

2018 年度 修士論文  
中性子過剰核  $^{32}\text{Ne}$  の非束縛準位の探索

東京工業大学 理学院物理学系

17M00759 松本真由子

指導教員:中村隆司

2019 年 3 月 12 日



## 概要

原子核は殻構造を持っており、魔法数の中性子数または陽子数を持つ時に閉殻構造を取るため特に安定することがよく知られている。しかし、中性子過剰核では、魔法数の消失や新魔法数の出現が明らかになってきた。陽子数  $Z = 10 \sim 12$ 、中性子数  $N \sim 20$  の領域にある原子核は  $N=20$  のシェルギャップが消失し原子核が大きく変形することが実験、理論から明らかになっている。この領域は「逆転の島」と呼ばれ、今注目されている領域の一つである。最近では、逆転の島の境界は当初考えられていたものに比べ中性子過剰側に広がっていることが明らかになってきており、 $N=20$  を超えるさらに中性子過剰な領域で核構造がどのように変化するのかに興味を持たれている。逆転の島内で陽子数の少ない  $Z=10$  のネオン同位体についてはどこまで逆転の島が広がっているかは未だ不明である。

本研究では中性子過剰度核  $^{32}\text{Ne}$  の非束縛励起状態の探索実験を行った。実験は理化学研究所の RI ビームファクトリーで行った。標的中心において核子あたり  $251.8\text{MeV}$  の  $^{33}\text{Na}$  ビームを炭素標的に入射し、一陽子分離反応により  $^{32}\text{Ne}$  を生成した。崩壊後に放出される  $^{31}\text{Ne}$  または  $^{30}\text{Ne}$  と中性子を SAMURAI スペクトロメータにより同時検出し、不変質量法を用いて非束縛状態の探索を行った。不変質量法により導出した  $^{31}\text{Ne}$  と 1 中性子による 2 体の相対エネルギースペクトルでは有意なピークは観測されなかった。一方  $^{30}\text{Ne}$  と 2 中性子の相対エネルギースペクトルの分布では  $1\text{ MeV}$  から  $4\text{ MeV}$  の間に有意なイベントが観測された。このことは、励起エネルギー  $3.42\text{-}6.42\text{MeV}$  の  $^{32}\text{Ne}$  の非束縛励起状態が  $^{30}\text{Ne}$  と 2 中性子に崩壊していることを示唆している。

## abstract

It is known that atomic nucleus with magic number located near the  $\beta$  stability shows stable properties compared with other nuclei because it has closed shell structure. However, the conventional magic number disappears, and magic number appears in neutron-rich nuclei. The region of proton number  $Z=10\sim 20$  and neutron number  $Z\sim 20$  is called "island inversion" where the shell gap between sd and pf shells decreases and thus the conventional magic number  $N=20$  disappears. Recently it is found that the island inversion expands to more neutron-rich region. It is interesting to study how nuclear shells changes in the neutron-richer region over  $N=20$ . Currently there are few available experimental data for neutron-rich neon isotopes located  $N>20$ .

In the present study, unbound excited state of  $^{32}\text{Ne}$  is searched for by the invariant mass method in one proton removal reaction from  $^{33}\text{Na}$ . This experiment was carried out at RI Beam Factory a RIKEN. A  $^{33}\text{Na}$  beam was impinged on a carbon target. The decay particles ( $^{31}\text{Ne}$ ,  $^{30}\text{Ne}$  and neutron) are detected in coincidence by SAMURAI spectrometer. No clear events of  $^{32}\text{Ne}$  resonance was observed in the two body relative energy spectrum of  $^{31}\text{Ne} + n$ . On the other hand, the candidate events are observed in the range for 1 MeV to 4 MeV in the three body relative energy spectrum of  $^{30}\text{Ne} + 2n$ . This suggests  $^{32}\text{Ne}$  unbound excited states at 3.25-6.25 MeV in excitation energy.

## 目次

1	序	1
2	実験原理	5
2.1	不変質量法 . . . . .	5
3	実験	7
3.1	二次ビーム測定系 . . . . .	8
3.2	二次標的 . . . . .	11
3.3	荷電フラグメント測定系 . . . . .	11
3.4	中性子測定系 . . . . .	14
3.5	トリガーロジックとデータセット . . . . .	15
4	解析	19
4.1	二次ビームの解析 . . . . .	19
4.2	荷電フラグメントの解析 . . . . .	25
4.3	1 中性子の解析-NEBULA . . . . .	28
4.4	1 中性子の解析-NeuLAND . . . . .	32
4.5	1 中性子崩壊チャンネルの運動量 . . . . .	39
4.6	2 中性子の解析 . . . . .	41
4.7	2 中性子崩壊チャンネルの運動量 . . . . .	49
5	結果と議論	51
5.1	1 中性子崩壊チャンネル . . . . .	51
5.2	2 中性子崩壊チャンネル . . . . .	52
5.3	2 中性子崩壊チャンネルにおける 2 体の相対エネルギー分布 . . . . .	54
6	まとめと展望	55



## 図目次

1	陽子数が偶数、中性子数が奇数の場合の、中性子数毎の $S_n$ の分布 [2]。実線は同じ N-Z の組み合わせでの値を結んだものである。 . . . . .	1
2	逆転の島周辺の核図表。青い四角は典型的な逆転の島の領域 [3] を示す。 . . . . .	2
3	N=20 の原子核の中性子軌道の模式図。逆転の島の原子核では、N=20 のシェルギャップが減少しているため sd 軌道に存在する 2 中性子が N=20 のシェルギャップを超えて pf 軌道に励起した配位が基底状態において支配的になる。 . . . . .	2
4	陽子ノックアウト反応実験により観測された $^{32}\text{Ne}$ の $\gamma$ スペクトルの分布図 [7]。それぞれ 708(5) keV と 1410(15) keV にピークが見られ、それぞれ $^{32}\text{Ne}$ の $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ 、 $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ の遷移に対応すると考えられる。 . . . . .	3
5	各エネルギーの関係図。 $^{32}\text{Ne}$ の $S_n$ 、 $S_{2n}$ は文献 [9]、 $^{31}\text{Ne}$ の $S_n$ は文献 [5] から引用した。 . . . . .	6
6	BigRIPS のセットアップの概観図。 . . . . .	7
7	SAMURAI のセットアップの概観図。 . . . . .	8
8	BDC の概観図 [11] . . . . .	9
9	F5 焦点面の検出器の配置図。F5 焦点面には PPAC1、プラスチックシンチレータ、PPAC2 を配置している。本実験では図中の PPAC2 のビーム下流に置かれたプラスチックシンチレータは使用しなかった。 . . . . .	10
10	F7 焦点面の検出器の配置図。F7 焦点面には PPAC1、PPAC2、プラスチックシンチレータを配置している。本実験では、図中のイオンチェンバー (IC)、Si 検出器、NaI 検出器は用いていない。 . . . . .	10
11	ICB の概観図 [11] . . . . .	11
12	SAMURAI 磁石の概観 [11] . . . . .	12
13	FDC1 の概観図 [11] . . . . .	13
14	FDC2 の概観図 [11] . . . . .	13
15	NeuLAND の各層は、一層毎にシンチレータが水平方向と鉛直方向で交互になるように配置されている . . . . .	14
16	NEBULA の概観図 [11] . . . . .	15
17	Beam トリガーの論理回路図。SBT1 の左右のシンチレータが取得した信号の AND と SBT2 の左右のシンチレータが取得した信号の AND を取る。その後、この 2 つの信号の AND を取る。 . . . . .	16
18	NEBULA( $\gamma$ ) トリガーの論理回路図。NEBULA の任意の ID の上下のシンチレータが取得した信号の AND 取る。全ての ID に対して OR を取る。 . . . . .	17
19	NeuLAND( $\gamma$ ) トリガーの論理回路図。NeuLAND の任意の ID の上下のシンチレータが取得した信号の AND 取る。全ての ID に対して OR を取る。 . . . . .	17
20	PPAC で得られた位置と PMT で得られる時間差の相関。非線形が見られるため、線形フィッティングではなく逆正接関数を用いてフィッティングを行った。 . . . . .	19

21	オフセットが含まれた飛行時間と ICB で測定したエネルギー損失の分布。赤い丸で囲んだ部分が $^{30}\text{Ne}$ と考えられる。A/Z=3 の飛行時間の分布をガウシアンでフィッティングを行い、 $T_{F13}$ オフセットが含まれた $^{30}\text{Ne}$ の飛行時間を-347.5[ns] と決定した。 . . . . .	20
22	LISE++ によりシミュレーションした飛行時間とエネルギー損失の分布。赤い丸で囲んだ部分が $^{30}\text{Ne}$ である。 $^{30}\text{Ne}$ の TOF は 196.3 ns と求まった。 . . . . .	21
23	(左図) ペDESTAL値と ID の分布。(右図) ペDESTAL値を 0 に合わせた後のペDESTAL値と ID の分布。ペDESTAL値が 0 に揃っている。 . . . . .	22
24	$\alpha'$ の分布。この 2 つのピークはそれぞれ Z=10 と Z=11 に対応する。 . . . . .	23
25	標の上流の粒子識別図。本実験では二次ビームとして $^{33}\text{Na}$ を使用する。赤い丸で囲んだ部分が $^{33}\text{Na}$ である。 . . . . .	23
26	$^{33}\text{Na}$ を選択した粒子識別図。 . . . . .	24
27	標の下流の粒子識別図。赤い丸で囲んだ部分が $^{31}\text{Ne}$ 、ピンク色の丸で囲んだ部分が $^{30}\text{Ne}$ である。今回着目している $^{31}\text{Ne}$ 、 $^{30}\text{Ne}$ が観測されていることがわかる。 . . . . .	26
28	(左図) $^{31}\text{Ne}$ を選択した粒子識別図。(右図) $^{30}\text{Ne}$ を選択した粒子識別図。 . . . . .	27
29	(左図)ID=1 の TDC キャリブレーションの分布。TDC キャリブレーションの周期は 10 ns である。(右図) 左図のピークをガウシアンフィッティングを行うことにより得られたチャンネルのピークと較正後の時間の分布。線形フィッティングを行いチャンネルと TDC の時間の関係を求めた。 . . . . .	28
30	(左図) ペDESTAL値と NEBULA の ID の分布。(右図) ペDESTAL値を差し引いて 0 にした。 . . . . .	29
31	較正する前の ID=40 (UP) の発光量の分布。ランダウ分布でフィッティングを行い、ピーク値を 30 MeV に決定した。 . . . . .	29
32	(左図) オフセットを合わせる前の $\Delta\text{TOF}$ と NEBULA の ID の分布。シンチレータの ID 毎に違いが生じる。(右図) $\gamma$ 線部分の $\Delta\text{TOF}$ が 0 になるようにオフセットを合わせた後のオフセットを合わせる前の $\Delta\text{TOF}$ と NEBULA の ID の分布。 . . . . .	30
33	(左図) スルー補正を行う前の発光量と $\Delta\text{TOF}$ の分布。(右図) スルー補正を行った後の発光量と $\Delta\text{TOF}$ の分布。スルー補正後に $\Delta\text{TOF}$ の発光量依存がなくなっているのがわかる。 . . . . .	31
34	(左図) スルー補正後の最終的な $\Delta\text{TOF}$ の分布。(右図) を $\Delta\text{TOF}$ に射影したもの。 $\gamma$ 線部分をガウシアンでフィッティングを行い、時間分解能を導出した。 . . . . .	31
35	NeuLAND の時間の測定方法の模式図。周期 25ns の矩形波のうち観測された位置のリファレンス信号からの差で時間を求めることができる。 . . . . .	32
36	ID=100 の Tac チャンネル分布。pulser はランダムな位置に時間が観測されるため一定になるべきはずのカウント数が、Tac の非線形性によりチャンネルの終端付近で大幅な増加が見られる。 . . . . .	33
37	(左図)ID=100 の Tac におけるチャンネルと時間情報の相関図。25ns 付近で Tac の非線形性が見られる。(右図)25 ns 付近を除いた部分で線形フィッティングを行い、求めた関数を Tac から差し引いた残差分布。複数の関数でフィッティングすることにより、この残差を 0 にした。 . . . . .	33
38	補正後の Pulser の Tac 分布。25 ns 付近で見られた非線形性が補正された。 . . . . .	34
39	NeuLAND は ID によりわかる位置情報 2 点から較正する位置を計算することができる。 . . . . .	34



40	ID=115 の較正した位置と測定された時間差の分布。時間差の各点において位置の分布をガウシアンでフィッティングを行うことで時間差から位置を計算する一次関数の関係を導出した。 . . . . .	35
41	(左図) オフセットを合わせる前の $\Delta$ TOF と NeuLAND の ID の分布。シンチレータの ID 毎に違いが生じる。(右図) $\gamma$ 線部分の $\Delta$ TOF が 0 になるようにオフセットを合わせた後のオフセットを合わせる前の $\Delta$ TOF と NeuLAND の ID の分布。 . . . . .	36
42	(左図) スルー補正を行う前の発光量と $\Delta$ TOF の分布。(右図) スルー補正を行った後の発光量と $\Delta$ TOF の分布。スルー補正後に $\Delta$ TOF の発光量依存がなくなっているのがわかる。 . . . . .	36
43	(左図) スルー補正後の最終的な $\Delta$ TOF の分布。(右図) refTOFNeu を $\Delta$ TOF に射影したものの、 $\gamma$ 線部分をガウシアンでフィッティングを行い、時間分解能を導出した。 . . . . .	37
44	(左図)NeuLAND のビーム軸に対する宇宙線の入射角 $\theta$ と宇宙線方向のビーム軸成分による発光量 $Q_{cal}\cos\theta$ の分布。 $\theta$ が大きい場合発光量が大きくなり PMT や QDC で飽和してしまうため $Q_{cal}\cos\theta$ は小さくなってしまう (右図) 補正後の入射角 $\theta$ と $Q_{cal}\cos\theta$ の分布。 $Q_{cal}\cos\theta$ が $\theta$ に依存しない形となっている。 . . . . .	38
45	QDC の補正後の発光量の $\theta=0^\circ \sim 100^\circ$ の分布。ピーク値が 10 MeV になることが確認された。 . . . . .	38
46	(左上図) $^{31}\text{Ne}$ の全エネルギー分布。(右上図) $^{31}\text{Ne}$ の運動量 x 成分の分布。(左下図) $^{31}\text{Ne}$ の運動量 y 成分の分布。(右下図) $^{31}\text{Ne}$ の運動量 z 成分の分布。 . . . . .	39
47	(左上図)1 中性子の全エネルギー分布。(右上図)1 中性子の運動量 x 成分の分布。(左下図)1 中性子の運動量 y 成分の分布。(右下図)1 中性子の運動量 z 成分の分布。 . . . . .	40
48	(左図) 標的上流の粒子識別図。クロストーク解析のために $^{32}\text{Na}$ を選択した。(右図) 標的下流の粒子識別図。クロストーク解析のために $^{30}\text{Ne}$ を選択した。 . . . . .	41
49	NEBULA(左図) と NeuLAND(右図) の 2 ヒットの距離の差 (dr) と飛行時間の差 (dt) の分布。dr と dt の楕円型の塊をクロストークとみなすことができる。 . . . . .	42
50	NeuLAND 間の $\beta_{1st}/\beta_{12}$ 比の分布を拡大した。 $\beta_{1st}/\beta_{12} > 1$ では除去が十分でないと判断したため $\beta_{1st}/\beta_{12} > 0.8$ の範囲で除去する . . . . .	43
51	(左図) 一ヒット近傍のクロストークを除去した後の NEBULA の $\beta_{1st}/\beta_{12}$ 比の分布。(右図) 一ヒット近傍のクロストークを除去後の $\beta_{1st}/\beta_{12}$ 比と一ヒット目の発光量 $Q_2$ の相関の分布。クロストークを除去する条件式を左図から $\beta_{1st}/\beta_{12} > 1 \cup \beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5$ に決定した。 . . . . .	44
52	(左図) 一ヒット近傍のクロストークを除去した後の NeuLAND の $\beta_{1st}/\beta_{12}$ 比の分布。(右図) 一ヒット近傍のクロストークを除去後の $\beta_{1st}/\beta_{12}$ 比と一ヒット目の発光量 $Q_2$ の相関の分布。クロストークを除去する条件式を左図から $\beta_{1st}/\beta_{12} > 0.8 \cup \beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5$ に決定した。 . . . . .	44
53	(左図)NEBULA の Wall1-Wall2 間の $\beta_{1st}/\beta_{12}$ 比の分布。(右図) 同様の $\beta_{1st}/\beta_{12}$ 比と一ヒット目の発光量 $Q_2$ の相関の分布。クロストークを除去する条件式を左図から $\beta_{1st}/\beta_{12} > 1 \vee \beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5$ に決定した。 . . . . .	46
54	NeuLAND-NEBULA 間の $\beta_{1st}/\beta_{12}$ 比の分布を拡大した。 $\beta_{1st}/\beta_{12} > 1$ では除去が十分でないと判断したため $\beta_{1st}/\beta_{12} > 0.9$ の範囲で除去する . . . . .	46

55	(左図)NeuLAND-NEBULA 間の $\beta_{1st}/\beta_{12}$ 比の分布。(右図) 同様の $\beta_{1st}/\beta_{12}$ 比と一ヒット目の発光量 $Q_2$ の相関の分布。クロストークを除去する条件式を左図から $\beta_{1st}/\beta_{12} > 0.9 \cup \beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5$ に決定した。 . . . . .	47
56	(左図) クロストーク除去前の 2 中性子の ID 分布。(右図) クロストーク除去後の 2 中性子の ID 分布。左図にあるような特徴的な直線や塊が見られないので、クロストークイベントが除去されていることがわかる。 . . . . .	48
57	(左上図) $^{30}\text{Ne}$ の全エネルギー分布。(右上図) $^{30}\text{Ne}$ の運動量 x 成分の分布。(左下図) $^{30}\text{Ne}$ の運動量 y 成分の分布。(右下図) $^{30}\text{Ne}$ の運動量 z 成分の分布。 . . . . .	49
58	(左上図) 最も飛行時間の短い 1 中性子の全エネルギー分布。(右上図) 運動量 x 成分の分布。(左下図) 運動量 y 成分の分布。(右下図) 運動量 z 成分の分布。 . . . . .	50
59	(左上図)2 番目に飛行時間の短い 1 中性子の全エネルギー分布。(右上図) 運動量 x 成分の分布。(左下図) 運動量 y 成分の分布。(右下図) 運動量 z 成分の分布。 . . . . .	50
60	1 中性子崩壊チャンネル $^{32}\text{Ne} \rightarrow ^{31}\text{Ne} + n$ の相対エネルギーの分布 . . . . .	51
61	(上図)2 中性子崩壊チャンネル $^{32}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{Ne} + 2n$ の相対エネルギーの分布。(下図) バックグラウンドとして計算した、観測された荷電フラグメント、1 つ目の中性子、2 つ目の中性子をランダムに組み合わせた無相関の相対エネルギーの分布。 . . . . .	52
62	バックグラウンドのカウント数を相対エネルギー分布に規格化し、2 中性子の相対エネルギーとバックグラウンドを同時にプロットした分布。1 MeV から 4 MeV の間に有意なイベントが観測された。 . . . . .	53
63	(左図) $^{32}\text{Ne}$ の励起エネルギーの実験値 [7](中央図) 殻模型計算 [21] による、変形が見られる場合の $^{32}\text{Ne}$ 励起エネルギーの値。 $4^+$ より上の準位として $6^+$ の状態が挙げられる。(右図)[7] で引用されていた殻模型計算 [22] による $^{32}\text{Ne}$ 励起エネルギーの値。 $4^+$ より上の準位として $2_2^+$ 、 $0_2^+$ 、 $3^+$ の準位が挙げられる。単位は全て MeV。 . . . . .	53
64	$^{32}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{Ne} + 2n$ の崩壊チャンネルで見られた $^{30}\text{Ne} + n$ 相対エネルギーの分布。上図は観測された 2 中性子のうちより飛行時間が短かった中性子と $^{30}\text{Ne}$ の相対エネルギーの分布で、下図はもう一つの中性子和 $^{30}\text{Ne}$ の相対エネルギーの分布である。 . . . . .	54

## 表目次

1	BDC の仕様 [11] . . . . .	9
2	ICB の仕様 [11] . . . . .	11
3	実験で使った炭素標的 . . . . .	11
4	SAMURAI 磁石の仕様 [11] . . . . .	12
5	FDC1 の仕様 [11] . . . . .	13
6	FDC2 の仕様 [11] . . . . .	13
7	NeuLAND の SameWall におけるクロストークの残留率 . . . . .	45
8	NEBULA の SameWall におけるクロストークの残留率 . . . . .	45
9	NEBULA の Wall1-Wall2 におけるクロストークの残留率 . . . . .	47
10	NeuLAND-NEBULA におけるクロストークの残留率 . . . . .	47



# 1 序

原子核とは中性子と陽子からなる物質の基本的な構成粒子である。天然で存在する原子核、すなわち安定核に対し自発的に崩壊してしまう原子核は不安定核と呼ばれている。また、原子核の種類は陽子数と中性子数の組み合わせで決定されるが、陽子数に比べて中性子が過剰な核を中性子過剰核と呼ぶ。不安定核の種類は理論的には約 7000 や 10000 と予測されているが、実験的に同定された不安定核は約 3000 種のみで、その性質は未だ明らかになっていない [1]。

原子核は殻構造を持っており、中性子数  $N$  または陽子数  $Z$  が魔法数と呼ばれる数字である場合に閉殻構造を取り、特に安定することがよく知られている。魔法数とは典型的に 2,8,20,28,50,82,126 であり、多くの実験からもその存在が確認されてきた。例として中性子分離エネルギー  $S_n$  の実験データから魔法数の存在を知ることができる [2]。  $S_n$  は原子核の全結合エネルギー  $B$  より

$$S_n(N, Z) = B(N, Z) - B(N - 1, Z) \quad (1.0.1)$$

と求めることができる。中性子数が奇数、陽子数が偶数の場合に  $S_n$  を中性子数毎にプロットすると、中性子数が魔法数から一つ増えた際に  $S_n$  は極小値を持つ。すなわち、中性子数が魔法数を持つとき原子核が閉殻構造を取ることがわかる (図 1)。

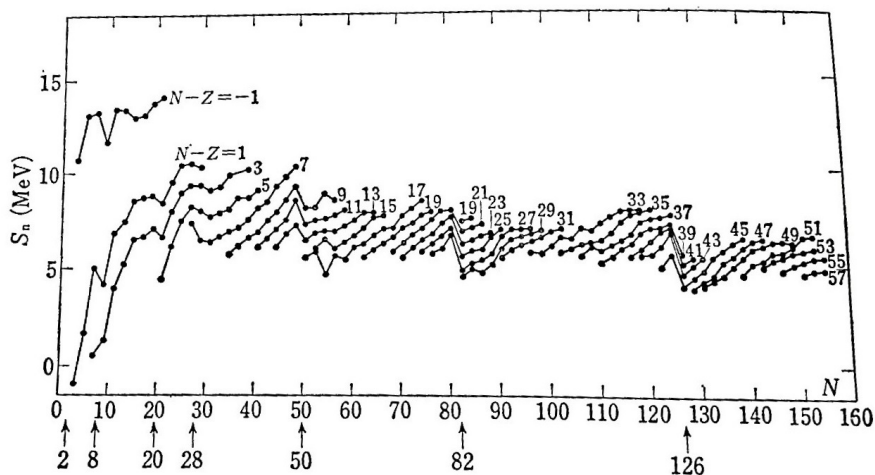


図 1 陽子数が偶数、中性子数が奇数の場合の、中性子数毎の  $S_n$  の分布 [2]。実線は同じ  $N-Z$  の組み合わせでの値を結んだものである。

しかし、中性子過剰核では、魔法数の消失や新魔法数の出現が明らかになってきた。図 2 の核図表中に示してある陽子数  $Z = 10 \sim 12$ 、中性子数  $\sim 20$  の領域は逆転の島と呼ばれ、核の  $N=20$  の魔法数が消失することが知られている。図 3 は  $N=20$  の中性子配位を模式的に示したものである。逆転の島領域に位置する原子核では  $sd$  軌道と  $pf$  軌道のエネルギーギャップが減少しているため、 $sd$  軌道から  $pf$  軌道に中性子が移った状態が基底状態で支配的となり、大きな変形を示すことが知られている。

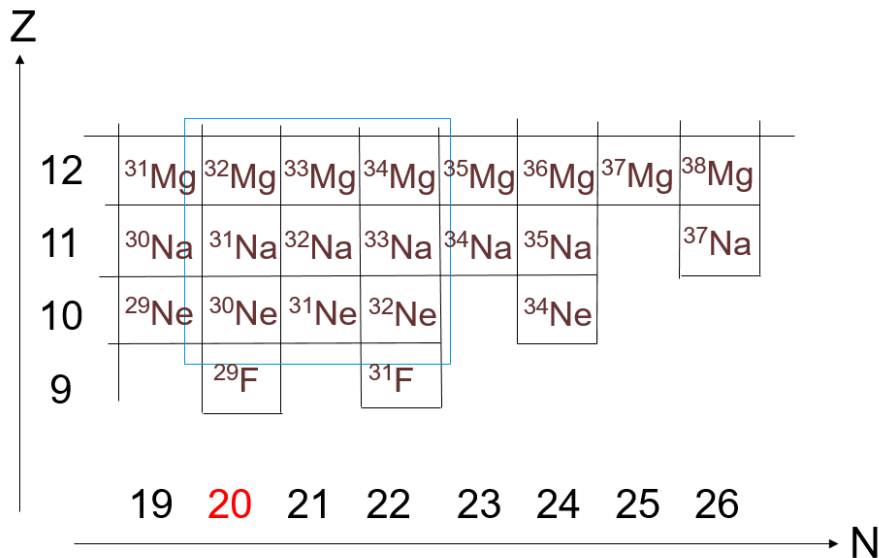


図2 逆転の島周辺の核図表。青い四角は典型的な逆転の島の領域 [3] を示す。

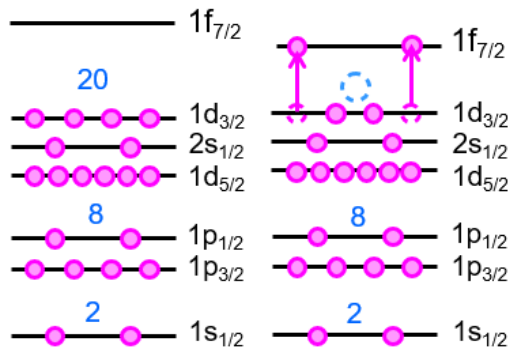


図3 N=20の原子核の中性子軌道の模式図。逆転の島の原子核では、N=20のシェルギャップが減少しているためsd軌道に存在する2中性子がN=20のシェルギャップを超えてpf軌道に励起した配位が基底状態において支配的になる。

逆転の島の境界は当初考えられていたものに比べ  $N > 20$  の中性子過剰側に広がっていることが明らかになってきた。 $Z=12$  の Mg 同位体については中性子過剰核の研究が進んでおり、インビーム  $\gamma$  線分光により  $^{34}\text{Mg}$ 、 $^{36}\text{Mg}$ 、 $^{38}\text{Mg}$  ( $N=22, 24, 26$ ) の励起状態が観測され、 $4^+$ 、 $2^+$  状態の励起エネルギー比は大きな核変形を示している [4]。また、 $^{37}\text{Mg}$  は p 波ハロー核であることが確認され、この結果は  $^{37}\text{Mg}$  が大きく変形し逆転の島の内側であることを示唆している [8]。

さらに陽子数が少ない  $Z=10$  の Ne 同位体については、中性子過剰度が高く実験が困難なため、 $N > 20$  の領域での実験データはそれほど多くない。 $^{31}\text{Ne}$  は pf 軌道の配位が強く混合することによって変形ハロー構造を取ることが知られている [5]。 $^{32}\text{Ne}$  については、これまで知られていた  $J^\pi=2^+$  の第一励起状態 [6] に加え、

陽子ノックアウト反応実験により第二励起状態が観測された(図4)[7]。この状態は  $J^\pi = 4^+$  であると考えられ、 $2^+$ 、 $4^+$  状態の励起エネルギーの比  $E(4^+)/E(2^+) = 2113 \text{ keV}/708 \text{ keV} \simeq 3.01$  は慣性モーメント  $\mathcal{J}$  を用いて書ける回転エネルギー

$$E(I) = \frac{I(I+1)\hbar^2}{2\mathcal{J}} \quad (1.0.2)$$

の比  $E(4^+)/E(2^+) = 20/6 \simeq 3.33$  に近い。このエネルギー比から大きな変形を示すことがわかり、 $^{32}\text{Ne}$  の強い変形が確認されている。さらに殻模型計算との比較から  $^{32}\text{Ne}$  は逆転の島内に位置することも明らかとなった。

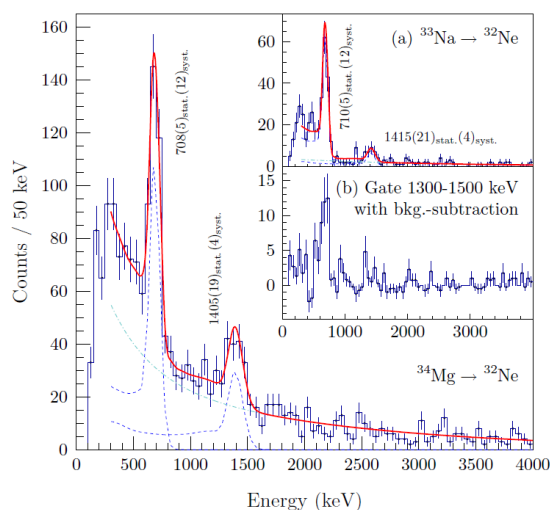


図4 陽子ノックアウト反応実験により観測された  $^{32}\text{Ne}$  の  $\gamma$  スペクトルの分布図 [7]。それぞれ 708(5) keV と 1410(15) keV にピークが見られ、それぞれ  $^{32}\text{Ne}$  の  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ 、 $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  の遷移に対応すると考えられる。

本研究では逆転の島内に位置する最も中性子過剰な Ne 同位体である  $^{32}\text{Ne}$  に着目し、これまで観測されたことのない  $^{32}\text{Ne}$  の非束縛状態の探索を行った。実験は理化学研究所の RI ビームファクトリーで行った。標的中心において核子あたり 251.8MeV の  $^{33}\text{Na}$  ビームを炭素標的に入射し、一陽子分離反応により  $^{32}\text{Ne}$  を生成した。崩壊後に放出される  $^{31}\text{Ne}$ 、または  $^{30}\text{Ne}$  と中性子を SAMURAI スペクトロメータにより同時検出し、不変質量法により 1 中性子、2 中性子崩壊チャンネルにおける相対エネルギースペクトルを導出した。第 2 章では実験原理である不変質量法について述べ、第 3 章では実験に用いた検出器について記す。第 4 章では解析手法を、第 5 章では結果と議論、第 6 章ではまとめと展望を述べる。





## 2 実験原理

### 2.1 不変質量法

本研究では、不変質量法を用いて  $^{32}\text{Ne}$  の非束縛状態の探索を行った。不変質量法とは、崩壊後の全ての粒子の運動量ベクトルを測定することで共鳴状態のエネルギーを求める手法である。例として  $^{32}\text{Ne}$  の非束縛状態が  $^{31}\text{Ne}$  と一つの中性子に崩壊する場合を考える。崩壊後の  $^{31}\text{Ne}$  と 1 中性子のエネルギーをそれぞれ  $E_{^{31}\text{Ne}}$ 、 $E_n$ 、運動量ベクトルを  $\vec{P}_{^{31}\text{Ne}}$ 、 $\vec{P}_n$ 、静止質量  $m_{^{31}\text{Ne}}$ 、 $m_n$  とすると、不変質量は

$$M = \sqrt{(E_{^{31}\text{Ne}} + E_n)^2 - (\vec{P}_{^{31}\text{Ne}} + \vec{P}_n)^2} \quad (2.1.1)$$

と表現できる。不変質量と放出粒子の静止質量の差は相対エネルギー ( $E_{rel}$ ) と呼ばれ、

$$E_{rel_1} = M - (m_{^{31}\text{Ne}} + m_n) \quad (2.1.2)$$

と表せる。 $^{32}\text{Ne}$  の 1 中性子分離エネルギー  $S_{1n}$  を用いて  $^{32}\text{Ne}$  の励起エネルギー  $E_x$  は

$$E_x = E_{rel_1} + S_{1n} \quad (2.1.3)$$

と書ける。これらの関係を図 5 に示す。

また、 $^{32}\text{Ne}$  の非束縛状態が 2 中性子放出の閾値よりも高いエネルギーを持つ場合には  $^{32}\text{Ne}$  が  $^{30}\text{Ne}$  と 2 中性子に崩壊することも起こりうる。この場合、放出される  $^{30}\text{Ne}$  と 2 中性子の運動量ベクトルをすべて測定することにより、3 体の相対エネルギーも次のように求めることができる。崩壊後の  $^{30}\text{Ne}$  と 2 中性子のエネルギーをそれぞれ  $E_{^{30}\text{Ne}}$ 、 $E_{n_1}$ 、 $E_{n_2}$ 、運動量ベクトルを  $\vec{P}_{^{30}\text{Ne}}$ 、 $\vec{P}_{n_1}$ 、 $\vec{P}_{n_2}$ 、静止質量  $m_{^{30}\text{Ne}}$ 、 $m_{n_1}$ 、 $m_{n_2}$  とすると、不変質量は

$$M = \sqrt{(E_{^{30}\text{Ne}} + E_{n_1} + E_{n_2})^2 - (\vec{P}_{^{30}\text{Ne}} + \vec{P}_{n_1} + \vec{P}_{n_2})^2} \quad (2.1.4)$$

と表現できる。不変質量と放出粒子の静止質量の差である相対エネルギー ( $E_{rel_2}$ ) は

$$E_{rel_2} = M - (m_{^{30}\text{Ne}} + m_{n_1} + m_{n_2}) \quad (2.1.5)$$

と表せる。 $^{32}\text{Ne}$  の 2 中性子分離エネルギー  $S_{2n}$  を用いて  $^{32}\text{Ne}$  の励起エネルギー  $E_x$  は

$$E_x = E_{rel_2} + S_{2n} \quad (2.1.6)$$

と書ける。

また、2 中性子崩壊の場合、 $^{31}\text{Ne}$  の非束縛励起状態を中間状態として経由することがある。この連続崩壊は  $^{30}\text{Ne}+n$  の 2 体の相対エネルギーのスペクトルを解析することにより同定することができる。

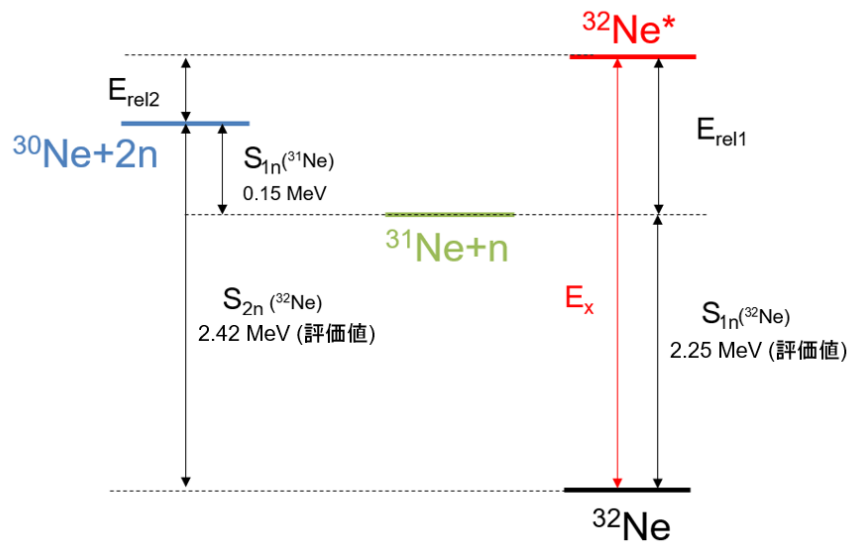


図5 各エネルギーの関係図。 $^{32}\text{Ne}$ の $S_n$ 、 $S_{2n}$ は文献[9]、 $^{31}\text{Ne}$ の $S_n$ は文献[5]から引用した。

### 3 実験

本実験は 2016 年の 11 月に理化学研究所の RIBF (RI Beam Factory) において行われた。核子あたり 345 MeV まで加速させた一次ビーム  $^{48}\text{Ca}$  を厚さ  $2.77\text{ g/cm}^2$  の Be 標的に入射させ入射核破碎反応により二次ビームを生成した。生成した二次ビームを BigRIPS によって生成、分離し  $^{33}\text{Na}$  不安定核ビームを炭素標的に衝突させた。BigRIPS は、次世代のインフライト型 RI ビーム分離装置である [10]。図 6 は本実験での BigRIPS のセットアップである。また、 $^{33}\text{Na}$  の一陽子分離反応により生じた荷電フラグメントと中性子を SAMURAI により検出した。SAMURAI (Superconducting Analyser for Multi-particle from Radioisotope beams) は、RI ビーム実験のために設計された多重粒子測定装置である。図 7 は本実験での SAMURAI のセットアップである。超伝導双極子磁石、ビーム、荷電フラグメントの検出器、中性子検出器から構成される。反応で放出される荷電フラグメントと中性子は超伝導双極子磁石によって分離される。荷電フラグメントは FDC1,2 で  $B\rho$ 、HODF で  $\Delta E$  と飛行時間を測定することで粒子識別を行い、中性子は NeuLAND と NEBULA によって検出される。以降では、BigRIPS と SAMURAI の本実験セットアップについて記述する。

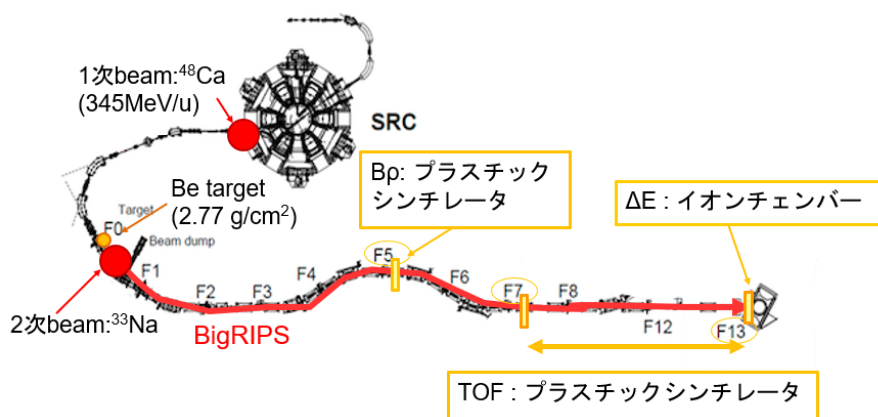


図 6 BigRIPS のセットアップの概観図。

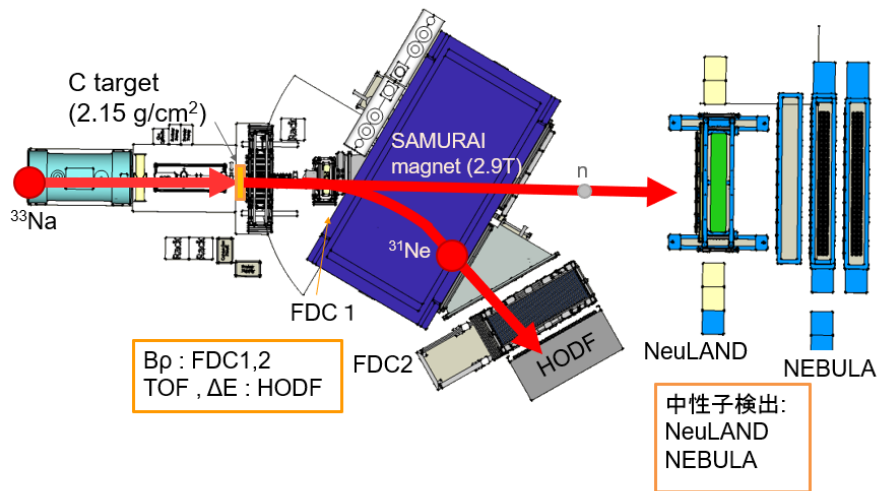


図7 SAMURAI のセットアップの概観図。

### 3.1 二次ビーム測定系

#### 3.1.1 BDC1,2

BDC1 及び BDC2 (Beam Drift Chamber1,2) は、二次ビームの位置と角度を測定することを目的に標的の前に設置されたドリフトチェンバーである。16本のワイヤが張られた面を2面ずつ配置し、これをそれぞれ水平方向と鉛直方向に交互になるように4層並べた構成となっている。本実験では50torrの*i*-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>ガスを封入した。概観を図8、仕様を表1に載せる。

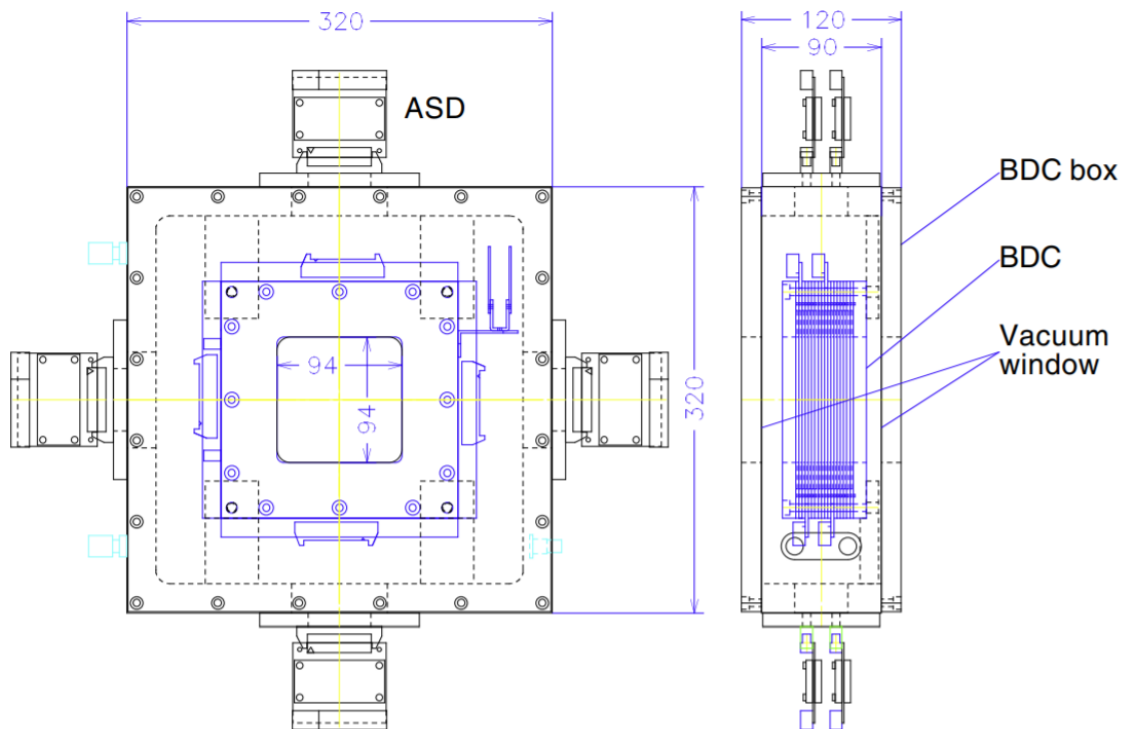


図8 BDCの概観図 [11]

有効領域	80 mm × 80 mm
構造	xx'yy'xx'yy' (8層)
ワイヤー本数	16本 × 8層 = 128本
封入ガス	i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (50 torr)

表1 BDCの仕様 [11]

### 3.1.2 プラスチックシンチレータ

BigRIPSのF3焦点面、F5焦点面(図9)とF7焦点面(図10)には厚さ3mm、SAMURAIのF13には厚さ0.5mmのプラスチックシンチレータを2枚配置した。それぞれのプラスチックシンチレータの両端には光電子増倍管が設置されている。F13に配置された2枚のシンチレータはSBT1、SBT2と呼ばれ、後述する中性子検出器の時間の基準にも使用される。本解析ではF5に設置されたシンチレータによって測定された位置により磁気硬度  $B\rho$  を、またF7-F13のシンチレータにより飛行時間 TOF を求め、二次ビームの粒子識別を行った。F3、F5、F7焦点面にはPPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) が設置された。PPAC[12]はF5プラスチックシンチレータの位置の較正のために使われるが物理データ取得中には使用しなかった。

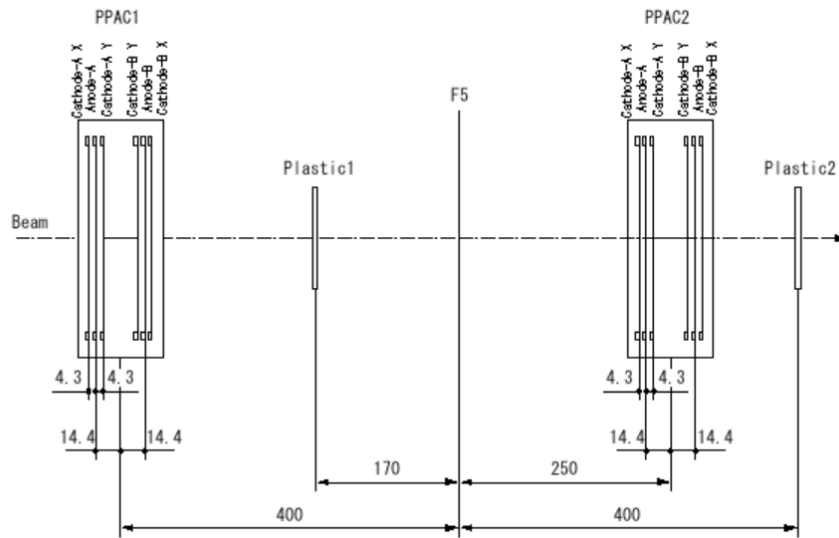


図9 F5焦点面の検出器の配置図。F5焦点面にはPPAC1、プラスチックシンチレータ、PPAC2を配置している。本実験では図中のPPAC2のビーム下流に置かれたプラスチックシンチレータは使用しなかった。

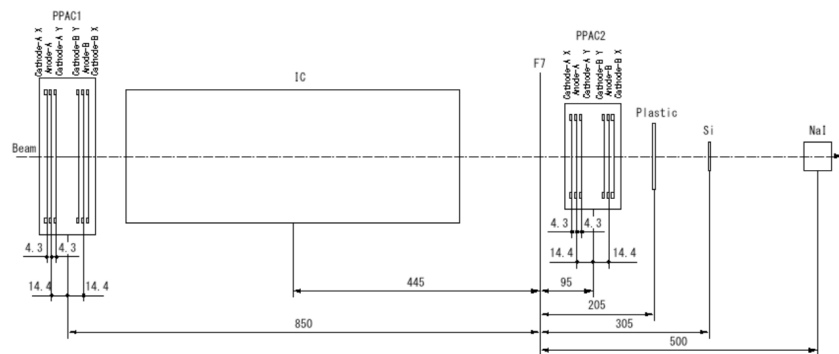


図10 F7焦点面の検出器の配置図。F7焦点面にはPPAC1、PPAC2、プラスチックシンチレータを配置している。本実験では、図中のイオンチェンバー(IC)、Si検出器、NaI検出器は用いていない。

### 3.1.3 ICB

ICB(Ionization Chamber for Beam)は二次ビームのエネルギー損失を測定するために標的上流に配置されたイオンチェンバーである。10枚のアノードと11枚のカソードから構成される。本実験では1気圧のP10ガスを封入した。この検出器で測定されるエネルギー損失 $\Delta E$ は二次ビームの陽子数 $Z$ と $Z \propto \beta \sqrt{\Delta E}$ の比例関係があり、飛行時間と合わせて4.1節で述べる粒子識別で用いられる。概観を図11、仕様を表2に載せる。

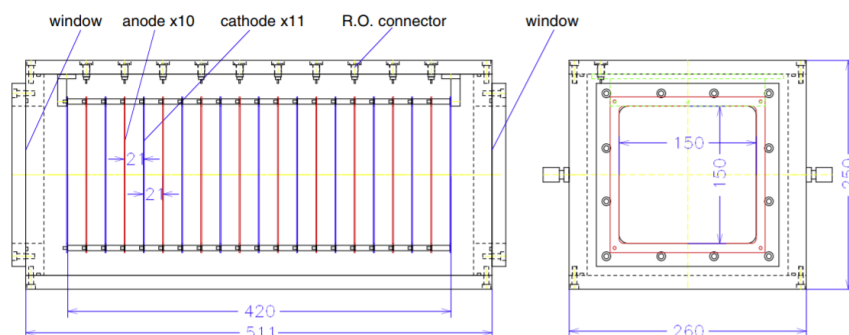


図 11 ICB の概観図 [11]

有効領域	140 mm × 140 mm × 42 mm (厚さ)
構造	10 アノード、11 カソード
読み出し	10 ch、アノードカソード間隔 21 mm
封入ガス	P10 ガス (1 気圧)

表 2 ICB の仕様 [11]

### 3.2 二次標的

本実験では、二次標的として円盤状の炭素標的を使用した。表 3 にその寸法等を示す。

直径	85.00 mm
幅	$12.0228 \pm 6.9 \times 10^{-3}$ mm
質量	122.177 g
厚さ	$2.15 \text{ g/cm}^2$

表 3 実験で使用した炭素標的

### 3.3 荷電フラグメント測定系

二次標的での反応後に放出された荷電粒子は、励磁された SAMURAI 磁石によって偏向される。ドリフトチェンバー FDC1、FDC2 で測定した位置、角度から飛跡解析を行い磁気硬度を導出することができる。また、HODF によって標的からの飛行時間 TOF とエネルギー損失を測定する。

#### 3.3.1 SAMURAI 磁石

SAMURAI 磁石は最大中心磁場 3.1 T、電極間距離 880 mm の超伝導双極子電磁石である。この SAMURAI 磁石により二次ビームの崩壊後に生じた荷電フラグメントと中性子を分離する。SAMURAI 磁石の概観を図 12、仕様を表 4 に載せる。本実験では中心磁場 2.9 T の設定で実験を行った。

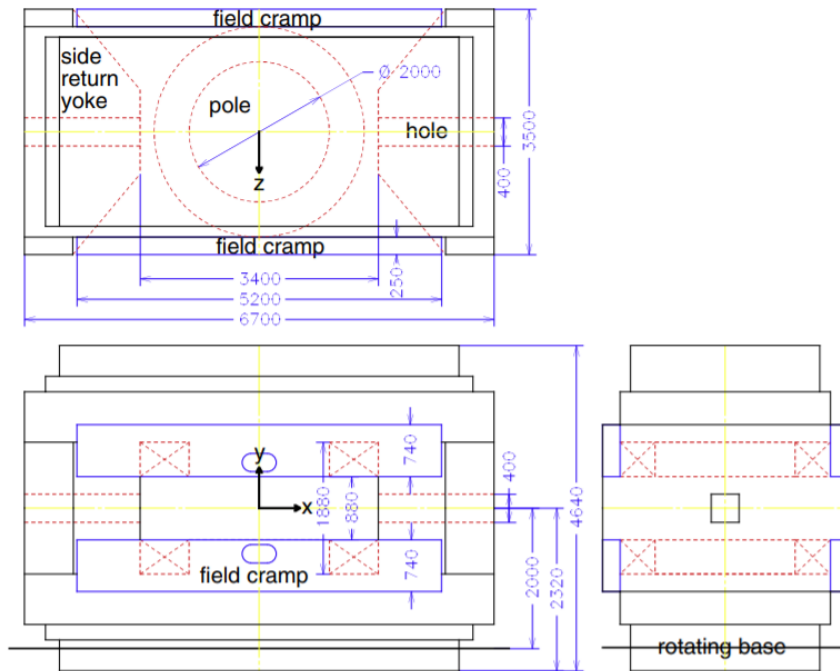


図 12 SAMURAI 磁石の概観 [11]

最大磁場	3.1 T
最大電流	563 A
電極間距離	880 mm
電極直径	2000 mm

表 4 SAMURAI 磁石の仕様 [11]

### 3.3.2 FDC1,2

FDC (Forward Drift Chamber) は荷電フラグメントの磁気硬度を得るために、位置、角度を測定する SAMURAI 磁石上流 (FDC1) と下流 (FDC2) に置かれたドリフトチェンバーである。それぞれに 3 種類のワイヤの方向があり、X 面に対し正負  $30^\circ$  傾けた方向に U 面、V 面にそれぞれワイヤが張られている。本実験では FDC1 には 50 torr の  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  ガスを、FDC2 には 1 気圧の He と 50 % の  $\text{C}_2\text{H}_6$  混合ガスを封入した。概観を図 3.3.2、仕様を表 5、6 に載せる。



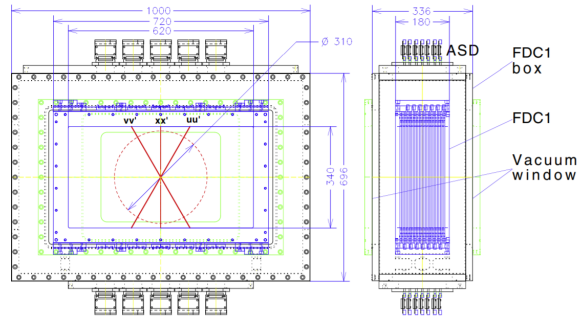


図 13 FDC1 の概観図 [11]

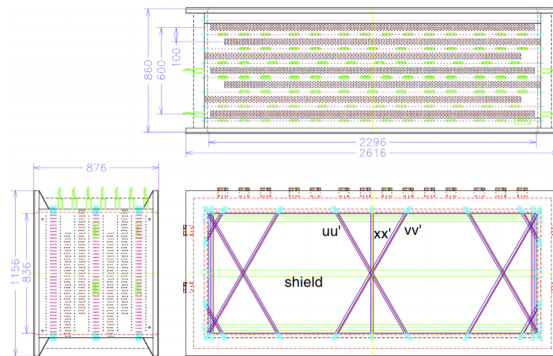


図 14 FDC2 の概観図 [11]

有効領域	直径 310 mm、620 mm (H)×340 mm (V)
構造	xx'uu'vv'xx'uu'vv'xx' (14 層) xx' (0°)、uu' (30°)、vv' (-30°)
読み出し	448 ch (= 32 ch × 14 層)
封入ガス	i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (50 torr)

表 5 FDC1 の仕様 [11]

有効領域	2296 mm (H) × 836 mm (V) × 860 mm (D)
構造	xx'uu'vv'xx'uu'vv'xx' (14 層) xx' (0°)、uu' (30°)、vv' (-30°)
読み出し	1568 ch (= 112 ch × 14 層)
封入ガス	He + 50 % C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (1 気圧)

表 6 FDC2 の仕様 [11]

### 3.3.3 HODF

HODF (HODscope for Fragment) は荷電フラグメントの飛行時間とエネルギー損失の測定を目的として SAMURAI 磁石下流に置かれたホドスコープである。幅 100 mm、長さ 1200 mm、厚さ 10 mm のプラスチックシンチレータ 24 本で構成されている。プラスチックシンチレータの両端には光電子増倍管が設置されている。

## 3.4 中性子測定系

二次ビームと標的との反応後に生成された中性子は磁場によって偏向されずに直進し、SAMURAI 磁石下流に設置された中性子検出器によって検出される。本実験では NeuLAND と NEBULA を使用した。この二つの検出器により、飛行時間と位置を測定した。

### 3.4.1 NeuLAND

NeuLAND (new Large-Area Neutron Detector) はドイツの GSI で開発された中性子検出器である。幅 50 mm、長さ 2500 mm、厚さ 50 mm のプラスチックシンチレータ 50 本を一層としたものを 8 層並べた、計 400 本のプラスチックシンチレータから構成される検出器である。水平方向と鉛直方向に並んだ層が交互に配置されている (図 15)。位置分解能は 14 mm、時間分解能は 150 ps[13] である。荷電粒子のイベントを除去するために、検出部の 8 層の上流に幅 320 mm、長さ 1900 mm、厚さ 10 mm の薄い Veto カウンタが NeuLAND の上流側に 8 枚設置されている。これは荷電粒子のイベント除去に用いる。全てのシンチレータの両端には光電子増倍管が設置されている。

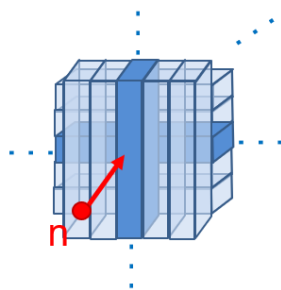


図 15 NeuLAND の各層は、一層毎にシンチレータが水平方向と鉛直方向で交互になるように配置されている

### 3.4.2 NEBULA

NEBULA (NEutron detection system for Breakup of Unstable nuclei with Large Acceptance) は幅 120 mm、長さ 1800 mm、厚さ 120 mm のプラスチックシンチレータ 120 本から構成される中性子検出器である。シンチレータ 30 本を一面とし、二面をまとめて 1Wall、計 2Wall となるように配置されている。位置分解能は  $\sigma_x = 35$  mm、 $\sigma_y = 28$  mm、時間分解能は 263 ps[14] である。概観を図 16 に載せる。検出器の各 Wall の上流に幅 320 mm、長さ 1900 mm、厚さ 10 mm の薄い Veto カウンタが 12 枚ずつ (計 24 枚) 設置されている。全てのシンチレータの両端には光電子増倍管が設置されている。

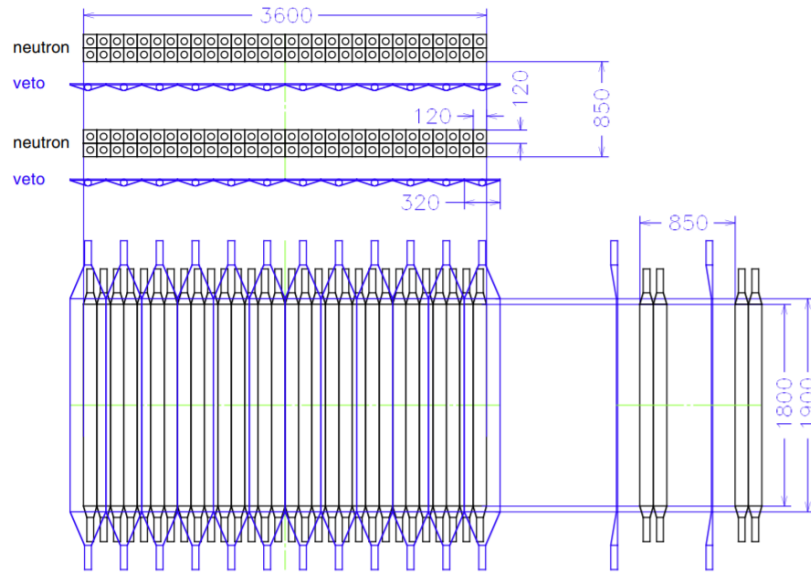


図 16 NEBULA の概観図 [11]

### 3.5 トリガーロジックとデータセット

#### 3.5.1 トリガーロジック

本解析では物理ランとして  $^{31}\text{Ne}$  ビームの生成を目的としたランを使用した。

データ収集のトリガー条件として、SBT1 の左右の PMT と SBT2 の左右の PMT 全てが信号を検出することを条件としている。

$$(\text{SBT1}_R \cap \text{SBT1}_L) \cap (\text{SBT2}_R \cap \text{SBT2}_L) \quad (3.5.1)$$

図 17 にトリガーロジックを図説する。以降はこのロジックを Beam と記載し、ビーム条件と呼ぶ。

また、NEBULA と NeuLAND の飛行時間の較正に用いるために標的で  $\gamma$  線を発生させるランを取得した。標的は 15 mm のアルミニウム標的を使用した。このランではトリガー条件として、

- ビーム条件を満たし、かつ、NEBULA のいずれかの ID の上下の PMT が両方信号を検出する ( $\text{Beam} \cap (\text{NEBULA}(\gamma))$ )
- ビーム条件を満たし、かつ、NeuLAND のいずれかの ID の上下の PMT が両方信号を検出する ( $\text{Beam} \cap (\text{NeuLAND}(\gamma))$ )
- ビーム条件を満たし、かつ、HIME が信号を検出する ( $\text{Beam} \cap \text{HIME}$ )
- Down Scaled Beam (1/1000) トリガーが信号を発生させる (DSB)

の OR を条件とした。HIME (High resolution detector array for Multi neutron Event) は NEBULA 下流に設置された中性子検出器であり、本実験でテスト実験を行っていた [15]。そのためトリガー条件に含まれているが本解析では使用しない。

$$(\text{Beam} \cap \text{NEBULA}(\gamma)) \cup (\text{Beam} \cap \text{NeuLAND}(\gamma)) \cup (\text{Beam} \cap \text{HIME}) \cup (\text{DSB}) \quad (3.5.2)$$

ここで、 $(\gamma)$  とは標的位置で発生した  $\gamma$  線のイベントが選択的にコインシデンスのゲートの中に入るように

回路を調整したトリガー条件であることを表す。NEBULA( $\gamma$ ) は、ID= $n$  の PMT が上下で両方信号を検出する条件を  $NEBULA(\gamma)_n(=(NEBULA_U \cap NEBULA_D)_n)$  とした際に、全ての ID で OR を取った条件である ( $\cup_{i=1}^{120} NEBULA(\gamma)_i$ )。NeuLAND( $\gamma$ ) は ID=400 までの上下全ての PMT のいずれかが信号を検出する条件である ( $\cup_{i=1}^{400} (NeuLAND(\gamma)_{U_i} \cup NeuLAND(\gamma)_{D_i})$ )。図 18 と図 19 にトリガーロジックを示す。

Down Scaled Beam (1/1000) トリガーは、Beam トリガー 1000 回ごとに生成されるトリガーである。

また、NEBULA と NeuLAND の時間較正とベデスタル値取得のために取得した Pulser ランは、タイムキャリブレーションが発生する信号をトリガーとした。このトリガー条件を TCal と記載する。

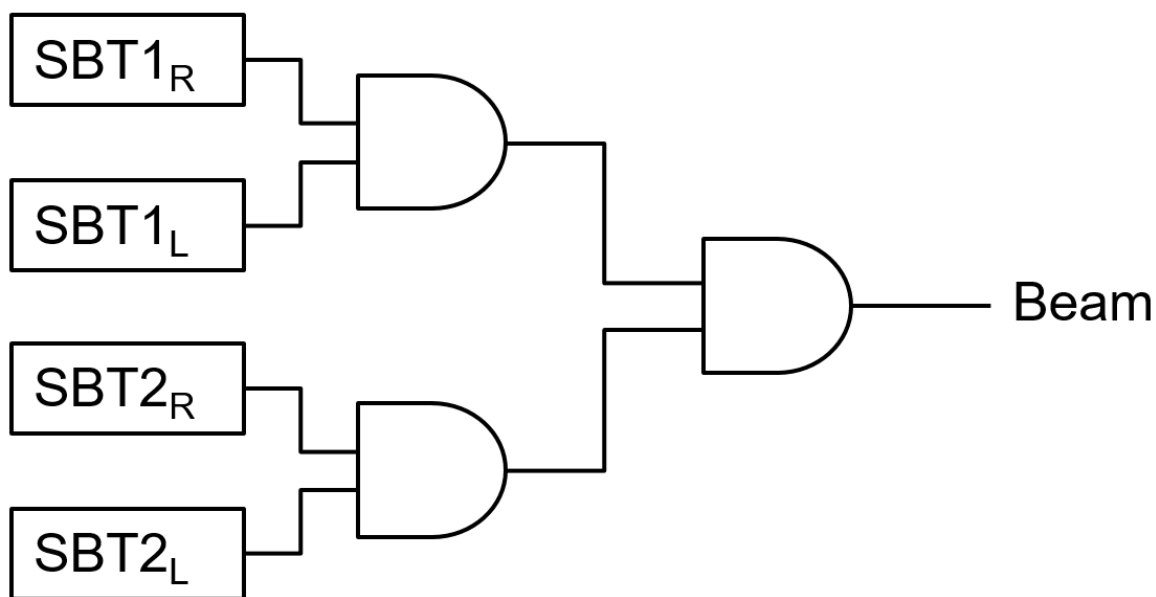


図 17 Beam トリガーの論理回路図。SBT1 の左右のシンチレータが取得した信号の AND と SBT2 の左右のシンチレータが取得した信号の AND を取る。その後、この 2 つの信号の AND を取る。

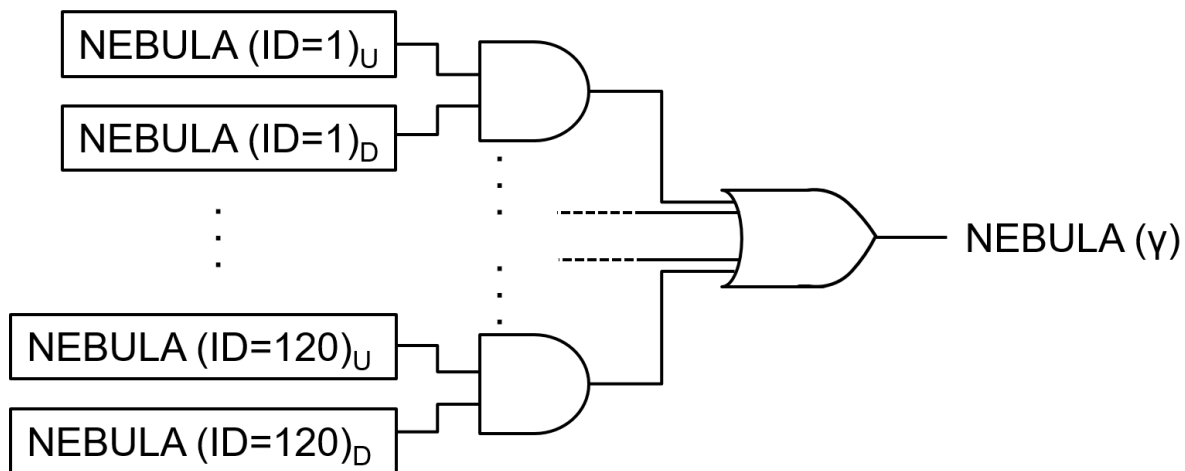


図 18 NEBULA( $\gamma$ ) トリガーの論理回路図。NEBULA の任意の ID の上下のシンチレータが取得した信号の AND 取る。全ての ID に対して OR を取る。

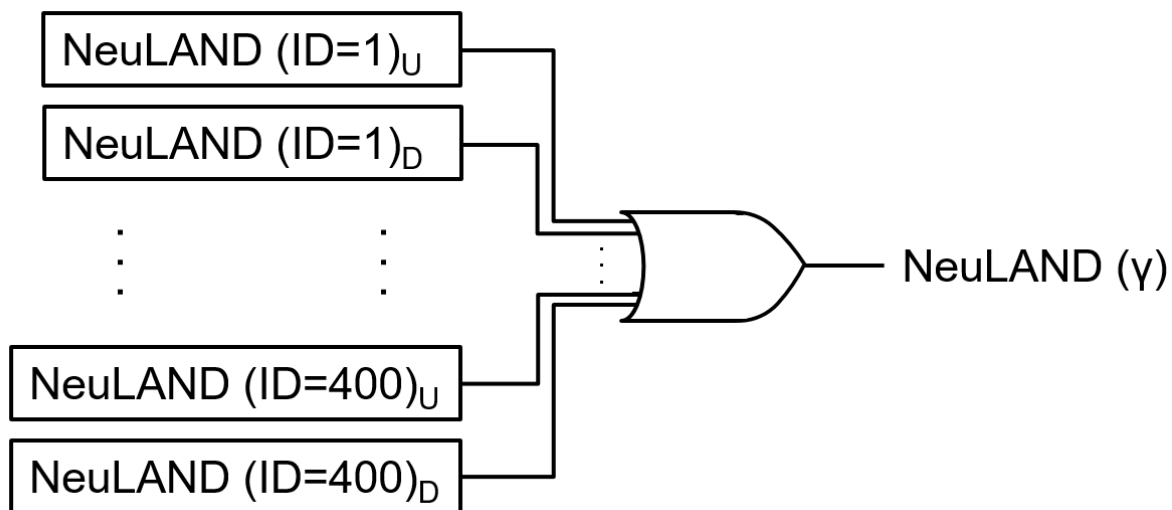


図 19 NeuLAND( $\gamma$ ) トリガーの論理回路図。NeuLAND の任意の ID の上下のシンチレータが取得した信号の AND 取る。全ての ID に対して OR を取る。

### 3.5.2 データセット

以下に本解析で使用したランのデータセットを示す。

ランナンバー	二次ビーム	標的	トリガー条件	
146-154	$^{22}\text{Ne}$	アルミニウム	$(\text{Beam} \cap \text{NEBULA}(\gamma)) \cup (\text{Beam} \cap \text{NeuLAND}(\gamma))$ $\cup (\text{Beam} \cap \text{HIME}) \cup (\text{DSB})$	
236,237	$^{30}\text{Ne}$	Empty	Beam	
238-259	$^{31}\text{Ne}$	炭素	Beam	
302-304	Beam off	—	Tcal	

ランナンバー	取得時間 (h)	トリガーレート	DAQ 効率	ビーム数
146-154	6	$4 \times 10^2 \text{cps}$	87%	$8.6 \times 10^6$
238-259	14	$10 \times 10^2 \text{cps}$	69%	$5.2 \times 10^7$

## 4 解析

### 4.1 二次ビームの解析

#### 4.1.1 磁気硬度

磁気硬度  $B\rho$  は質量数  $A$  と陽子数  $Z$  と次の関係を持つ。

$$B\rho = \frac{P}{Ze} = \frac{A mc\gamma\beta}{Z e} \quad (4.1.1)$$

(ただし、 $m$ :原子質量単位、 $e$ :素電荷、 $\gamma$ :ローレンツ因子、 $\beta$ :荷電粒子の速さの光速比)

よって、 $B\rho$  と速度  $\beta$  を測定することにより、二次ビームの  $A/Z$  を決定することができる。磁気硬度  $B\rho$  は、F5 焦点面での位置  $x$  と分散  $D(=3300 \text{ mm})$ 、中心軌道の磁気硬度  $B\rho_0(x=0 \text{ における } B\rho)$  を用いて

$$B\rho = \left(1 + \frac{x}{D}\right)B\rho_0 \quad (4.1.2)$$

と書き表せる。F5 焦点面での位置は、BigRIPS の F5 焦点面に設置されたプラスチックシンチレータの両端の PMT で測定された時間差  $\Delta t$  から求めた。この時間差  $\Delta t$  と位置の関係を同定するために、プラスチックシンチレータの上流に設置された PPAC の HV を 910V に設定したランを取得した。PPAC で得られた位置と PMT で得られる時間差の相関を図 20 に載せる。この相関図により、非線形性が見られることがわかる。今回は線形フィッティングではなく、その形状から逆正接関数を用いてフィッティングを行った。用いた関数とパラメータは以下のようになる。

$$x = 135.2 \arctan(0.3167\Delta t) - 8.205 \quad (4.1.3)$$

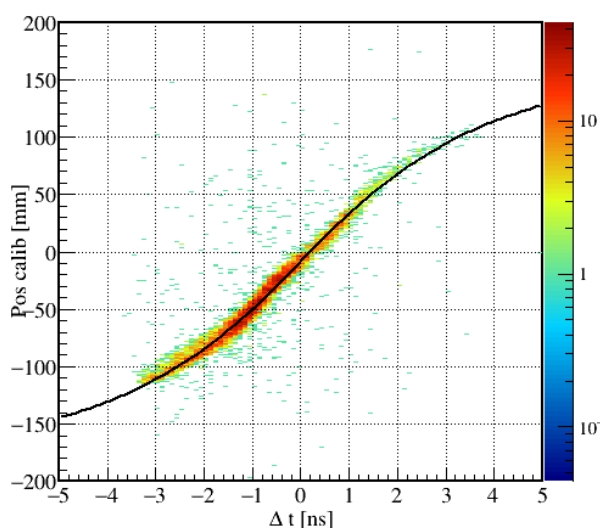


図 20 PPAC で得られた位置と PMT で得られる時間差の相関。非線形が見られるため、線形フィッティングではなく逆正接関数を用いてフィッティングを行った。

#### 4.1.2 飛行時間

F7 焦点面から F13 焦点面への飛行時間を求めるために、それぞれの焦点面のプラスチックシンチレータにヒットした時間を求める。シンチレータのヒットした左右の時間は PMT で測定された時間の平均として決定することができる。ただし、F13 には 2 枚のプラスチックシンチレータが設置されているため、2 枚のシンチレータの時間平均の平均をヒットした時間として決定する。

$$T_{F7} = (T_{F7R} + T_{F7L})/2 \quad (4.1.4)$$

$$T_{F13} = (T_{F13_1} + T_{F13_2})/2 = \frac{((T_{F13_{1R}} + T_{F13_{1L}})/2 + (T_{F13_{2R}} + T_{F13_{2L}})/2)}{2} \quad (4.1.5)$$

これらの時間情報により、飛行時間 TOF は

$$TOF = T_{F13} - T_{F7} - offset \quad (4.1.6)$$

と書き表すことができる。

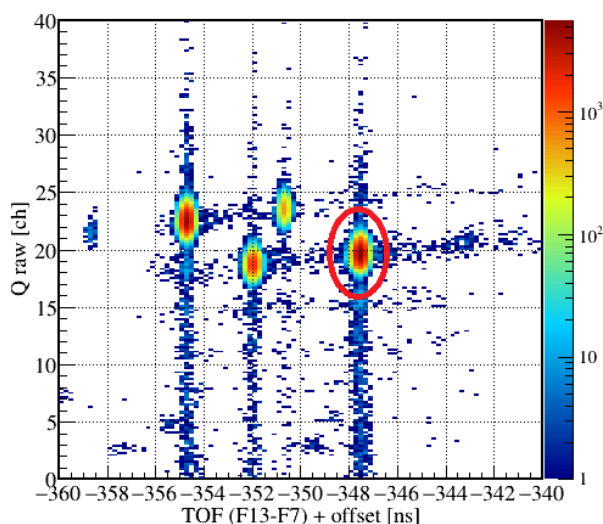


図 21 オフセットが含まれた飛行時間と ICB で測定したエネルギー損失の分布。赤い丸で囲んだ部分が  $^{30}\text{Ne}$  と考えられる。A/Z=3 の飛行時間の分布をガウシアンでフィッティングを行い、 $T_{F13}$  オフセットが含まれた  $^{30}\text{Ne}$  の飛行時間を -347.5[ns] と決定した。

また、シミュレーションにより計算した飛行時間とエネルギー損失の分布を図 22 に示す。シミュレーションには LISE++ を使用した。 $^{30}\text{Ne}$  の TOF は 196.3 ns となり、これに合うようにオフセットを  $offset_{F13} = -347.5 - 196.3 = -543.8\text{ns}$  と決定した。最終的な飛行時間 TOF は、

$$TOF = T_{F13} - T_{F7} + 543.8[\text{ns}] \quad (4.1.7)$$

として計算される。



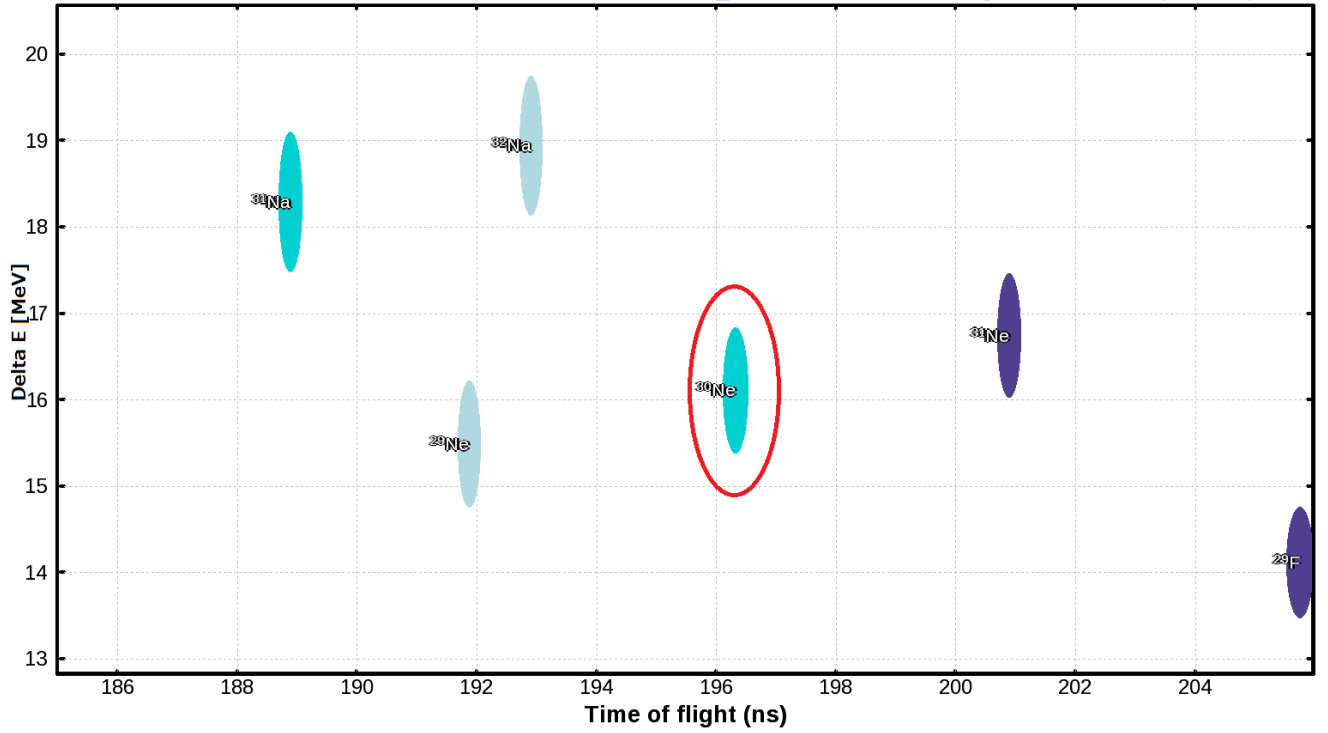


図 22 LISE++ によりシミュレーションした飛行時間とエネルギー損失の分布。赤い丸で囲んだ部分が  $^{30}\text{Ne}$  である。 $^{30}\text{Ne}$  の TOF は 196.3 ns と求まった。

#### 4.1.3 陽子数の導出

二次ビームの粒子識別に用いる陽子数  $Z$  は、以下の Bethe-Broch の式から導出した。[20]

$$\Delta E = \int_t^0 \frac{dE}{dx} dx \quad (4.1.8)$$

$$-\frac{dE}{dx} = D \frac{Z'}{A'} Z^2 \frac{1}{\beta^2} \left( \log \left( \frac{2^2 m_e^2 \beta^4 \gamma^4}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right) \quad (4.1.9)$$

$Z', A'$ : 通過する物質の原子番号、質量数

$Z$ : 二次ビームの原子番号

$\beta$ : 二次ビームの速さ

$\gamma$ :  $1/\sqrt{1-\beta^2}$

$I$ : イオン化エネルギー

$m_e$ : 電子の質量

標的の厚みは飛行距離に比べ薄いので、 $\Delta E = -\frac{dE}{dx} \cdot t$  と考える。陽子数  $Z$  は

$$Z = z_0 \sqrt{\Delta E / \alpha} \cdot \beta + z_1 \quad (4.1.10)$$

$$\alpha = \log(\text{ionpair} \cdot \beta^2 - \log(1 - \beta^2)) - \beta^2 \quad (4.1.11)$$

$$\text{ionpair} = \frac{2m_e}{I} \quad (4.1.12)$$

と書き表すことができる。陽子数  $Z$  を導出するために、パラメータ  $z_0$  と  $z_1$  を決定する。

ここで、イオン化エネルギー  $I$  は

$$I/Z' = 9.76 + 58.8Z'^{-1.19} \text{ eV} (Z \geq 13) \quad (4.1.13)$$

から導出できる [16]。本実験では ICB に Ar ガス 90%、CH<sub>4</sub> ガス 10% の混合ガスである P10 ガスを封入して測定を行ったので、イオン化エネルギー  $I=209.63$  eV、ionpair = 4875 を用いた。

次に、ICB で測定したエネルギー損失の較正を行う。エネルギー損失の較正は、ペDESTAL値と LISE++ によってシミュレーションを行った <sup>30</sup>Ne のエネルギー損失から較正を行う。ペDESTALとは無信号時にも現れてしまう測定値であり、 $\Delta E=0$ MeV に相当する。図 23 は ICB のレイヤ毎のペDESTAL値の分布である。まずはこれが 0 になるようにオフセット値を合わせた。ICB の各アノード毎に取得できる  $\Delta E$  の相乗平均を求め、LISE++ のシミュレーション (図 22) で得られた <sup>30</sup>Ne のエネルギー損失と一致するようにパラメータを設定した。

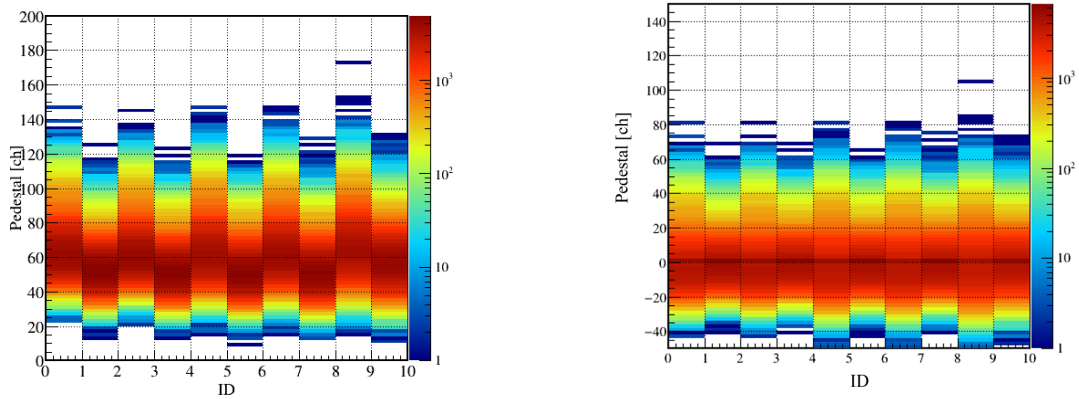


図 23 (左図) ペDESTAL値と ID の分布。(右図) ペDESTAL値を 0 に合わせた後のペDESTAL値と ID の分布。ペDESTAL値が 0 に揃っている。

$$\alpha' = \sqrt{\Delta E/\alpha} \cdot \beta \quad (4.1.14)$$

を考える。図 24 は  $\alpha'$  の分布である。図 21 よりこの 2 つのピークは  $Z=10$  と  $Z=11$  に対応する。それぞれのピークをガウシアンでフィッティングを行い、連立方程式を解くことにより  $z_0 = 8.85$ 、 $z_1 = 1.36$  と決定した。

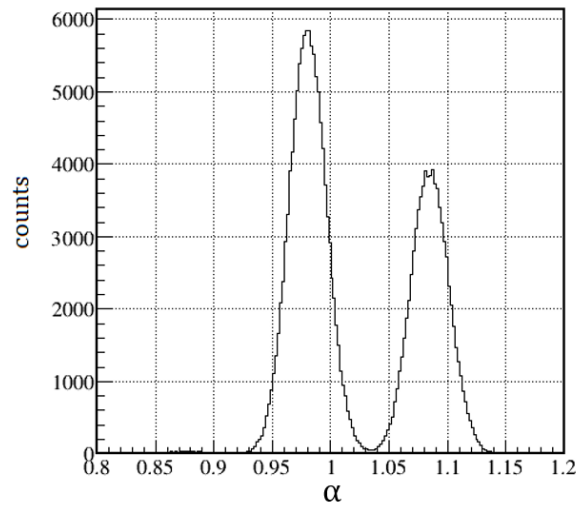


図 24  $\alpha'$  の分布。この 2 つのピークはそれぞれ  $Z=10$  と  $Z=11$  に対応する。

最終的な粒子識別図は図 25 になった。 $^{33}\text{Na}$  に対する  $A/Z$ 、 $Z$  の分解能は  $\sigma_{A/Z} = 6.2 \times 10^{-3}$ 、 $\sigma_Z = 0.15$  であった。

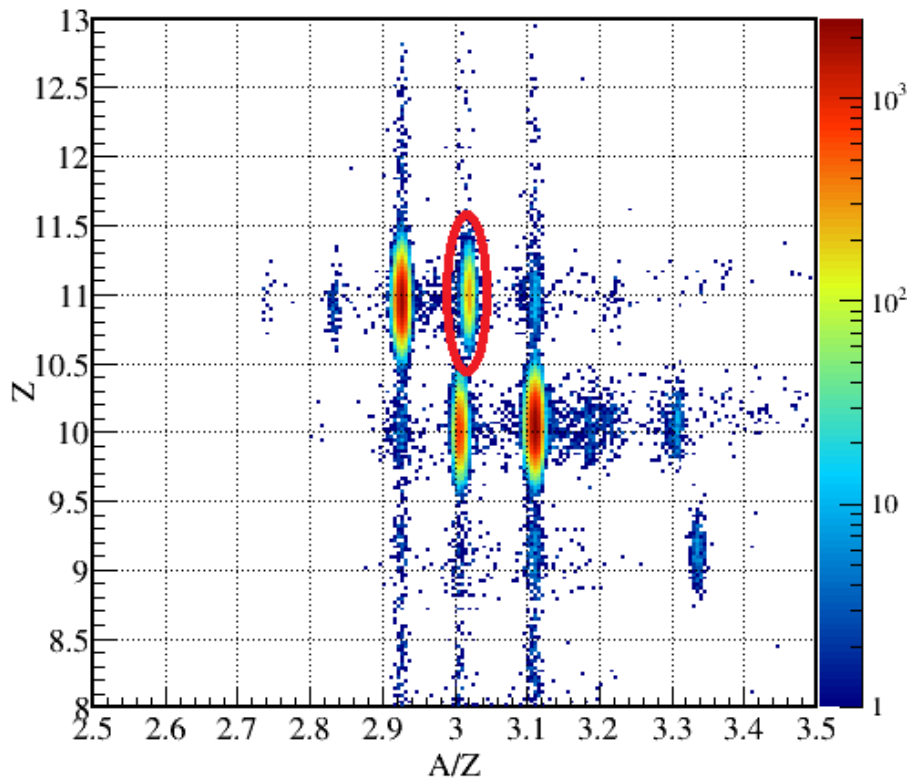


図 25 標的上流の粒子識別図。本実験では二次ビームとして  $^{33}\text{Na}$  を使用する。赤い丸で囲んだ部分が  $^{33}\text{Na}$  である。

#### 4.1.4 二次ビームの選択

本実験では炭素標的における一陽子分離反応を用いて  $^{32}\text{Ne}$  を生成しているため、標的上流の二次ビームは  $^{33}\text{Na}$  を選択する。 $^{33}\text{Na}$  を選択するために、 $A/Z$  と  $Z$  それぞれについてガウシアンでフィッティングしたピーク値から  $\pm 3\sigma_{A/Z}$ 、 $\pm 3\sigma_Z$  の範囲を選択した。

$$(3.013 - 3 \cdot 6.2 \times 10^{-3} < A/Z < 3.013 + 3 \cdot 6.2 \times 10^{-3}) \cap (10.97 - 3 \cdot 0.15 < Z < 10.97 + 3 \cdot 0.15) \quad (4.1.15)$$

選択した範囲を図 26 に示す。ビーム数は  $1.1 \times 10^6$  カウントであった。

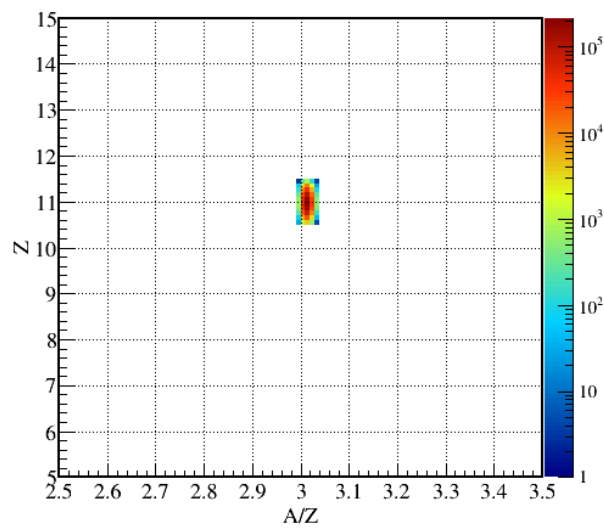


図 26  $^{33}\text{Na}$  を選択した粒子識別図。

## 4.2 荷電フラグメントの解析

荷電フラグメントの粒子識別は、二次ビームと同様に磁気硬度、エネルギー損失、飛行時間から行う。

磁気硬度は FDC1,2 で測定された位置、角度から飛跡解析を行うことにより求める。飛行時間とエネルギー損失は HODF により導出する。HODF の発光量は上下の PMT の波高相乗平均、時間情報は相加平均を用いる。なお、本解析は文献 [18] のパラメータを使用し行った。

### 4.2.1 磁気硬度 $B\rho$

磁気硬度  $B\rho$  は FDC1 で観測される入射位置と角度 ( $x_{FDC1}, y_{FDC1}, \theta_{x,FDC1}, \theta_{y,FDC1}$ )、FDC2 で観測される入射位置と角度 ( $x_{FDC2}, \theta_{x,FDC2}$ ) を変数とした以下の関数として近似的に書き表すことができる。

$$B\rho = \sum_{(i,j,k,l,m,n)=0}^{(i,j,k,l,m,n)=3,2,3,2,3,3} C_{ijklmn} x_{FDC1}^i y_{FDC1}^j \theta_{x,FDC1}^k \theta_{y,FDC1}^l x_{FDC2}^m y_{FDC2}^n \quad (4.2.1)$$

このパラメータ  $C_{ijklmn}$  を導出するために GEANT4 による SAMURAI での飛跡シミュレーションを用いる。このシミュレーションでは入力に入射ビームの位置と運動量ベクトルを用いることにより FDC2 での入射位置、角度、標的から HODF までの飛行距離、飛行時間を得られる。得られた飛跡を ROOT の TMultiDimFit を用いてフィッティングを行うことにより上式のパラメータを決定した。

なお、標的から HODF までの飛行距離も同様の方法で求める。

### 4.2.2 飛行時間

標的から HODF までの飛行時間  $TOF_{target-HODF}$  は SBT を基準として以下のように計算される。

$$TOF_{target-HODF} = T_{target} - T_{HODF} = T_{SBT} - T_{HODF} - TOF_{SBT-target} \quad (4.2.2)$$

ここで、 $T_{SBT}$  は SBT、すなわち F13 焦点面に設置されたプラスチックシンチレータで得られる時間、 $T_{HODF}$  は HODF で得られる時間、 $TOF_{SBT-target}$  は SBT から標的までの飛行時間である。

$TOF_{SBT-target}$  は、 $TOF_{F7-SBT}$  からエネルギー損失を考慮してイベント毎に導出した

### 4.2.3 陽子数の導出

荷電フラグメントの陽子数の導出は、標的から HODF までの飛行時間、飛行距離、そして較正された HODF の発光量  $Q$  から、Bethe-Bloch の式から  $Z$  に比例する量  $\alpha$  を導出する。 $\alpha$  から  $\beta$  の依存性を以下の関係式で取り除き、二次ビームの陽子数を選ぶことで  $Z$  のピークを決定し、 $Z$  を  $\alpha_{corre}$  の二次関数として較正する。

$$\alpha = \log(\text{ionpair} \cdot \beta^2 - \log(1 - \beta^2)) - \beta^2 \quad (4.2.3)$$

$$\alpha_{corre} = \sqrt{Q/\alpha}\beta - C\beta \quad (4.2.4)$$

$$Z = z_0 + z_1\alpha_{corre} + z_1\alpha_{corre}^2 \quad (4.2.5)$$

二次ビームとして  $^{33}\text{Na}$  にゲートをかけた荷電フラグメントの粒子識別図は、図 27 のようになった。今回着目している  $^{31}\text{Ne}$ 、 $^{30}\text{Ne}$  が観測されていることがわかる。 $Z=10$  に対する  $Z$  の分解能は  $\sigma_Z = 0.14$  であり、 $A/Z$  の分解能は  $^{31}\text{Ne}$  に対して  $\sigma_{A/Z(^{31}\text{Ne})} = 1.4 \times 10^{-2}$ 、 $^{30}\text{Ne}$  に対して  $\sigma_{A/Z(^{30}\text{Ne})} = 9.8 \times 10^{-3}$  であった。

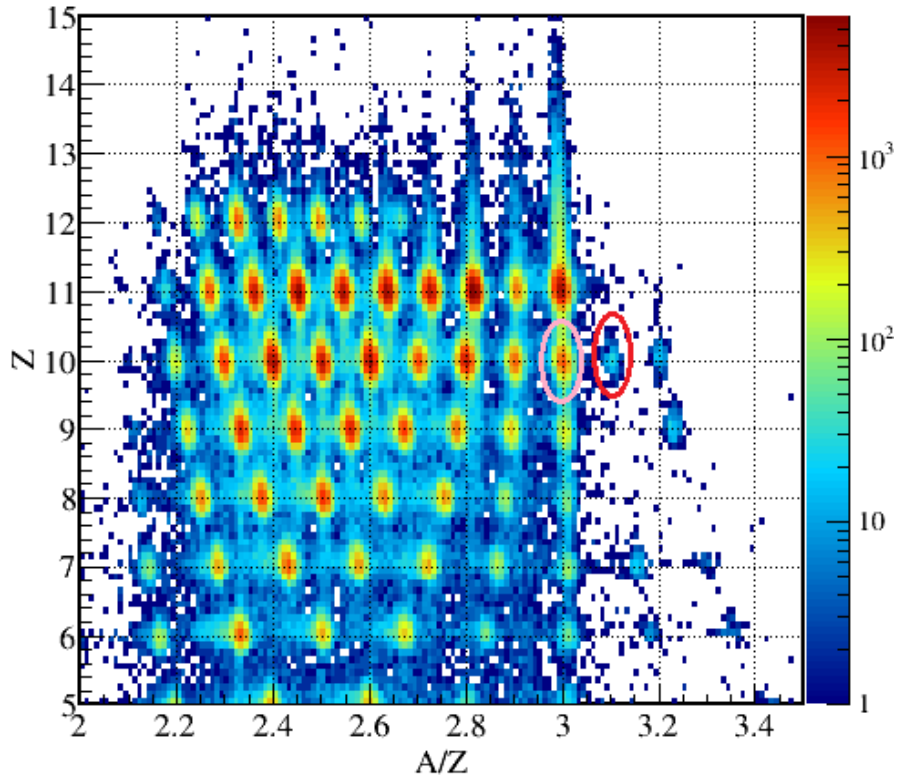


図 27 標的の下流の粒子識別図。赤い丸で囲んだ部分が  $^{31}\text{Ne}$ 、ピンク色の丸で囲んだ部分が  $^{30}\text{Ne}$  である。今回着目している  $^{31}\text{Ne}$ 、 $^{30}\text{Ne}$  が観測されていることがわかる。

#### 4.2.4 荷電フラグメントの選択

本実験では  $^{32}\text{Ne}$  の非束縛状態が  $^{31}\text{Ne}$  と 1 中性子に崩壊する場合、 $^{30}\text{Ne}$  と 2 中性子に崩壊する場合それぞれから不変質量を導出するため、標的の下流の荷電フラグメントは  $^{31}\text{Ne}$  と  $^{30}\text{Ne}$  を選択する。 $^{31}\text{Ne}$  と  $^{30}\text{Ne}$  を選択する条件として、 $A/Z$  と  $Z$  それぞれについてガウシアンでフィッティングしたピーク値から  $\pm 3\sigma_{A/Z}$ 、 $\pm 3\sigma_Z$  の範囲を選択した。

$$^{31}\text{Ne} : (3.10 - 3 \cdot 1.4 \times 10^{-2} < A/Z < 3.10 + 3 \cdot 1.4 \times 10^{-2}) \cap (9.98 - 3 \cdot 0.14 < Z < 9.98 + 3 \cdot 0.14) \quad (4.2.6)$$

$$^{30}\text{Ne} : (3.00 - 3 \cdot 9.8 \times 10^{-3} < A/Z < 3.00 + 3 \cdot 9.8 \times 10^{-3}) \cap (9.98 - 3 \cdot 0.14 < Z < 9.98 + 3 \cdot 0.14) \quad (4.2.7)$$

選択した範囲を図 26 に示す。 $^{31}\text{Ne}$  は 202 カウント、 $^{30}\text{Ne}$  は 9919 カウントであった。

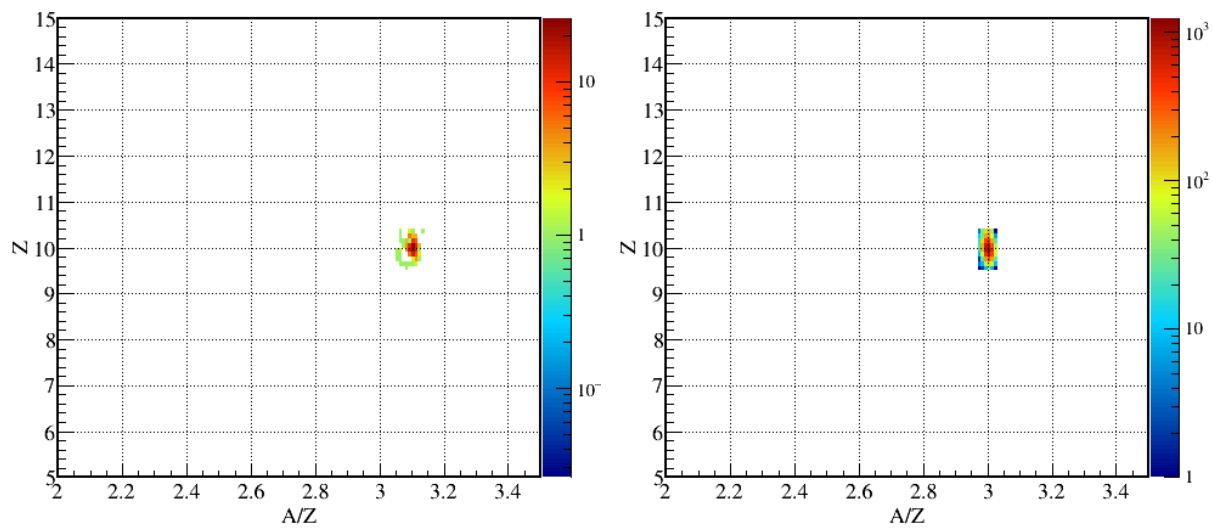


図 28 (左図) $^{31}\text{Ne}$  を選択した粒子識別図。(右図) $^{30}\text{Ne}$  を選択した粒子識別図。

## 4.3 1 中性子の解析-NEBULA

### 4.3.1 TDC の較正

TDC の時間とチャンネルの較正には TDC キャリブレーションを使用した。TDC キャリブレーションの周期は 10ns でデータを取得した。得られたピークに対しシンチレータの ID 毎にガウシアンでフィッティングを行い、300ch から 3500ch までの範囲で一次関数でフィッティングを行いチャンネルと時間の関係を決定した(図 29)。

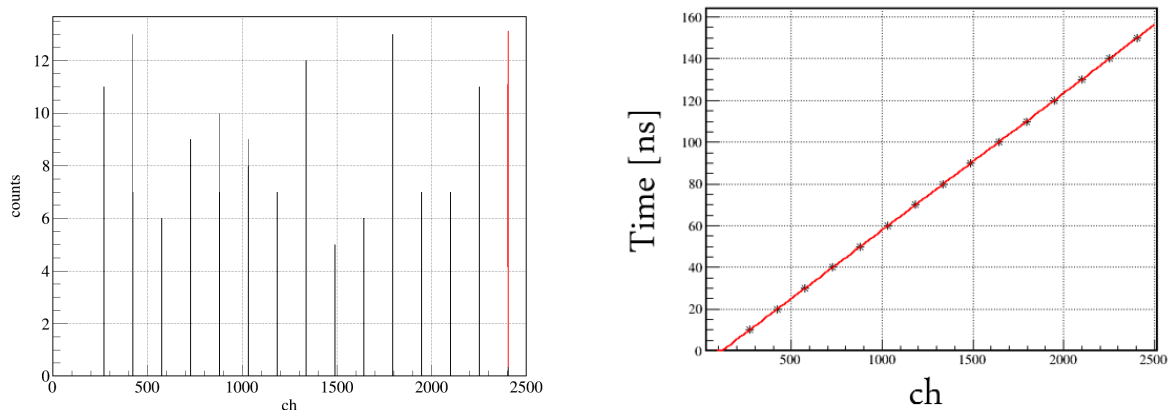


図 29 (左図)ID=1 の TDC キャリブレーションの分布。TDC キャリブレーションの周期は 10 ns である。(右図) 左図のピークをガウシアンフィッティングを行うことにより得られたチャンネルのピークと較正後の時間の分布。線形フィッティングを行いチャンネルと TDC の時間の関係を求めた。

### 4.3.2 位置較正

NEBULA で検出される中性子の x-z 方向の位置はシンチレータの ID から求めることができるが y 方向はシンチレータ両端の PMT で測定する上下の時間差から導出する必要がある。NEBULA の y 方向の位置較正には、NEBULA の各層の前後に水平に設置された 15 本の HPC (Horizontal Proportional Counter)[14] を使用した。宇宙線イベントを測定することにより位置の較正を行うことができる。2 本の HPC のコインシデンスを取るとシンチレータを通過する位置が決まる。複数の HPC の組み合わせに対し、位置と PMT 上下の時間差を線形フィッティングすることにより位置の較正を行うことができる。

### 4.3.3 発光量の較正

QDC で取得した発光量は、ペDESTAL (Q=0 MeV) と宇宙線イベントで観測されるランダウ分布のピーク位置の二点を用いて較正した。宇宙線が一本のプラスチックシンチレータを通過する際の NEBULA のエネルギー損失は 30 MeV となる [19]。図 30 は各 ID とペDESTAL 値の分布である。各 ID 毎のペDESTAL 分布をガウシアンでフィッティングし、ペDESTAL 値を求めた。図 4.3.3 ではペDESTAL 値を差し引いた宇宙線ランの発光量の相乗平均の分布を示した。ランダウ関数でフィッティングを行いピークの部分を 30 MeV とみなした。



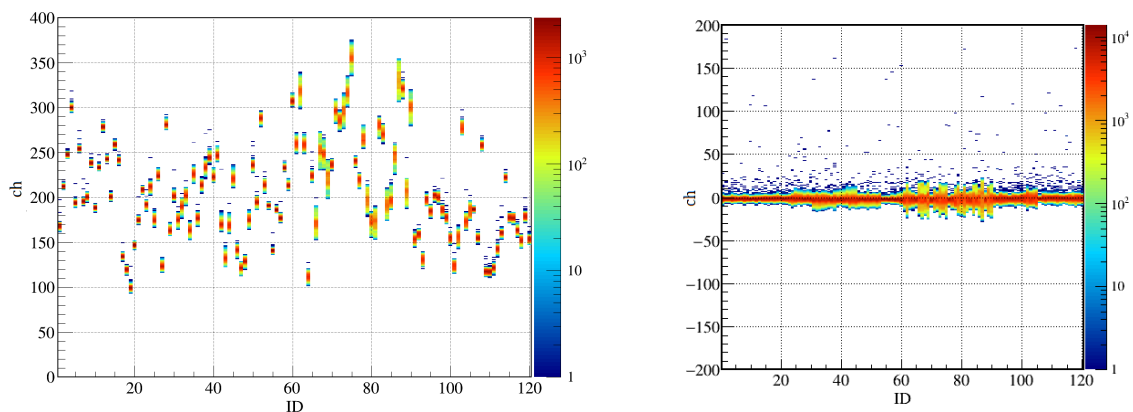


図 30 (左図) ペDESTAL値と NEBULA の ID の分布。(右図) ペDESTAL値を差し引いて 0 にした。

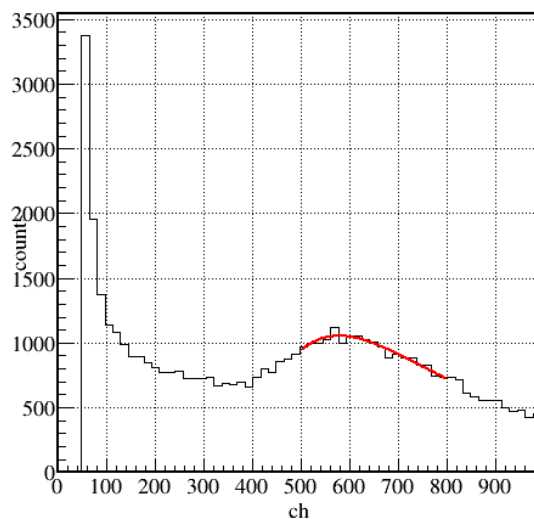


図 31 較正する前の ID=40 (UP) の発光量の分布。ランダウ分布でフィッティングを行い、ピーク値を 30 MeV に決定した。

#### 4.3.4 飛行時間のオフセット合わせ

NEBULA で測定できる飛行時間は、シンチレータの ID 毎にケーブル長や回路の違いなどからシンチレータの ID 毎に違いが生じてしまう。 $\gamma$  線を発生させたランを用いてこの違いを補正する。標的から NEBULA までの飛行時間を測定された位置と光速から計算し、これと測定された NEBULA-標的間の飛行時間の差  $\Delta\text{TOF}$  が 0 になるようにオフセットを合わせた (図 32)。

$$\Delta\text{TOF} = \text{TOF}_{\gamma\text{線計算}} - ((\text{TOF}_{\text{SBT-NEBULA}} + \text{offset}) - \text{TOF}_{\text{SBT-標的}}) \quad (4.3.1)$$

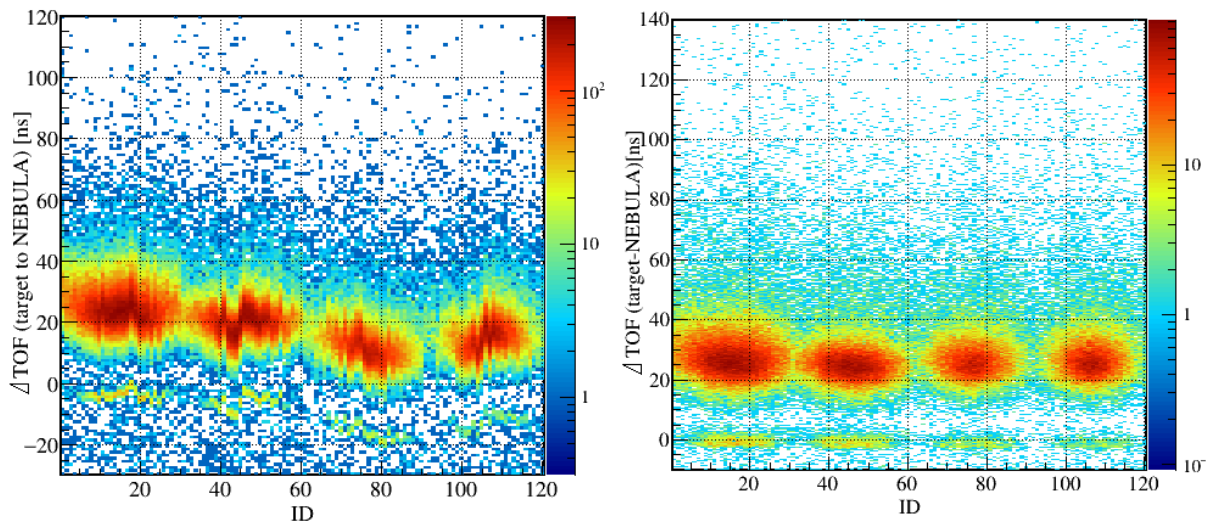


図 32 (左図) オフセットを合わせる前の  $\Delta\text{TOF}$  と NEBULA の ID の分布。シンチレータの ID 毎に違いが生じる。(右図)  $\gamma$  線部分の  $\Delta\text{TOF}$  が 0 になるようにオフセットを合わせた後のオフセットを合わせる前の  $\Delta\text{TOF}$  と NEBULA の ID の分布。

#### 4.3.5 スルー補正

スルーとは PMT からの信号の波高の違いから生じる、ディスクリミネータの閾値を超えるタイミングのずれのことである。本来ならば飛行時間は発光量には依存しないはずだが、スルーの影響により特徴的な形が見られる。スルー補正を  $\gamma$  線を発生させたランを用いて NEBULA のレイヤーごと (30 本ごと) に行った。図 33 は較正された上下の発光量の相乗平均  $Q$  と前節で定義した  $\Delta\text{TOF}$  の分布である。発光量  $Q$  の 0.5MeV 毎に  $\Delta\text{TOF}$  の分布をガウシアンでフィッティングし、 $Q$  と  $\Delta\text{TOF}$  の関係を求めた。 $Q$  と  $\Delta\text{TOF}$  の関係のフィッティングはべき関数を用いた。

$$\Delta\text{TOF} = p_0 Q^{p_1} + p_2 \quad (4.3.2)$$

図 33 に各レイヤー毎のスルー補正前後の  $\Delta\text{TOF}$  を示す。スルー補正後には  $\Delta\text{TOF}$  が発光量に依存していないことがわかる。スルー補正を行った後、飛行時間のオフセットを再調整した。

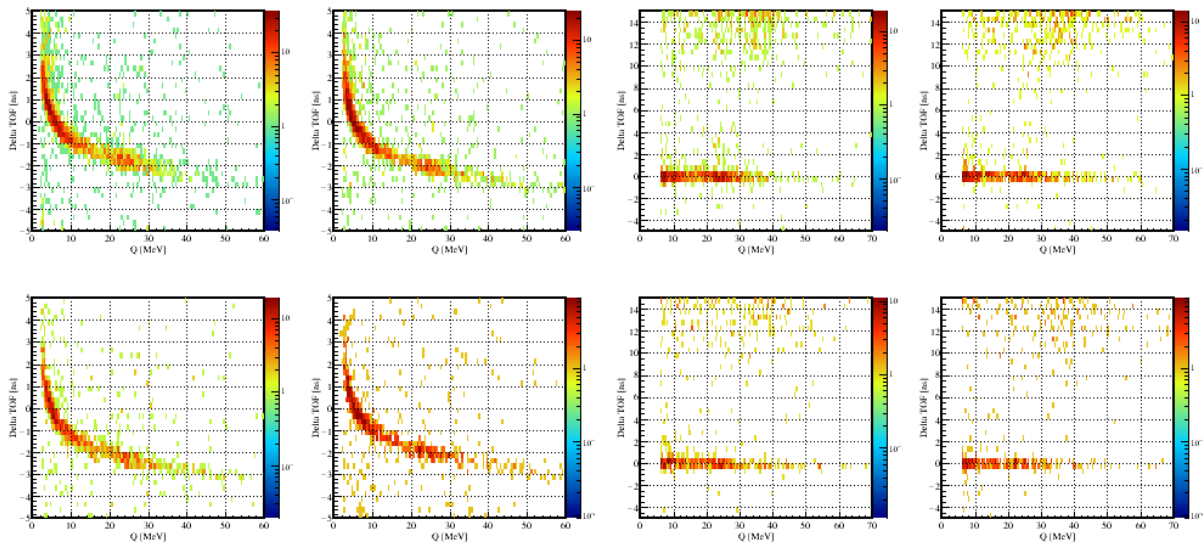


図 33 (左図) スルー補正を行う前の発光量と  $\Delta\text{TOF}$  の分布。(右図) スルー補正を行った後の発光量と  $\Delta\text{TOF}$  の分布。スルー補正後に  $\Delta\text{TOF}$  の発光量依存がなくなっているのがわかる。

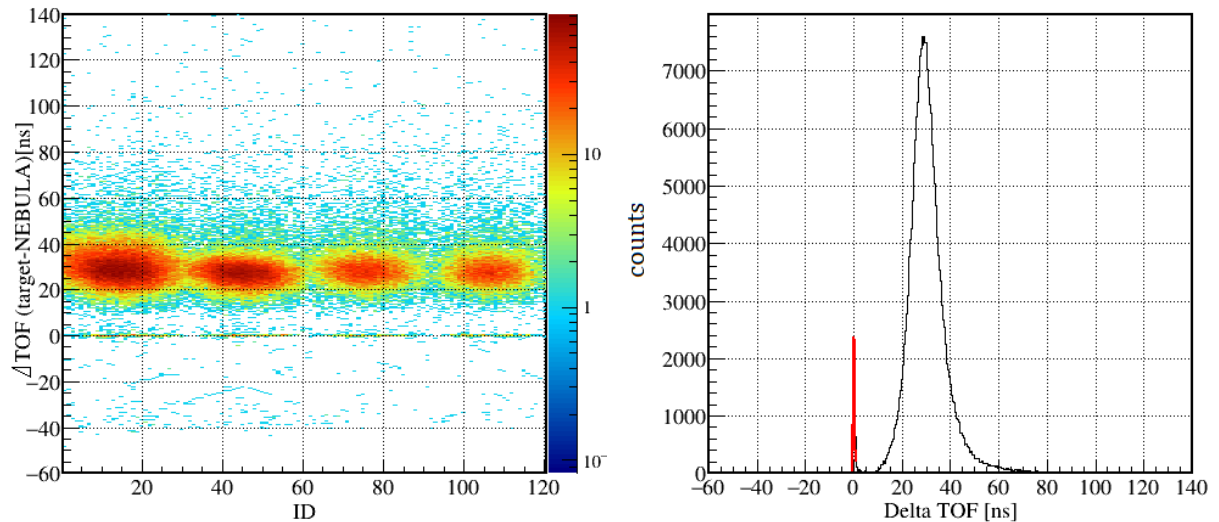


図 34 (左図) スルー補正後の最終的な  $\Delta\text{TOF}$  の分布。(右図) を  $\Delta\text{TOF}$  に射影したものを  $\gamma$  線部分をガウシアンでフィッティングを行い、時間分解能を導出した。

最終的な NEBULA の時間分解能は、 $\sigma=289$  ps となった (図 34)。

## 4.4 1 中性子の解析-NeuLAND

### 4.4.1 時間較正

NeuLAND の時間は以下のように計算される。NeuLAND の信号処理回路 TacQuila は周期 25ns のクロックを有している。PMT からの信号と近接するクロック信号との時間差を Tac、基準となるリファレンス信号との時間差を TacRef と定義する。シンチレータが測定した時間信号からリファレンス信号までの矩形波の周期の数を Cycle とする。TacQuila では Tac、TacRef、Cycle がデータとして取得され、

$$T = 25.00 \times Cycle + Tac - TacRef \quad (4.4.1)$$

として時間を導出することができる。(図 35)

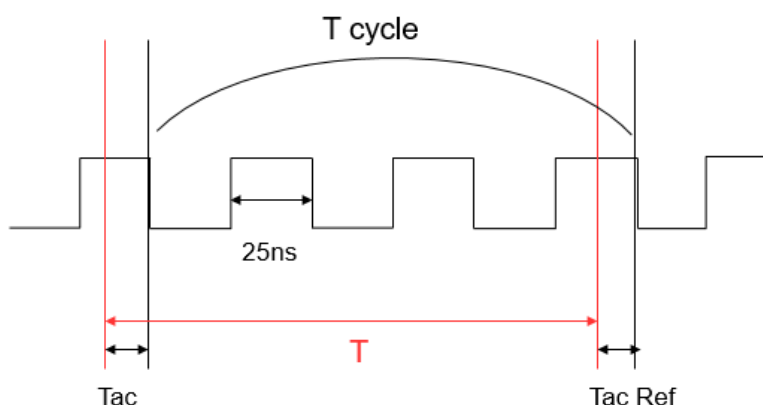


図 35 NeuLAND の時間の測定方法の模式図。周期 25ns の矩形波のうち観測された位置のリファレンス信号からの差で時間を求めることができる。

Tac と TacRef はクロック信号に対してランダムに時間が観測されるため、25 ns のうち各チャンネルのカウンタ数は一定になるべきことから、

$$T_{ac} = 25.00 \times \frac{\int_0^{ch_{T_{ac}}} \frac{dcount}{dch} dch}{\int_0^{ch_{MAX}} \frac{dcount}{dch} dch} \quad (4.4.2)$$

として較正できる。 $ch_{T_{ac}}$  とは Tac(あるいは TacRef) で測定されるチャンネル数、 $ch_{MAX}$  とは測定されるチャンネル数の最大値である。

しかし ch の大きい端の方でカウンタ数が多く見られてしまった(図 36)。これを補正するためにチャンネルに対応する時間情報のグラフを作成した(図 37)。25 ns 近くで見られる非線形性のためにこのグラフは完全な直線ではなくなる。25 ch 付近を除いた部分で線形フィッティングを行い、このグラフと差分をとったグラフが図 37 である。このグラフに対し補正を行うことで、非線形性を補正した(図 38)。

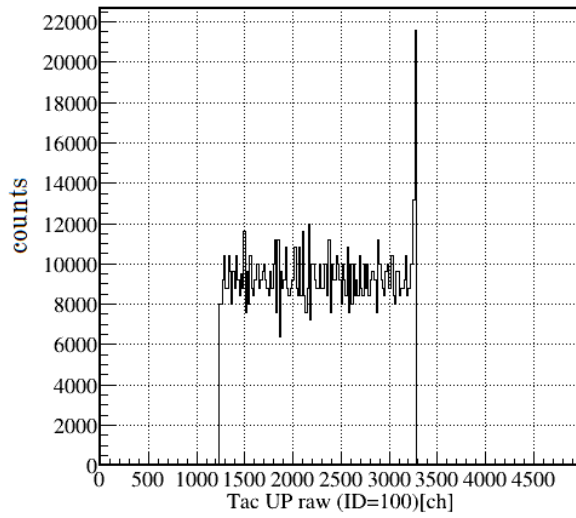


図 36 ID=100 の Tac チャンネル分布。pulsar はランダムな位置に時間が観測されるため一定になるべきはずのカウンタ数が、Tac の非線形性によりチャンネルの終端付近で大幅な増加が見られる。

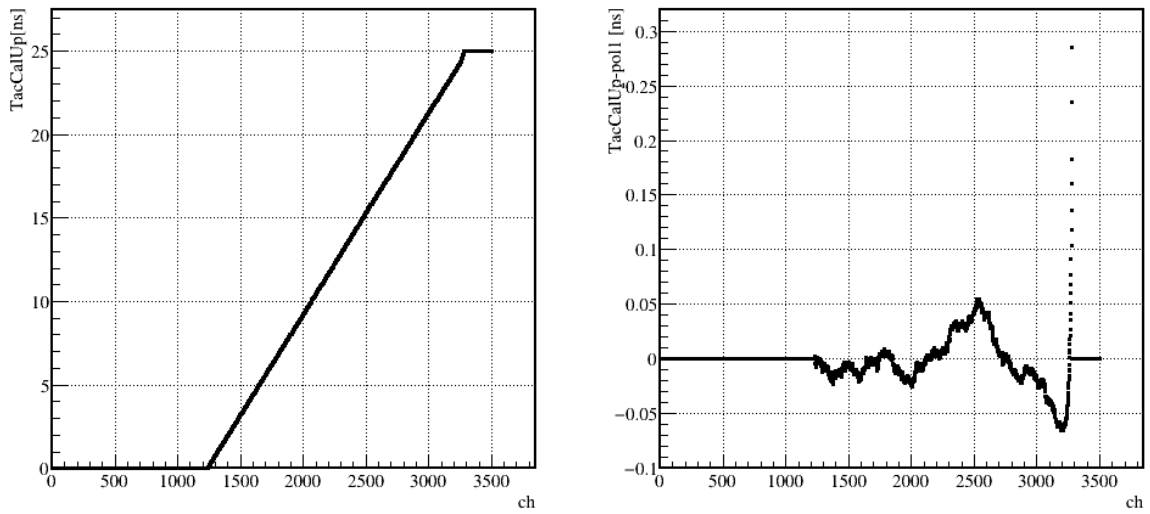


図 37 (左図)ID=100 の Tac におけるチャンネルと時間情報の相関図。25ns 付近で Tac の非線形性が見られる。(右図)25 ns 付近を除いた部分で線形フィッティングを行い、求めた関数を Tac から差し引いた残差分布。複数の関数でフィッティングすることにより、この残差を 0 にした。

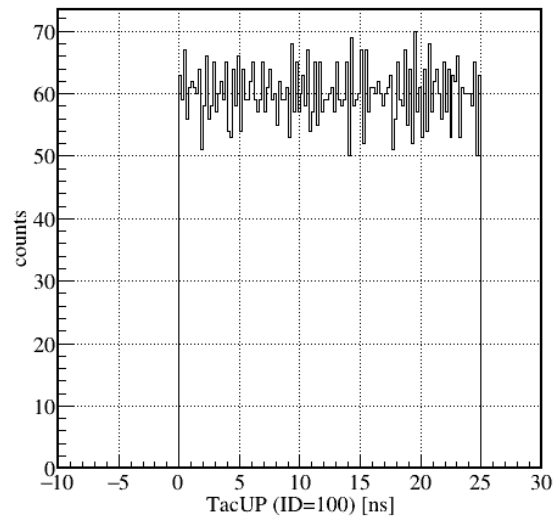


図 38 補正後の Pulser の Tac 分布。25 ns 付近で見られた非線形性が補正された。

#### 4.4.2 位置較正

NeuLAND の位置較正は、宇宙線を用いて行う。位置は、シンチレータの両端の PMT で測定された時間差に比例する。NeuLAND は各層毎にシンチレータが交差するように配置されているため、ID によりわかる位置情報 2 点から較正する位置を計算することができる (図 39)。図 40 に較正した位置と測定された時間差の分布を示す。5 点の時間差を抽出し、対応する較正した位置の分布をガウシアンでフィッティングを行うことにより時間差と較正した位置の一次関数の関係を導出した。

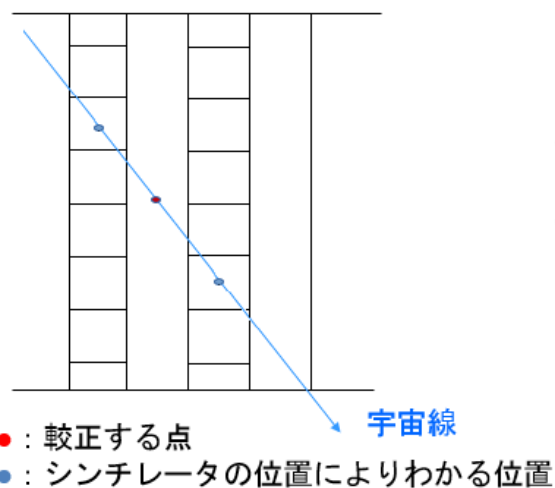


図 39 NeuLAND は ID によりわかる位置情報 2 点から較正する位置を計算することができる。

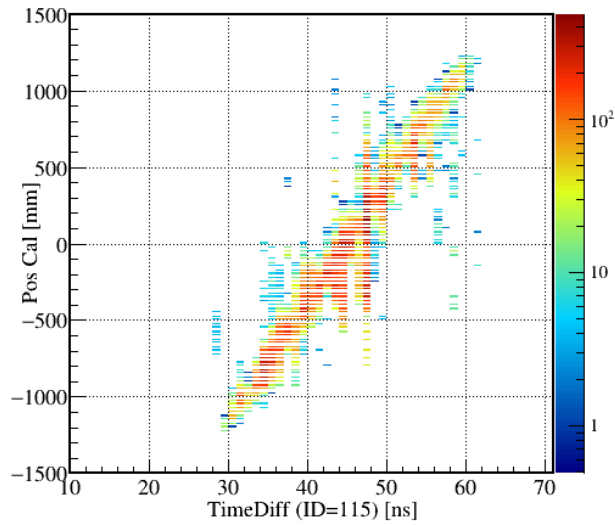


図 40 ID=115 の較正した位置と測定された時間差の分布。時間差の各点において位置の分布をガウシアンでフィッティングを行うことで時間差から位置を計算する一次関数の関係を導出した。

#### 4.4.3 飛行時間のオフセット合わせ

NEBULA と同様に、NeuLAND で測定される飛行時間のオフセットの較正を行った。 $\gamma$ 線を発生させたランを用いてこの違いを補正する。標的から NeuLAND までの飛行時間を  $\gamma$ 線の速度が光速なことを用いて計算し、計算された飛行時間と検出器から得られる NeuLAND-標的間の飛行時間の差  $\Delta\text{TOF}$  が 0 になるようにオフセットを合わせる (図 41)。ID 毎に  $\Delta\text{TOF}$  の分布を作成し、ガウシアンでフィッティングを行うことでオフセットを決定した。

$$\Delta\text{TOF} = \text{TOF}_{\gamma\text{線計算}} - ((\text{TOF}_{\text{SBT-NeuLAND}} + \text{offset}) - \text{TOF}_{\text{SBT-標的}}) \quad (4.4.3)$$

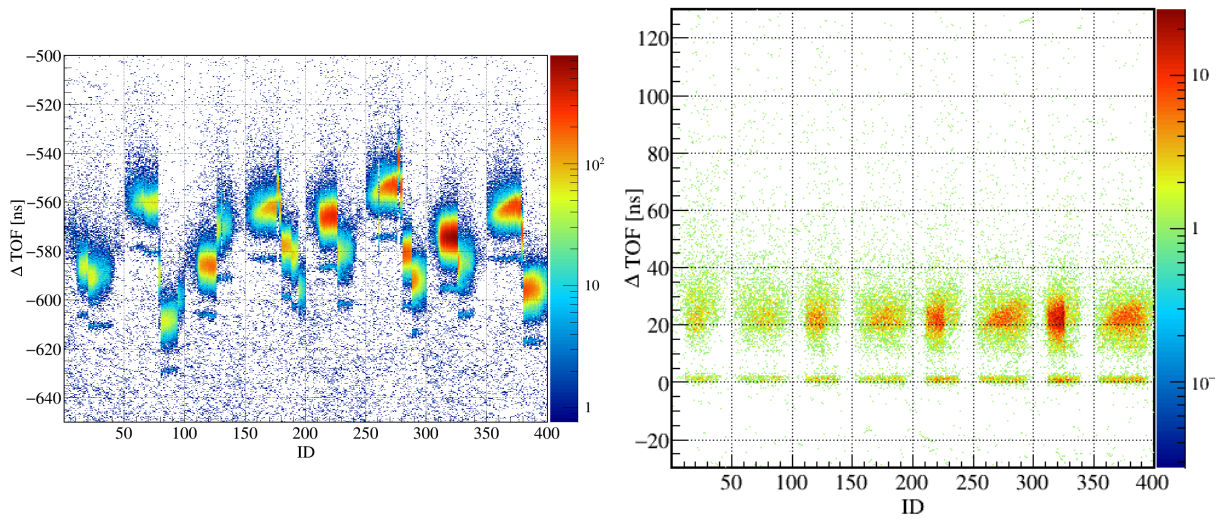


図 41 (左図) オフセットを合わせる前の  $\Delta TOF$  と NeuLAND の ID の分布。シンチレータの ID 毎に違いが生じる。(右図)  $\gamma$  線部分の  $\Delta TOF$  が 0 になるようにオフセットを合わせた後のオフセットを合わせる前の  $\Delta TOF$  と NeuLAND の ID の分布。

#### 4.4.4 スルー補正

GSI のグループによって、補正前の発光量のチャンネルを用いた以下の関係式を用いてスルーの効果を補正できることが知られている。

$$\Delta TOF = 1500(Q_{raw}^{0.00075} - 400^{0.00075}) \quad (4.4.4)$$

本解析ではこの式によりスルー補正を行った。

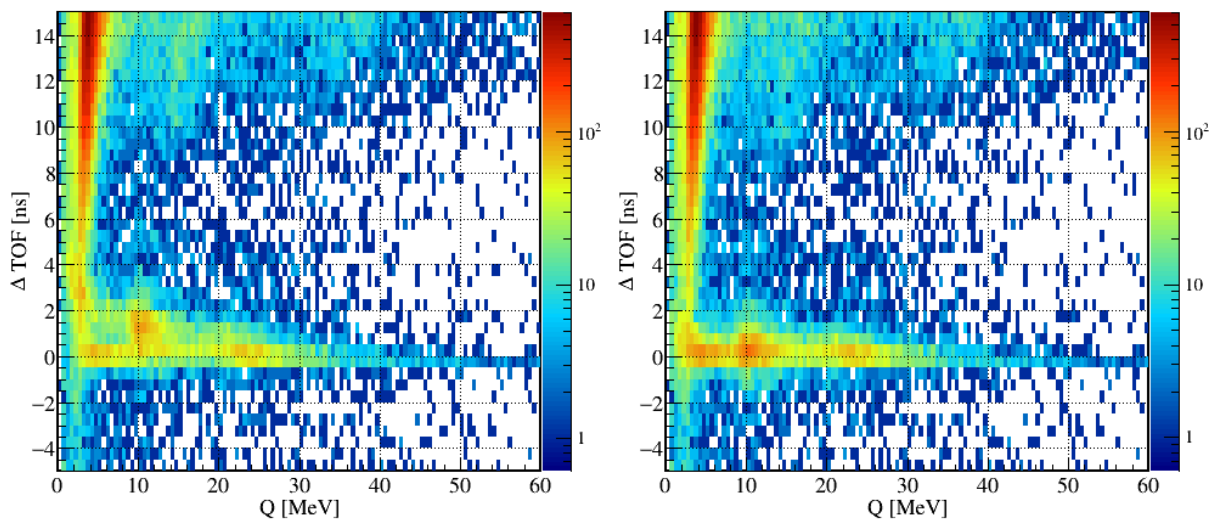


図 42 (左図) スルー補正を行う前の発光量と  $\Delta TOF$  の分布。(右図) スルー補正を行った後の発光量と  $\Delta TOF$  の分布。スルー補正後に  $\Delta TOF$  の発光量依存がなくなっているのがわかる。



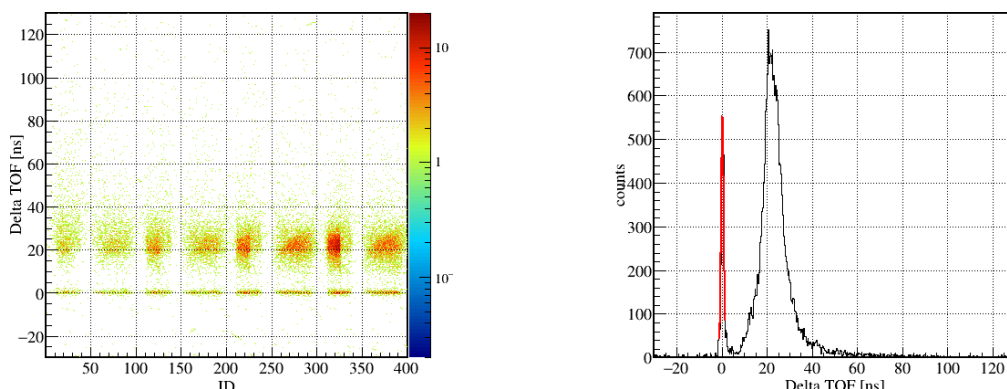


図 43 (左図) スルー補正後の最終的な  $\Delta$ TOF の分布。(右図) refTOFNeu を  $\Delta$ TOF に射影したものの、 $\gamma$  線部分をガウシアンでフィッティングを行い、時間分解能を導出した。

最終的な NeuLAND の時間分解能は、 $\sigma=590$  ps となった (図 43)。

#### 4.4.5 発光量の較正

QDC の発光量は、NEBULA と同様にペDESTAL値と宇宙線の発光量の二点を用いて較正した。ID ごとにペDESTALの分布を求め、ガウシアンでフィッティングによりペDESTAL値を決定した。また、NeuLAND のシンチレータの密度は  $1 \text{ g/cm}^3$ 、厚さは  $5 \text{ cm}$  のため、宇宙線が一本のプラスチックシンチレータに対して垂直に通過する際のエネルギー損失は  $10 \text{ MeV}$  となる [17]。本解析はランダウ関数でフィッティングを行い宇宙線のエネルギー損失に対応する値を決定した。得られた二つのチャンネルと考えられるエネルギー損失から、各 ID 毎の発光量を以下の関係で較正した。

$$Q_{cal} = p_0(Q_{raw} - Q_{Pedestal}) \quad (4.4.5)$$

#### 4.4.6 QDC の補正

チャンネルと発光量の関係は PMT での出力信号の飽和や QDC の非線形性のために非線形になってしまう。この補正を宇宙線イベントを用いて行った。NeuLAND のビーム軸と宇宙線が成す角  $\theta$  を考える。 $Q_{cal}\cos\theta$  は宇宙線がビーム軸方向に入射した場合の発光量に対応するので、本来ならば宇宙線方向のビーム軸成分による発光量  $Q_{cal}\cos\theta$  は  $\theta$  によらず一定となるはずである。しかし  $\theta$  が大きければ発光量が大きくなり、発光量が大きいく所では飽和する PMT や、非線形性が見られる QDC のために  $Q_{cal}\cos\theta$  に  $\theta$  依存性が生じてしまう。図 44 は  $\theta$  と  $Q_{cal}\cos\theta$  の分布を示しているが、 $\theta$  の大きいところで  $Q_{cal}\cos\theta$  の減少が見られる。本解析ではこの非線形性を補正した。文献 [18] を参考に、シンチレータ上下の発光量それぞれについて

$$Q_{corre} = \frac{Q_{cal}}{1 - 0.016Q_{cal}} \quad (4.4.6)$$

の補正を行った。補正後の  $Q_{cal}\cos\theta$  の宇宙線の分布のピークが  $10 \text{ MeV}$  となるように、再補正を行った (図 44)。

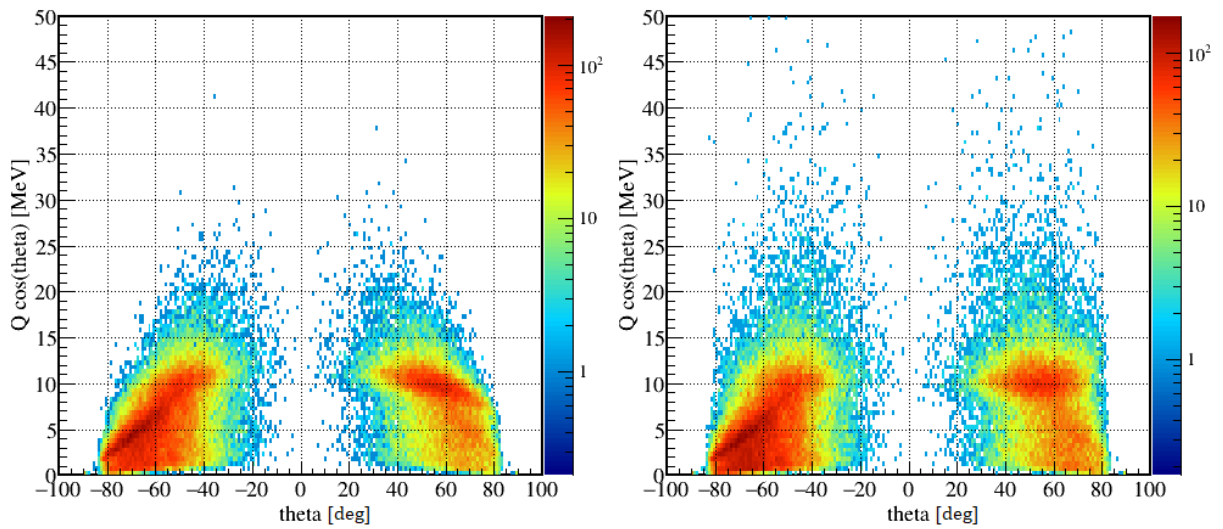


図 44 (左図)NeuLAND のビーム軸に対する宇宙線の入射角  $\theta$  と宇宙線方向のビーム軸成分による発光量  $Q_{cal}\cos\theta$  の分布。 $\theta$  が大きい場合発光量が大きくなり PMT や QDC で飽和してしまうため  $Q_{cal}\cos\theta$  は小さくなってしまふ (右図) 補正後の入射角  $\theta$  と  $Q_{cal}\cos\theta$  の分布。 $Q_{cal}\cos\theta$  が  $\theta$  に依存しない形となっている。

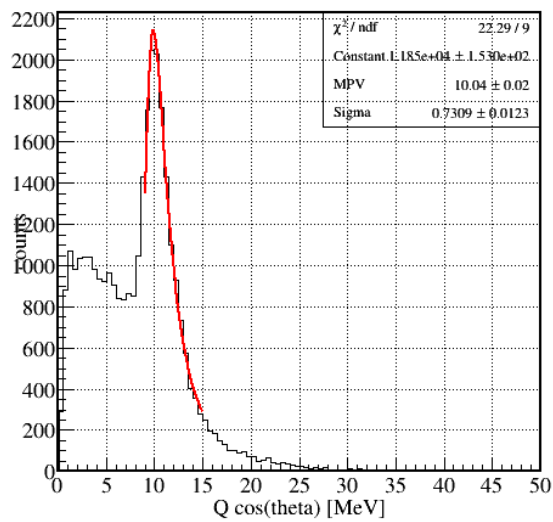


図 45 QDC の補正後の発光量の  $\theta=0^\circ \sim 100^\circ$  の分布。ピーク値が 10 MeV になることが確認された。

#### 4.5 1 中性子崩壊チャンネルの運動量

前節までで較正した物理量を用いて、 $^{33}\text{Na} \rightarrow ^{31}\text{Ne} + n$  崩壊チャンネルで生じる荷電フラグメントと 1 中性子の運動量と全エネルギーを導出した。中性子検出器では、1 中性子に対して複数の検出器が信号を持つことがあるが、本解析では最も飛行時間が短いヒットを採用した。荷電フラグメントの運動量ベクトル  $\vec{P}_{^{31}\text{Ne}}$  は、陽子数  $Z$ 、磁気硬度  $B\rho$ 、FDC1 で観測された位置  $r_{FDC1}$  と標的での位置  $r_{tgt}$  から以下のように求めた。中性子の運動量ベクトル  $\vec{P}_n$  は中性子の質量  $m_n$ 、速度  $\beta$ 、NEBULA と NeuLAND で観測された位置  $r_n$  と標的での位置  $r_{tgt}$  を使って計算した。

$$\vec{P}_{^{31}\text{Ne}} = Z \cdot B\rho \cdot \frac{r_{FDC1} - r_{tgt}}{|r_{FDC1} - r_{tgt}|} \quad (4.5.1)$$

$$\vec{P}_n = m_n \beta \gamma \frac{r_n - r_{tgt}}{|r_n - r_{tgt}|} \quad (4.5.2)$$

$^{31}\text{Ne}$  の質量は文献 [9] の Mass excess を使い、

$$m_{^{31}\text{Ne}} = m_u \cdot A + \Delta M = 28907.494 \text{ MeV} \quad (4.5.3)$$

とした。ここで、 $A=31$  は質量数、 $m_u = 931.494 \text{ MeV}$  は原子質量単位、 $\Delta M = 31.18 \text{ MeV}$  は Mass Excess を表す。図 46 に荷電フラグメントの運動量と全エネルギー、図 47 に 1 中性子の運動量と全エネルギーの分布をそれぞれ示す。

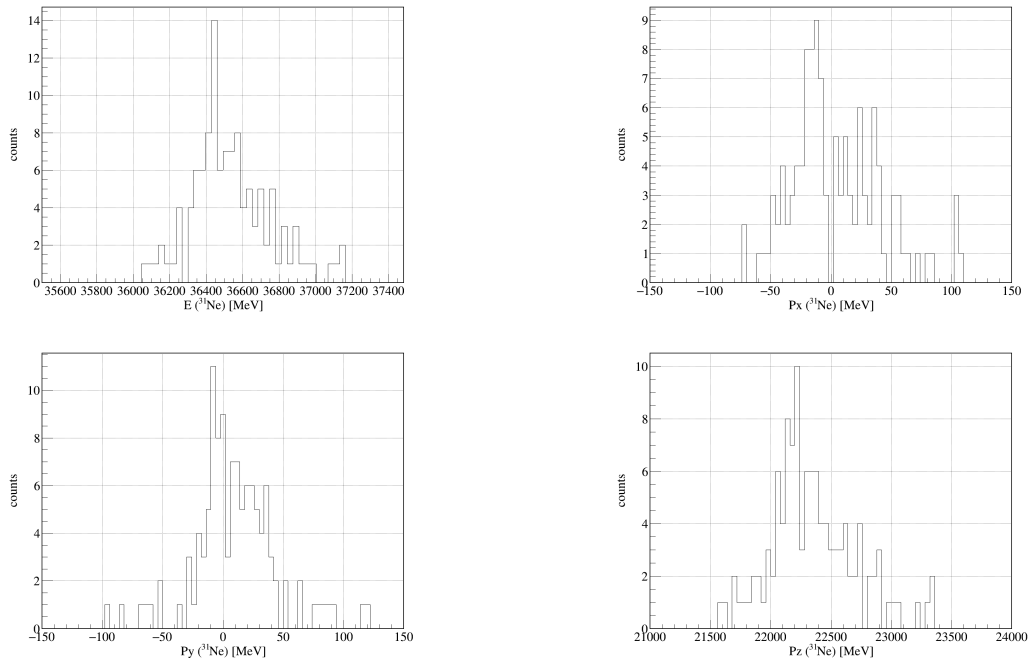


図 46 (左上図) $^{31}\text{Ne}$  の全エネルギー分布。(右上図) $^{31}\text{Ne}$  の運動量 x 成分の分布。(左下図) $^{31}\text{Ne}$  の運動量 y 成分の分布。(右下図) $^{31}\text{Ne}$  の運動量 z 成分の分布。

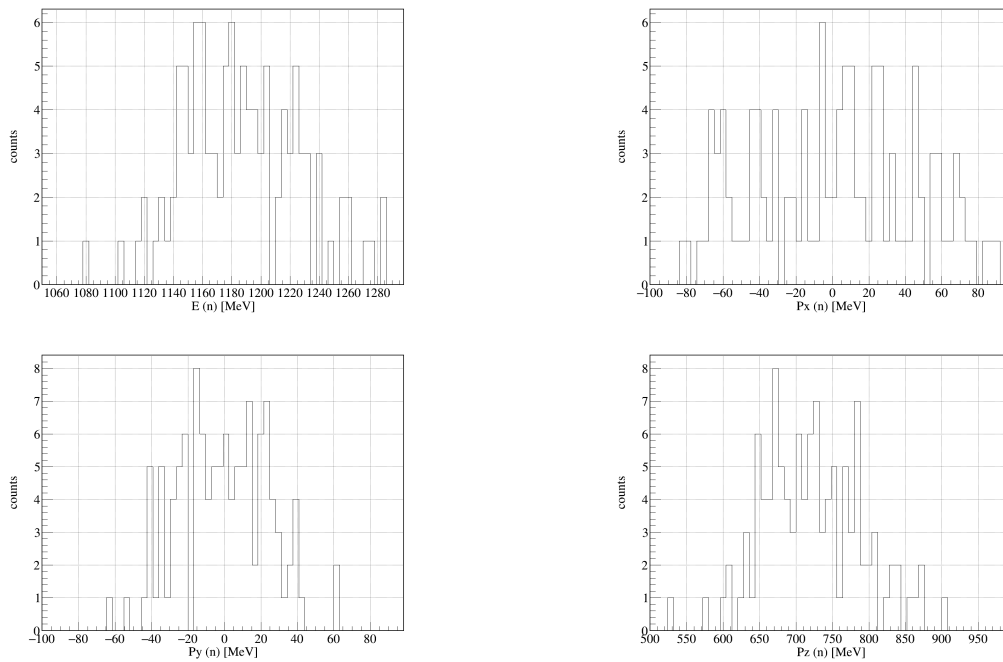


図 47 (左上図)1 中性子の全エネルギー分布。(右上図)1 中性子の運動量 x 成分の分布。(左下図)1 中性子の運動量 y 成分の分布。(右下図)1 中性子の運動量 z 成分の分布。

## 4.6 2 中性子の解析

1 中性子が中性子検出器に入射した場合でも、複数の信号が検出される場合がある。この偽のヒットをクロストークと呼ぶ。クロストークが生じる原因として以下のものが挙げられる。

- (a) 反跳陽子が複数のモジュールを通過する。
- (b) 1 中性子が複数のモジュールで反応する。
- (c) 1 中性子とシンチレータとの反応により  $\gamma$  線や中性子が生じ、別のモジュールと反応する。

2 中性子の解析のためには、標的との反応によって生じる 2 中性子のヒットとクロストークとを区別する必要がある。この両者を区別し、クロストークを除去するための条件を決定する。この条件を求めるために、1 中性子が生じるチャンネルとして  $^{32}\text{Na} \rightarrow ^{30}\text{Ne} + n$  を使用した。

標的上流の二次ビームは  $^{32}\text{Na}$ 、標的下流のフラグメントは  $^{30}\text{Ne}$  を選択する。A/Z と Z それぞれについてガウシアンでフィッティングしたピーク値から  $\pm 3\sigma_{A/Z}$ 、 $\pm 3\sigma_Z$  の範囲を選択した。

$$^{32}\text{Na} : (2.92 - 3 \cdot 6.2 \times 10^{-3} < A/Z < 2.92 + 3 \cdot 6.2 \times 10^{-3}) \cap (10.97 - 3 \cdot 0.14 < Z < 10.97 + 3 \cdot 0.14) \quad (4.6.1)$$

$$^{30}\text{Ne} : (3.00 - 3 \cdot 1.07 \times 10^{-2} < A/Z < 3.00 + 3 \cdot 1.07 \times 10^{-2}) \cap (9.99 - 3 \cdot 0.14 < Z < 9.99 + 3 \cdot 0.14) \quad (4.6.2)$$

選択した範囲を図 48 に示す。ビーム数は 4097 カウントであった。

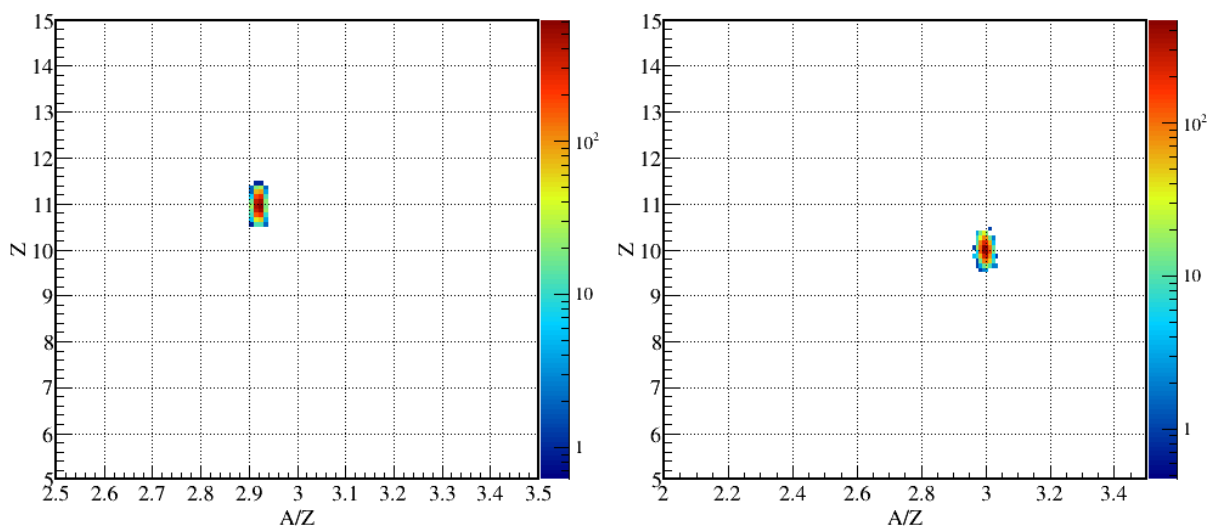


図 48 (左図) 標的上流の粒子識別図。クロストーク解析のために  $^{32}\text{Na}$  を選択した。(右図) 標的下流の粒子識別図。クロストーク解析のために  $^{30}\text{Ne}$  を選択した。

(a) と (b) の場合、同じ層内 (SameWall) の近傍のシンチレータで検出されるヒットをクロストークとみなせる。(c) の場合、二つ目のヒットはエネルギー損失が生じているので一つ目の速度  $\beta_{1st}$  よりも以下で定義する一つ目のヒットと二つ目のヒットとの速度差  $\beta_{12}$  は小さくなる。すなわち、 $\beta_{1st}/\beta_{12} > 1$  を満たすイベントを中性子のクロストーク、 $1/\beta_{12} > 1$  を満たすヒットを  $\gamma$  線のクロストークとみなせる。

$$\beta_{12} = \frac{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}}{(tof_2 - tof_1) \times 300} \quad (4.6.3)$$

(ただし単位は、x,y,z[mm]、tof[ns])

クロストークを除去する前に、以下の手順でイベントを選択した。

1. 標的上流は  $^{32}\text{Na}$ 、標的下流は  $^{30}\text{Ne}$  のビーム選択
2. Veto で信号が検出されたイベントの除去
3. 発光量がスレッシュホールド以下 ( $Q < 6\text{MeV}$ ) のイベントの除去

また、同じ層 (SameWall) での解析は NEBULA の同 Wall 内、NeuLAND 内で行った。異なる層 (Different-Wall) での解析は NEBULA の Wall1-Wall2 間、NEBULA-NeuLAND 間で行った。

#### 4.6.1 SameWall

SameWall のクロストークの条件は、以下の手順で決定した。

1. 1 ヒットの近傍で生じるクロストークの除去
2. 1 中性子とシンチレータとの反応により生じた中性子ヒットの除去
3. 1 中性子とシンチレータとの反応により生じた  $\gamma$  線ヒットの除去

まずは 1 ヒットの近傍で生じるクロストークの除去を行う。

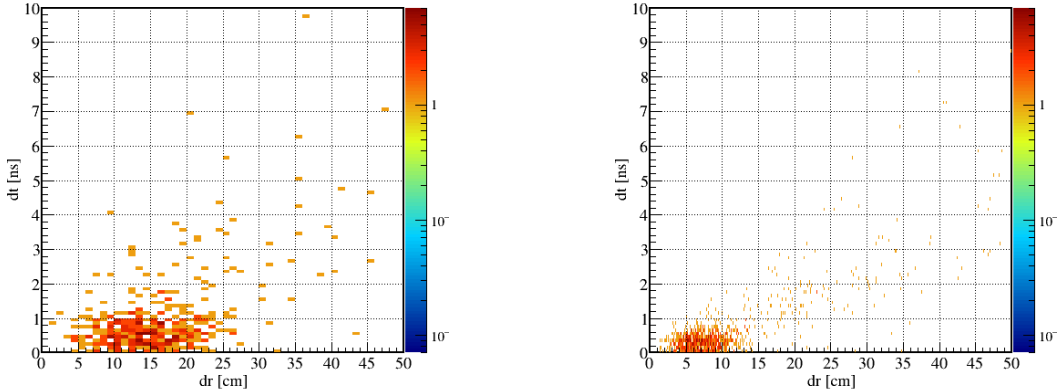


図 49 NEBULA(左図) と NeuLAND(右図) の 2 ヒットの距離の差 (dr) と飛行時間の差 (dt) の分布。  
dr と dt の楕円型の塊をクロストークとみなすことができる。

図 49 は NEBULA と NeuLAND それぞれの 2 ヒットの距離の差 (dr) と飛行時間の差 (dt) の分布である。図 49 の dr と dt をそれぞれガウシアンでフィッティングを行い、以下のパラメータを導出した。この結果から dr、dt それぞれの Mean 値の  $\pm 3\sigma$  を 1 ヒットの近傍で生じたクロストークの領域だと判断し、以下の条件式を決定した。

$$\text{NEBULA の除去条件} : \left( \frac{dr}{3 \times 5.746} - 15.88 \right)^2 + \left( \frac{dt}{3 \times 0.6176} - 0.4827 \right)^2 < 1 \quad (4.6.4)$$

$$\text{NeuLAND の除去条件} : \left( \frac{dr}{3 \times 4.925} - 7.73 \right)^2 + \left( \frac{dt}{3 \times 0.837} - 0.327 \right)^2 < 1 \quad (4.6.5)$$

次に 1 中性子とシンチレータとの反応により生じた中性子ヒットを除去する。図 4.6.1 と図 4.6.1 の左図は、一ヒット近傍のクロストークを除去した後の NEBULA と NeuLAND の  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比の分布である。それぞれの右図は一ヒット近傍のクロストークを除去後の  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比と一ヒット目の発光量  $Q_1$  の相関の分布を NEBULA と NeuLAND それぞれ表した。図 50 により、NeuLAND は  $\beta_{1st}/\beta_{12} > 1$  の範囲のクロストーク除去は十分でない判断し、 $\beta_{1st}/\beta_{12} > 0.8$  の範囲のヒットをクロストークをみなすことにした。図 4.6.1 から NEBULA は  $\beta_{1st}/\beta_{12} > 1$ 、図 4.6.1 から NeuLAND は  $\beta_{1st}/\beta_{12} > 0.8$ 、を満たすヒットをクロストークと判断し除去した。文献 [20] より、ビーム軸方向とは逆方向に放出されたクロストークの中性子ヒットを除去するために  $\beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5$  を条件式に加えた。

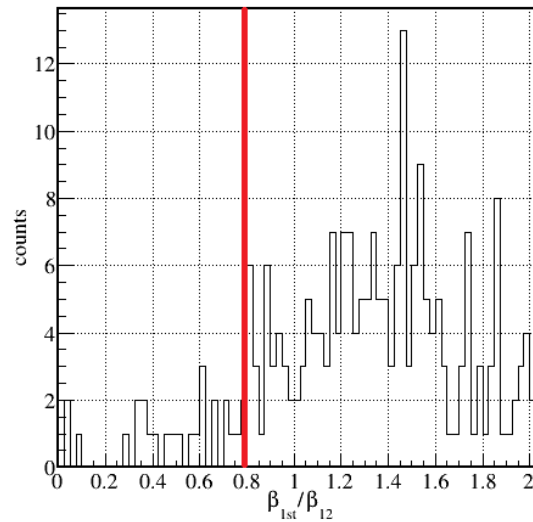


図 50 NeuLAND 間の  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比の分布を拡大した。 $\beta_{1st}/\beta_{12} > 1$  では除去が十分でない判断したため  $\beta_{1st}/\beta_{12} > 0.8$  の範囲で除去する

$$\text{NEBULA の除去条件} : \beta_{1st}/\beta_{12} > 1 \cup \beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5 \quad (4.6.6)$$

$$\text{NeuLAND の除去条件} : \beta_{1st}/\beta_{12} > 0.8 \cup \beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5 \quad (4.6.7)$$

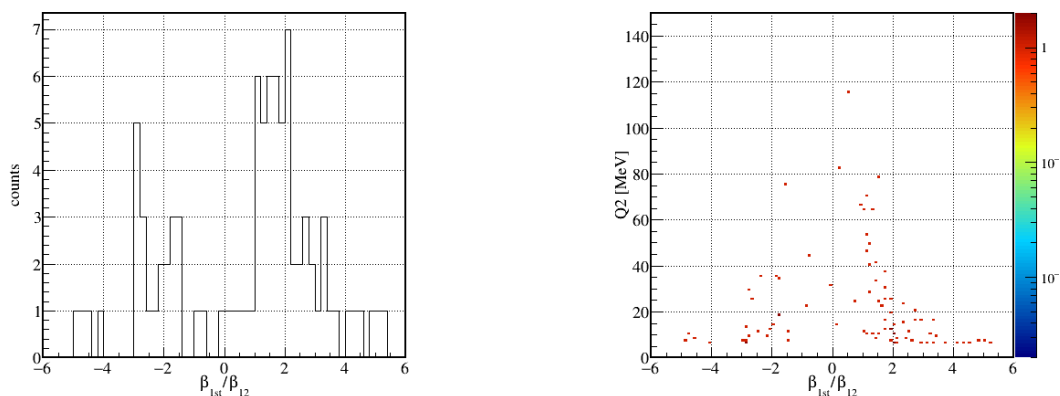


図 51 (左図) 一ヒット近傍のクロストークを除去した後の NEBULA の  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比の分布。(右図) 一ヒット近傍のクロストークを除去後の  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比と一ヒット目の発光量  $Q_2$  の相関の分布。クロストークを除去する条件式を左図から  $\beta_{1st}/\beta_{12} > 1 \cup \beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5$  に決定した。

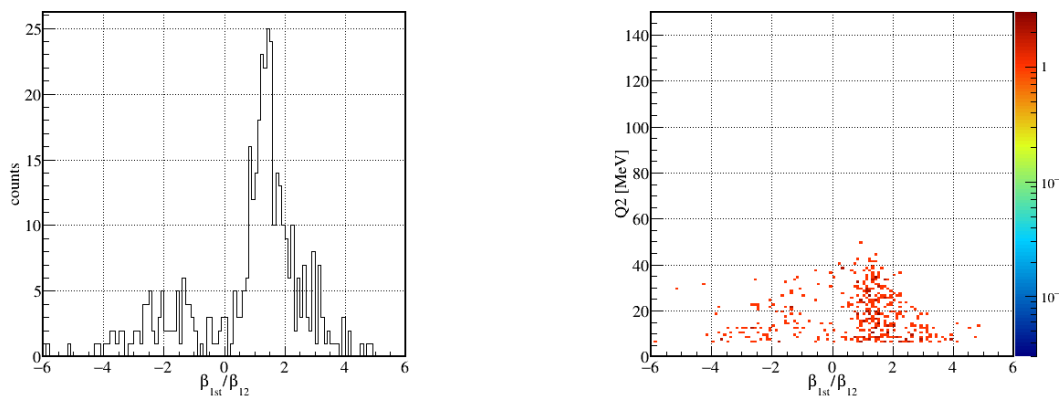


図 52 (左図) 一ヒット近傍のクロストークを除去した後の NeuLAND の  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比の分布。(右図) 一ヒット近傍のクロストークを除去後の  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比と一ヒット目の発光量  $Q_2$  の相関の分布。クロストークを除去する条件式を左図から  $\beta_{1st}/\beta_{12} > 0.8 \cup \beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5$  に決定した。

最後に 1 中性子とシンチレータとの反応により生じた  $\gamma$  線イベントを除去する。今回の解析ではカウント数が少なく有意な結果は得られなかったため。参考文献 [20] のシミュレーション結果より  $3\sigma$  の範囲で  $\gamma$  線を除去する条件式を決定した。

$$\left| \left| \frac{1}{\beta_{12}} \right| - 0.951 \right| < 3 \times 0.23 \cap Q_2 < 15\text{MeV} \quad (4.6.8)$$

以下の手順でクロストーク除去を行った後のイベント数の変化を調べた。1 イベント内で飛行時間が短い順に 1 ヒット、2 ヒットを選択した。

1. 1 ヒットの近傍で生じるクロストークの除去
2. 1 中性子とシンチレータとの反応により生じた中性子イベントの除去
3. 1 中性子とシンチレータとの反応により生じた  $\gamma$  線イベントの除去



手順	全イベント数	残イベント数	残留率
なし	1179	1179	100%
1	1179	405	34.4%
2	1179	43	3.65%
3	1179	27	2.29%

表7 NeuLAND の SameWall におけるクロストークの残留率

手順	全イベント数	残イベント数	残留率
なし	452	452	100%
1	452	92	20.4%
2	452	8	1.77%
3	452	7	1.55%

表8 NEBULA の SameWall におけるクロストークの残留率

#### 4.6.2 Different Walls

DiffWall のクロストークの条件は、以下の手順で決定した。

1. 1 中性子とシンチレータとの反応により生じた中性子ヒットの除去
2. 1 中性子とシンチレータとの反応により生じた  $\gamma$  線ヒットの除去

1 中性子とシンチレータとの反応により生じた中性子ヒットを除去する。Same Wall の時と同様に、図 4.6.2 と図 4.6.2 に左図に NEBULA の Wall1-Wall2 間、NEBULA-NeuLAND 間の  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比の分布を示す。右図はそれぞれの  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比と一ヒット目の発光量  $Q_1$  の相関の分布を表している。図 54 により、NEBULA-NeuLAND 間は  $\beta_{1st}/\beta_{12} > 1$  の範囲のクロストーク除去は甘いと判断し、 $\beta_{1st}/\beta_{12} > 0.9$  の範囲のヒットをクロストークをみなすことにした。図 4.6.2 と図 4.6.2 からそれぞれ  $\beta_{1st}/\beta_{12} > 1$ 、 $\beta_{1st}/\beta_{12} > 0.9$  を満たすヒットをクロストークと判断した。SameWall と同様、 $\beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5$  を条件式に加える [20]

$$\text{Wall1} - \text{Wall2(NEBULA)} \text{ の除去条件 : } \beta_{1st}/\beta_{12} > 1 \cup \beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5 \quad (4.6.9)$$

$$\text{NeuLAND} - \text{NEBULA} \text{ の除去条件 : } \beta_{1st}/\beta_{12} > 0.9 \cup \beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5 \quad (4.6.10)$$

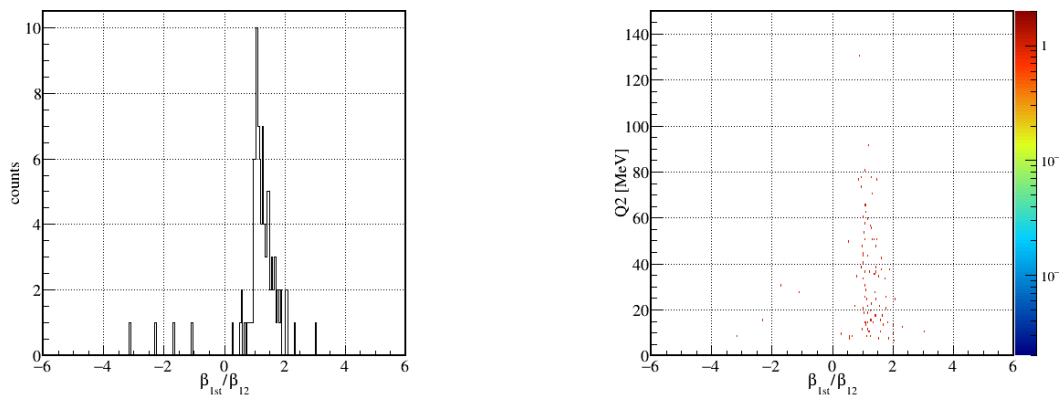


図 53 (左図)NEBULA の Wall1-Wall2 間の  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比の分布。(右図) 同様の  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比と一ヒット目の発光量  $Q_2$  の相関の分布。クロストークを除去する条件式を左図から  $\beta_{1st}/\beta_{12} > 1 \vee \beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5$  に決定した。

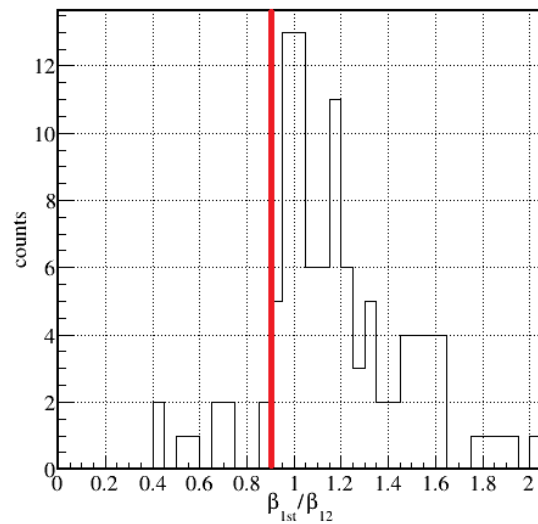


図 54 NeuLAND-NEBULA 間の  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比の分布を拡大した。 $\beta_{1st}/\beta_{12} > 1$  では除去が十分でないと判断したため  $\beta_{1st}/\beta_{12} > 0.9$  の範囲で除去する

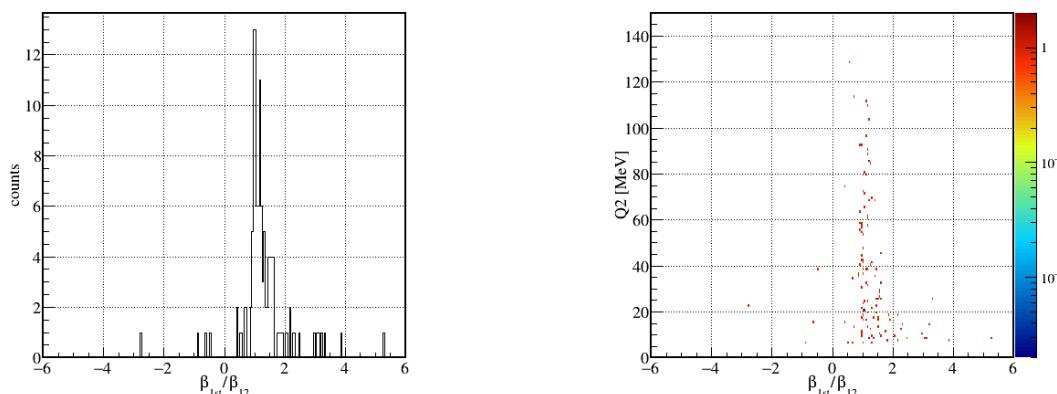


図 55 (左図)NeuLAND-NEBULA 間の  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比の分布。(右図) 同様の  $\beta_{1st}/\beta_{12}$  比と一ヒット目の発光量  $Q_2$  の相関の分布。クロストークを除去する条件式を左図から  $\beta_{1st}/\beta_{12} > 0.9 \cup \beta_{1st}/\beta_{12} < -1.5$  に決定した。

1 中性子とシンチレータとの反応により生じた  $\gamma$  線ヒットを除去する。SameWall 同様 DifferentWall でもカウント数が少なかったため、参考文献 [20] の  $3\sigma$  の範囲で  $\gamma$  線を除去する条件式を使用した。

$$\left| \left| \frac{1}{\beta_{12}} \right| - 0.986 \right| < 3 \times 0.077 \cap Q_2 < 15\text{MeV} \quad (4.6.11)$$

以下の手順でクロストーク除去を行った後のイベント数の変化を調べた。1 イベント内で飛行時間が短い順に 1 ヒット、2 ヒットを選択した。

1. 1 中性子とシンチレータとの反応により生じた中性子イベントの除去
2. 1 中性子とシンチレータとの反応により生じた  $\gamma$  線イベントの除去

手順	全イベント数	残イベント数	残留率
なし	126	126	100%
1	126	11	8.73%
2	126	9	7.14%

表 9 NEBULA の Wall1-Wall2 におけるクロストークの残留率

手順	全イベント数	残イベント数	残留率
なし	99	99	100%
1	99	15	15.2%
2	99	14	14.1%

表 10 NeuLAND-NEBULA におけるクロストークの残留率

#### 4.6.3 クロストーク除去の結果

本解析では、飛行時間が一番短い中性子と二番目に短い中性子を採用した。

図 56 は  $^{33}\text{Na} \rightarrow ^{30}\text{Ne} + 2n$  チャンネルで生じる 2 つの中中性子の ID 分布である。ID=1-400 は NeuLAND、ID=401-520 は NEBULA の ID=1-120 に対応する。

左図に見られるイベントの塊と直線は、クロストークにより隣り合うシンチレータが反応したイベントであると考えられる。NeuLAND は各層毎にシンチレータが縦横交差するように配置されているため、NeuLAND 内のクロストークの見え方が変わってくる。奇数レイヤー同士、偶数レイヤー同士の場合、ID<sub>1</sub> と ID<sub>2</sub> のシンチレータは平行に配置されているため隣り合うシンチレータが反応した際は ID による相関が生じる。このことからクロストークイベントは傾き 45° の直線上に現れるように見える。それに対し奇数レイヤーと偶数レイヤーの場合、ID<sub>1</sub> と ID<sub>2</sub> のシンチレータは交差するように配置されていることから ID<sub>1</sub> のシンチレータが信号を検出する位置によって ID<sub>2</sub> が変化してしまう。そのため ID<sub>1</sub> と ID<sub>2</sub> の相関が失われてしまい、クロストークイベントが ID の相関のない塊として見える。NEBULA は全ての検出器が鉛直に設置されているため直線の形で見える。

右図にはこのような直線や塊は見られない。この節で行った除去によりクロストークが除去されていることがわかる。

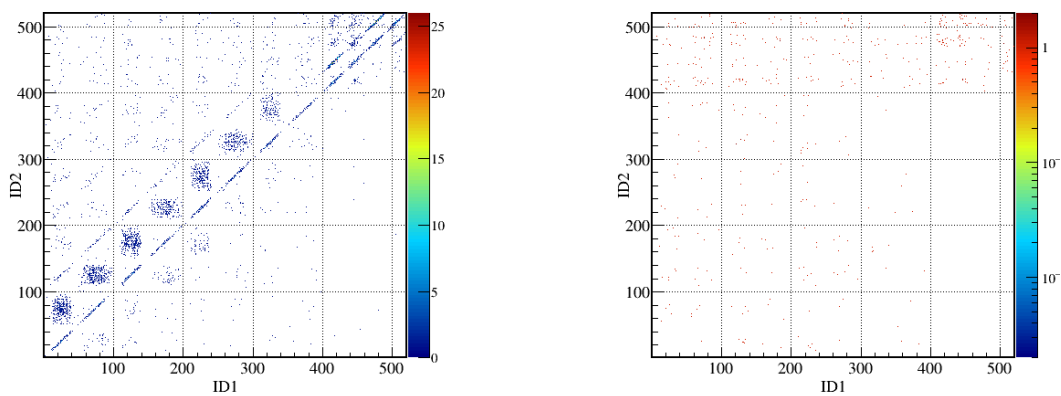


図 56 (左図) クロストーク除去前の 2 中中性子の ID 分布。(右図) クロストーク除去後の 2 中中性子の ID 分布。左図にあるような特徴的な直線や塊が見られないので、クロストークイベントが除去されていることがわかる。

## 4.7 2 中性子崩壊チャンネルの運動量

クロストーク除去後に  $^{33}\text{Na} \rightarrow ^{30}\text{Ne} + 2n$  崩壊チャンネルで生じる荷電フラグメントと 2 中性子の運動量と全エネルギーを導出した。本解析では、最も飛行時間が短い中性子と 2 番目に飛行時間が短い中性子を採用した。荷電フラグメントの運動量ベクトル  $\vec{P}_{^{30}\text{Ne}}$  と中性子の運動量ベクトル  $\vec{P}_n$  は、4.5 節と同様の方法で計算した。 $^{30}\text{Ne}$  の質量は文献 [9] の Mass excess を使い、

$$m_{^{30}\text{Ne}} = m_u \cdot A + \Delta M = 27968.1 \text{ MeV} \quad (4.7.1)$$

とした。ここで、 $A=30$  は質量数、 $\Delta M = 23.28 \text{ MeV}$  は Mass Excess を表す。図 57 に荷電フラグメントの運動量と全エネルギー、図 58 と図 58 に 2 中性子の運動量と全エネルギーの分布をそれぞれ示す。

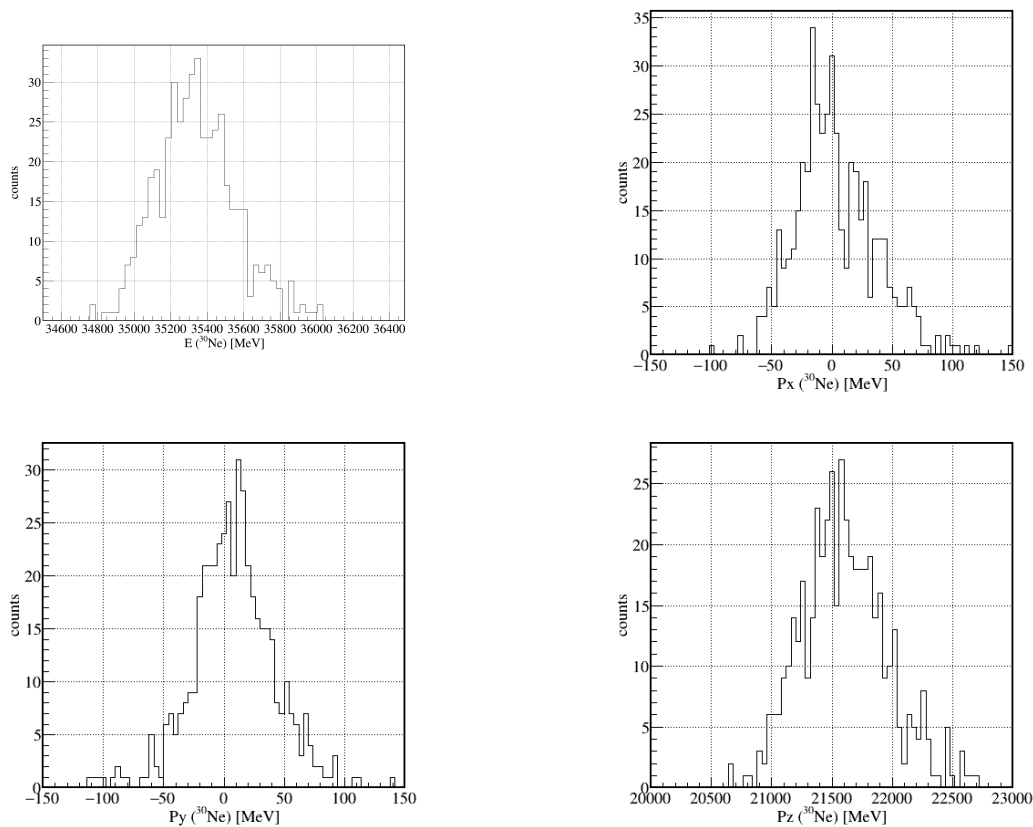


図 57 (左上図) $^{30}\text{Ne}$  の全エネルギー分布。(右上図) $^{30}\text{Ne}$  の運動量 x 成分の分布。(左下図) $^{30}\text{Ne}$  の運動量 y 成分の分布。(右下図) $^{30}\text{Ne}$  の運動量 z 成分の分布。

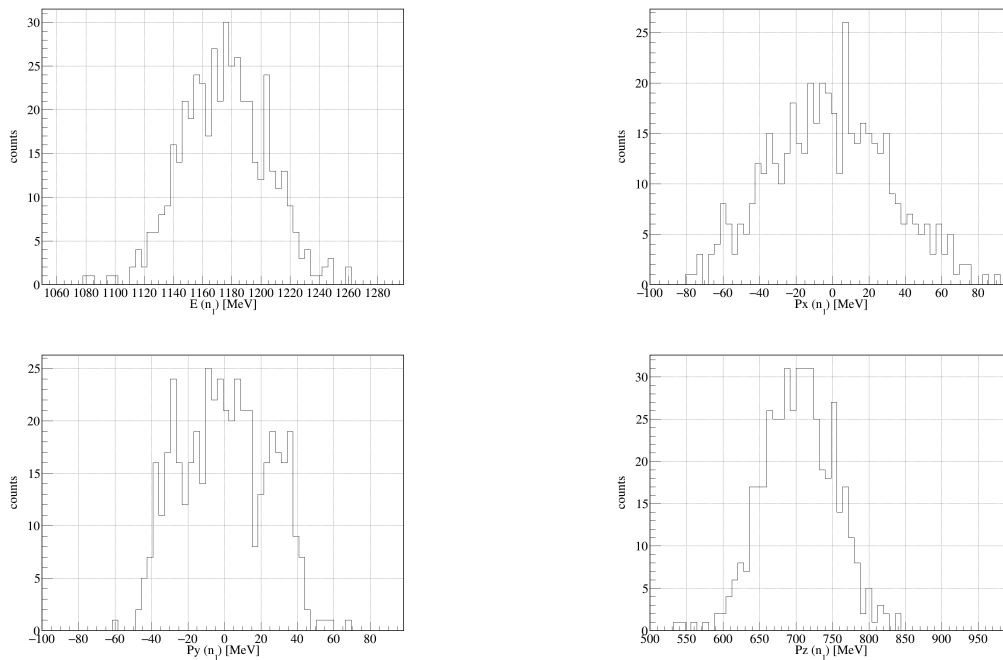


図 58 (左上図) 最も飛行時間の短い 1 中性子の全エネルギー分布。(右上図) 運動量 x 成分の分布。(左下図) 運動量 y 成分の分布。(右下図) 運動量 z 成分の分布。

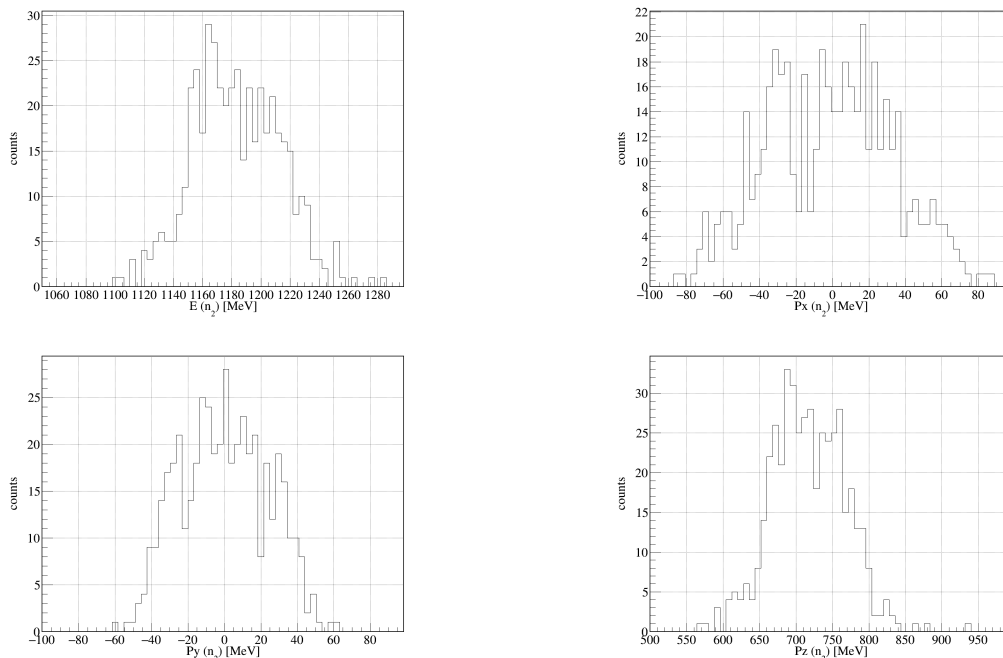


図 59 (左上図) 2 番目に飛行時間の短い 1 中性子の全エネルギー分布。(右上図) 運動量 x 成分の分布。(左下図) 運動量 y 成分の分布。(右下図) 運動量 z 成分の分布。

## 5 結果と議論

不変質量法を用いて、 $^{32}\text{Ne}$  から  $^{31}\text{Ne}$  と 1 中性子に崩壊した場合の相対エネルギーと  $^{32}\text{Ne}$  から  $^{30}\text{Ne}$  と 2 中性子に崩壊した場合の相対エネルギーを導出した。以降では、それぞれについて議論を行う。

### 5.1 1 中性子崩壊チャンネル

図 60 に、 $^{32}\text{Ne}$  から  $^{31}\text{Ne}$  と 1 中性子に崩壊した場合の相対エネルギーの分布を示す。カウント数が少なく、有意なピークは観測されなかった。 $^{31}\text{Ne}$  の 1 中性子分離エネルギーは  $0.15^{+0.16}_{-0.10}$  MeV[5] と非常に小さいため、 $^{31}\text{Ne}$  ではなく  $^{30}\text{Ne}+2n$  への崩壊が支配的になっている可能性がある。

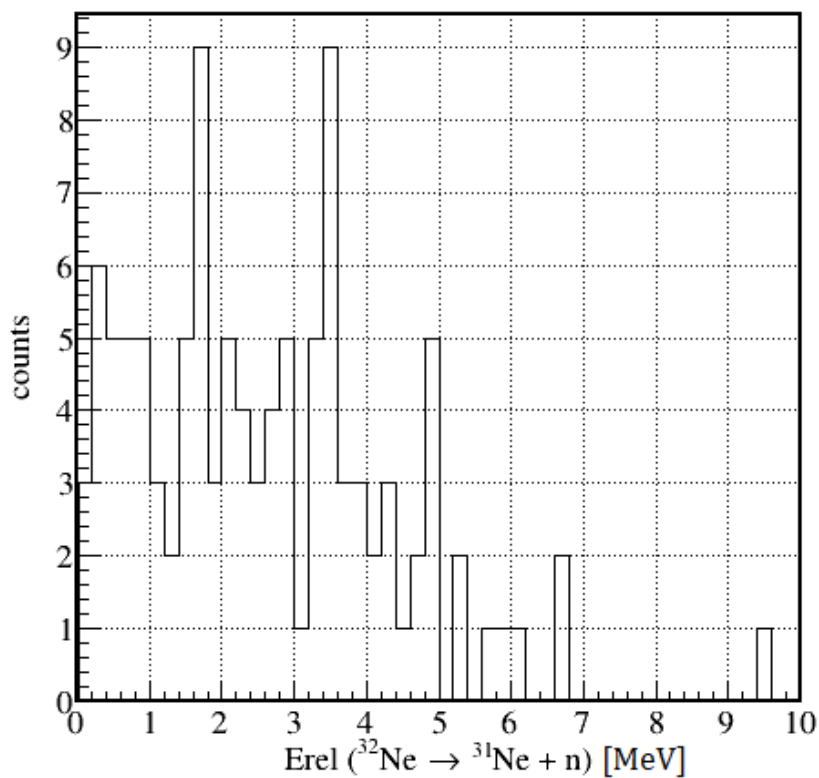


図 60 1 中性子崩壊チャンネル  $^{32}\text{Ne} \rightarrow ^{31}\text{Ne} + n$  の相対エネルギーの分布

## 5.2 2 中性子崩壊チャンネル

図 61 の上図に、 $^{32}\text{Ne}$  から  $^{30}\text{Ne}$  と 2 中性子に崩壊した場合の相対エネルギーの分布を示す。また、観測された荷電フラグメント、1 つ目の中性子、2 つ目の中性子をランダムに組み合わせた無相関の相対エネルギーをバックグラウンドとして導出した。今回は 500000 イベントを生成した。図 61 の下図にバックグラウンドの分布を示す。

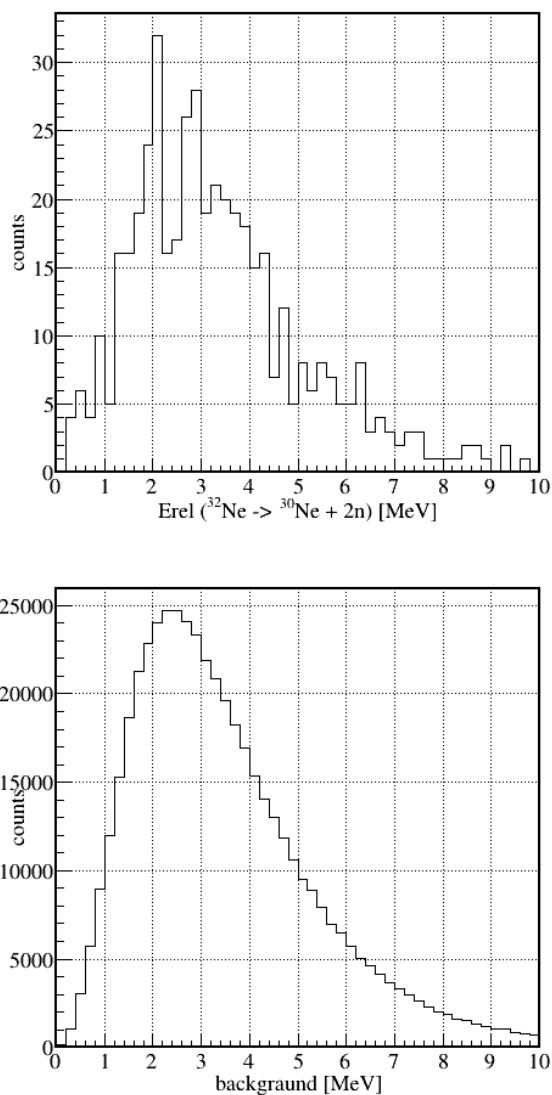


図 61 (上図)2 中性子崩壊チャンネル  $^{32}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{Ne} + 2n$  の相対エネルギーの分布。(下図) バックグラウンドとして計算した、観測された荷電フラグメント、1 つ目の中性子、2 つ目の中性子をランダムに組み合わせた無相関の相対エネルギーの分布。

バックグラウンドのカウント数を相対エネルギーのカウント数に規格化して調整し、2 中性子の相対エネルギーとバックグラウンドを同時にプロットした分布を図 62 に示す。1 MeV から 4 MeV の間に有意なイベン



トが観測された。これは、 $^{32}\text{Ne}$  の非束縛励起状態であると考えられる。 $^{32}\text{Ne}$  の 2 中性子分離エネルギーの評価値は 2.42 MeV[9] であり、これらのイベントは励起エネルギーで 3.42 MeV-6.42 MeV に相当する。図 63 には文献 [21] の殻模型計算の結果と文献 [7] で引用されていた殻模型計算 [22] の結果を示す。本研究で観測されたイベントは、 $2^+$ 、 $0^+$ 、 $3^+$ 、 $6^+$  に対応している可能性があり、これらのうち複数のものが観測されていることが考えられる。

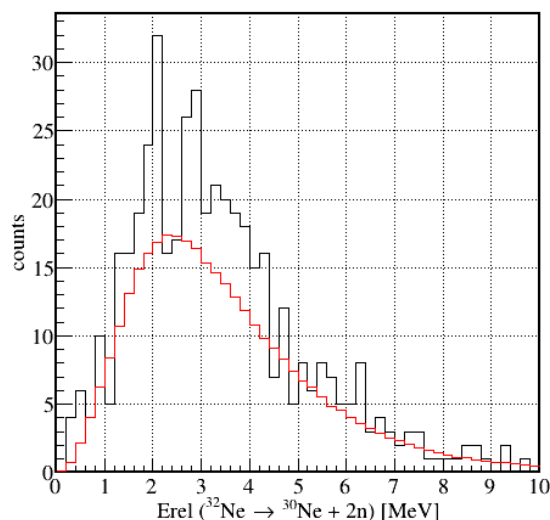


図 62 バックグラウンドのカウント数を相対エネルギー分布に規格化し、2 中性子の相対エネルギーとバックグラウンドを同時にプロットした分布。1 MeV から 4 MeV の間に有意なイベントが観測された。

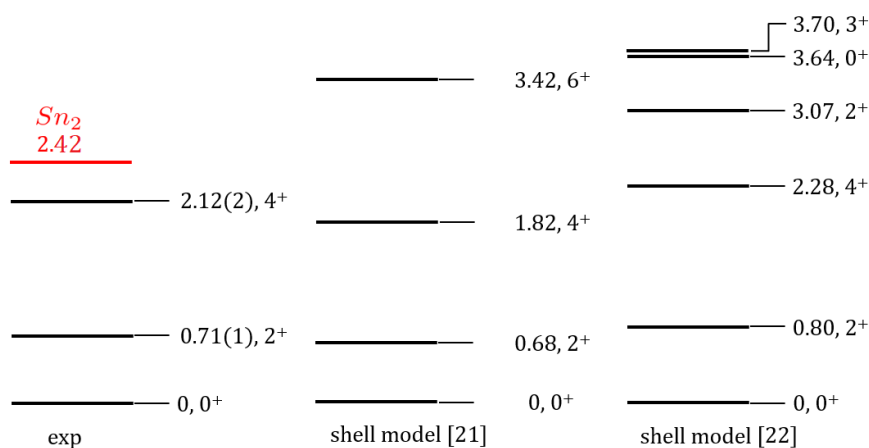


図 63 (左図) $^{32}\text{Ne}$  の励起エネルギーの実験値 [7](中央図) 殻模型計算 [21] による、変形が見られる場合の $^{32}\text{Ne}$  励起エネルギーの値。 $4^+$  より上の準位として  $6^+$  の状態が挙げられる。(右図)[7] で引用されていた殻模型計算 [22] による  $^{32}\text{Ne}$  励起エネルギーの値。 $4^+$  より上の準位として  $2_2^+$ 、 $0_2^+$ 、 $3^+$  の準位が挙げられる。単位は全て MeV。

### 5.3 2 中性子崩壊チャンネルにおける 2 体の相対エネルギー分布

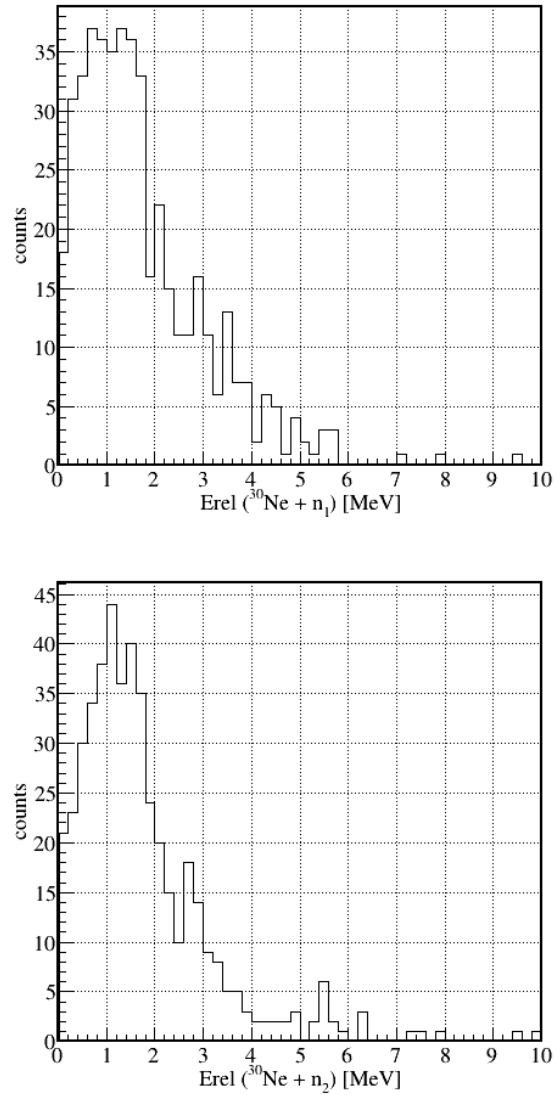


図 64  $^{32}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{Ne} + 2n$  の崩壊チャンネルで見られた  $^{30}\text{Ne} + n$  相対エネルギーの分布。上図は観測された 2 中性子のうちより飛行時間が短かった中性子と  $^{30}\text{Ne}$  の相対エネルギーの分布で、下図はもう一つの中性子と  $^{30}\text{Ne}$  の相対エネルギーの分布である。

最後に、 $^{32}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{Ne} + 2n$  のチャンネルで見られた  $^{30}\text{Ne} + n$  の 2 体の相対エネルギー分布について議論する。この相対エネルギーの分布を図 64 に示す。2 MeV 以下にイベントが集中している。このことより、 $^{32}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{Ne} + 2n$  の崩壊が  $^{31}\text{Ne}$  の 2 MeV 以下にある励起状態を経由して崩壊する可能性が示唆される。ただし、無相関で 2 中性子が放出される可能性もあり、さらなる解析が必要である。

## 6 まとめと展望

本研究では、不変質量法を用いて  $^{32}\text{Ne}$  の非束縛励起状態の探索を行った。核子あたり 269MeV の  $^{33}\text{Na}$  ビームを炭素標的に入射し、一陽子分離反応により  $^{32}\text{Ne}$  を生成した。崩壊後に放出される  $^{31}\text{Ne}$ 、あるいは  $^{30}\text{Ne}$  と中性子を SAMURAI スペクトロメータにより同時検出した。崩壊後全ての粒子の運動量ベクトルを測定することで 1 中性子、2 中性子崩壊チャンネルにおける相対エネルギースペクトルを導出した。

$^{31}\text{Ne}$  と 1 中性子による 2 体の相対エネルギースペクトルは有意なピークが得られなかったが、 $^{30}\text{Ne}$  と 2 中性子の相対エネルギースペクトルの分布では 1 MeV から 4 MeV の間に有意なイベントが観測された。このイベントは  $^{32}\text{Ne}$  の非束縛励起状態に対応すると考えられる。

今後の展望として、 $\gamma$  線の解析が挙げられる。これにより、 $^{30}\text{Ne}$  の基底状態に崩壊したのか、励起状態に崩壊したのかを特定することができる。

## 参考文献

- [1] 中村隆司, 不安定核の物理, 共立出版.
- [2] 八木浩輔, 原子核物理学, 朝倉書店.
- [3] E. K. Warburton, J. A. Becker, and B. A. Brown, Phys. Rev. C 41,1147 (1990).
- [4] P. Doornenbal et. al, Phys. Rev. Lett. 111, 212502 (2013).
- [5] T. Nakamura et. al, Phys. Rev. Lett. 112, 142501 (2014).
- [6] P. Doornenbal et. al, Phys. Rev. Lett. 103, 032501 (2009).
- [7] I. Murray et. al, Phys. Rev. C 99, 011302 (2019).
- [8] N. Kobayashi et. al, Phys. Rev. Lett. 112, 242501 (2014).
- [9] W.J. Hung et. al, The Ame2016 atomic mass evaluation (II) Chinese Physics C41 030002.
- [10] T. Kubo et. al.,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 204 (2003) 97–113.
- [11] T. Kobayashi et. al.,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 317 (2013) 294–304.
- [12] H. Kumagai et. al.,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 317 (2013) 717–727.
- [13] T.Autumn, The R<sup>3</sup>B collabration, R<sup>3</sup>B technical design report (2011). [https://www.fair-center.eu/fileadmin/fair/publications\\_exp/NeuLAND-TDR-Web.pdf](https://www.fair-center.eu/fileadmin/fair/publications_exp/NeuLAND-TDR-Web.pdf)..
- [14] 田中隆己, 修士論文 (2012) 東京工業大学.
- [15] 齊藤敦美, 修士論文 (2016) 東京工業大学.
- [16] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments 2nd Edition, Springer-Verlag
- [17] PDG, Passage of particles through matter(2018) 東京工業大学.
- [18] 斗米貴人, 修士論文 (2017) 東京工業大学.
- [19] 佐古貴行, 修士論文 (2011) 東京工業大学.
- [20] 生越駿, 修士論文 (2013) 東京工業大学.
- [21] E. Caurier et. al, Nucl. Phys. A 693 (2001) 374-382.
- [22] N. Tsunoda et. al, Phys. Rev. C 95, 021304(R) (2017).



## 謝辞

本研究を進めるにあたって、多くの方々からご指導と助言をいただきました。指導教官の中村隆司氏には、研究や原子核実験に対する姿勢や考え方を丁寧に指導していただきました。助教の近藤洋介氏には、どんなに初歩的な質問にも私が納得のいくまで丁寧に教えていただき、お忙しい中大変お世話になりました。元特任助教の榊野泰宏氏には、私が研究室に入りたてで何もわからなかった頃にも優しく指導していただきました。研究員の武内聡氏には、いつも明るく様々なことを教えていただきました。博士課程に進学した齊藤敦美氏は、いつも熱心に活発な議論を行っており私たちに手本を示してくれました。斗米貴人氏には、解析や実験でわからないことを沢山教えていただきました。卒業された尾崎友志氏と平山晃大氏には、解析の方法や研究室での過ごし方を教えていただきました。同期の安田昌弘氏と山田啓貴氏には、私が解析で悩んだ時のアドバイスや研究外の雑談などをしていただき、豊かな研究生活を送ることができました。栗原篤志氏と藤井勇紀氏には、理化学研究所での作業などでも大変お世話になりました。島田哲朗氏と三木晴瑠氏には、多くの質問や解析における課題を一緒に考えてくださることで私の理解をより一層深めていただきました。安田聖氏と吉留勇起氏は真摯に研究に取り組んでおり、私も頑張らねばと気を引き締めさせてくれました。

また、理化学研究所等学外でもお世話になった皆様、今日まで支えてくださった家族にも感謝いたします。本当にありがとうございました。重ねてお礼を申し上げます。