NEBULAには、プラスチックシンチレータを用いている。プラスチックシンチレータは時間分解能が優れており、形状の加工が容易である。また、価格も安価であるため、大体積を必要とするNEBULAには有用である。NEBULAは中性子を検出するための素子であるプラスチックシンチレータを用いたモジュール(NEUT)と、NEUTと同様の構造を持ち、荷電粒子を除外するためのモジュール(VETO)から成り立っている。NEUTの素子部分は $12 \times 12 \times 180 \text{ cm}^3$ でVETOは $1 \times 30 \times 190 \text{ cm}^3$ であり、VETOはNEUTと比べて相対的に薄くなっている。NEUTとVETOそれぞれの両端には光電子増倍管が設置されていて、図10のように積層されている。VETOとNEUTは共に縦置きで、12本のVETOと30本 $\times$ 2層のNEUTで1つのWallを形成し、NEBULAは2つのWallから成り立っている。標的から1Wall目までの距離は11 m、1Wall目から2Wall目までは85 cmであり、このときの有感領域は高さ1.8 m、横3.6 mである。



図9 NEBULAの概観

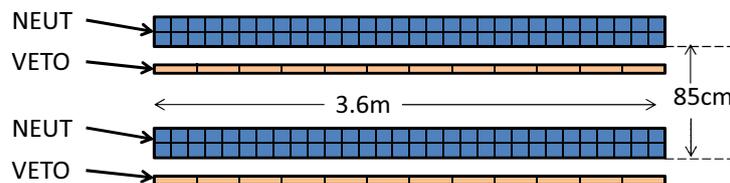


図 10 NEBULA の模式図

## 2.2 検出原理

### 2.2.1 中性子とプラスチックシンチレータの反応

中性子とプラスチックシンチレータ中の炭素や水素との強い相互作用によって出てきた2次粒子をそのプラスチックシンチレータ自身で検出し、シンチレーション光へと変換する。このシンチレーション光はプラスチックシンチレータ内を減衰しながら進み、両端に光学的に接続された光電子増倍管で増幅され、電気信号に変換することで、中性子がNEBULAに到達した位置と時間を測定する。これらと、ターゲットでの位置、ターゲットと反応した時刻から中性子のエネルギーと放出角度を求めることができる。SAMURAIでの実験において放出される中性子のエネルギーは50MeVから300MeV程度である。このエネルギー領域で重要な反応は以下の5つである。

- (1)  $n + p \rightarrow n + p$  (弾性散乱)
- (2)  $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}$  (弾性散乱)
- (3)  $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow \gamma + X$
- (4)  $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + p + X$
- (5)  $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + n + X$

それぞれの反応経路の断面積の入射エネルギー依存性 [16] は図 11 のようになる。(1) の反応は陽子との弾性散乱で、(4) は炭素中の陽子との準弾性散乱である。双方とも陽子を打ち出す反応であり中性子検出の主な反応である。弾性散乱におけるエネルギー移行率は非相対論的運動学では、

$$\frac{E}{E_n} = 4 \cos^2 \theta \frac{\frac{m_r}{m_n}}{\left(1 + \frac{m_r}{m_n}\right)^2} \quad (6)$$

と表すことができる。 $E$ 、 $E_n$  はそれぞれ反跳粒子のエネルギーと入射中性子のエネルギーで、 $\theta$  は反跳粒子の散乱角度、 $m_r$  は反跳粒子の質量である。中性子と質量が同程度の陽子、つまり  $\frac{m_r}{m_n}=1$  では散乱角 0 度で、エネルギー移行率  $E/E_n=1$  である。また、 ${}^{12}\text{C}$  中の陽子との準弾性散乱において反跳粒子のエネルギーは、陽子のフェルミ運動によって揺らぎはあるが、陽子との弾性散乱から  ${}^{12}\text{C}$  の一陽子分離エネルギーを引いた値と同等となる。一方 (2)、(3)、(5) は荷電粒子を放出しないため検出できない。(2) の  ${}^{12}\text{C}$  との弾性散乱では最大でも  $E/E_n \sim 0.3$  と小さく、またシンチレータの発光量が小さくなってしまいうので、検出するのに十分な信号をほとんど生成しない。入射エネルギーと発光量の関係は計算すると [17] 図 12 のようになる。また、(3) の反応で生じる 線は 4.43 MeV でプラスチックシンチレータ内での平均自由行程が 12 cm より長く、反応点とは別の場所に信号を発生させてしまう。NEBULA の解析ではそのような  $\gamma$  線イベントを減らすために

発光量のスレッシュホールドを 6 MeVee 程度にとっている。MeVee は電子がシンチレータに入射した際の発光量に対応するエネルギーである。本論文ではこのスレッシュホールドを越える信号が観測されることをヒットすると表現することにする。(5) の反応では中性子がさらにもう 1 個放出されるため、これもまたバックグラウンドのヒットを生み出す原因である。ここで (3) や (5) の反応のように 1 個の中性子に対して NEUT に複数のシグナルが観測される問題をクロストークと呼ぶ。(5) の反応によるクロストークは、この反応に加えて、さらに (1) もしくは (4) の反応が起きる必要があり、その確率は 2 中性子検出確率に比べて非常に小さいので通常は無視される。

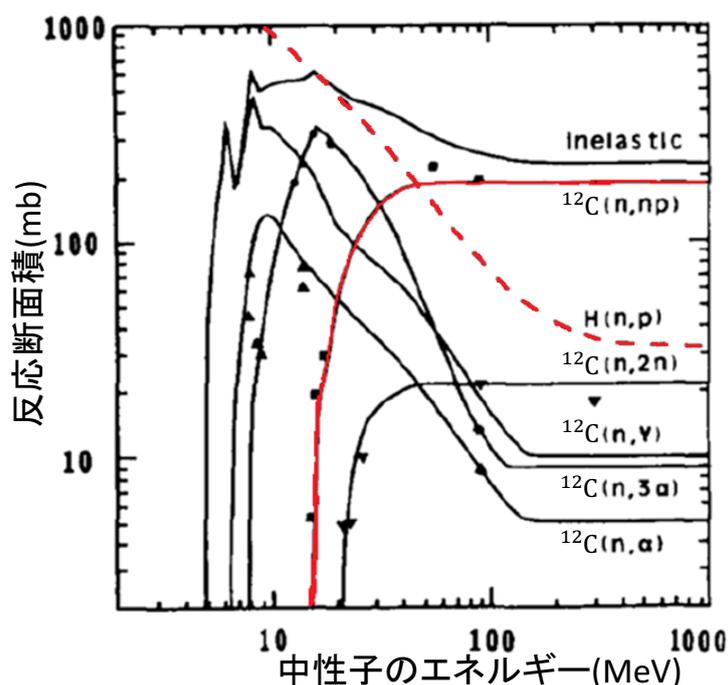


図 11 中性子と  $^{12}\text{C}$  または H との反応断面積の入射エネルギー依存性。[16] 赤線は (1) と (4) の反応を示している。

### 2.2.2 中性子の運動量の測定

中性子の運動量は、始点での位置と時間、終点での位置と時間を測定することで求める。目的の原子核はターゲットと反応すると同時に崩壊し、荷電粒子と中性子を放出する。ターゲット付近に位置検出器とプラスチックシンチレータを置くことで始点での位置と時間を測定する。終点で得られるシグナルは中性子がプラスチックシンチレータと反応して出てきた 2 次粒子の位置と時間であるが、これは中性子の位置と時間に近似することができる。このとき両端の光電子増倍管が得た情報から中性子が到達した位置と時間を求める。本論文では図 13 に示す座標軸を用いることとする。 $x, z$  座標はシグナルが観測されたモジュールの位置から決定することができる。 $y$  座標は上下の光電子増倍管の時間差から求めることができる。時間は上下の時間の平均からシンチレータ内でのシンチレーション光の伝播時間を引くことで求まる。よって、始点と終点で得られた

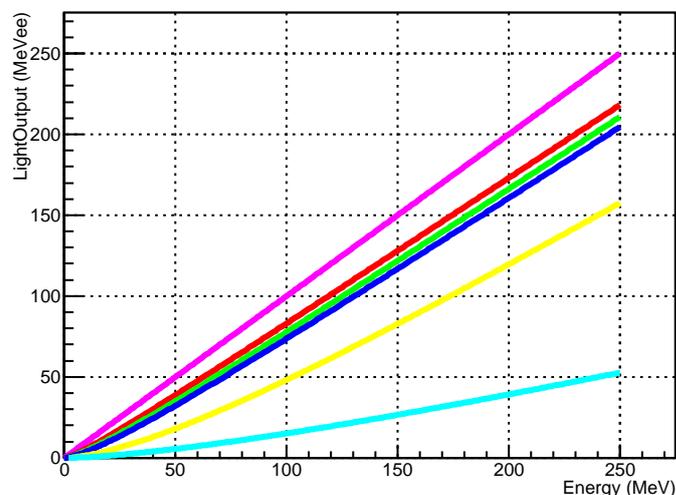


図 12 荷電粒子ごとの、入射エネルギーと発光量の関係。[17] 横軸に入射エネルギー MeV、縦軸に発光量 MeVee をとっている。桃色が電子、赤色が陽子、緑色が重陽子、青色が三重陽子、黄色が  $\alpha$  粒子、水色が  $^{12}\text{C}$

シグナルの差から位置と時間の差は、

$$y = \frac{v}{2} (T_d - T_u) - y_0 \quad (7)$$

$$T = \frac{1}{2} \left( T_d + T_u - \frac{L}{v} \right) - T_0 \quad (8)$$

となる。 $y_0$  は始点での座標、 $T_d$ 、 $T_u$  はそれぞれ NEUT の下部と上部の光電子増倍管での時間。 $v$ 、 $L$  はシンチレーション光の速度と  $y$  方向のシンチレータの長さである。これより運動量は、

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (9)$$

$$\beta = \frac{\sqrt{r}}{ct} \quad (10)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (11)$$

$$p = m_n \beta \gamma \quad (12)$$

$$p_i = p \frac{r_i}{r} (r_i = x, y, z) \quad (13)$$

となる。また、シンチレーション光はシンチレータ内で減衰するため、位置依存性を持つ。シンチレータの減衰長を  $\lambda$ 、シンチレータの  $y$  軸方向の長さを  $L$ 、減衰する前の発光量を  $Q_0$  とすると、上下の光電子増倍管が受光する発光量  $Q_u$ 、 $Q_d$  は

$$Q_u = Q_0 \exp\left(-\frac{L/2 - y}{\lambda}\right) \quad (14)$$

$$Q_d = Q_0 \exp\left(-\frac{L/2 + y}{\lambda}\right) \quad (15)$$

と書け、その幾何平均は  $\langle Q \rangle$  は

$$\langle Q \rangle = \sqrt{Q_u \times Q_d} \quad (16)$$

$$= Q_0 \exp\left(-\frac{L}{2\lambda}\right) \quad (17)$$

となる。

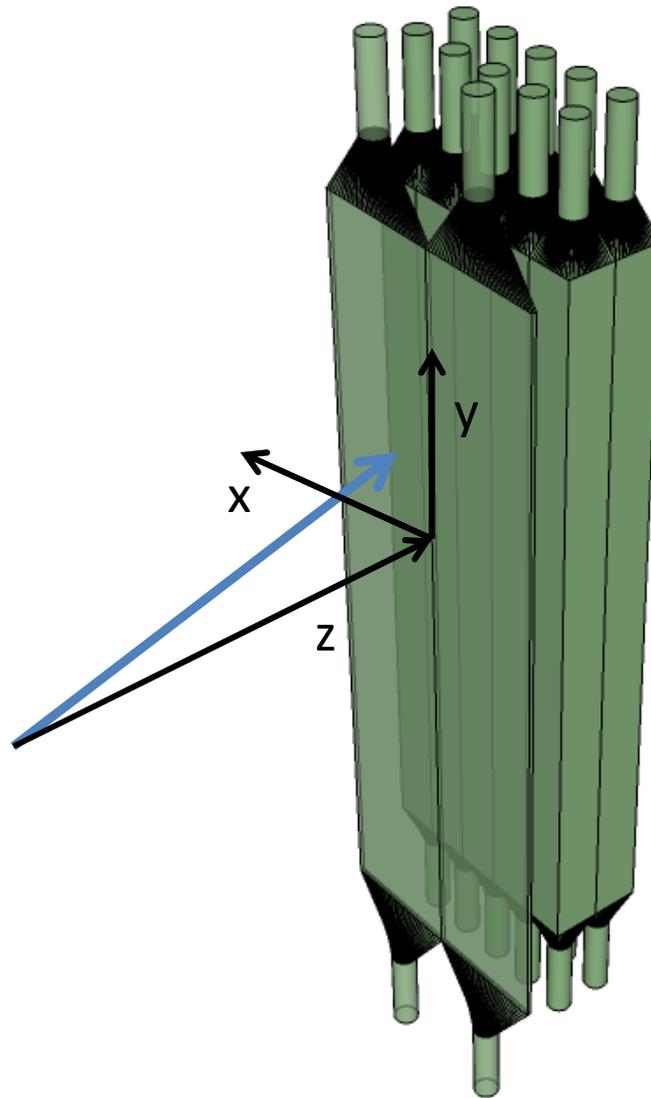


図 13 NEBULA の座標軸の定義

## 2.3 クロストーク

1個の中性子が入射したときに複数のシグナルが観測されることをクロストークと呼ぶ。クロストークは以下の4つに分類することができる。

- (a) 1個の中性子が複数回反応する
- (b) 反跳陽子が複数のモジュールを通過する
- (c) 1回目の反応で発生した中性子が反応する
- (d) 1回目の反応で発生した  $\gamma$  線が反応する

(a) は、2.2.1の(1)と(4)の反応が複数回起きることによって生じ、(b)はそのとき反跳された陽子によって生じるクロストークである。(c)は(5)の反応によって発生した中性子によるクロストークである。また、(d)は(4)の反応によって出てきた $\gamma$ 線が他の検出器にヒットすることで起こるクロストークである。これらの反応を模式図で表すと図14、15のようになる。このとき、ビーム方向は紙面上向きである。また、クロストーク解析において用いる物理量の定義を図16に示す。時間的に一番早いヒットを $n_1$ 、二番目に早いヒットを $n_2$ とする。ターゲットから $n_1$ 間の速度を $\beta_{01}$ 、ターゲットから $n_2$ 間の速度を $\beta_{02}$ とし、 $n_1$ と $n_2$ での位置と時間の情報から得られる距離を $dr$ 、時間差を $dt$ 、速度を $\beta_{12}$ とする。また $n_1$ での発光量を $Q_1$ 、 $n_2$ での発光量を $Q_2$ とする。

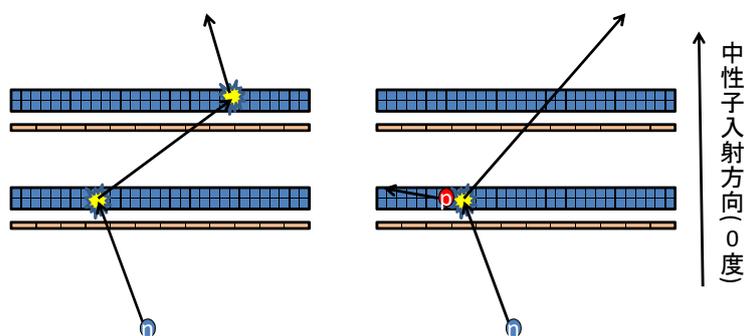


図14 左が(a)のクロストーク、右が(b)のクロストーク

## 2.4 2中性子イベントの選択

$^{22}\text{C}$ が $^{20}\text{C} + 2n$ に崩壊して放出される2中性子の同時検出を行う場合、クロストークイベントを除去し、真の2中性子イベントだけを選ぶ必要がある。クロストークは偽の2中性子イベントを作り、バックグラウンドとなってしまうのでNEBULAで検出された位置、時間、発光量の情報を用いてクロストークイベントを除去する必要がある。クロストークイベントを除去する際には真のイベントも除去してしまうことがあるので、検出効率が高く、クロストーク残存率は低く抑えるようなクロストークの除去が望ましい。本論分ではクロストーク除去の良さを表す量として以下の量を定義し、定量的なクロストーク除去法の評価を行う。ここで、

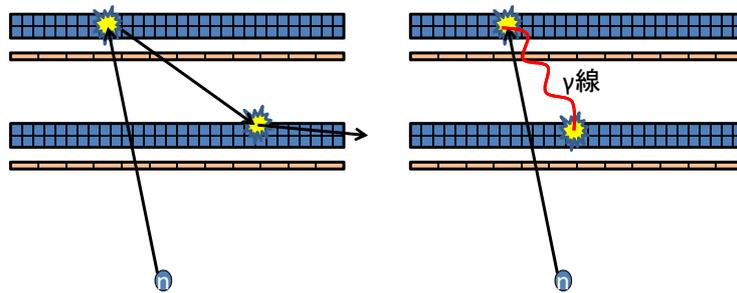


図 15 左が (c) のクロストーク、右が (d) のクロストーク

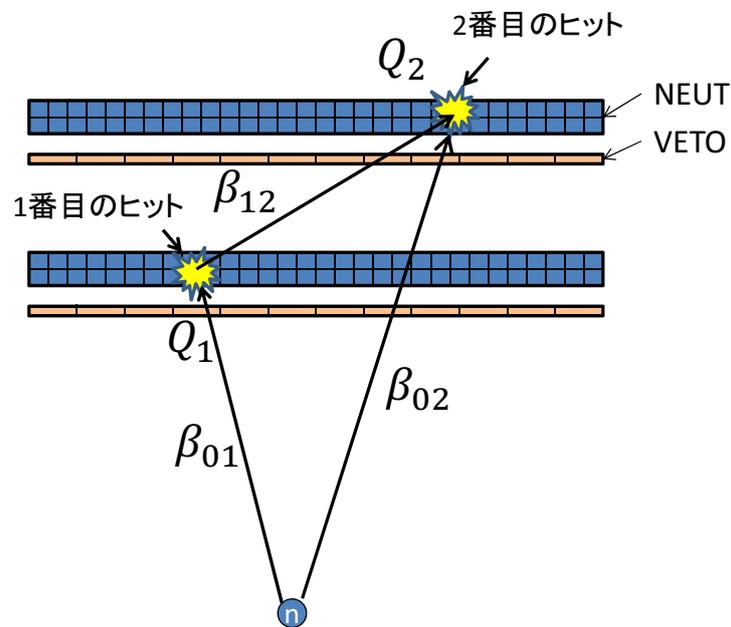


図 16 クロストークに用いる物理量

NEBULA とのヒット回数を  $M$  とし、クロストーク残存率 ( $R_{crosstalk}$ ) を以下のように定義する。

$$\text{クロストーク残存率 } (R_{crosstalk}) = \frac{M \geq 2 \text{ のイベント数}}{M \geq 1 \text{ のイベント数}} \quad (18)$$

また一中性子検出効率 ( $\epsilon_{1n}$ )、二中性子検出効率 ( $\epsilon_{2n}$ ) は

$$\text{一中性子検出効率 } (\epsilon_{1n}) = \frac{M \geq 1 \text{ のイベント数}}{\text{発生させたイベント数}} \quad (19)$$

$$\text{二中性子検出効率 } (\epsilon_{2n}) = \frac{M \geq 2 \text{ のイベント数}}{\text{発生させたイベント数}} \quad (20)$$

とする。次の章ではシミュレーションによってクロストーク除去の方法を決定する。

## 第3章 シミュレーション

Geant4 を用いて 1 中性子、2 中性子を NEBULA に入射させた場合のシミュレーションを行い、新しいクロストーク除去の方法の開発を行った。本章では従来用いていたクロストーク除去の方法と本研究で開発した新しいクロストーク除去の方法の詳細について述べ、それぞれの除去方法によるクロストーク残存率、2 中性子検出に対する検出効率の評価を行う。1 中性子検出効率は 35.3% である。

### 3.1 Geant4 を用いたシミュレーション

#### 3.1.1 Geant4 シミュレーション詳細

本研究では、先行研究 [18] で開発された Geant4 を利用したシミュレーターを用いて中性子のクロストークのシミュレーションを行った。本シミュレーションでは標的位置の約 11m 下流の位置に NEBULA を配置し、標的位置から単色エネルギーの中性子 1 個、もしくは  $^{26}\text{O}$  の崩壊で放出される 2 中性子を発生させた。実際のセットアップでは標的と NEBULA 間には真空隔壁や空気などの物質が存在するが、影響は少ないので本シミュレーションでは省略した。1 中性子に対する応答は先行研究 [18] により調べられており、1 中性子検出に対する検出効率をよく再現することが確認されている。Geant4 によって NEBULA に 1 個の中性子を打ち込んだときのシミュレーションの様子を図 17 に示す。

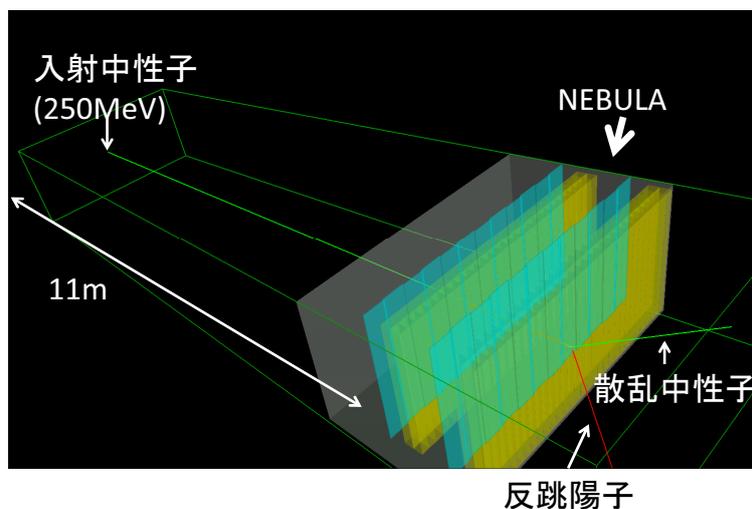


図 17 NEBULA に中性子を 1 個打ち込んだときのシミュレーションの様子

### 3.2 従来のクロストーク除去の方法

従来のクロストーク解析の手順は以下の通りである。

1. 各モジュールごとに位置や飛行時間、発光量、中性子と仮定したときの速度やエネルギー等、後に必要な全ての情報を計算する

2. スレッシュホールド以下のヒットを除外する
3. VETO による中性子と荷電粒子の区別をする
4.  $n_1$  と  $n_2$  を取り出しクロストーク解析を行う
5. クロストークと判断した場合  $n_2$  を除外する
6. 以降同様に繰り返す

荷電粒子は SAMURAI の超電導双極子磁石によって曲げられるが、曲がりきらなかったり、壁などで反跳して NEBULA に到達してしまう粒子も存在する。そこで NEUT の前に VETO を置き、この荷電粒子と中性子を区別する。VETO は中性子に対して検出効率が 1 % 程度であるのに対し、荷電粒子に対する検出効率は 100 % である。よって VETO が鳴ったとき、その粒子は中性子ではないとみなし、荷電粒子による影響はないものと考えることができる。クロストークの除去の決定には 1 個の中性子を NEBULA に打ち込んだときに得られる情報から、ヒット数が 2 回以上のイベントを取り出し、それを除去することを考える。その中で  $n_1$  と  $n_2$  を取り出し  $n_2$  がクロストークであるかを解析しクロストークであると判断した場合その  $n_2$  を除去し、次に  $n_1$  と 3 番目のヒットを取り出してクロストークであるかを判断する。これを繰り返すことでクロストークの除去を行う。クロストークは大きく分けて二つに分類することができる。1 つ目は得られたシグナルがそれぞれ同じ Wall であった場合、2 つ目は得られたシグナルがそれぞれ異なる場合であり、前者を same wall イベント、後者を different wall イベントと呼ぶ。以降では 4. から 6. のクロストーク解析について評価する。シミュレーションで 1 中性子を NEBULA に入射させたときの中性子はエネルギー 250 MeV、ビーム軸から  $\pm 60$  度の様分布で生成するという条件で行った。

### 3.2.1 different wall イベントの解析方法

different wall イベントでは陽子などの荷電粒子によるイベントは VETO によって排除することができる。よって問題となるのは中性子が複数回ヒットする、中性子のヒットによって発生した中性子が別の Wall にヒットする、もしくは中性子が反応して出てきた  $\gamma$  線がヒットすることによって生じるクロストークイベントである。このうち中性子が複数回ヒットすることによるクロストークが大半を占める。これらを除去するために  $n_1$  での発光量  $Q_1$ 、 $n_2$  での発光量  $Q_2$ 、 $\beta_{01}/\beta_{12}$  を用いてクロストークを排除する。中性子が 1Wall 目にヒットして 2Wall 目にヒットすることで生じるクロストークは

$$Q_1 < 182.5 \times \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} - 131.12 \quad (21)$$

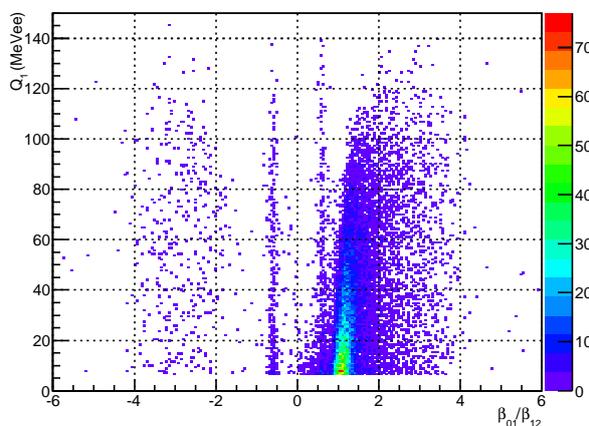
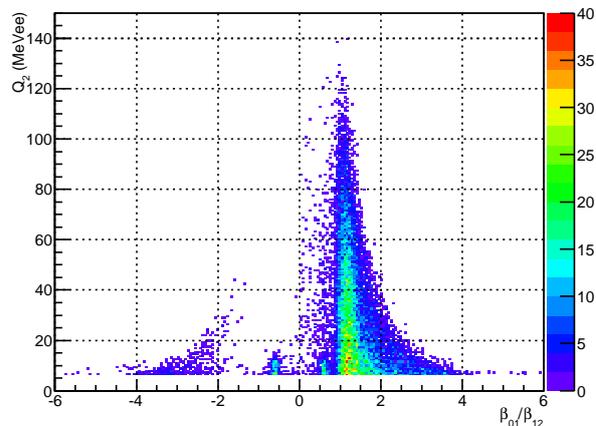
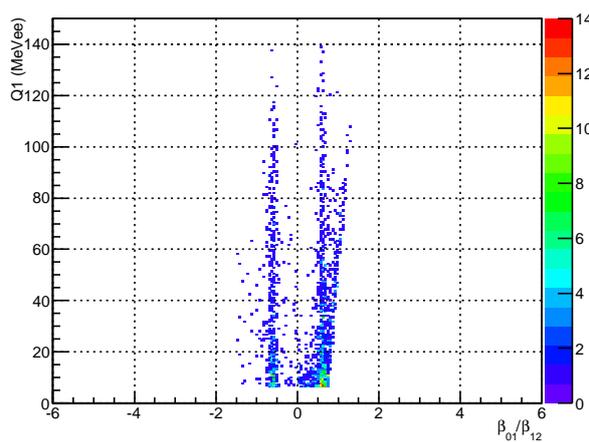
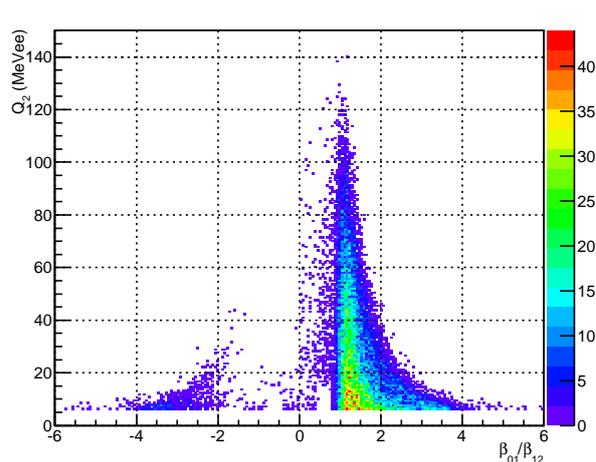
によって除去し、2Wall 目にヒットして 1Wall 目にヒットする中性子は

$$\frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} < -1.5 \quad (22)$$

によって除去する。また  $\gamma$  線によるクロストークは

$$\left( \left| \frac{1}{\beta_{12}} \right| - 1 \right) < 3 \times 0.09962 \wedge (Q_2 < 15) \quad (23)$$

を満たすものを除去する。図 18、19 はクロストークを除去する前の  $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布と、 $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布であり、図 20、は式 21 と 22 の条件で除去したもので、図 21 は式 23 の条件で除去したものである。

図 18  $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布図 19  $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布図 20 式 21 と 22 の条件で除去した後の  $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布図 21 式 22 の条件で除去した後の  $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布

### 3.2.2 same wall イベントの解析方法

same wall のクロストークは反跳陽子によるものが主なものであり、そのとき 2 つのヒットは時間的に、また空間的にも近接している。このようなクロストークを除去するためにヒット間の距離  $dr$  と時間差  $dt$  が

$$\left(\frac{dr - dr_0}{3\sigma_{dr}}\right)^2 + \left(\frac{dt - dt_0}{3\sigma_{dt}}\right)^2 < 1 \quad (24)$$

となるものを除去する。 $dr_0$ 、 $\sigma_{dr}$  はそれぞれ中性子のエネルギーが 234 MeV の  $dr$  分布をガウス分布でフィッティングしたときの中心値と幅である。同様に、 $dt_0$ 、 $\sigma_{dt}$  はそれぞれ  $dt$  分布をガウス分布でフィッ

ティングしたときの中心値と幅である。具体的に表すと、

$$\left(\frac{dr - 15.8}{3 \times 5.010}\right)^2 + \left(\frac{dt - 0.4956}{3 \times 0.6124}\right)^2 < 1 \quad (25)$$

となる。図 22、23 は  $dt - dr$  分布において除去前と除去後を表したものである。図 22 の

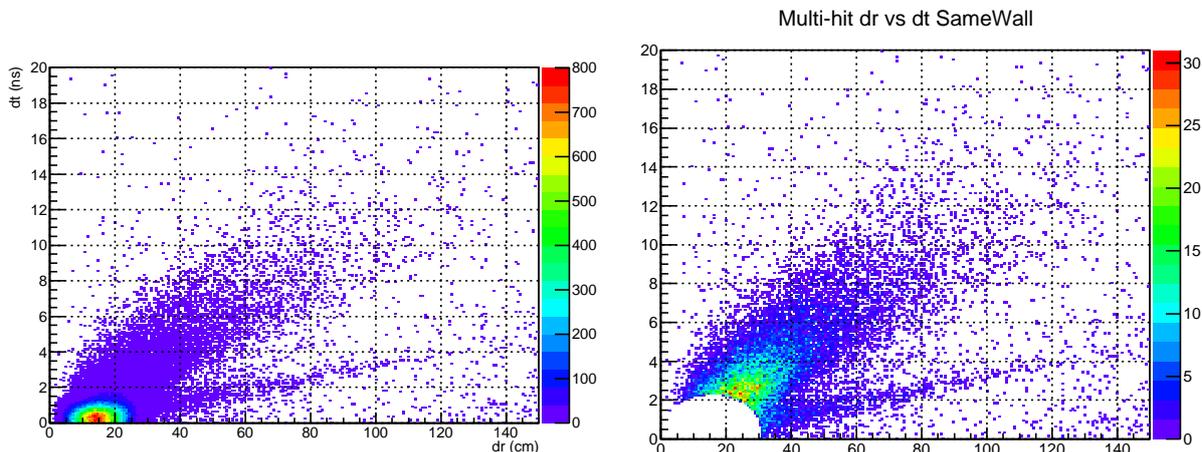


図 22  $dt$  と  $dr$  を用いた式 25 の条件による除去を行う前のもの

図 23  $dt$  と  $dr$  を用いた式 25 の条件による除去を行った後のもの

この除去は反跳陽子や散乱角の小さい場合の中性子のイベントには効果的であるが、散乱角が大きい中性子イベントや  $\gamma$  線イベントを除去するにはさらに条件をかける必要がある。よって散乱角の大きい中性子の複数回散乱を除去するために

$$\left(Q_2 < \frac{50 - 6}{1.5 - 1} \times \left|\frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} - 0.5\right| + 6\right) \wedge \left(Q_2 < \frac{6 - 50}{6 - 1.5} \times \left|\frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} - 6\right| + 6\right) \quad (26)$$

を満たすものも除去する。また、 $\gamma$  線を除去するために

$$\left(\left|\frac{1}{\beta_{12}}\right| - 1\right) < 3 \times 0.2393 \wedge (Q_2 < 15) \quad (27)$$

を満たすものも除去する。図 24、25 に式 25 の条件で除去する前とした後の  $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布を示し、図 26、27 に式 26 の条件で除去したものと式 27 の条件で除去したものを示す。真の 2 中性子イベントでは  $dt=0$  となる場合があり、その場合  $\beta_{12}$  が発散してしまうので横軸に  $\beta_{12}$  の逆数を用いた。

### 3.2.3 クロストーク残存率

以上の方法での 1 中性子を入射させたときのクロストーク除去後のクロストーク残存率  $R_{crosstalk}$  (%) は same wall で 0.736 %、different wall で 0.188 % となった。

### 3.2.4 2 中性子検出に対する検出効率

$^{26}\text{O}$  が  $^{24}\text{O} + 2n$  に崩壊する場合の 2 中性子をシミュレーションで発生させ、クロストーク排除後の検出効率の評価を行った。相対エネルギー 1.0MeV の 2 中性子に対する  $\epsilon_{2n}$  は 6.52 % となった。図 28 は相対エネ

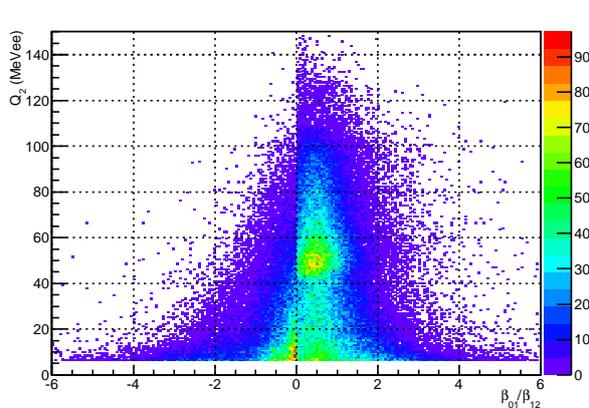
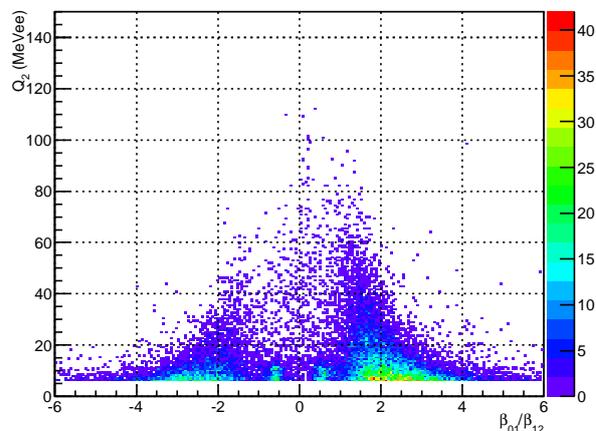
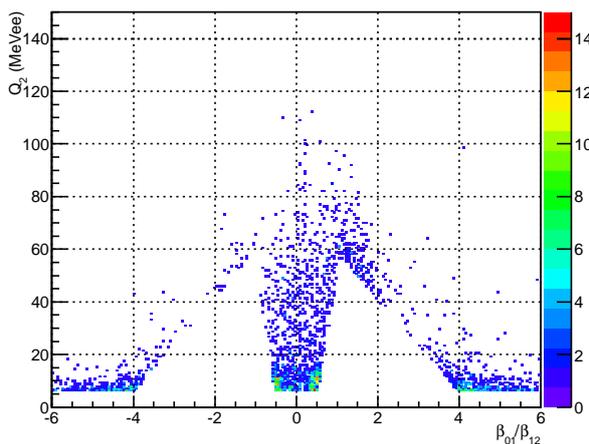
図 24 式 25 の条件で除去する前の  $Q_2 - \beta_{01} / \beta_{12}$  分布図 25 式 25 の条件で除去した後の  $Q_2 - \beta_{01} / \beta_{12}$  分布

図 26 25 と 26 の条件で除去したもの

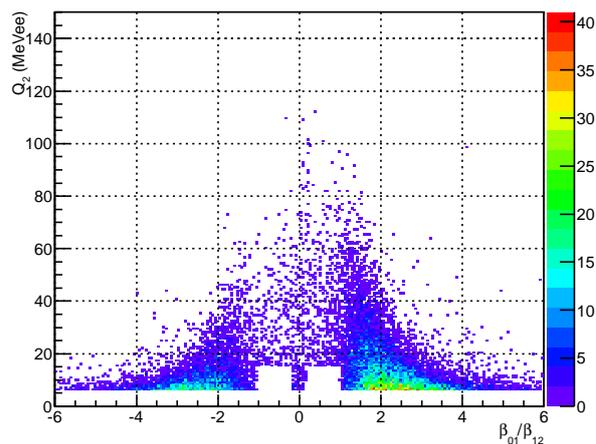


図 27 25 と 27 の条件で除去したもの

ルギーが 0.1、1.0、2.0、3.0、4.0、5.0 MeV のときの 2 中性子検出効率を示している。

### 3.3 新たなクロストーク除去の方法

ここでは新たなクロストーク除去の方法を決定するために分解能を含めない場合のシミュレーションを行い、クロストークイベントの考察を行う。また分解能を含めたシミュレーションを行い、クロストーク除去の条件を変化させた場合のクロストーク残存率、2 中性子検出効率の評価から除去条件の最適化を行う。

#### 3.3.1 1 中性子シミュレーションによる different wall イベントの解析

シミュレーションによって NEBULA に 250 MeV の 1 中性子をビーム軸から  $\pm 60$  度の一様分布で生成し入射させた。このときの 1 中性子検出効率は 35.3 % である。

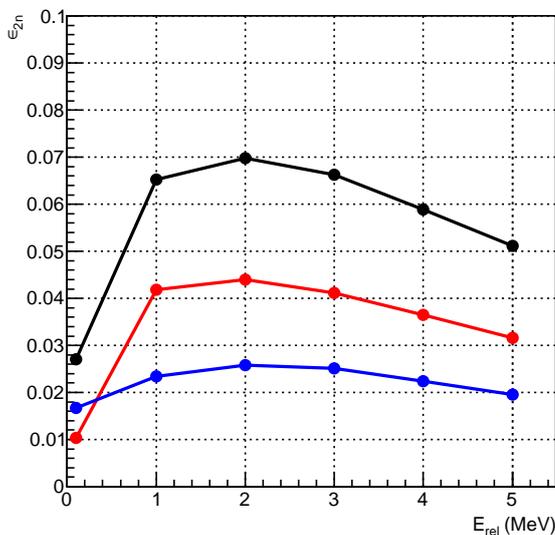


図 28  $\epsilon - E_{rel}$  分布。赤が same wall、青が different wall、黒が same wall + different wall の二中性子検出効率を示す。

分解能を除いたシミュレーション まず different wall のクロストーク除去の方法を決定する。このとき same wall のクロストークイベントは後述する  $B^+=0.9$  の条件で排除した。従来のクロストーク除去の方法で用いていた  $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布と  $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布は分解能を除くとそれぞれ図 29、30 のようになる。分解能を除いたシミュレーションは、NEBULA 内で起きる物理過程の理解に役立つ。

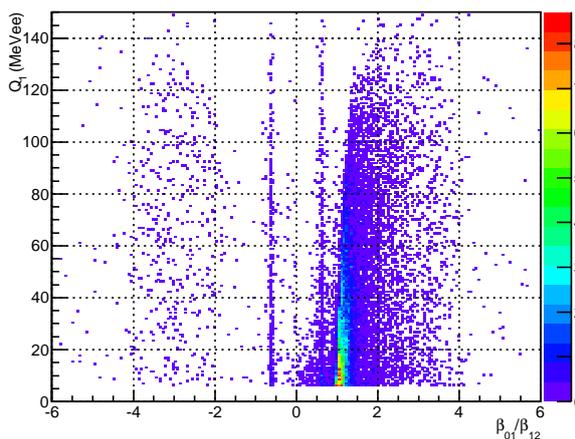


図 29 分解能を除いた  $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布

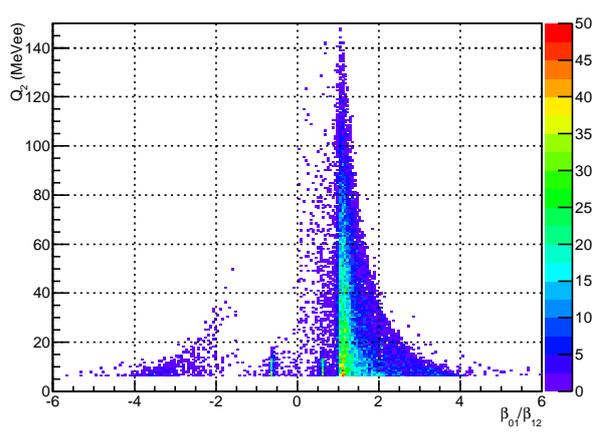


図 30 分解能を除いた  $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布

図 31 において  $\beta_{01}/\beta_{12} = 1$  付近に着目してみると、発光量  $Q_1$  が大きくなるにつれて  $\beta_{01}/\beta_{12}$  も大きくなっている、つまり  $\beta_{12}$  が小さくなっている。これは入射した中性子が落としたエネルギーが大きいほど発光

量  $Q_1$  が大きくなることを意味している。このことは次に述べることから理解することができる。図 32、33 は横軸にはじめのヒットで失ったエネルギー  $dE$  (MeV)、縦軸に発光量  $Q_1$  (MeVee) をとったもので、それぞれ  $n_1$  が 1Wall 目、2Wall 目にヒットした場合である。ここで  $dE$  は  $\beta_{01}$  を用いて計算した運動エネルギーから  $\beta_{12}$  を用いて計算した運動エネルギーを引いたものである。 $dE$  は中性子が散乱によって失ったエネルギーで、弾性散乱の場合には反跳陽子が受け取ったエネルギーと考えることができる。中性子と陽子が弾性散乱し陽子がすべての運動エネルギーを失った場合の発光量を計算すると図 12 の赤線のようになり、図 34 に見られる筋と一致する。また緑線は中性子と  $^{12}\text{C}$  中の陽子が準弾性散乱し、陽子がすべての運動エネルギーを失った場合の発光量を計算したものである。クロストークイベントは赤線より下側に分布していることから、この領域を除去すればクロストークイベントの大部分を除くことができる。

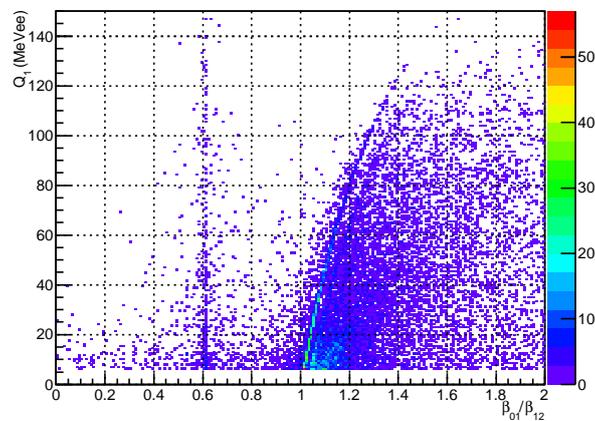


図 31 分解能を除いた  $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布で、 $\beta_{01}/\beta_{12}$  が 0 から 2.0 の範囲を拡大した図。

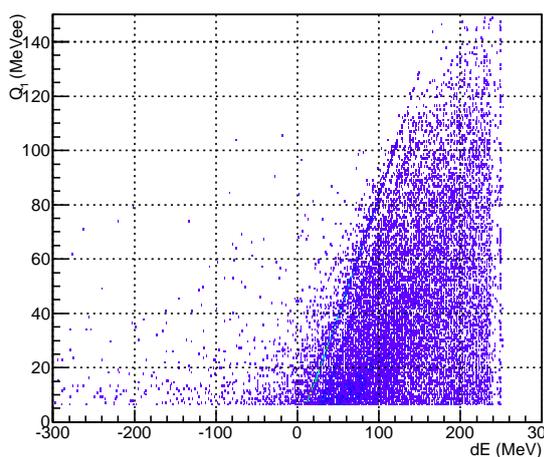


図 32 分解能を除いた  $Q_1 - dE$  分布。1 回目のヒットが 1Wall 目の場合。

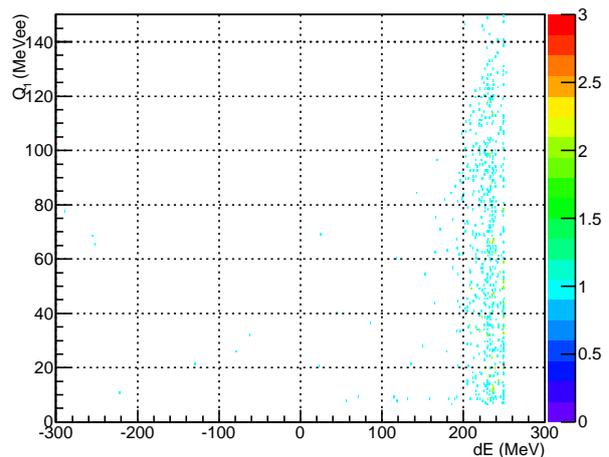


図 33 分解能を除いた  $Q_1 - dE$  分布。1 回目のヒットが 2Wall 目の場合。

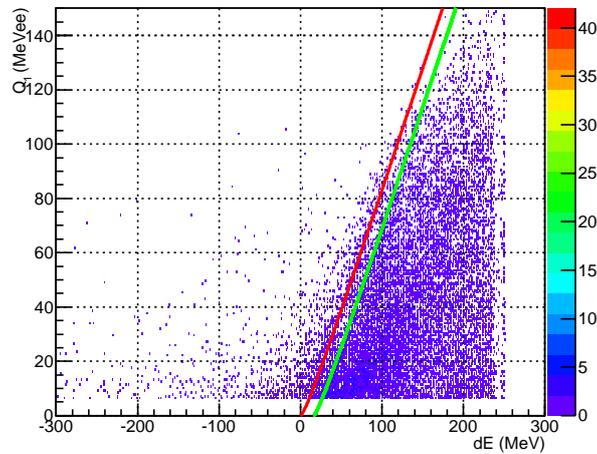


図 34 赤線が陽子との弾性散乱を示し、緑色が $^{12}\text{C}$ との準弾性散乱を示す。

### 3.3.2 1 中性子シミュレーションによる same wall イベントの解析

different wall と同様に same wall でも分解能を除くことで NEBULA ないで起きる物理過程に着目する。

分解能を除いたシミュレーション same wall のクロストーク除去の方法を決定する。このとき different wall のクロストーク排除の条件は後述する  $dQ_{\text{cut}}=50$  MeVee とした。従来のクロストーク除去の方法で用いていた  $dt - dr$  分布と  $dt - dr$  分布で除去した後の  $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布は分解能を除くとそれぞれ図 35、36 のようになる。

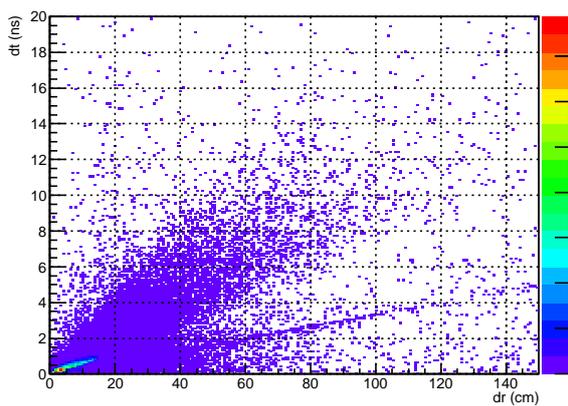


図 35 分解能を除いた  $dt - dr$  分布。

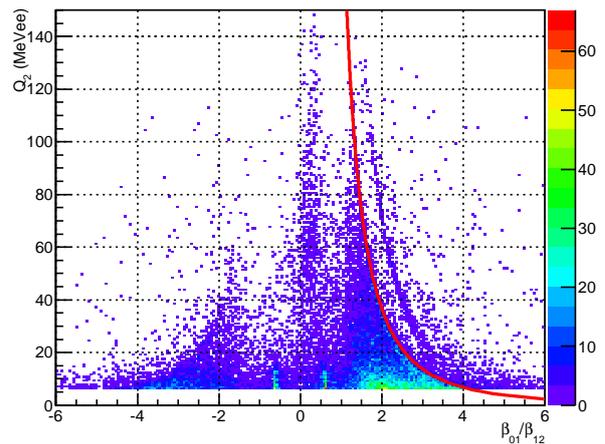


図 36 式 25 の条件で除去した後の分解能を除いた  $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布。

図 35 の 0 付近に見える筋は 3.2.2 で議論したように反跳陽子によるものである。また  $dr=60$  cm、 $dt=2$  ns

を通る筋は速度が 30 cm/ns に対応することから  $\gamma$  線によるものであることがわかる。この  $\gamma$  線イベントは図 36 では  $\beta_{01}/\beta_{12}=0.6$  付近に現れる。また、赤線は  $n_2$  で中性子が陽子と弾性散乱して反跳陽子が全エネルギーを失った場合の発光量を計算したものである。

### 3.3.3 2 中性子検出に対するクロストークイベント除去条件の最適化

最適なクロストーク除去の条件は (1) クロストーク除去後のクロストーク残存率  $R_{crosstalk}$  が小さいこと、(2) 2 中性子検出の検出効率  $\epsilon_{2n}$  が高いことが要求される。ここではクロストーク除去の条件の良さを示す量として、

$$A = \frac{R_{crosstalk}}{\epsilon_{2n}} \quad (28)$$

を定義する。この量は真の 2 中性子イベントとクロストークによる偽のイベントの比に対応している。例として  $^{22}\text{C}$  の場合を考える。 $^{22}\text{C} + \text{C}$  反応では以下の 2 通りの過程が考えられる。

1.  $^{22}\text{C}$  が非弾性散乱により非束縛励起準位に励起され、 $^{20}\text{C} + 2n$  に崩壊する
2.  $^{22}\text{C}$  から 1 中性子がはぎ取られて  $^{21}\text{C}$  が生成され、 $^{20}\text{C} + n$  に崩壊する

真のイベント数を  $N_{\text{true}}$ 、2. の過程のとクロストークによる偽のイベント数を  $N_{\text{fake}}$  とすると、

$$\frac{N_{\text{fake}}}{N_{\text{true}}} = \frac{\sigma_{-1n} R_{crosstalk} \epsilon_{1n}}{\sigma_{inela} \epsilon_{2n}} = \frac{\sigma_{-1n}}{\sigma_{inela}} \epsilon_{1n} A \quad (29)$$

と表すことができる。ここで、 $\sigma_{-1n}$  と  $\sigma_{inela}$  は 1 中性子分離反応と非弾性散乱の断面積である。よってクロストークによるバックグラウンドを減らすためには  $A$  が小さくなるように除去条件を決めればよい。

### 3.3.4 different wall イベントの除去条件の最適化

図 37、38、はそれぞれ図 32、33 に分解能を含めたものである。

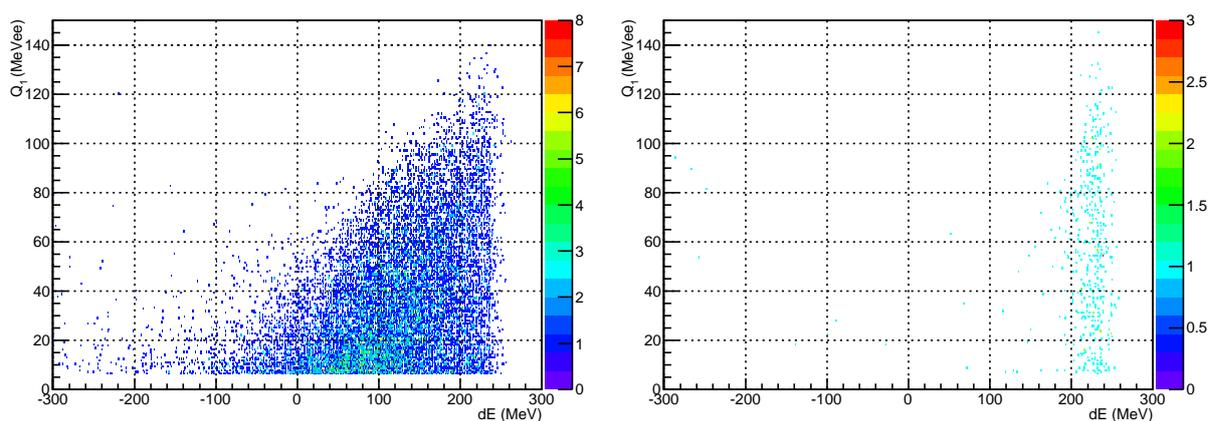


図 37  $Q_1 - dE$  分布。1 回目のヒットが 1Wall 目の場合。 図 38  $Q_1 - dE$  分布。1 回目のヒットが 2Wall 目の場合。

実際にクロストークを除去する場合、検出器の分解能を考慮して除去する必要がある。まず、シンチレータ中で発光したシンチレーション光はシンチレータ中で減衰しながら検出器へと到達する。この効果を式 17 に

よって考慮すると、陽子のエネルギーと観測される発光量の最大値の相関は図 40 の赤線のようになる。図 40 の横軸は陽子のエネルギーであるので、これは中性子がシンチレータ中で失ったエネルギー  $dE$  (MeV) と考えることができる。さらに、 $\beta_{01}$  と  $\beta_{12}$  から計算される  $dE$  の分解能を考慮する必要がある。 $\beta_{01}$  の分解能は  $\beta_{12}$  に比べて十分高いので、 $dE$  の分解能は  $\beta_{12}$  の分解能で決まる。 $\beta_{12}$  の運動エネルギーを  $E_{12}$ 、中性子の質量を  $m_0$  とすると、

$$E_{12} = (\gamma - 1)m_0 \quad (30)$$

$E_{12}$  と  $\beta_{12}$  の分解能をそれぞれ  $\sigma_E$ 、 $\sigma_\beta$  とすると、

$$\sigma_E^2 = \left( \frac{\partial E}{\partial \beta_{12}} \right)^2 \sigma_\beta^2 \quad (31)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{\beta_{12}^4}{(1 - \beta_{12}^2)^2 (1 - \sqrt{1 - \beta_{12}^2})^2}} \frac{\sigma_\beta}{\beta_{12}} \quad (32)$$

$$(33)$$

となる。 $\beta_{12}$  の分解能は、時間分解能  $\sigma_T$  と反応位置の不定性  $\sigma_L$  を用いて、以下のように求めることができる。

$$\left( \frac{\sigma_\beta}{\beta_{12}} \right)^2 = \left( \frac{\sigma_T}{T} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_L}{L} \right)^2 \quad (34)$$

$$\frac{\sigma_T}{T} = \frac{0.175 \text{ ns}}{\frac{85 \text{ cm}}{\beta_{12} \times 30 \text{ cm/ns}}} = 0.0617 \beta_{12} \quad (35)$$

$$\frac{\sigma_L}{L} = \frac{12 \text{ cm}}{84 \text{ cm}} = 0.0412 \quad (36)$$

以上より、

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta_{12}} = \sqrt{0.003807 \beta_{12}^2 + 0.001697} \quad (37)$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{\beta_{12}^4}{(1 - \beta_{12}^2)^2 (1 - \sqrt{1 - \beta_{12}^2})^2}} \sqrt{0.003807 \beta_{12}^2 + 0.001697} \quad (38)$$

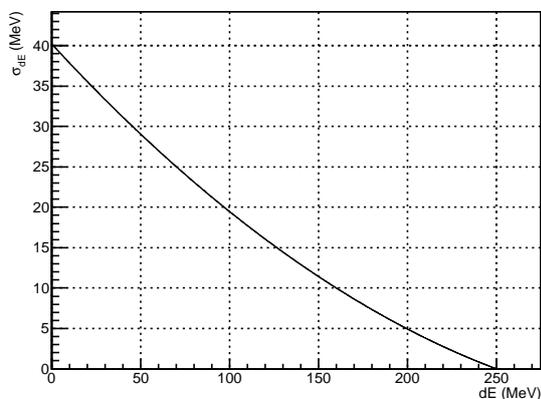
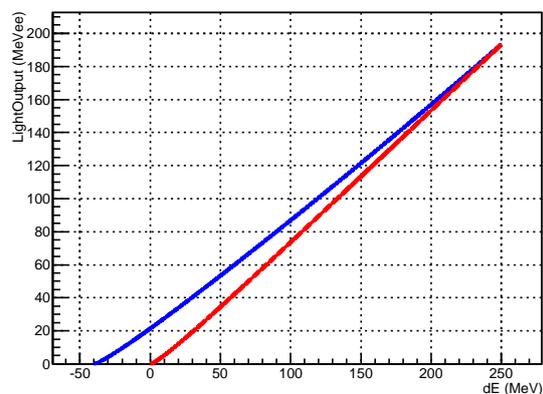
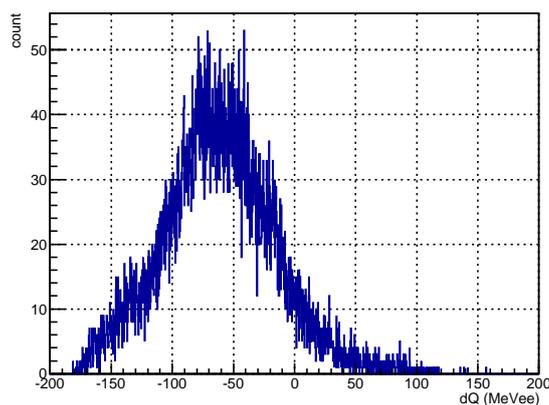
となるので、 $\beta_{12}$  が大きい、つまり  $dE$  が小さいときエネルギーの分解能  $\sigma_{dE}$  が悪化する。図 39 はこれを図示したものである。この分解能の分だけなまらせると図 40 の青線ようになる。これを 3 次関数でフィッティングした関数を  $Q_1^{cal}$  とすると、

$$Q_1^{cal} = 21.74 + 0.6081dE + 0.0004871dE^2 - 7.185 \times 10^{-7}dE^3 \quad (39)$$

という式が得られる。また  $dQ$  を

$$dQ = Q_1 - Q_1^{cal} \quad (40)$$

と定義する。図 41 は横軸に  $dQ$  (MeVee) をとったものである。この図から、ある  $dQ_{cut}$  以下のヒットを除去することを考え、クロストーク残存率と検出効率を評価していく。また  $dE$  は最大で 250MeV なので分解能を考慮して ( $dQ < dQ_{cut} \cap dE < 270$  MeV) のヒットを除去する。図 42 は  $dQ_{cut} = -50$  MeVee とし、図 43 は  $dQ_{cut} = 0$  MeVee とし図 37 からクロストークを除去したものであり、それぞれ除去できていること

図 39  $\sigma_{dE}$  と  $dE$  の関係図 40 赤が入射エネルギーと観測される発光量の分布を示し、青が図 39 の分だけ  $dE$  を負方向にならせた分布図 41  $dQ$  の分布

が確認できる。図 44、45 は 1 回目のヒットが 2Wall 目のものである。この  $dQ$  を用いたクロストーク除去は、 $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$  のプロットでは図 46、47 のように除去することに対応する。

次に、 $^{26}\text{O}$  が相対エネルギー 1 MeV で  $^{24}\text{O}+2n$  に崩壊する場合をシミュレーションし、クロストークの除去条件の評価を行った。3.3.3 で述べたように真の 2 中性子もクロストークを起こしてしまうので、ここで示す図には真の 2 中性子イベントとクロストークイベントが共に含まれている。図 48、49、50 は 2 中性子を NEBULA に打ち込んだときのものである。図 51、52、53 は  $dQ_{\text{cut}}$  の値を変えたときのクロストーク残存率、2 中性子検出効率、 $A^{(diff)}$  である。図 51、52、53 を見ると  $dQ_{\text{cut}}$  が 50 MeVee を越えるあたりから  $R_{\text{crosstalk}}^{(diff)}$  と  $A^{(diff)}$  がフラットになり始める。対して  $\epsilon_{2n}^{(diff)}$  は 50 MeVee を越えても一定の減少量で減少していく。以上から  $dQ_{\text{cut}}=50$  MeVee が different wall イベントのクロストーク除去の最適な条件とした。図 54 と 55 は  $dQ_{\text{cut}}=50$  MeVee でクロストークを除去したときの  $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布と  $Q_1 - dE$  分布である。クロストーク残存率と 2 中性子検出効率はそれぞれ  $R_{\text{crosstalk}}^{(diff)}=0.193\%$ 、 $\epsilon_{2n}^{(diff)}=1.93\%$  となった。ま

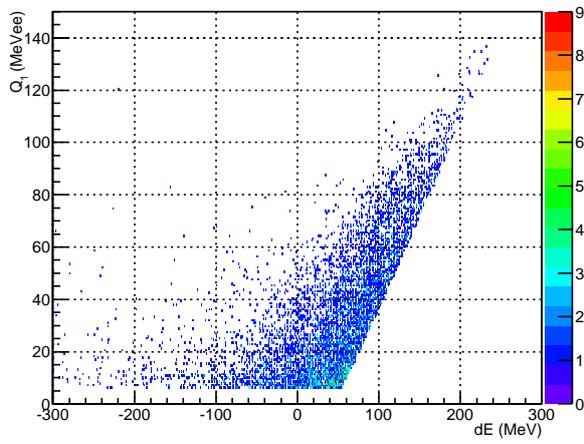


図 42  $dQ_{\text{cut}}=-50$  MeVee としたときの  $Q_1 - dE$  分布。1 回目のヒットが 1Wall 目の場合

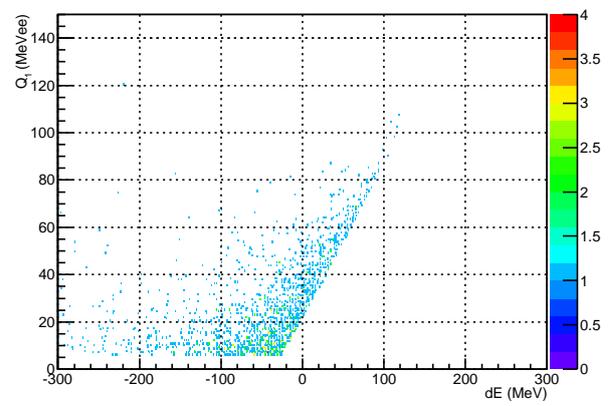


図 43  $dQ_{\text{cut}}=0$  MeVee としたときの  $Q_1 - dE$  分布。1 回目のヒットが 1Wall 目の場合

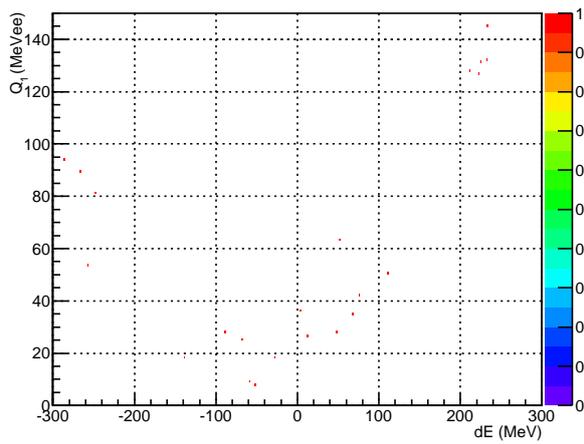


図 44  $dQ_{\text{cut}}=-50$  MeVee としたときの  $Q_1 - dE$  分布。1 回目のヒットが 2Wall 目の場合

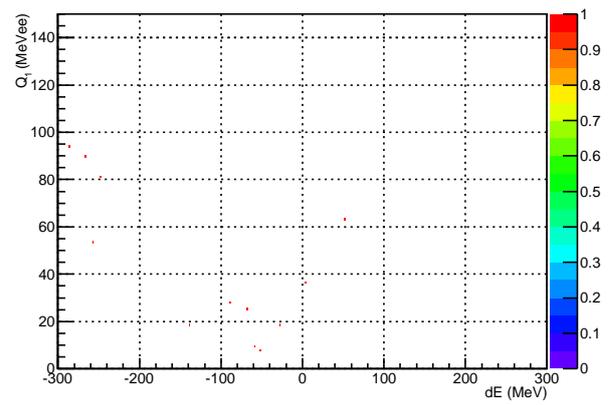


図 45  $dQ_{\text{cut}}=0$  MeVee としたときの  $Q_1 - dE$  分布。1 回目のヒットが 2Wall 目の場合

た、 $N_{\text{fake}}$  が無視できない状況の場合は  $A^{(diff)}$  の値が最も小さい  $dQ_{\text{cut}}=120$  MeVee の条件を使うことも視野に入れるべきである。

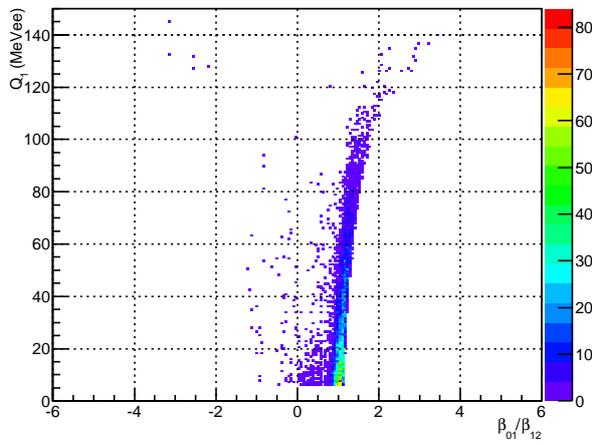


図 46  $dQ_{\text{cut}}=-50$  MeVee としたときの  $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布

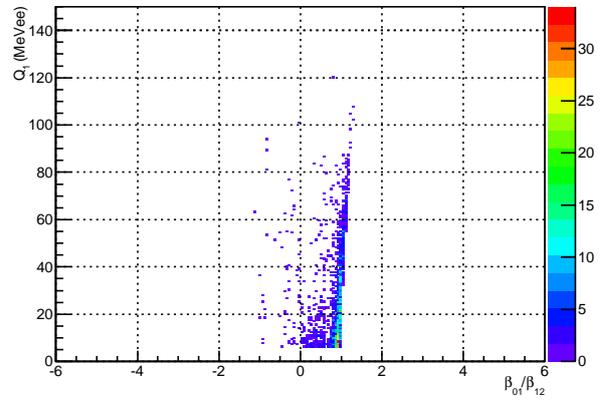


図 47  $dQ_{\text{cut}}=0$  MeVee としたときの  $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布

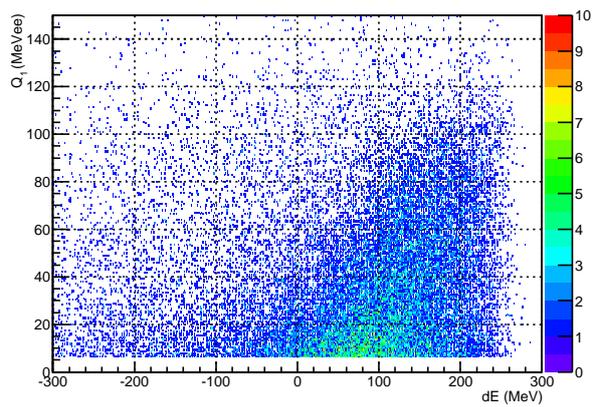


図 48 2 中性子を打ち込んだときの  $Q_1 - dE$  分布。  
1 回目のヒットが 1Wall 目の場合。

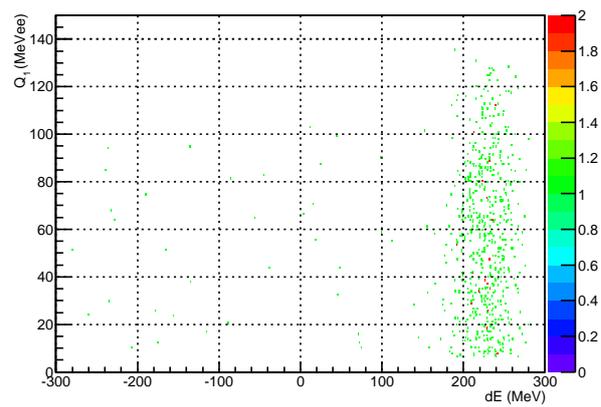


図 49 2 中性子を打ち込んだときの  $Q_1 - dE$  分布。  
1 回目のヒットが 2Wall 目の場合。

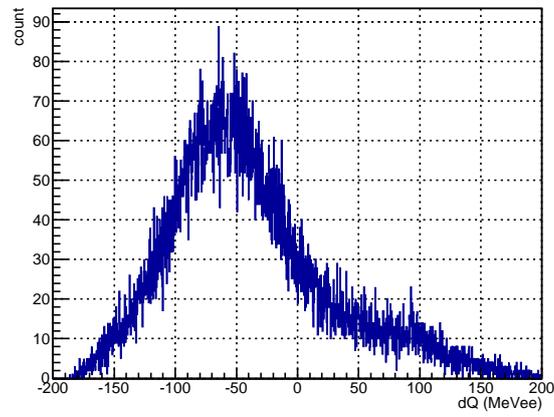


図 50 2 中性子検出における different wall イベントの  $dQ$  分布

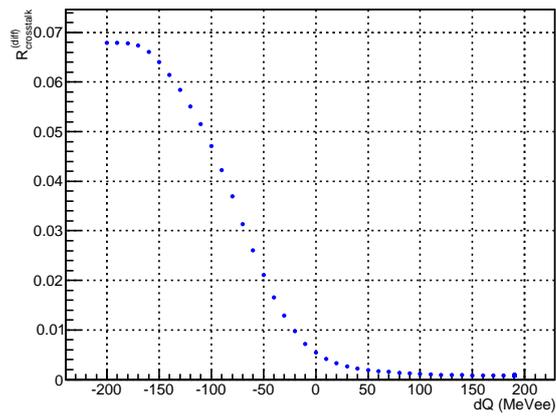


図 51 different wall の  $R_{crosstalk} - dQ$  分布。横軸がクロストーク除去に使う  $dQ_{cut}$  の値、縦軸がクロストーク残存率を示す。

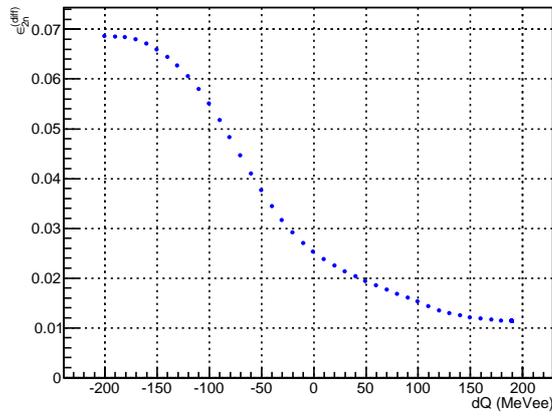


図 52 different wall の  $\epsilon_{2n} - dQ$  分布。横軸がクロストーク除去に使う  $dQ_{\text{cut}}$ 、縦軸が二中性子検出効率を示す。

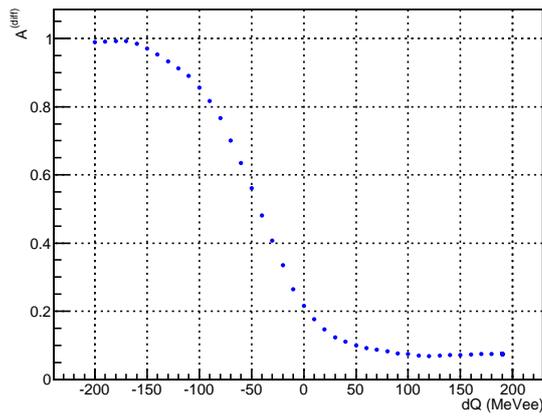


図 53 different wall の  $A - dQ$  分布。横軸がクロストーク除去に使う  $dQ_{\text{cut}}$ 、縦軸が  $A$  を示す。

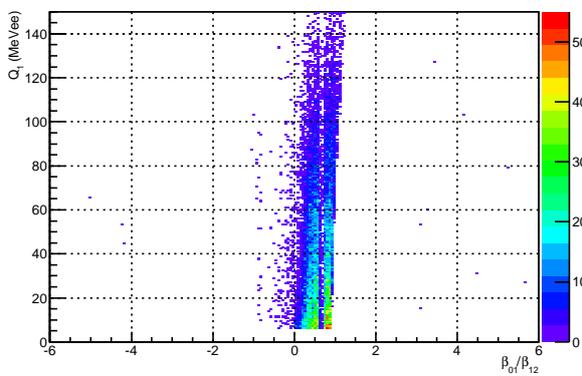


図 54  $dQ_{\text{cut}}=50$  MeVee としたときの  $Q_1 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布。

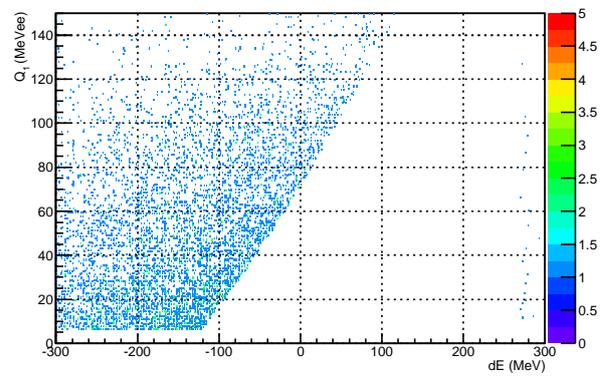


図 55  $dQ_{\text{cut}}=50$  MeVee としたときの  $Q_1 - dE$  分布。1 回目のヒットが 1Wall 目の場合。



## 3.3.5 same wall イベントの除去条件の最適化

次に same wall のクロストーク除去の方法を決める。このとき、different wall の条件は  $dQ_{\text{cut}}=50$  MeVee とした。  $A^{(\text{diff})}$  の値が 0.1 であるので same wall でも  $A^{(\text{same})}$  の値が 0.1 となるように条件を決める。  $dt - dr$  分布における除去と  $\gamma$  線の除去は従来的方法で行った。図 56 は 2 中性子を打ち込んで  $dt - dr$  分布による除去と  $\gamma$  線の除去を行った後の  $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布である。図 36 と比べると本物のイベントは  $\beta_{01}/\beta_{12}$  が -1 から 1 の範囲に集中していることが分かる。よって same wall のクロストークの除去は、ある  $\beta_{01}/\beta_{12} \leq B^-$  のイベントと、ある  $\beta_{01}/\beta_{12} \geq B^+$  のイベントを除去するという方法を考える。この条件  $B^+$ 、 $B^-$  を決めるために  $B^+$  を  $\beta_{01}/\beta_{12}$  が正の範囲で変化させたときと  $B^-$  を  $\beta_{01}/\beta_{12}$  が負の範囲で変化させたときの  $R_{\text{crosstalk}}^{(\text{same})}$  と  $\epsilon_{2n}^{(\text{same})}$ 、 $A^{(\text{same})}$  の値を評価する。 $B^+$  と  $B^-$  はそれぞれ独立に設定することができるが、ここでは  $\beta_{01}/\beta_{12}$  が正と負のクロストークイベントの残存率が等しくなるように  $B^+$  と  $B^-$  の条件を定める。 $B^+$  が 0 から 2 の間の範囲では  $B^-$  を  $-1.66B^+$  に設定することによりほぼ同じ残存率となるため、この関係を用いて  $B^+$  の最適化を行った。図 57、58、59 は  $B^+$  を 0 から 4.0 まで 0.1 ずつ変化させたときの same wall のクロストーク残存率  $R_{\text{crosstalk}}^{(\text{same})}$  と二中性子検出効率  $\epsilon_{2n}^{(\text{same})}$  と  $A^{(\text{same})}$  を示したものである。図 59 より  $A^{(\text{same})}$  の値が 0.1 に到達するのは  $B^+=0.9$  のときである。図は  $B^+=0.9$  でクロストークを排除した場合の  $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布である。クロストーク残存率と二中性子検出率はそれぞれ  $R_{\text{crosstalk}}^{(\text{same})}=0.371\%$ 、 $\epsilon_{2n}^{(\text{same})}=3.86\%$  となった。different wall と同様  $N_{\text{fake}}$  の数が無視できない状況の場合は  $A^{(\text{same})}$  の値が最も小さい  $B^+=0.4$  の条件を使うことも視野に入れるべきである。

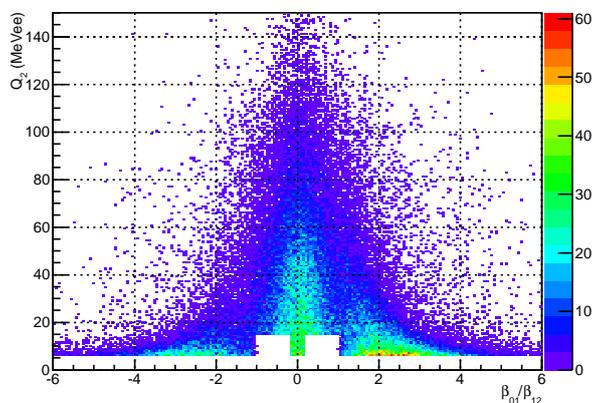


図 56  $dt - dr$  分布による除去と  $\gamma$  線の除去後の same wall の  $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布。

## 3.3.6 新しいクロストーク解析方法の性能評価

また図 61 は相対エネルギーを 0.1、1.0、2.0、3.0、4.0、5.0 MeV としたときの same wall の二中性子検出効率と different wall の二中性子検出効率を示したものである。相対エネルギーの大きい領域で  $\epsilon_{2n}$  が小さくなっているのは NEBULA のアクセプタンスに起因していると考えられる。

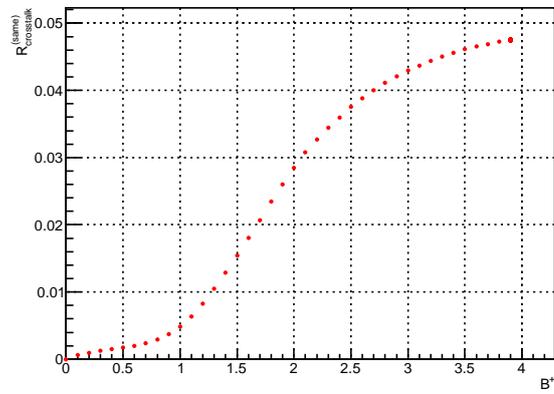


図 57 same wall の  $R_{crosstalk} - B^+$  分布。横軸がクロストーク除去に使う  $B^+$  の値、縦軸がクロストーク残存率を示す。

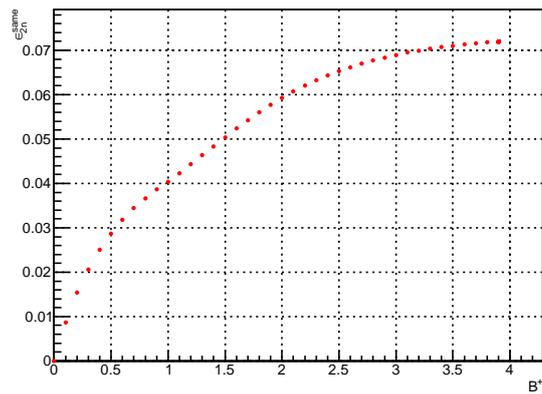


図 58 same wall の  $\epsilon_{2n} - B^+$  分布。横軸がクロストーク除去に使う  $B^+$ 、縦軸が二中性子検出効率を示す。

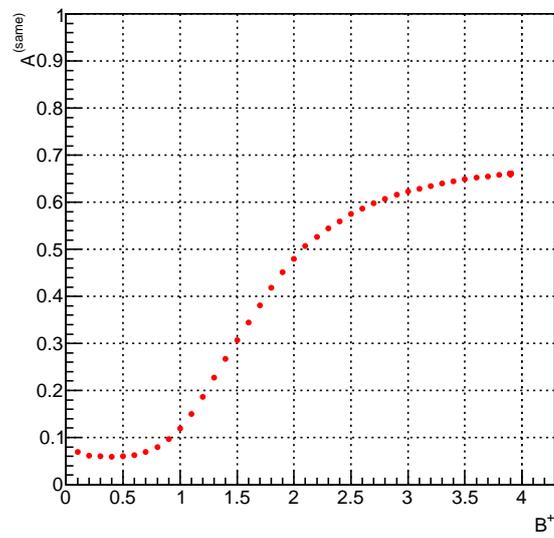


図 59 same wall の  $ratio - B^+$  分布。横軸がクロストーク除去に使う  $B^+$ 、縦軸が  $ratio$  を示す。

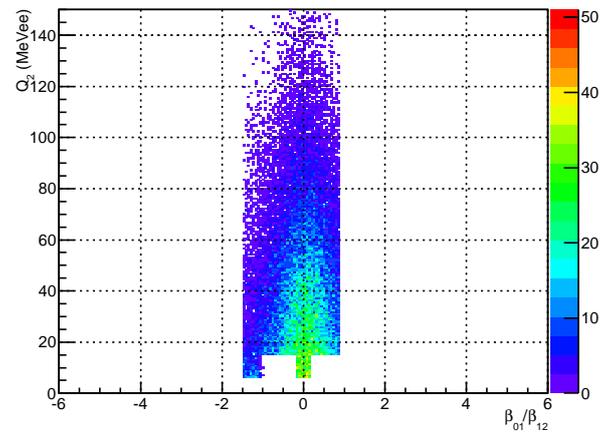


図 60  $B^+=0.9$  としたときの  $Q_2 - \beta_{01}/\beta_{12}$  分布。

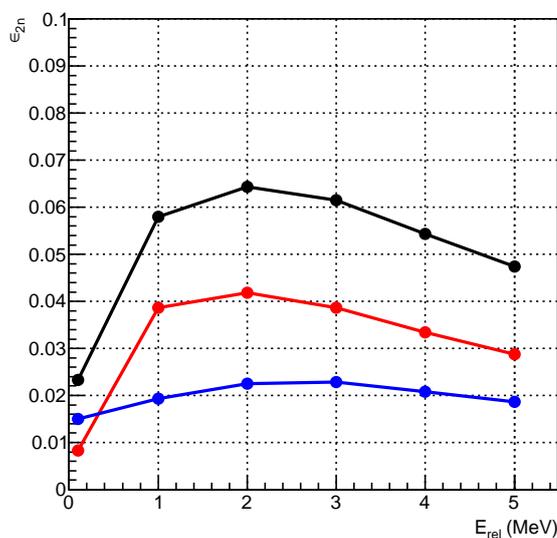


図 61 クロストークを除去した後の  $\epsilon_{2n} - E_{rel}$  分布。赤が same wall を示し、青が different wall を示し、黒が same wall + different wall の二中性子検出効率を示す。

## 第 4 章 まとめと今後の課題

1 中性子、2 中性子に対するシミュレーションを行い、NEBULA における新しいクロストーク解析方法の開発を行った。same wall のクロストーク除去の条件として  $B^+$ 、different wall のクロストーク除去の条件として  $dQ$  という新しい量を定義した。これらを変化させることで same wall、different wall それぞれでクロストーク残存率と二中性子検出効率、またその比を評価した。得られた値から same wall の最もよいクロストークカットの条件は  $B^+=0.9$ 、different wall の条件は  $dQ_{cut}=50$  MeVee と決定した。このときのクロストーク残存率は  $R_{crosstalk}^{(same)}=0.371\%$ 、 $R_{crosstalk}^{(diff)}=0.193\%$ 、二中性子検出効率は相対エネルギー 1 MeV に対して  $\epsilon_{2n}^{(same)}=3.86\%$ 、 $\epsilon_{2n}^{(diff)}=1.93\%$  であった。現状のカットでほとんどのクロストークを除去することができる。しかし、まだ残存しているクロストークがありこれらを除去するためには別のアイデアが必要となる。このアイデアを、さらに多くの相関を見ることによって見つけることが今後の課題である。

## 参考文献

- [1] K.Tanaka *et al.*,Phys.Rev.Lett.104,062701 (2010)
- [2] T.Nakamura *et al.*,Phys.Rev.Lett.103,262501 (2009)
- [3] N.Kobayashi *et al.*,Phys.Rev.C 86,054604 (2012)
- [4] H.Esbensen and G.F.Bertsch,Nucl.Phys.A542,310 (1992)
- [5] A.Bonaccorso and N.Vinh Mau,Nucl.Phys.A615,245 (1997)
- [6] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley,New York,1975),2nd ed
- [7] C.A.Bertulani and G.Baur,Phys.Rep.163,299 (1988)
- [8] T.Nakamura *et al.*,Nucl.Phys.A.788,243c (2007)
- [9] 南方亮吾, 修士論文, 東京工業大学 (2014)
- [10] 生越駿, 修士論文, 東京工業大学 (2014)
- [11] T.Otsuka *et al.*,Phys.Rev.Lett.100,152502(2008)
- [12] Z.Kohley *et al.*,Phys.Rev.Lett.110,152501 (2013)
- [13] L.V.Grigorenko *et al.*,Phys.Rev.C 84,021303 (2011)
- [14] T.Kubo *et al.*,IEEE Trans. Appl. Superconductivity,7,1069 (2007)
- [15] T.Kobayashi *et al.*,NIMB 317,294-304 (2013)
- [16] R.A.Cecil *et al.*,Nucl.Instr.and Meths. 161,439 (1979)
- [17] D.Fox *et al.*,Nucl.Instr.and Meth.A374 63 (1996)
- [18] 田中隆己, 修士論文, 東京工業大学 (2013)

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くのかたがたにご指導と助言をいただきました。指導教官である中村隆司教授には、問題提起にはじまり、私の理解が至らない点を明確にさせていただいたとともに物理的な思考の基礎を教えてくださいました。また助教の近藤洋介氏には、解析を行う上で多くのアドバイスを頂いたのみならず研究者としての姿勢を教えてくださいました。特任助教の梅野泰宏氏には、検出器や回路に関するささいな疑問に対して、実例を交えて答えていただきました。生越駿氏、南方亮吾氏の先輩方にはコンピューターの初歩的な使い方から日常生活まで広くお世話になりました。四方瑞紀氏は良き話相手で、さまざまな相談もしました。本研究にご協力いただいた方々に心より感謝いたします。