

2015 年度  
修士論文

# $^{26}\text{F}$ の不変質量核分光

坪田 潤一  
学籍番号 14M01130  
指導教官 中村 隆司

東京工業大学 大学院理工学研究科 基礎物理学専攻  
2016年2月8日



## 概要

酸素同位体とフッ素同位体の間では中性子ドリップライン核の中性子数が 16 から 22 へと急激に変化することが知られているが、その原因はまだ解明されていない。解明されていない原因の一つとして、ドリップライン近傍の  $^{26}\text{F}$  を始めとするフッ素同位体に関する実験が少なく、核分光が進んでいないことが挙げられる。一方、 $^{24}\text{O}$  の第一励起エネルギーが 4.47 MeV と高く、s 軌道の占有数が大きいなどの性質から  $^{24}\text{O}$  が二重魔法数核であることがわかってきた。二重魔法数核の  $^{24}\text{O}$  とその周辺核の構造を理解することは、酸素ドリップラインの異常を理解する鍵となる可能性がある。

本研究の対象の  $^{26}\text{F}$  は、 $^{24}\text{O}$  に一個の陽子と一個の中性子が結合したものである。 $^{26}\text{F}$  の低励起準位は  $0d_{5/2}$  軌道の陽子と  $0d_{3/2}$  軌道の中性子の結合によって形成されるものと考えることができる。このような非常に中性子過剰な領域の二重魔法数核 + 1 陽子 + 1 中性子 ( $^{24}\text{O}+p+n$ ) の原子核を研究することによって中性子過剰な領域の陽子、中性子間の核力の性質が明らかになる可能性がある。本研究では、 $^{27}\text{Ne}$  の一陽子分離反応、 $^{26}\text{F}$  の非弾性散乱、 $^{27}\text{F}$  の一中性子分離反応を用いて、 $^{26}\text{F}$  の低励起準位を生成し、不変質量法によりその核分光を行った。

実験は理化学研究所の加速器施設 RIBF において行われた。BigRIPS を用いて  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ 、 $^{27}\text{F}$  の生成、分離を行い、227 MeV/u の  $^{27}\text{Ne}$  ビーム、201 MeV/u の  $^{26}\text{F}$  ビーム、205 MeV/u の  $^{27}\text{F}$  ビームをそれぞれ炭素標的に入射させた。炭素標的での分解反応で放出される荷電フラグメントと中性子の運動量の同時測定には、多種粒子測定装置 SAMURAI を用い、不変質量法により  $^{25}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布を導出した。その結果  $^{26}\text{F}$  の非束縛励起準位として相対エネルギー  $0.341\pm 0.002(\text{stat.})$  MeV、 $0.70\pm 0.07(\text{stat.})$  MeV、 $1.0\pm 0.1(\text{stat.})$  MeV、 $1.55\pm 0.03(\text{stat.})$  MeV、 $1.73\pm 0.01(\text{stat.})$  MeV、 $2.56\pm 0.04(\text{stat.})$  MeV、 $4.49\pm 0.04(\text{stat.})$  MeV に励起状態を初めて観測した。また  $^{27}\text{Ne}\rightarrow^{25}\text{F}$  反応の断面積は  $9.1\pm 0.3(\text{stat.})$  mb、 $^{26}\text{F}\rightarrow^{25}\text{F}$  反応の断面積は  $51\pm 2(\text{stat.})$  mb、 $^{27}\text{F}\rightarrow^{25}\text{F}$  反応の断面積は  $74\pm 9(\text{stat.})$  mb であることがわかった。殻模型計算との比較により 0.341 MeV のピークがスピンパリティ  $3^+$  状態であることが分かった。

今後は、 $^{26}\text{F}$  の運動量分布の解析によって分離された核子の一粒子軌道を特定する。また反応の計算を行い、断面積を定量的に比較することによって  $^{26}\text{F}$  の低励起準位のスピンパリティが明らかになり、中性子過剰領域での核力の強度などが明らかになると期待される。

## Abstract

It is known that the neutron drip line of fluorine isotopes at  $N=22$  is much different from that of oxygen isotopes at  $N=16$ . Currently, the origin of this unexpected change of the neutron drip line, called neutron drip line anomaly, has not been revealed yet. One of the reasons is that only few experiments for fluorine isotopes near the drip such as  $^{26}\text{F}$  have been carried out, and they are not sufficient. On the other hand, it is clarified that  $^{24}\text{O}$  is a double magic nucleus from the facts that the first excited state of  $^{24}\text{O}$  is located at 4.47 MeV, and the occupation number of the neutron  $s$  orbital is large. Spectroscopic studies of nuclei around the doubly magic nucleus  $^{24}\text{O}$  are necessary to understand the neutron drip line anomaly.

$^{26}\text{F}$  can be regarded as a closed-shell nucleus  $^{24}\text{O}$  plus a proton and a neutron. The low-lying states of  $^{26}\text{F}$  arise from the coupling of  $0d_{3/2}$  orbital proton and  $0d_{5/2}$  orbital neutron. Investigation of the low-lying states of  $^{26}\text{F}$  thus provides the proton-neutron interaction in the orbitals. In the present study, invariant mass spectroscopy is applied to  $^{26}\text{F}$  in the three reactions, one proton removal reaction of  $^{27}\text{Ne}$ , one neutron removal reaction of  $^{27}\text{F}$ , and inelastic scattering of  $^{26}\text{F}$  on a carbon target.

The experiment was performed at RI beam factory at RIKEN. Secondary beams of  $^{27}\text{Ne}$ ,  $^{27}\text{F}$ , and  $^{26}\text{F}$  were generated and purified at BigRIPS. The  $^{27}\text{Ne}$ ,  $^{27}\text{F}$ , and  $^{26}\text{F}$  ions impinged on a carbon target at incident energies of 227 MeV/u, 205 MeV/u, and 201 MeV/u, respectively. Momenta of a charged fragment and neutron emitted in the reaction with the carbon target were detected in coincidence and analyzed by the SAMURAI spectrometer, then relative energy spectra were obtained by using the invariant mass method. Resonance states of  $^{26}\text{F}$  at  $0.341 \pm 0.002(\text{stat.})$  MeV,  $0.70 \pm 0.07(\text{stat.})$  MeV,  $1.0 \pm 0.1(\text{stat.})$  MeV,  $1.55 \pm 0.03(\text{stat.})$  MeV,  $1.73 \pm 0.01(\text{stat.})$  MeV,  $2.56 \pm 0.04(\text{stat.})$  MeV, and  $4.49 \pm 0.04(\text{stat.})$  MeV were observed for the first time. Inclusive cross sections for producing  $^{25}\text{F}$  from  $^{27}\text{Ne}$ ,  $^{27}\text{F}$ , and  $^{26}\text{F}$  are determined to be  $9.1 \pm 0.3(\text{stat.})$  mb,  $74 \pm 9(\text{stat.})$  mb, and  $51 \pm 2(\text{stat.})$  mb, respectively. It is concluded that the observed resonance at 0.341 MeV is a  $3^+$  state of  $^{26}\text{F}$  from comparison with shell model calculation.

# 目次

第 1 章 序	1
第 2 章 実験原理	7
2.1 核力分解反応	7
2.1.1 一核子分離反応	7
2.1.1.1 $^{27}\text{Ne}$ の一陽子分離反応	7
2.1.1.2 $^{27}\text{F}$ の一中性子分離反応	7
2.1.2 $^{26}\text{F}$ の非弾性散乱	7
2.2 不変質量法	8
第 3 章 実験	12
3.1 二次ビームの生成	12
3.2 二次ビーム測定系	12
3.2.1 プラスチックシンチレータ	12
3.2.2 BPC	14
3.2.3 SBT1, SBT2	14
3.2.4 ICB	15
3.2.5 BDC1, BDC2	16
3.3 荷電フラグメント測定系	17
3.3.1 FDC1	17
3.3.2 FDC2	18
3.3.3 SAMURAI 磁石	19
3.3.4 HODF	20
3.4 中性子測定系	21
3.4.1 NEBULA	21
3.5 $\gamma$ 線測定系	23
3.5.1 DALI2	23
3.6 トリガーロジック	23
3.7 データセット	25
第 4 章 解析	27
4.1 二次ビームの解析	27
4.1.1 プラスチックシンチレータの解析	27
4.1.1.1 時間較正	27
4.1.1.2 <i>TOF</i> の決定	29

4.1.2	ICB	29
4.1.2.1	エネルギー較正	30
4.1.3	BPC	32
4.1.3.1	$B\rho$ の決定	32
4.1.3.2	BPC の検出効率	33
4.1.4	BDC1、BDC2	33
4.1.4.1	STC	33
4.1.4.2	STC の補正	34
4.1.4.3	二次標的での二次ビームプロファイル	35
4.1.4.4	検出効率	40
4.1.5	二次ビームの粒子識別	41
4.1.5.1	$Z$ の導出	41
4.1.5.2	$A/Z$ の導出	41
4.1.5.3	二次ビームの選択	45
4.2	荷電フラグメントの解析	47
4.2.1	FDC1、FDC2	47
4.2.1.1	STC	48
4.2.1.2	STC の補正	49
4.2.1.3	検出効率	52
4.2.2	荷電フラグメントの磁気硬度と飛跡	53
4.2.3	HODF	56
4.2.3.1	較正	56
4.2.3.2	TOF の決定	58
4.2.3.3	多重度 $M_{HODF}$ の割合	59
4.2.4	荷電フラグメントの粒子識別	60
4.2.4.1	$Z$ の導出	60
4.2.4.2	荷電フラグメントの粒子識別図	61
4.2.4.3	統計量	66
4.3	中性子の解析	66
4.3.1	NEBULA	66
4.3.1.1	較正	66
4.3.1.2	中性子の選択	66
4.4	$\gamma$ 線測定系	68
4.4.1	DALI2	68
4.4.1.1	較正	68
4.5	相対エネルギー分布	72
第 5 章	結果と議論	75
5.1	インクルーシブな断面積	76
5.2	相対エネルギー分布のフィッティング	77

---

5.3	$^{25}\text{F}$ の $\gamma$ 線と同時検出されたイベント . . . . .	83
5.4	殻模型計算との比較 . . . . .	88
第 6 章	まとめと今後の展望	91
付録 A	Event mixing and Iteration	92
A.1	Event mixing . . . . .	92
A.2	Iteration . . . . .	93

# 図目次

1	核図表 . . . . .	1
2	$^{26}\text{F}$ の一粒子軌道 . . . . .	2
3	$^{26}\text{Ne}$ の $\gamma$ 線のエネルギースペクトル . . . . .	3
4	$^{26}\text{F}$ の $2^+ \rightarrow 1^+$ 遷移の $\gamma$ 線のエネルギースペクトル . . . . .	3
5	$^{26}\text{F}$ の $4^+ \rightarrow 1^+$ 遷移の $\gamma$ 線のエネルギースペクトル . . . . .	4
6	$^{26}\text{F}$ の相対エネルギー分布 . . . . .	5
7	横軸にスピンパリティをとった時の $^{26}\text{F}$ のエネルギー . . . . .	6
8	核図表上での一陽子分離反応の概念図と $^{27}\text{Ne}$ の一粒子軌道 . . . . .	8
9	核図表上での一中性子分離反応の概念図と $^{27}\text{F}$ の一粒子軌道 . . . . .	9
10	核図表上での非弾性散乱の概念図と $^{26}\text{F}$ の一粒子軌道 . . . . .	10
11	不変質量法の概念図 . . . . .	10
12	相対エネルギー $E_{rel}$ と励起エネルギー $E_x$ の関係 . . . . .	11
13	RIBF の概観 . . . . .	13
14	BigRIPS の概観 . . . . .	13
15	SAMURAI の概観 . . . . .	14
16	BPC の概略図 [17] . . . . .	15
17	ICB の概略図 [17] . . . . .	16
18	BDC の概略図 [17] . . . . .	17
19	FDC1 の概略図 [17] . . . . .	18
20	FDC2 の概略図 [17] . . . . .	19
21	HODF の概略図 [17] . . . . .	21
22	NEBULA の概略図 [17] . . . . .	22
23	ビームトリガー生成回路 . . . . .	24
24	NEBULA トリガー生成回路 . . . . .	24
25	DALI トリガー生成回路 . . . . .	25
26	HOD トリガー生成回路 . . . . .	25
27	プラスチックシンチレータの較正図 . . . . .	28
28	較正後の $TOF_{F3-F7}$ (ns) 分布 . . . . .	29
29	較正後の $TOF_{F7-F13}$ (ns) 分布 . . . . .	29
30	ICB の ID 毎の波高情報 . . . . .	30
31	ICB の波高情報の飛行時間依存性 . . . . .	31
32	ICB でのエネルギー損失 $\Delta E$ . . . . .	31
33	F5 での $B\rho$ 分布 . . . . .	32
34	BDC の TDC 分布 . . . . .	34
35	BDC の残差分布 . . . . .	35



36	BDC1 の STC 補正前の残差分布	36
37	BDC2 の STC 補正前の残差分布	37
38	BDC1 の STC 補正後の残差分布	38
39	BDC2 の STC 補正後の残差分布	39
40	二次標的での二次ビームの位置	40
41	二次標的での二次ビームの角度	40
42	$^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ の Run の $Z$ 分布	43
43	$^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ の Run のフッ素同位体に対する $A/Z$ 分布	43
44	$^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ の Run のネオン同位体に対する $A/Z$ 分布	43
45	$^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ の Run の粒子識別図	43
46	$^{27}\text{F}$ の Run のビームの $Z$ 分布	44
47	$^{27}\text{F}$ の Run のビームのフッ素同位体に対する $A/Z$ 分布	44
48	$^{27}\text{F}$ の Run の粒子識別図	44
49	二次ビームのゲート条件	46
50	FDC の TDC 分布	48
51	FDC1 の STC 補正前の残差分布	50
52	FDC2 の STC 補正前の残差分布	51
53	FDC1 の STC 補正後の残差分布	52
54	FDC2 の STC 補正後の残差分布	53
55	FDC での位置と角度	54
56	荷電フラグメントの磁気硬度 $B\rho$ 分布	55
57	ペDESTALを差し引いた後の $Q_{HODF}$	56
58	$M_{HODF}=2$ のイベントを選んだときの HODF での水平方向の位置	57
59	$Q_{HODF}$ と $T_{HODF}$ の二次元ヒストグラム	57
60	補正後の $TOF_{TGT-HODF}$ 分布	58
61	荷電フラグメントの $Z$ の導出	60
62	$Z$ の位置依存性の補正	61
63	$^{27}\text{Ne}+\text{C}$ 反応から生成された荷電フラグメントの $Z$ 分布	62
64	$^{27}\text{Ne}+\text{C}$ 反応から生成された荷電フラグメントの $A/Z$ 分布	62
65	$^{27}\text{Ne}+\text{C}$ 反応から生成された荷電フラグメントの粒子識別図	62
66	$^{26}\text{F}+\text{C}$ 反応から生成された荷電フラグメントの $Z$ 分布	63
67	$^{26}\text{F}+\text{C}$ 反応から生成された荷電フラグメントの $A/Z$ 分布	63
68	$^{26}\text{F}+\text{C}$ 反応から生成された荷電フラグメントの粒子識別図	63
69	$^{27}\text{F}+\text{C}$ 反応から生成された荷電フラグメントの $Z$ 分布	65
70	$^{27}\text{F}+\text{C}$ 反応から生成された荷電フラグメントのフッ素同位体に対する $A/Z$ 分布	65
71	$^{27}\text{F}+\text{C}$ 反応から生成された荷電フラグメントの粒子識別図	65
72	$TOF_{TGT-NEBULA}$ のオフセットの較正	67
73	NEBULA での中性子の位置と速度	67
74	DALI2 の時間較正	68
75	$^{27}\text{Ne}$ ビームの $\gamma$ 線のエネルギースペクトル	70

76	$^{26}\text{F}$ ビームの $\gamma$ 線のエネルギースペクトル . . . . .	70
77	$^{27}\text{F}$ ビームの $\gamma$ 線のエネルギースペクトル . . . . .	70
78	$^{27}\text{Ne}$ ビームの $\gamma$ 線の時間とエネルギーの関係 . . . . .	71
79	$^{25}\text{F}$ のインビーム $\gamma$ 分光による $\gamma$ 線のエネルギースペクトル . . . . .	71
80	$^{25}\text{F}$ のインビーム $\gamma$ 分光による $\gamma$ 線の準位図 . . . . .	72
81	荷電フラグメントと中性子のビーム軸方向の運動量の残差分布 . . . . .	73
82	$^{27}\text{Ne}$ ビームの相対エネルギー分布 . . . . .	74
83	$^{26}\text{F}$ ビームの相対エネルギー分布 . . . . .	74
84	$^{27}\text{F}$ ビームの相対エネルギー分布 . . . . .	75
85	$^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ 、 $^{27}\text{F}$ ビームの相対エネルギー分布 . . . . .	75
86	相対エネルギーの分解能 . . . . .	77
87	フィッティングに用いた相対エネルギーに依存する Breit-Wigner 分布 . . . . .	77
88	アクセプタンスを含む NEBULA の一中性子検出効率 . . . . .	78
89	バックグラウンドとして生成した無相関の相対エネルギー分布 . . . . .	79
90	実験データから得られた相対エネルギー分布と生成した無相関の相対エネルギー分布の比 . . . . .	80
91	相対エネルギー分布のフィッティング結果 . . . . .	82
92	$\gamma$ 線と相対エネルギーの相関 . . . . .	84
93	$\gamma$ 線にゲートをかけたときの $^{27}\text{Ne}+\text{C}$ 反応の相対エネルギー分布 . . . . .	85
94	$\gamma$ 線にゲートをかけたときの $^{26}\text{F}+\text{C}$ 反応の相対エネルギー分布 . . . . .	86
95	$\gamma$ 線にゲートをかけたときの $^{27}\text{F}+\text{C}$ 反応の相対エネルギー分布 . . . . .	87
96	殻模型計算によって得られた $^{26}\text{F}$ の励起エネルギー . . . . .	89
97	それぞれの励起エネルギーにおける分光学的因子 . . . . .	90

# 第1章 序

近年の重イオン加速器技術とインフライト型不安定核分離技術の進展に伴い、 $\beta$  安定線から離れた不安定核についての研究が進んでいる。特に中性子束縛限界 (中性子ドリップライン) 近傍では安定核で知られている魔法数の消失 (8、20、28、50) と新魔法数の出現 [1] に代表される殻進化現象や、密度の飽和性を破る中性子ハロー構造 [2] の出現など、安定核には見られないような特異現象が見つかってきた。その一つの例が中性子ドリップライン上にある二重閉殻核  $^{24}\text{O}$  である。この核では第一励起エネルギーが 4.47 MeV [3] と周辺核に比べて高くなっていること、s 軌道の分光学的因子の値が  $1.74 \pm 0.19$  と大きく、他の軌道との混合がほとんどないこと [4]、さらに、 $^{24}\text{O}$  周辺では中性子数が 16 より大きくなると中性子分離エネルギーが小さくなることが知られている [5]。これらの事実は  $^{24}\text{O}$  において新魔法数 16 が出現していることを示している。

$^{24}\text{O}$  近傍では、中性子ドリップラインが急激に変化するドリップライン異常が知られている。酸素同位体のドリップラインは  $^{24}\text{O}$  (N=16) であるのに対し、陽子数が 1 多いフッ素同位体では中性子数が 6 も多い  $^{31}\text{F}$  がドリップライン核であることが実験的に知られている。しかしなぜこのような現象が起こるのかはいまだに解明されていない。最近の理論によれば 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研究 [6] もある。しかし、この領域の実験データは不足している状況であるため、「酸素ドリップライン異常」の原因が特定されたわけではない。本研究で注目している  $^{26}\text{F}$  は中性子ドリップライン異常が見られる領域に位置している原子核でありこの現象を解明する手がかりとなる可能性がある。

$^{26}\text{F}$  の低励起準位は、二重閉殻核である  $^{24}\text{O}$  をコアとして、それに  $0d_{5/2}$  軌道の陽子と  $0d_{3/2}$  軌道の中性子が結合したものと考えることができる (図 2)。  $0d_{5/2}$  と  $0d_{3/2}$  の結合によりスピンパリティ  $1^+$ 、 $2^+$ 、 $3^+$ 、 $4^+$  の 4 つの準位が形成される。これらの準位はほぼ純粋な一陽子一中性子状態として記述できると期待され、このような中性子過剰な領域の陽子、中性子間の核力の性質を理解することができる可能性がある。安定核にお

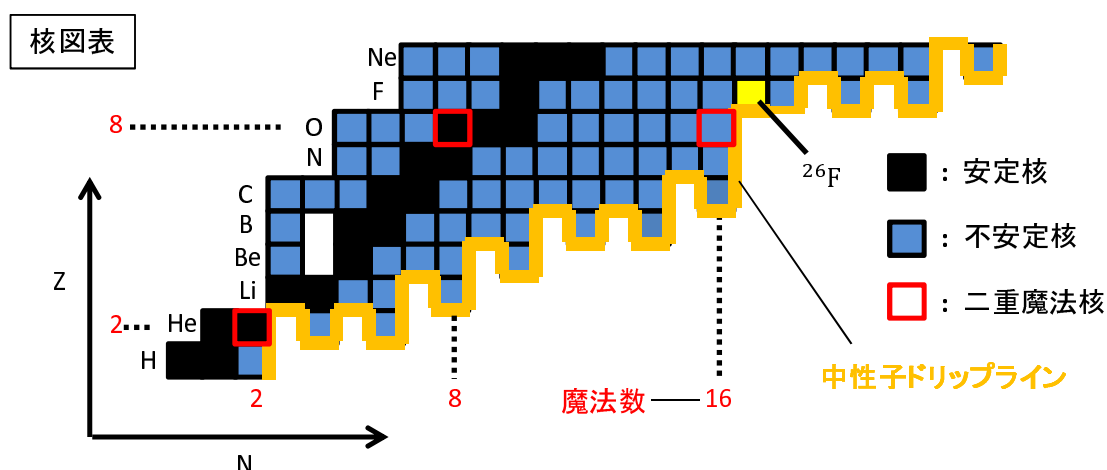


図 1 横軸に中性子数、縦軸に陽子数をとった核図表。

いても、二重魔法数核 + 陽子 + 中性子の核の準位から核子-核子相互作用が J. P. Schiffer らによってよく研究されている。[7]。例として陽子と中性子のそれぞれの角運動量ベクトル  $j_p$ 、 $j_n$  が等しく、アイソスピン  $T=0$ 、全角運動量  $J$  が奇数の場合を考える。陽子-中性子間の相互作用がない場合の励起エネルギーと陽子-中性子間の相互作用がある場合の励起エネルギーの差を  $\Delta E(j_p j_n J)_{j_p=j_n}$  とする。 $\theta$  を陽子と中性子の角運動量ベクトル (それぞれ  $j_p$ 、 $j_n$ ) の間の角度とすると、

$$\cos \theta = \frac{J(J+1) - j_p(j_p+1) - j_n(j_n+1)}{2\sqrt{j_p j_n (j_p+1)(j_n+1)}} \quad (1)$$

となり、波動関数の重なり大きさを与える。これを用いると  $\Delta E(j_p j_n J)_{j_p=j_n}$  は

$$\Delta E(j_p j_n J)_{j_p=j_n} = C \left( \cot \frac{\theta}{2} \right) \left[ 1 + \frac{1}{\cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)} \right] \quad (2)$$

となる。 $\theta$  が  $0^\circ$  と  $180^\circ$  に近づく、つまり全角運動量の値が最大と最小に近づく、 $\Delta E(j_p j_n J)_{j_p=j_n}$  は極大となるため、励起エネルギーのスピンの依存性を見ると放物線のような形になる。今回注目している  $^{26}\text{F}$  は  $j_p \neq j_n$  であるがこれと似たような傾向を持つことが知られている [8]。

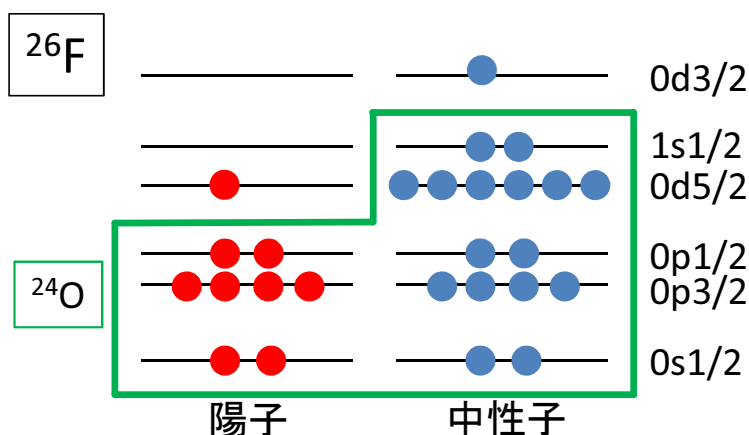


図2  $^{26}\text{F}$  の一粒子軌道。赤丸が陽子、青丸が中性子の一粒子軌道を表している。

現在のところ  $^{26}\text{F}$  の  $1^+$ 、 $2^+$ 、 $3^+$ 、 $4^+$  の準位について数例の実験研究がなされている [9, 10, 11, 12]。1999年に A. T. Reed らが GANIL にある LISE3 を用いて  $1^+$  が基底状態であるということを特定した [9]。この実験では不安定核ビームの  $^{26}\text{F}$  をシリコン検出器に打ち込み、そこから放出される  $\beta$  粒子を検出し、続いて放出される  $\gamma$  線をゲルマニウム検出器で検出するという、いわゆる  $\beta$ - $\gamma$  核分光法を用いている。図3は得られた  $\gamma$  線のエネルギースペクトルであり、このスペクトルを得る際、バックグラウンドは差し引かれている。観測された  $^{26}\text{Ne}$  の終状態が  $0_2^+$ 、 $2_1^+$  であること、ガモフ-テラー遷移の選択則、殻模型計算との比較から、 $^{26}\text{F}$  の  $1^+$  からの  $\beta$  崩壊であることが分かり、これが基底状態のスピン・パリティであることが分かった。

$2^+$  のスピンパリティをもつ励起準位は、M. Stanoiu らが GANIL の SPEG の実験によって、657(7) keV の励起エネルギーを持つことが分かった [10]。この実験では  $^{27}\text{Na}$ 、 $^{28}\text{Na}$  の不安定核ビームから入射核破砕反応により  $^{26}\text{F}$  を生成し、 $\text{BaF}_2$  検出器アレーを用いてインビーム  $\gamma$  線分光を行っている。図4はドブラー

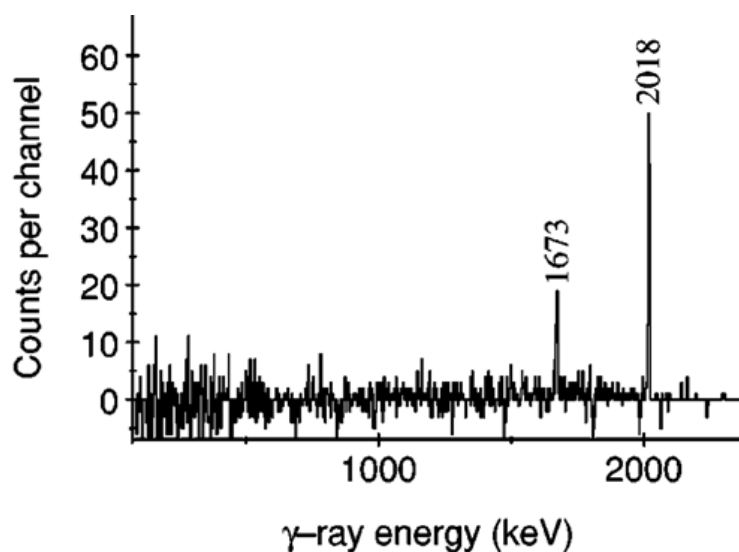


図3  $^{26}\text{F}$  が  $^{26}\text{Ne}$  へ  $\beta$  崩壊した後に放出された  $\gamma$  線のエネルギースペクトル (keV)。1673 keV、2018 keV に見られるピークは、それぞれ  $^{26}\text{Ne}$  の  $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ 、 $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  遷移に対応している [9]。

補正後の  $\gamma$  線のエネルギースペクトルである。黒線が  $^{26}\text{F}$  と同時測定したスペクトルを示しており青線が  $^{23}\text{O}$  と同時測定したスペクトルを示している。657 keV のピークが  $^{26}\text{F}$  の  $2^+ \rightarrow 1^+$  遷移に対応しているが 400 keV 付近にもピークが見える。これは、束縛励起状態を持たない  $^{23}\text{O}$ [13] のスペクトルにも同じピークが見えていることから  $^{26}\text{F}$  の励起状態に付随した  $\gamma$  線ではなく、標的起源の  $\gamma$  線である。殻模型計算によると  $3^+$  は非束縛であり、 $4^+$  は核異性体である [14] ため  $^{26}\text{F}$  の励起エネルギーが 657 keV の状態のスピニリティを  $2^+$  と推定した。

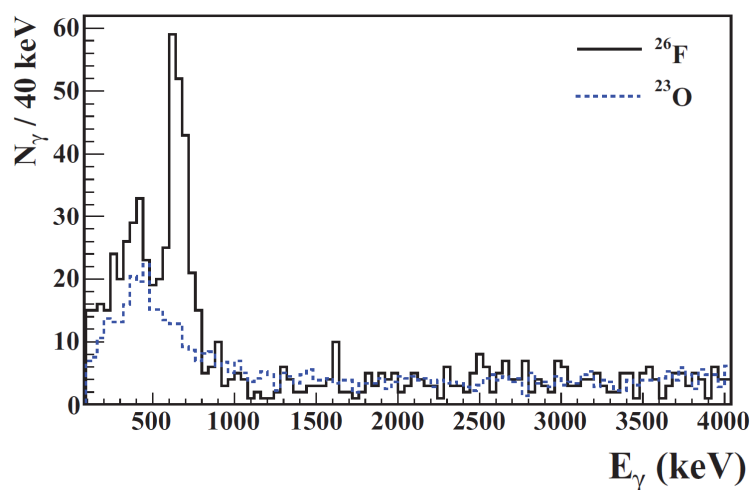


図4 インビーム  $\gamma$  線分光で得られた  $^{26}\text{F}$  の  $\gamma$  線のエネルギースペクトル (keV)[10]。

長寿命の核異性体であると予測されていた  $4^+$  準位は、A. Lepailleur らが GANIL の LISE での実験によって発見され、643.4(1) keV の励起エネルギーを持つことが分かった [12]。この実験では  $^{26}\text{F}$  をシリコン検出器に打ち込み、 $^{26}\text{F}$  の励起状態から放出される  $\gamma$  線をゲルマニウム検出器で検出している。図 5 は原子核を打ち込んで 2 ms の間に得られた  $\gamma$  線のエネルギースペクトルである。青線で示したものは  $^{26}\text{F}$  を打ち込んで得られたスペクトルであり、黒線は  $^{26}\text{F}$  以外の不安定核を打ち込んで得られたスペクトルである。赤線は青線の条件にさらに  $\beta$  粒子も検出されたという条件をかけて得られたスペクトルである。赤線のスペクトルにピークが見えないことから 643.4 keV の  $\gamma$  線は  $^{26}\text{F}$  の核異性体によるものであると分かり、また得られた時間スペクトルから半減期が 2.2(1) ms であることがわかった。以上から 643.4 keV の  $\gamma$  線が  $^{26}\text{F}$  の  $4^+$  起源であると特定した。

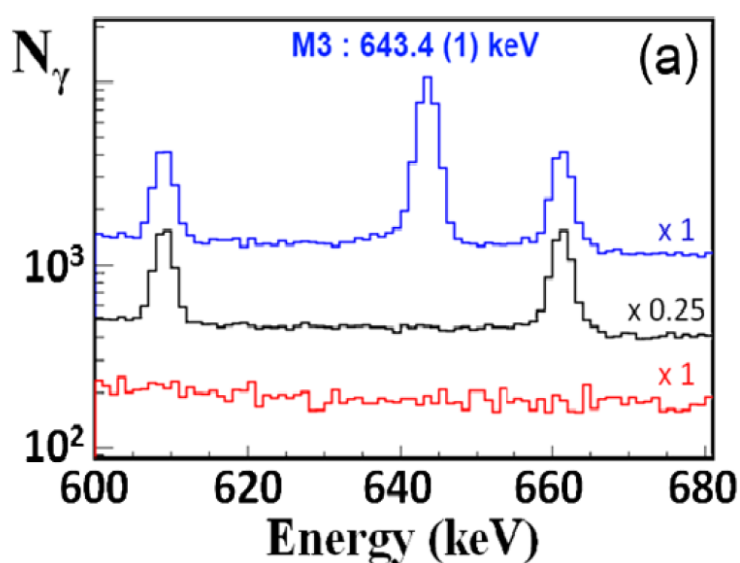


図 5  $^{26}\text{F}$  の  $\gamma$  線のエネルギースペクトル (keV)。青線は  $^{26}\text{F}$  をシリコン検出器に打ち込んだとき、黒線は  $^{26}\text{F}$  以外の原子核を打ち込んだときのスペクトル。赤線は青線の条件にさらに  $\beta$  粒子も検出されたという条件をかけて得られたスペクトル [12]。

殻模型計算 [14] によれば、 $3^+$  は一中性子分離エネルギー (0.80(12) MeV[15]) よりも高い励起エネルギーを持つ非束縛核であると予想されている。N. Frank らはこれに対応すると考えられる準位を MSU の NSCL での実験で発見したと主張している [11]。この実験で得られた準位のエネルギーは一中性子分離エネルギーよりも 271(37) keV 高い。この実験では  $^{26}\text{Ne}$  の荷電交換反応を用いて  $^{26}\text{F}$  を生成し、不変質量法により  $^{26}\text{F}$  の核分光を行った。図 6 は得られた相対エネルギー分布を示しており、誤差棒付きの黒点が実験データ、黒線がシミュレーションを示している。シミュレーションは青線で示した検出効率を反映した一様分布と緑線で示した 270 keV の共鳴から計算している。観測された準位は  $3^+$  の候補であるがスピンパリティについては特定するに至っていない。 $\gamma$  線の同時検出を行っていないため、束縛状態の  $^{25}\text{F}$  の励起状態に崩壊している可能性を棄却することができなかったためである。

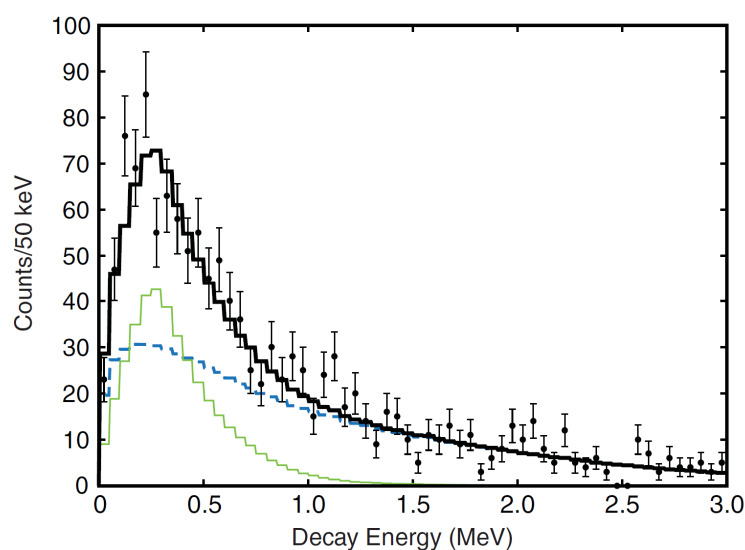


図 6  $^{26}\text{F}$  の相対エネルギー分布 (MeV)。誤差棒付きの黒点が実験データ、黒線がシミュレーションを表している。黒線は青線のバックグラウンドと、緑線の 270 keV の共鳴から計算している [11]。

以上のことをまとめて横軸にスピンパリティ  $J^\pi$  をとることで  $^{26}\text{F}$  のエネルギーは図 7 のようになる。これらの点から放物線様の曲線を描くことができる。ここでは  $3^+$  の励起エネルギーに N.Frank の値を暫定的に用いた。 $3^+$  状態の励起エネルギーを特定することができれば放物線様の形を決定することができ、陽子、中性子間の相互作用を明らかにすることができると期待される。

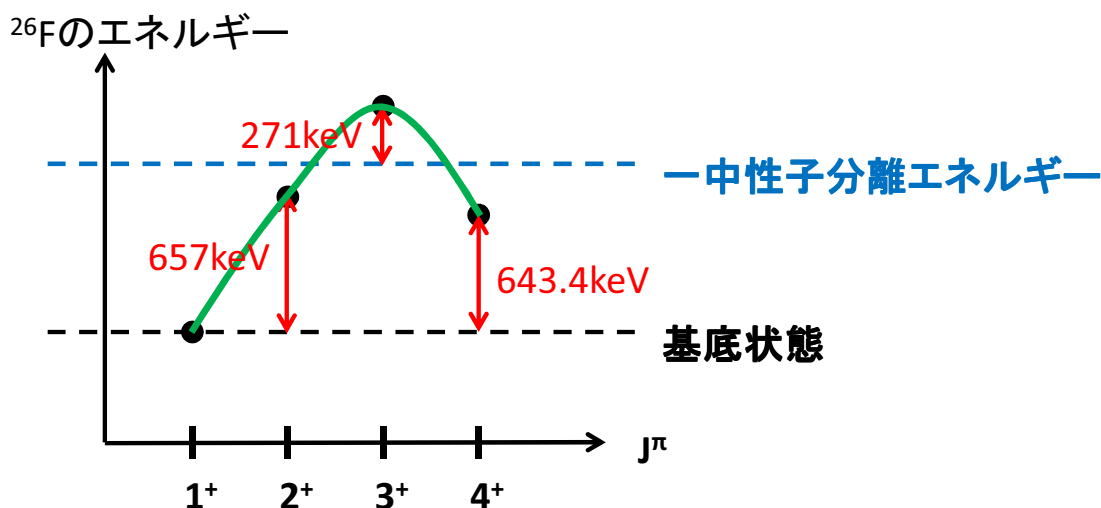


図 7 横軸にスピンパリティをとった時の  $^{26}\text{F}$  のエネルギー。それぞれの点を結ぶとパラボラ曲線になる。

本研究では、この不確定となっている  $3^+$  状態を含め、 $^{26}\text{F}$  の非束縛状態の分光を目的としている。そのため、炭素標的を用いた  $^{27}\text{Ne}$  の一陽子分離反応、 $^{26}\text{F}$  の非弾性散乱、 $^{27}\text{F}$  の一中性子分離反応における相対エネルギー分布および断面積の導出を行った。 $^{27}\text{F}$  の一中性子分離反応は  $0d_{5/2}$  軌道の陽子と  $0d_{3/2}$  軌道や  $1s_{1/2}$  軌道、 $0d_{5/2}$  軌道の中性子の結合によって形成される準位に感度があり  $^{27}\text{Ne}$  の一陽子分離反応は  $0d_{5/2}$  軌道の陽子と  $0d_{3/2}$  軌道の中性子の結合によって形成される準位に感度がある。また、 $^{26}\text{F}$  の非弾性散乱は一個の核子の励起のみならず、複数の核子の励起にも感度がある。これらの生成チャンネルの違いを利用して、スピンパリティを決め、エネルギー準位を特定することを目指した。また、 $\gamma$  線を同時測定することによって崩壊後の  $^{25}\text{F}$  の準位についても議論することができる。実験は理化学研究所の加速器施設 RIBF において行われた。BigRIPS を用いて  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ 、 $^{27}\text{F}$  の生成、分離を行い、227 MeV/u の  $^{27}\text{Ne}$  ビーム、201 MeV/u の  $^{26}\text{F}$  ビーム、205 MeV/u の  $^{27}\text{F}$  ビームをそれぞれ炭素標的に入射させた。炭素標的での分解反応で放出される荷電フラグメントと中性子の運動量の同時測定には、多種粒子測定装置 SAMURAI を用い、不変質量法により相対エネルギー分布を導出した。以下では、第 2 章で実験原理について述べ、第 3 章では実験施設および検出器について記す。第 4 章で解析手法について述べ、第 5 章では得られた相対エネルギー分布の議論を行う。第 6 章で本論文のまとめとともに今後の展望について述べる。



## 第 2 章 実験原理

本章では  $^{26}\text{F}$  の励起準位の生成反応と不変質量法について述べる。

### 2.1 核力分解反応

本研究では  $^{27}\text{Ne}$  の一陽子分離反応、 $^{26}\text{F}$  の非弾性散乱、 $^{27}\text{F}$  の一中性子分離反応の 3 つの反応経路を用いて  $^{26}\text{F}$  の励起準位を生成した。複数の反応経路を用いることによって  $1^+$ 、 $2^+$ 、 $3^+$ 、 $4^+$  の準位はそれぞれ異なる生成確率であることが期待されるので、それらから  $3^+$  を含めた様々な準位を特定する。また  $1^+$ 、 $2^+$ 、 $3^+$ 、 $4^+$  以外の準位も見ることができると期待できる。

#### 2.1.1 一核子分離反応

この反応では二次標的との反応でビーム核中のひとつの核子が分離される。分離後の荷電フラグメントの運動量分布は分離された核子の軌道角運動量を反映しているため、運動量分布測定から、分離された核子の一粒子軌道の情報を得ることができる。

##### 2.1.1.1 $^{27}\text{Ne}$ の一陽子分離反応

$^{27}\text{Ne}$  の一粒子軌道は図 8 のようになっていることが期待される。一陽子分離反応によって  $0d_{5/2}$  軌道の陽子が剥ぎ取られると  $0d_{5/2}$  軌道の陽子と  $0d_{3/2}$  軌道の中性子の結合で形成される準位が生成されると期待される。

##### 2.1.1.2 $^{27}\text{F}$ の一中性子分離反応

$^{27}\text{F}$  の一粒子軌道は図 9 のようになっていると考えられる。一中性子分離反応によって  $0d_{3/2}$  軌道の中性子が抜けると  $0d_{5/2}$  軌道の陽子と  $0d_{3/2}$  軌道の中性子の結合で形成される準位が生成されると期待され、 $1s_{1/2}$  軌道の中性子が抜けると  $0d_{5/2}$  軌道の陽子と  $1s_{1/2}$  軌道の中性子ホールの結合で形成される準位が生成されると期待される。このように反応経路は複数考えられ、生成される準位も多岐にわたる。

#### 2.1.2 $^{26}\text{F}$ の非弾性散乱

$^{26}\text{F}$  の一粒子軌道は図 10 のようになっていると考えられる。 $^{26}\text{F}$  が炭素標的と非弾性散乱することで  $^{26}\text{F}$  の励起準位を生成する。この反応では例えば  $0d_{5/2}$  軌道の陽子が  $1s_{1/2}$  軌道へ励起したり、 $1s_{1/2}$  軌道の中性子が  $0d_{3/2}$  軌道に励起する反応などが考えられる。ほかにも複数の核子が励起する反応も起こりうる。

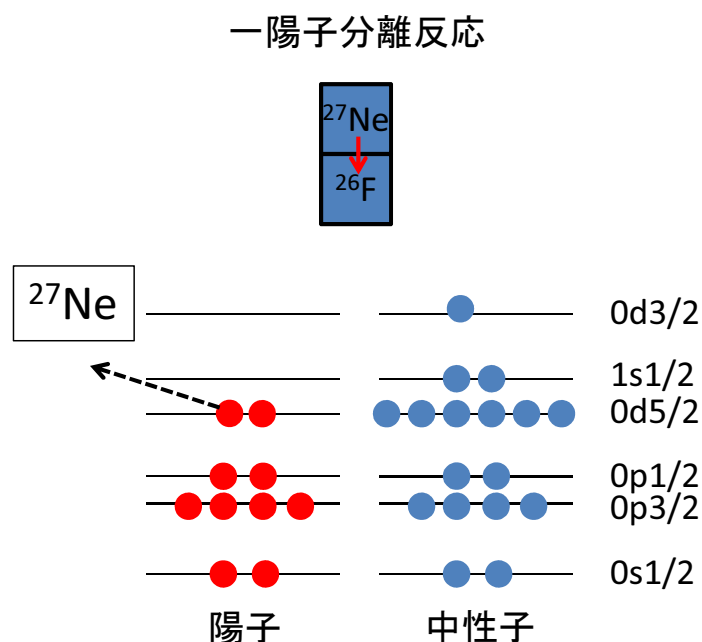


図 8 核図表上での一陽子分離反応の概念図と  $^{27}\text{Ne}$  の一粒子軌道。赤丸が陽子、青丸が中性子の一粒子軌道を表している。図中では例として  $0d_{5/2}$  軌道の陽子が分離する様子を表している。

## 2.2 不変質量法

測定にはエネルギー分解能や反応生成物の集収率の点から不変質量法を用いた。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。このことからビーム強度の弱い不安定核ビームを用いた実験に適している。例として、図 11 のように  $^{27}\text{Ne}$  が炭素標的での一陽子分離反応によって陽子を 1 個失い  $^{26}\text{F}$  となり、 $^{25}\text{F}$  と 1 個の中性子に崩壊した場合を考える。 $^{25}\text{F}$  と 1 個の中性子の静止質量、運動量ベクトル、エネルギーをそれぞれ  $m, P, E$  とすると、崩壊前の  $^{26}\text{F}$  の質量  $M$  は

$$M = \sqrt{(E_{25\text{F}} + E_n)^2 - (\mathbf{P}_{25\text{F}} + \mathbf{P}_n)^2} \quad (3)$$

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、

$$E_{rel} = M - (m_{25\text{F}} + m_n) \quad (4)$$

となる。 $E_{rel}$  と  $^{25}\text{F}$  の一中性子分離エネルギー  $S_n$  を用いて  $^{25}\text{F}$  の励起エネルギー  $E_x$  は

$$E_x = E_{rel} + S_n \quad (5)$$

## 一中性子分離反応

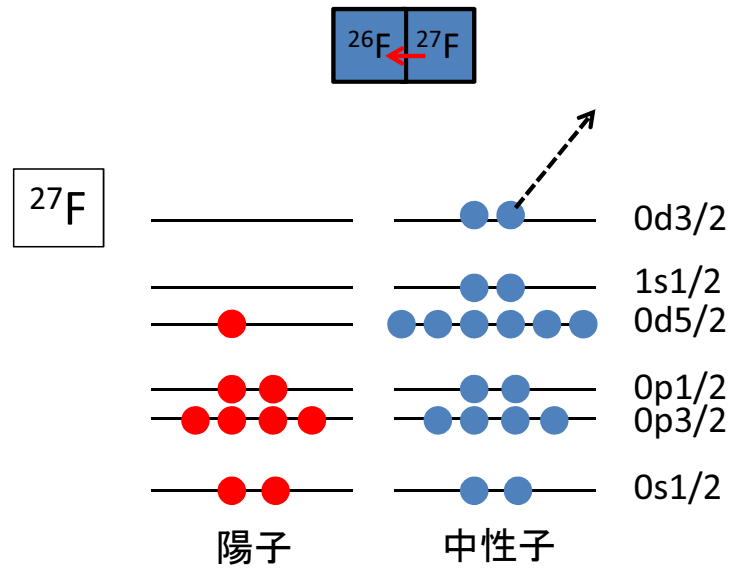


図9 核図表上での一中性子分離反応の概念図と $^{27}\text{F}$ の一粒軌道。赤丸が陽子、青丸が中性子の一粒軌道を表している。図中では例として $0d_{3/2}$ 軌道中の中性子が分離する様子を表している。

と書ける。これらの関係を図12に示す。本研究では放出粒子の運動量ベクトルを測定することで相対エネルギー  $E_{rel}$  を導出した。

### 非弾性散乱

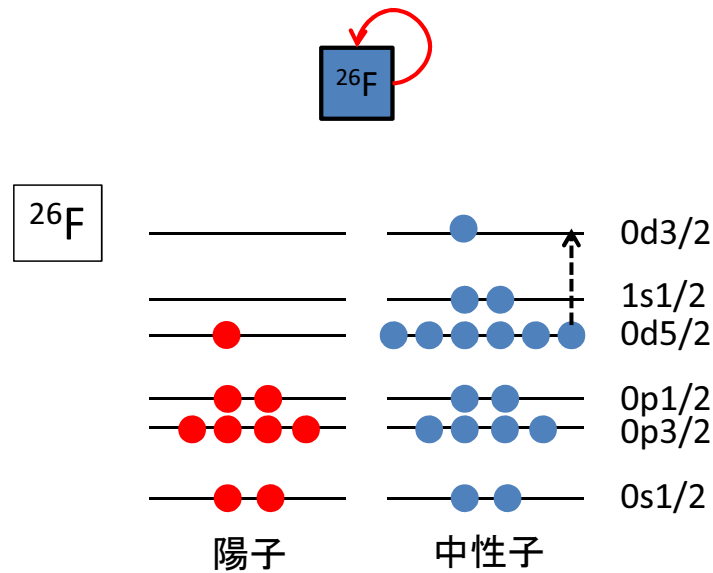


図 10 核図表上での非弾性散乱の概念図と  $^{26}\text{F}$  の一粒子軌道。赤丸が陽子、青丸が中性子の一粒子軌道を表している。図中では例として  $0d_{5/2}$  軌道の中性子が  $0d_{3/2}$  軌道に励起する様子を表している。

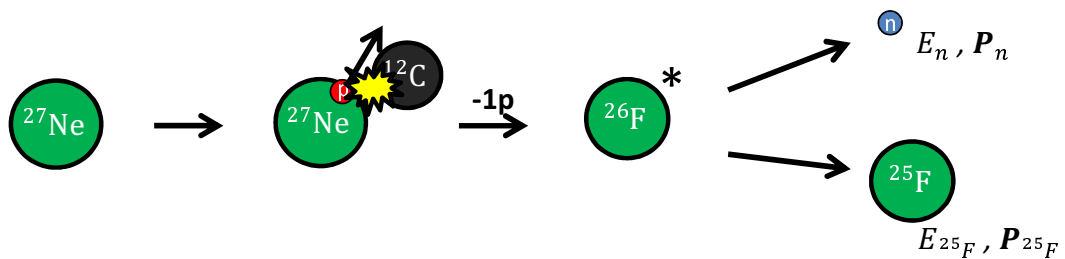


図 11 不変質量法の概念図。図は  $^{27}\text{Ne}$  が炭素標的での一陽子分離反応によって陽子を 1 個失い  $^{26}\text{F}$  となり、 $^{25}\text{F}$  と 1 個の中性子に崩壊したときの反応を表している。E と P は放出粒子それぞれのエネルギーと運動量ベクトルを表している。

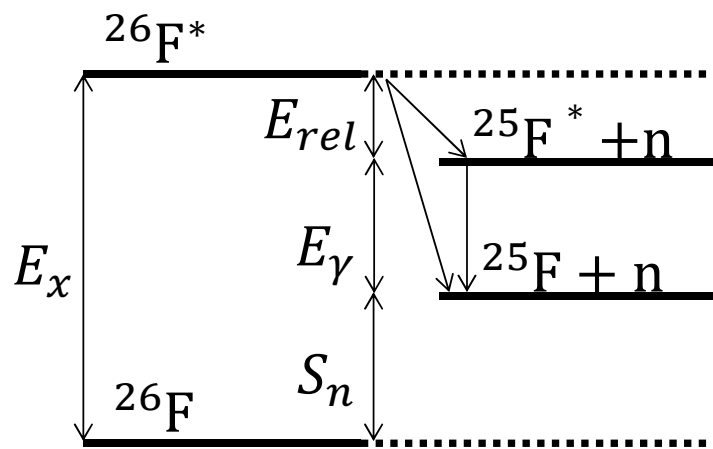


図 12 相対エネルギー  $E_{rel}$  と励起エネルギー  $E_x$  の関係。  $S_n$  は一中性子分離エネルギーを表している。

## 第3章 実験

実験は理化学研究所の RIBF (RI Beam Factory) 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群である。SRC 加速器の直後には不安定核を高効率、高分解能で分離・収集できる BigRIPS[16] 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)[17] が建設された。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、BigRIPS、そして SAMURAI の概観をそれぞれ図 13、図 14、図 15 に示す。SRC を中心とする RIBF の重イオン加速器と BigRIPS により、従来の施設に比べ、2~4 桁程度強度の高い不安定核ビーム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 まで加速することができるようになった。さらにビーム強度は  $^{48}\text{Ca}$  ビームで  $1.5 \times 10^{12}$  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 3.1 T であり、磁極間が 80 cm と広いいため、運動量、角度共大きなアクセプタンスを有する。荷電フラグメント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 (NEutron detection system for Breakup of Unstable nuclei with Large Acceptance) を用いて測定する。本章では実験の詳細について述べる。

### 3.1 二次ビームの生成

二次ビームの  $^{27}\text{Ne}$  ビーム、 $^{26}\text{F}$  ビーム、 $^{27}\text{F}$  ビームは核子当たり 345 MeV まで加速された一次ビームの  $^{48}\text{Ca}$  を厚さ 20 mm の一次標的の Be 標的に入射させ、入射核破砕反応により生成した。

### 3.2 二次ビーム測定系

生成された二次ビームは第一ステージ (F0~F2) で磁気硬度  $B\rho$ 、分散型焦点面 F1 に設置された厚さ 15 mm の楔形アルミニウムディグレーダーでのエネルギー損失  $\Delta E$  を用いて分離される。第一ステージで粗く分離された二次ビームは第二ステージ (F2~F7) で粒子ごとにプラスチックシンチレータで飛行時間  $TOF$ 、多線式比例計数管 BPC で磁気硬度  $B\rho$ 、イオンチェンバー ICB でエネルギー損失  $\Delta E$  を測定し分離、識別され SAMURAI エリアへと運ばれる。ここではそれぞれの検出器について詳しく述べる。

#### 3.2.1 プラスチックシンチレータ

BigRIPS には F3 焦点面と F7 焦点面に厚さ 3 mm のプラスチックシンチレータが設置されており、それぞれの両端には光電子増倍管が設置されている。F3、F7、F13 の左右の光電子増倍管の平均を用いて各焦点面の

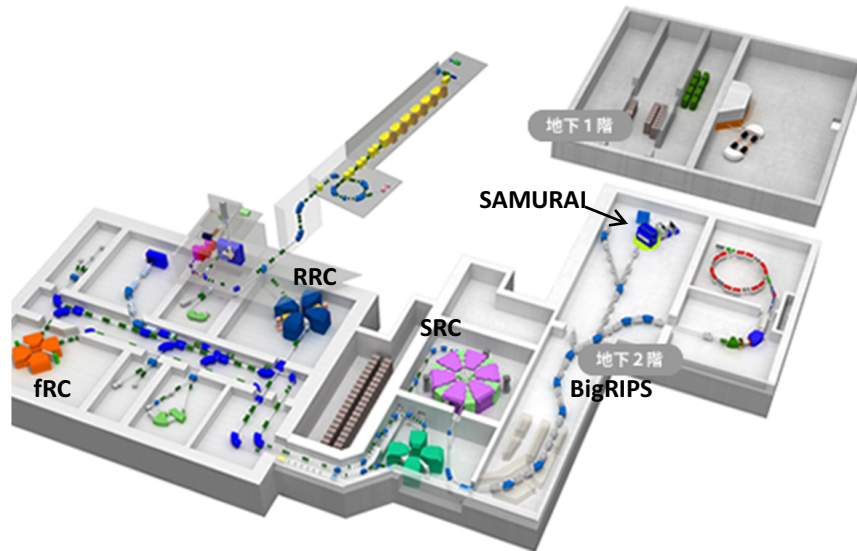


図 13 RIBF の概観。3 基のリングサイクロトロン (fRC, IRC, SRC) と超電導 RI ビーム生成分離装置 (BigRIPS) を使用して、RI ビームをウランまでの全元素にわたって発生させる。

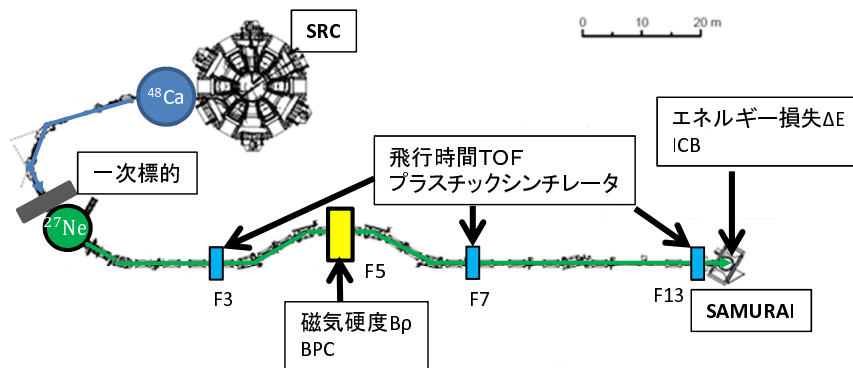


図 14 BigRIPS の概観。加速された一次ビームは一次標的に入射し、入射核破砕反応により二次ビームが生成される。生成された二次ビームはプラスチックシンチレータで飛行時間  $TOF$ 、多線式比例計数管 BPC で磁気硬度  $B\rho$ 、イオンチェンバー ICB でエネルギー損失  $\Delta E$  を測定し分離、識別され SAMURAI エリアへと運ばれる。

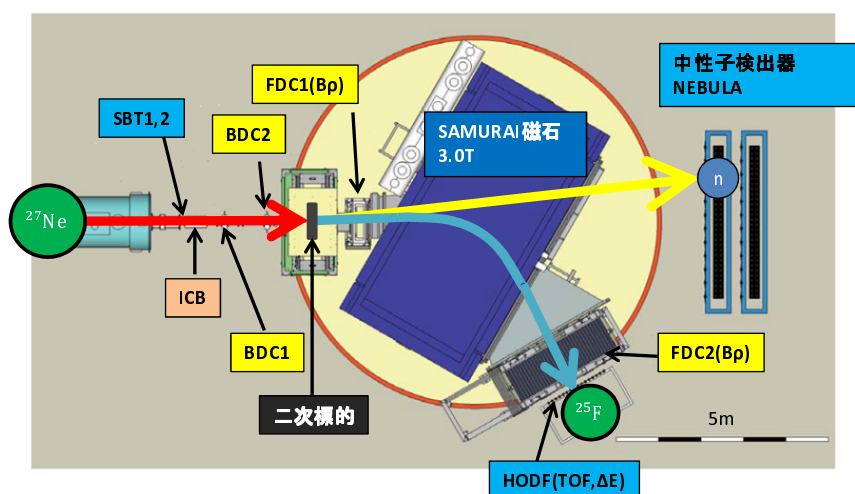


図 15 SAMURAI の概観。運ばれてきた二次ビームは二次標的と反応し、荷電フラグメントと中性子へと崩壊する。荷電フラグメントは SAMURAI 磁石によって曲げられドリフトチェンバー FDC1 と FDC2 で磁気硬度  $B\rho$ 、プラスチックシンチレータホドスコープ HODF で飛行時間  $TOF$  とエネルギー損失  $\Delta E$  を測定し識別される。中性子は直進し中性子検出器 NEBULA で検出される。

到達時間を得た。その到達時間の時間差から飛行時間  $TOF$  を得た。

### 3.2.2 BPC

BPC (Beam Propotional Chamber) は水平方向の位置から二次ビームの磁気硬度を測定することを目的として F5 焦点面に設置された多線式比例計数管 (MWPC) である。図 16 に BPC の概略図を示す。F5 焦点面は、焦点面における水平方向の位置が磁気硬度に依存する分散型焦点面でありその関係は以下の式で表される。

$$B\rho = \left(1 + \frac{x}{D}\right) B\rho_0 \quad (6)$$

$x$  は BPC で測定された位置 (mm) であり、 $D$  は分散で  $D=3300$  mm である。 $B\rho_0$  は中心軌道の磁気硬度である。BPC は 64 本のアノードワイヤーをを持つ面を 2 面並べた構造をしており、ワイヤー間隔は 2 mm であるが二本のワイヤーで一つの読み出しとなっているため位置情報は 4 mm 間隔で得られる。本実験では封入ガスに 50 Torr の  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  を使用した。飛行時間の情報と合わせて二次ビームの  $A/Z$  の識別に用いる。表 1 に BPC の仕様をまとめる。

### 3.2.3 SBT1, SBT2

SAMURAI の標的エリア (F13) には厚さ 0.5 mm のプラスチックシンチレータが 2 つ (SBT1、SBT2 (Scintillator Before Target 1, 2)) 設置されており、それぞれの両端に光電子増倍管が設置されている。



有感領域	240 mm(横) × 150 mm(縦)
アノードワイヤー間隔	2 mm
読み出し	64 アノードワイヤー × 2 層
封入ガス	i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (50 Torr)

表 1 BPC の仕様

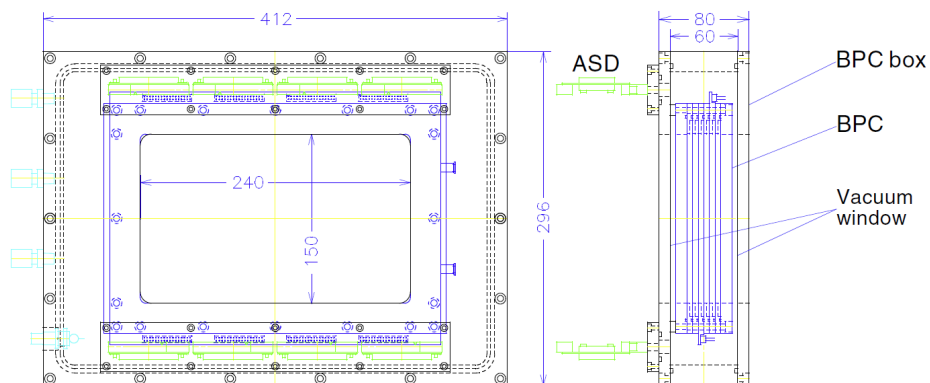


図 16 BPC の概略図 [17]

SBT1-SBT2 間の距離は 80 mm である。二次ビームの粒子識別には F3~F7 間、F7~F13 間の *TOF* を用いた。

### 3.2.4 ICB

ICB (Ion Chamber for Beam) は二次ビームのエネルギー損失を測定することを目的として標的の上流に設置されたイオンチェンバーである。図 17 に ICB の概略図を示す。ICB は 10 層のアノード面と 11 層のカソード面からなり封入ガスには 1 気圧の P10 ガスを用いている。飛行時間の情報と合わせて二次ビームの陽子数  $Z$  の識別に用いる。表 2 に ICB の仕様をまとめる。

有感領域	140 mm × 140 mm × 420 mm(奥行)
層数	(アノード)10 層 (カソード)11 層
アノードカソード間隔	21 mm
封入ガス	P10(1 気圧)

表 2 ICB の仕様

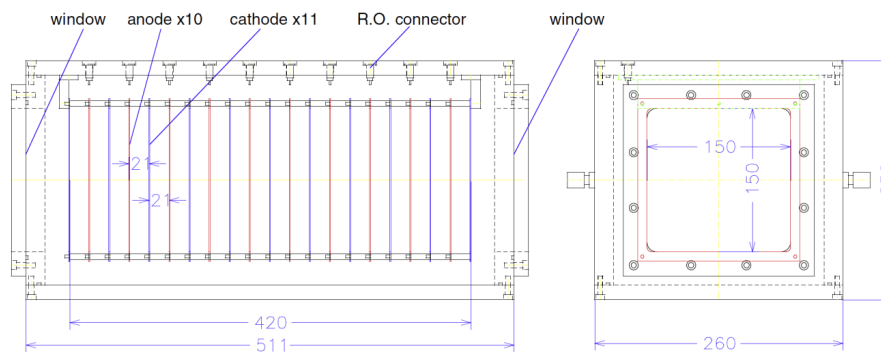


図 17 ICB の概略図 [17]

### 3.2.5 BDC1, BDC2

BDC1、BDC2 (Beam Drift Chamber1, 2) は二次ビームの位置と角度を測定するために標的上流に設置されたドリフトチェンバーである。図 18 に BDC の概略図を示す。1 層当たり 16 本のアノードワイヤーが 5 mm 間隔で張られている。ワイヤーの向きは水平方向 X、X' と鉛直方向 Y、Y' の計 8 層から構成されている。X(Y) 面と X'(Y') 面はワイヤーの位置を 2.5 mm ずらしている。チェンバーの微小信号を増幅、整形する ASD (Amplifier Shaper Discriminator) が取り付けられている。封入ガスには 100 Torr の  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  を用いた。BDC1、BDC2 それぞれでの位置から標的上での二次ビームの位置と角度を外挿によって求めた。表 3 に BDC1、2 の仕様をまとめる。

有感領域	80 mm × 80 mm
層数	8 層 (XX'YY'XX'YY')
ワイヤー本数	16 本 × 8 層 = 128 本
アノードカソード間隔	2.5 mm
封入ガス	$i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ (100 Torr)

表 3 BDC1、BDC2 の仕様

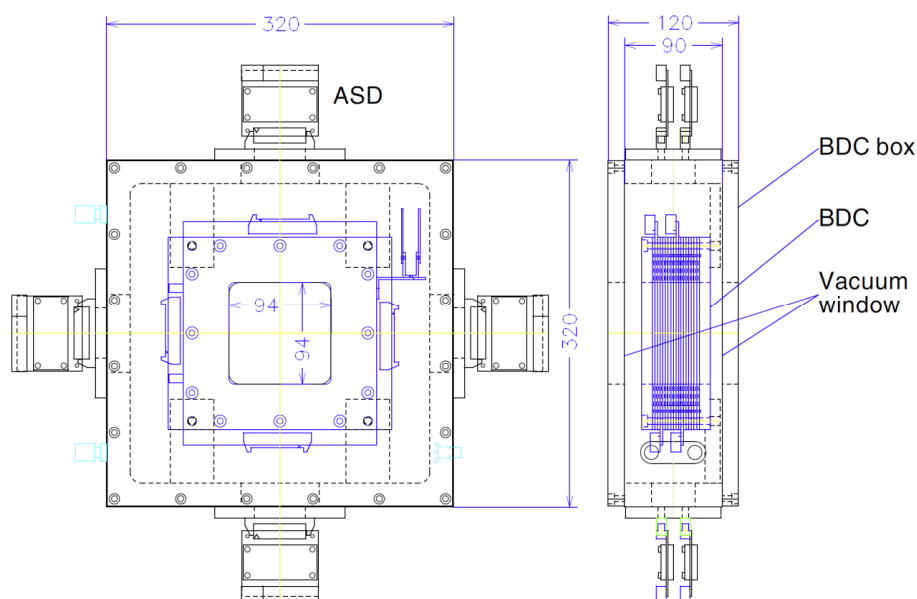


図 18 BDC の概略図 [17]

### 3.3 荷電フラグメント測定系

二次標的に入射した二次ビームは二次標的での一陽子分離反応、非弾性散乱、または一中性子分離反応により荷電フラグメントと中性子へと崩壊する。荷電フラグメントはSAMURAI磁石によって軌道を曲げられる。荷電フラグメントの磁気硬度はSAMURAI磁石の上下流に設置されたドリフトチェンバーFDC1とFDC2によって飛跡解析を行うことで測定する。荷電フラグメントの飛行時間とエネルギー損失はプラスチックシンチレータホドスコープHODFによって測定する。

#### 3.3.1 FDC1

FDC1 (Forward Drift Chamber1) は荷電フラグメントの放出角度のと磁気硬度を測定することを目的として二次標的-SAMURAI磁石間に設置されたドリフトチェンバーである。図 19 に FDC1 の概略図を示す。FDC1 は 1 層当たり 32 本のアノードワイヤーが 10 mm 間隔で張られている。ワイヤーの向きは水平方向 X、X' と鉛直方向から  $\pm 30^\circ$  傾けた方向 U、U'、V、V' の計 14 層から構成されている。X(U、V) 面と X'(U'、V') 面はワイヤーの位置を 5 mm ずらしている。封入ガスには 50 Torr の  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  を用いた。表 4 に FDC1 の仕様をまとめる。

有感領域	315 mm $\phi$
層数	14 層 (XX'UU'VV'XX'UU'VV'XX')
ワイヤー本数	32 本 $\times$ 14 層 = 448 本
アノードカソード間隔	5 mm
封入ガス	i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (50 Torr)

表 4 FDC1 の仕様

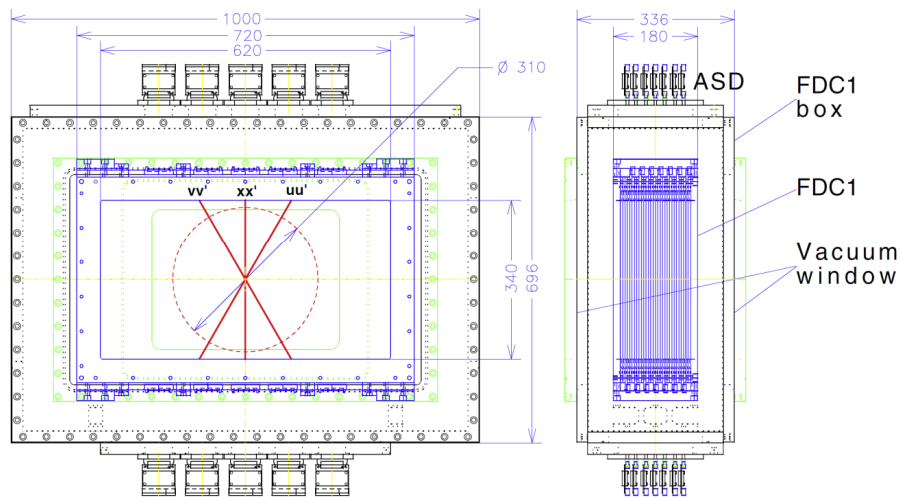


図 19 FDC1 の概略図 [17]

### 3.3.2 FDC2

FDC2 (Forward Drift Chamber2) は荷電フラグメントの磁気硬度を測定することを目的として SAMURAI 磁石の下流に設置されたドリフトチェンバーである。図 20 に FDC2 の概略図を示す。FDC2 は 1 層当たり 112 本のアノードワイヤーが 20 mm 間隔で張られている。ワイヤーの向きは水平方向 X、X' と鉛直方向から  $\pm 30^\circ$  傾けた方向 U、U'、V、V' の計 14 層から構成されている。X(U、V) 面と X'(U'、V') 面はワイヤーの位置を 10 mm ずらしている。封入ガスには 1 気圧の He+50% C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> を用いた。飛行時間の情報と合わせて荷電フラグメントの A/Z の識別に用いる。表 5 に FDC2 の仕様をまとめる。

有感領域	2296 mm(横) × 836 mm(縦) × 860 mm(奥行)
層数	14 層 (XX'UU'VV'XX'UU'VV'XX')
ワイヤー本数	112 本 × 14 層 = 1568 本
アノードカソード間隔	10 mm
封入ガス	He+50% C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (1 気圧)

表 5 FDC2 の仕様

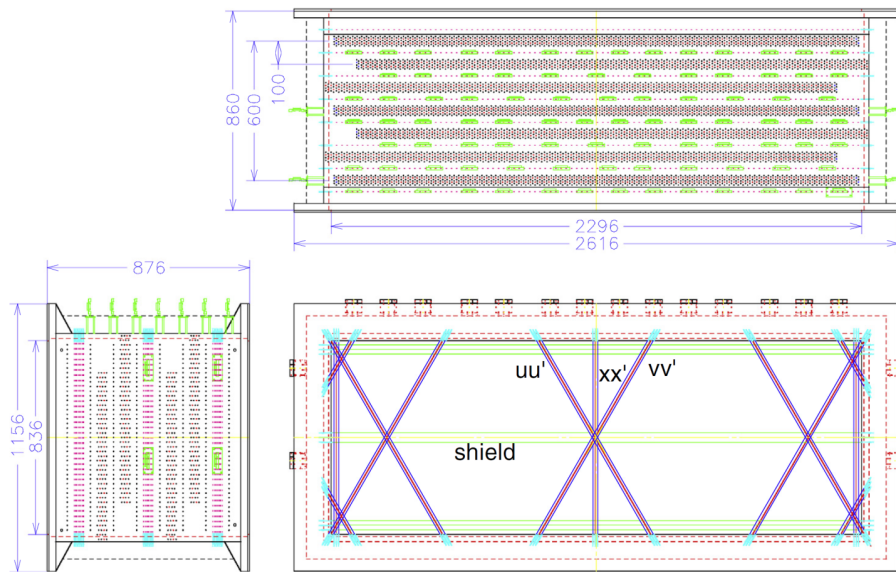


図 20 FDC2 の概略図 [17]

### 3.3.3 SAMURAI 磁石

SAMURAI 磁石は最大中心磁束密度 3.1 T、電極間距離 880 mm を持つ超伝導の双極子電磁石である。電磁石間には真空チェンバーが設置されている。偏向強度は 7 Tm と広いアクセプタンスを持つ。これらの特徴から反応で放出される荷電フラグメントと中性子を高効率で分離することができる。またこの SAMURAI 磁石は回転台に乗っており、実験に応じて回転角度を変更することができる。本実験では SAMURAI 磁石を 30° 回転させたセットアップで使用した。表 6 に SAMURAI 磁石の仕様をまとめる。

最大電流	560 A
最大磁場	3.1 T
最大中心磁気硬度	7.05 Tm
電極間距離	880 mm
電極直径	2000 mm

表 6 SAMURAI 磁石の仕様

### 3.3.4 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を測定することを目的として FDC2 の下流に設置されたホドスコープである。図 21 に HODF の概略図を示す。HODF は幅 100 mm、長さ 1200 mm、厚さ 10 mm のプラスチックシンチレータ 16 本から構成されており、それぞれのプラスチックシンチレータの上下には光電子増倍管が設置されている。高磁気硬度側から ID1、ID2、…、ID16 と割り振られている。飛行時間の情報とエネルギー損失から荷電フラグメントの陽子数  $Z$  の識別に用いる。表 7 に HODF の仕様をまとめる。

有感領域	1600 mm(横) × 1200 mm(縦)
プラスチックシンチレータの大きさ	100 mm(横) × 1200 mm(縦) × 10 mm(奥行)
プラスチックシンチレータの数	16 本

表 7 HODF の仕様

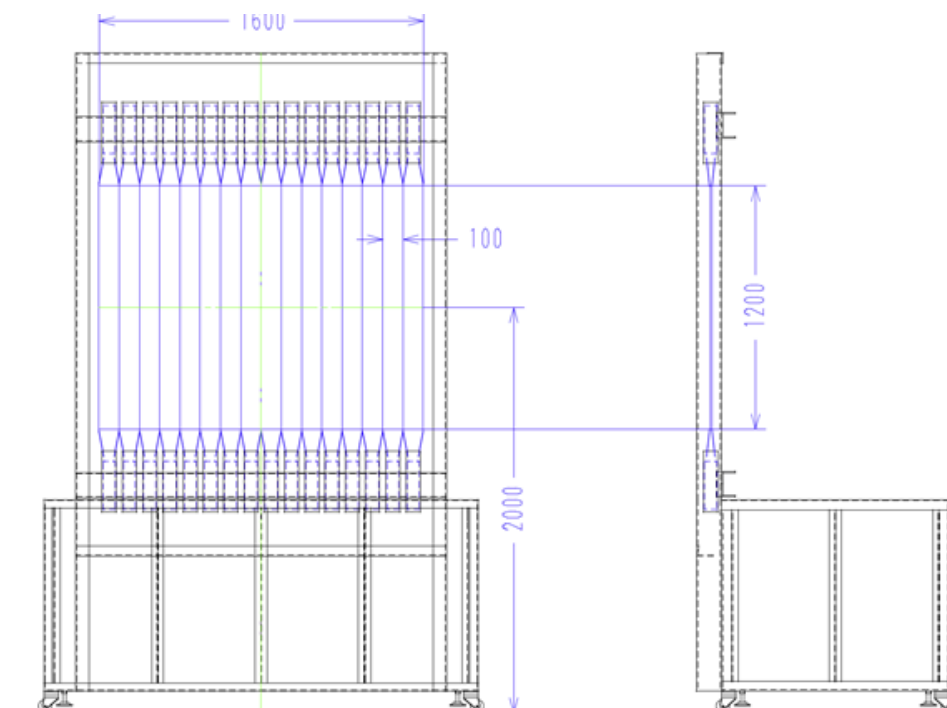


図 21 HODF の概略図 [17]

### 3.4 中性子測定系

二次標的に入射した二次ビームは二次標的での一陽子分離反応、非弾性散乱、または一中性子分離反応により荷電フラグメントと中性子へと崩壊する。中性子は SAMURAI 磁石で軌道を曲げられずに直進し中性子検出器 NEBULA で飛行時間と位置を検出する。

#### 3.4.1 NEBULA

NEBULA は中性子の飛行時間と位置を測定することを目的として二次標的の下流に設置された中性子検出器である。図 22 に NEBULA の概略図を示す。NEBULA には、プラスチックシンチレータを用いている。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  $1 \times 32 \times 190 \text{ cm}^3$  であり、VETO は NEUT に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接続されている。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。中性子は、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発生した二次荷電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とで検出する。中性子の四元運動量を測定することで不変質量を再構成する。

表 8 に NEBULA の仕様をまとめる。

NEUT	
有感領域	3.6 m(横) × 1.8 m(縦)
プラスチックシンチレータの大きさ	12 cm(横) × 180 cm(縦) × 12 cm(奥行)
プラスチックシンチレータの数	30 本 × 4 層 = 120 本
VETO	
有感領域	3.8 m(横) × 1.9 m(縦)
プラスチックシンチレータの大きさ	32 cm(横) × 190 cm(縦) × 1 cm(奥行)
プラスチックシンチレータの数	12 本 × 2 層 = 24 本

表 8 NEBULA の仕様

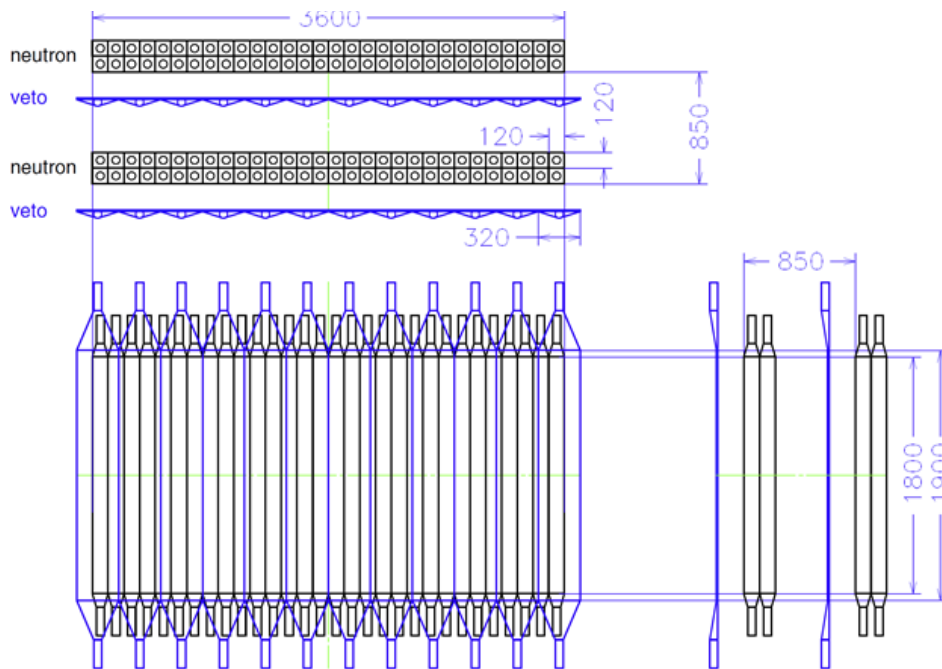


図 22 NEBULA の概略図 [17]



### 3.5 $\gamma$ 線測定系

二次標的で生成される荷電フラグメントが励起状態である場合、荷電フラグメントが脱励起する際に  $\gamma$  線が放出される。この  $\gamma$  線は DALI2 で検出する。

#### 3.5.1 DALI2

DALI2 (Detector Array for Low Intensity radiation 2)[18] は荷電フラグメントが脱励起する際に放出される  $\gamma$  線のエネルギーを測定することを目的として標的回りに設置された  $\gamma$  線検出器である。DALI2 は多数の NaI(Tl) シンチレータから構成される。それぞれの NaI(Tl) の結晶には 1 個の光電子増倍管が接着してある。放出される  $\gamma$  線は相対論的速度を持つためドップラー効果により観測されるエネルギーは荷電フラグメントの静止系におけるエネルギーとずれる。具体的には前方でエネルギーが大きくなり、後方では小さくなる。そのため、荷電フラグメントの速度と  $\gamma$  線を検出した結晶の角度から補正する必要があるので、DALI2 は細分化されている。表 9 に DALI2 の仕様をまとめる。

結晶の種類	NaI(Tl)
結晶の数	140 個
エネルギー分解能 (662 keV)	9 % (FWHM)

表 9 DALI2 の仕様

### 3.6 トリガーロジック

本実験に用いたトリガーロジックについて述べる。本実験ではビームトリガー、ビームトリガーをダウンスケールしたダウンスケールビームトリガー、NEBULA トリガー、DALI トリガー、HOD トリガーの 5 つを組み合わせたトリガーを使用している。ビームトリガーは SBT1 の左右の光電子増倍管の論理積をとり、SBT2 の左右の光電子増倍管の論理積をとり、さらにそれら二つの論理積をとったトリガーである (図 23)。NEBULA トリガーは NEBULA を構成する 120 本の NEUT それぞれの上下の光電子増倍管で論理積をとり、それらの論理和をとったトリガーである (図 24)。DALI トリガーは DALI を構成する 140 個の結晶それぞれの光電子増倍管の論理和をとったトリガーである (図 25)。HOD トリガーは HOD を構成する 16 本のプラスチックシンチレータそれぞれの上下の光電子増倍管で論理積をとり、それらの論理和をとったトリガーである (図 26)。本実験でのデータ収集のトリガーロジックは DSB トリガー、 $B \cap N$  トリガー、 $B \cap D$  トリガーで行った。

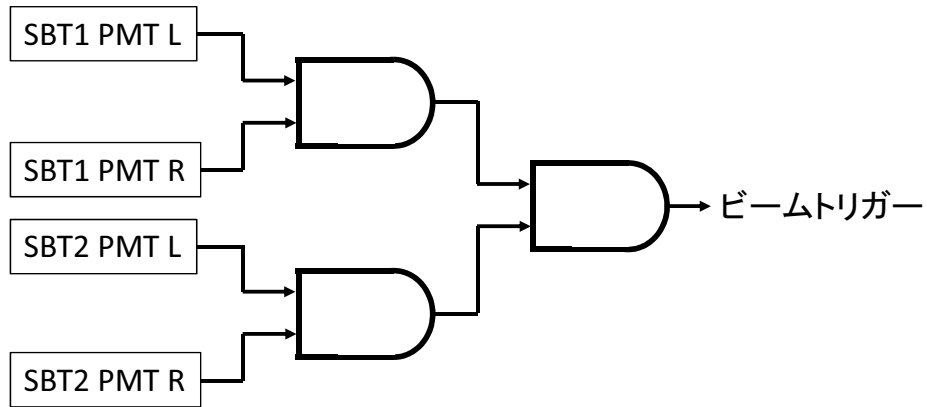


図 23 ビームトリガー生成回路。SBT1、2 PMT L(R) はそれぞれのプラスチックシンチレータのビームから見て左側 (右側) の光電子増倍管を表している。

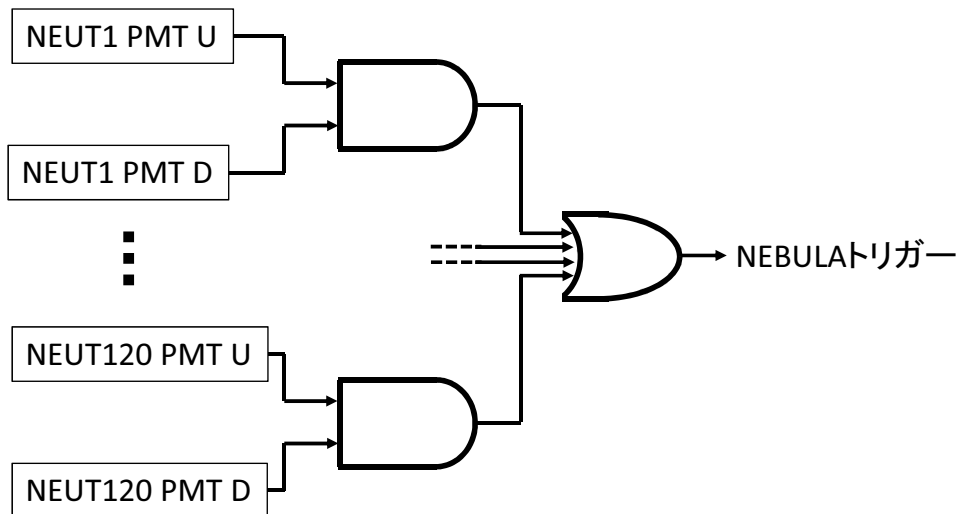


図 24 NEBULA トリガー生成回路。NEUT1、2、...、120 NEUT U(D) はそれぞれのプラスチックシンチレータの上側 (下側) の光電子増倍管を表している。

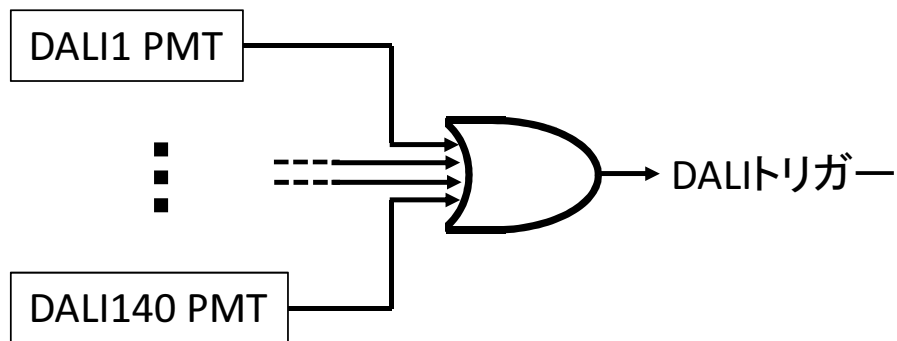


図 25 DALI トリガー生成回路。DALI1、2、…、140 PMT はそれぞれの結晶の光電子増倍管を表している。

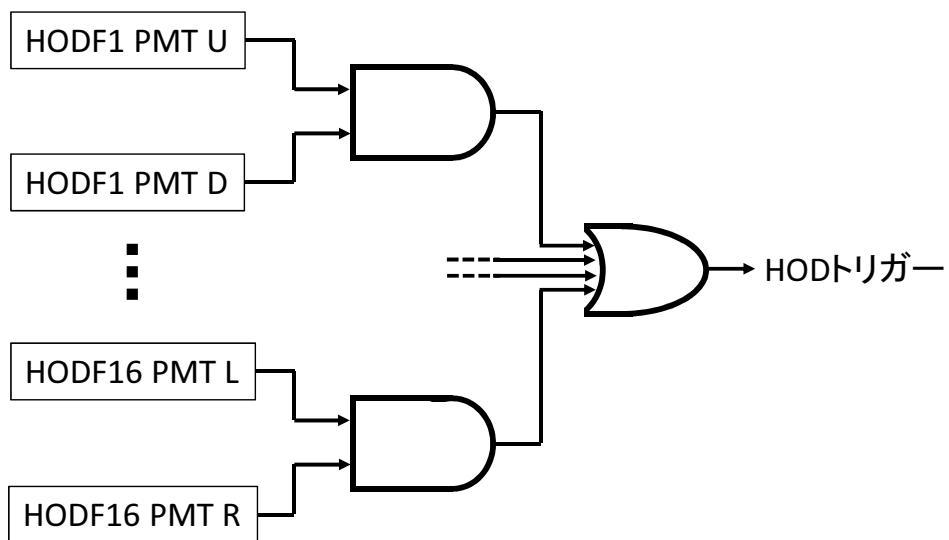


図 26 HOD トリガー生成回路。HOD1、2、…、16 PMT U(D) はそれぞれのプラスチックシンチレータの上側 (下側) の光電子増倍管を表している。

### 3.7 データセット

表 10、表 11 に本解析で使したデータセッティングをまとめた。標的なしの Run はバックグラウンドを見積もることを目的として行った。表 12 にはトリガーごとの Live Time をまとめた。

一次ビーム	エネルギー	一次標的	一次標的厚
$^{48}\text{Ca}$	345 MeV/u	Be	20 mm

表 10 一次ビームと一次標的の組み合わせ

二次ビーム	エネルギー	二次標的	二次標的厚	DSF	trigger	Run
$^{27}\text{F}$	205 MeV/u	C	1.8 g/cm <sup>2</sup>	1000	DSB $\cup$ (B $\cap$ N) $\cup$ (B $\cap$ D)/40	225-253、259-273
$^{27}\text{F}$	216 MeV/u	標的なし	-	1000	DSB $\cup$ (B $\cap$ N) $\cup$ (B $\cap$ D)/40	254-258
$^{27}\text{Ne}$	227 MeV/u	C	1.8 g/cm <sup>2</sup>	200	DSB $\cup$ (B $\cap$ N) $\cup$ (B $\cap$ D)/20	360-388
$^{26}\text{F}$	201 MeV/u	C	1.8 g/cm <sup>2</sup>	200	DSB $\cup$ (B $\cap$ N) $\cup$ (B $\cap$ D)/20	360-388
$^{27}\text{Ne}$	240 MeV/u	標的なし	-	200	DSB $\cup$ (B $\cap$ N) $\cup$ (B $\cap$ D)/20	389-392
$^{26}\text{F}$	212 MeV/u	標的なし	-	200	DSB $\cup$ (B $\cap$ N) $\cup$ (B $\cap$ D)/20	389-392

表 11 二次ビームと二次標的の組み合わせ。エネルギーは標的中心でのエネルギーを表している。B はビームトリガーを表し、DSB はダウンスケールされたビームトリガーを表す。DSF はその時のダウンスケールファクターを表している。N は NEBULA トリガーを表し、D は DALI トリガーを表している。(B  $\cap$  D)/40 はダウンスケールされた (B  $\cap$  D) を表し、40 はダウンスケールファクターを表している。

二次ビーム	二次標的	DSB	B $\cap$ N	(B $\cap$ D)/40
$^{27}\text{F}$	C	63.40 %	62.13 %	67.49 %
$^{27}\text{F}$	標的なし	88.80 %	86.79 %	88.05 %
$^{27}\text{Ne}$ , $^{26}\text{F}$	C	73.43 %	69.39 %	73.03 %
$^{27}\text{Ne}$ , $^{26}\text{F}$	標的なし	91.90 %	84.54 %	86.05 %

表 12 Live Time のまとめ

## 第 4 章 解析

本章では、実験データの解析手法について述べる。4.1 節では二次ビームの識別、選択について、4.2 節では荷電フラグメントの識別、選択について、4.3 節では中性子の解析について、また 4.4 節では  $\gamma$  線の解析について述べる。以下では、特に断らない場合二次ビームが  $^{27}\text{Ne}$  の Run の解析結果を示す。また、一個の入射粒子から引き起こされる事象を「イベント」と呼び、任意のシンチレータおよびワイヤーから信号が一つ検出される事象を「ヒット」と呼ぶ。

### 4.1 二次ビームの解析

一次ビームが一次標的で入射核破碎反応を起こして生成された二次ビームを飛行時間  $TOF$ 、エネルギー損失  $\Delta E$ 、磁気硬度  $B\rho$  を用いて以下のような手順で識別する。

1. プラスチックシンチレータの時間情報から飛行時間  $TOF$  を決定する。
2. ICB の波高情報からエネルギー損失  $\Delta E$  を決定する。
3. BPC の位置情報から磁気硬度  $B\rho$  を決定する。
4.  $TOF$  と  $\Delta E$  から Bethe-Bloch の式を用いて原子番号  $Z$  を決定する。

$$Z \propto TOF \cdot \sqrt{\Delta E}$$

5.  $TOF$  と  $B\rho$  から相対論的な磁場中の運動方程式を用いて質量数  $A$  を決定する。粒子識別図では  $A$  そのものではなく原子番号  $Z$  との比で示す。

$$A/Z \propto TOF \cdot B\rho$$

さらに BDC を用いて二次ビームの飛跡解析を行いその情報も用いて二次ビームの選択を行う。

#### 4.1.1 プラスチックシンチレータの解析

飛行時間  $TOF$  を決定するために行う F3 のプラスチックシンチレータ、F7 のプラスチックシンチレータ、SBT1、SBT2 の解析について述べる。

##### 4.1.1.1 時間較正

TDC はフルスケールを 4096 ch に分割して記録している。TDC のチャンネルと時間の関係を Time Calibrator によって較正した。例として F3 のプラスチックシンチレータの左側の光電子増倍管の較正を示す。図 27 の左上は Time Calibrator によって得られたスペクトル、右上は一次関数でのフィッティングによって得られた較正直線、左下はフィッティングによって得られた時間と実際の時間の残差分布を示す。このときの Time Calibrator の周期は 10 ns である。正しく較正できていることが分かる。

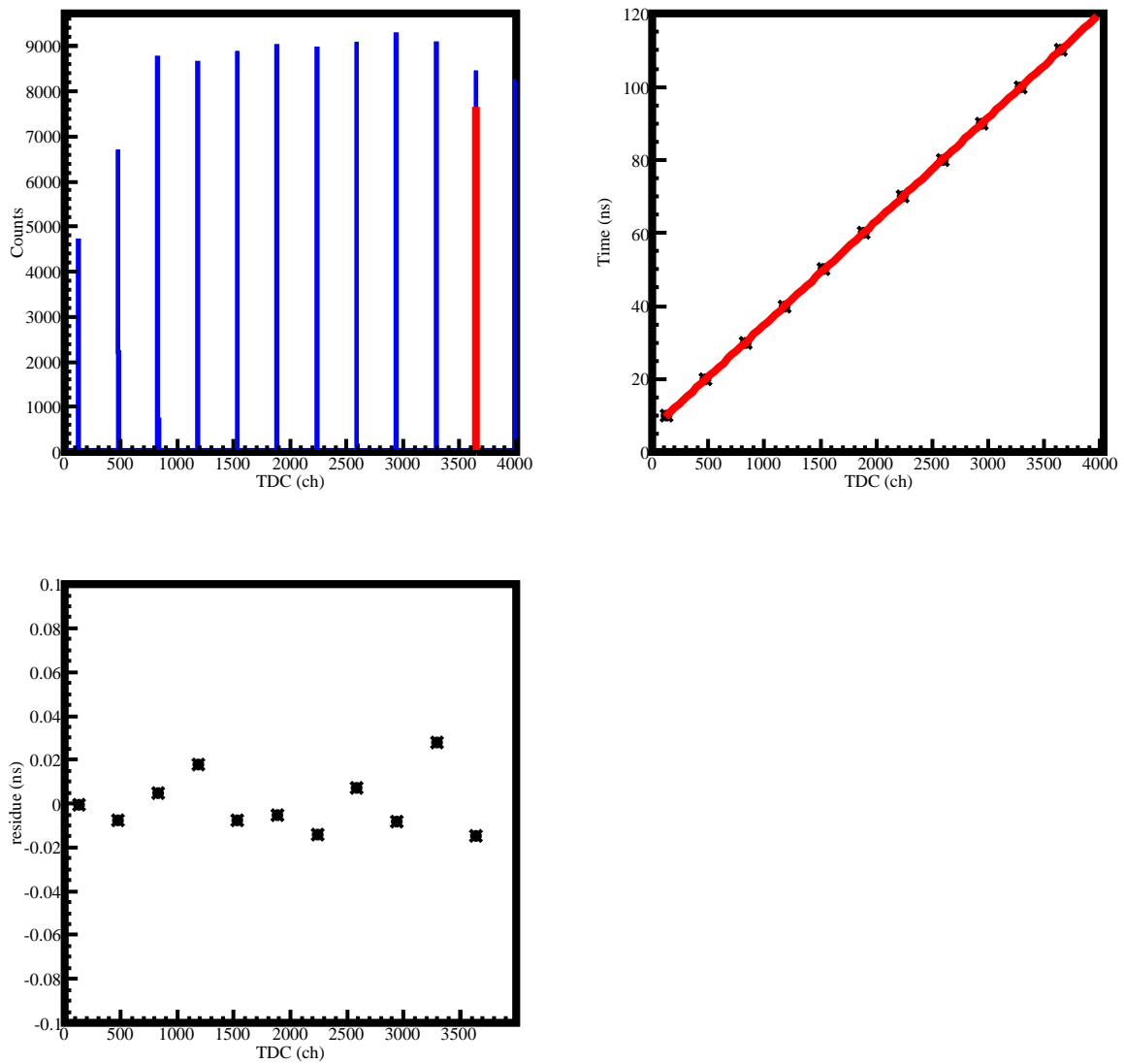


図 27 プラスチックシンチレータの較正図。左上は Time Calibrator によって得られた TDC のスペクトル、右上は縦軸に Time Calibrator の時間をとり、横軸に TDC のチャンネルをとってフィッティングによって得られた直線、左下は左下はフィッティングによって得られた時間と実際の時間の残差分布を表している。

## 4.1.1.2 TOF の決定

プラスチックシンチレータにヒットした時間  $T_{pla}$  を以下のように定義する。

$$T_{pla} = \frac{T_{L,PMT} + T_{R,PMT}}{2} \quad (7)$$

$T_{L,PMT}$ 、 $T_{R,PMT}$  はそれぞれ二次ビームから見た左右の PMT の時間情報であり、 $T_{pla}$  はそれらの平均である。F13 の時間情報は分解能向上のため、以下のように SBT1 と SBT2 の二つのプラスチックシンチレータの平均を用いる。

$$T_{F13} = \frac{T_{SBT1} + T_{SBT2}}{2} \quad (8)$$

TOF はそれぞれのプラスチックシンチレータの時間差と実際の TOF に合わせるためのオフセット  $T_{offset}$  によって決定する。

$$TOF_{F3-F7} = T_{F7} - T_{F3} + T_{F3-F7offset} \quad (9)$$

$$TOF_{F7-F13} = T_{F13} - T_{F7} + T_{F7-F13offset} \quad (10)$$

$T_{offset}$  は二次ビームの TOF の測定値が計算値に合うように決定した。較正後の  $TOF_{F3-F7}$ 、 $TOF_{F7-F13}$  分布はそれぞれ図 28、29 のようになった。

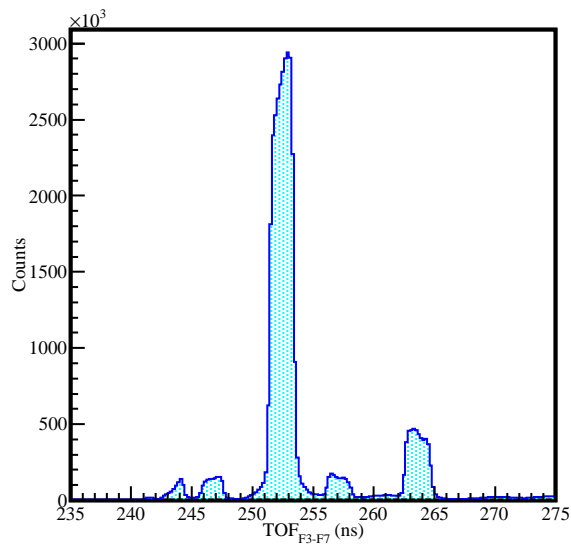


図 28 較正後の  $TOF_{F3-F7}$  (ns) 分布

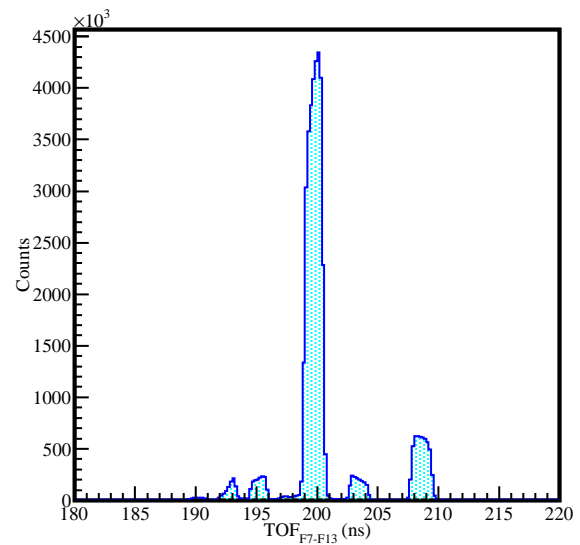


図 29 較正後の  $TOF_{F7-F13}$  (ns) 分布

## 4.1.2 ICB

エネルギー損失  $\Delta E$  を決定するために行う ICB の解析について述べる。

## 4.1.2.1 エネルギー較正

ICB の波高情報は 10 層のアノード面から得られる波高情報を相乗平均したものを用いる。図 30 は横軸にアノードの ID、縦軸に波高情報をとったものである。エネルギー較正は、ICB で失うエネルギーが粒子毎に異なることを用いて行う。図 31 は横軸に  $TOF_{F7-F13}$ 、縦軸に ICB の波高情報の相乗平均をとったものである。それぞれの粒子の波高情報と計算値が合うように一次関数でフィッティングを行うことでエネルギー較正を行った。較正後のエネルギー損失分布は図 32 のようになった。このエネルギー損失は二次ビームの粒子識別に用いる。

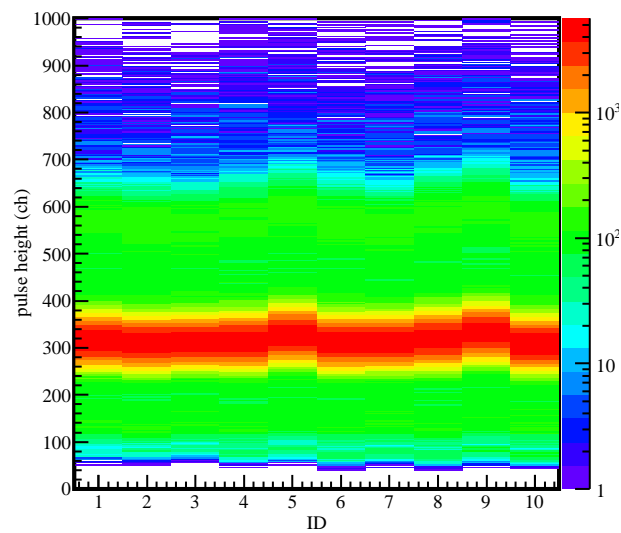


図 30 ICB の ID 毎の波高情報。縦軸に波高情報 (ch)、横軸にアノードの ID。



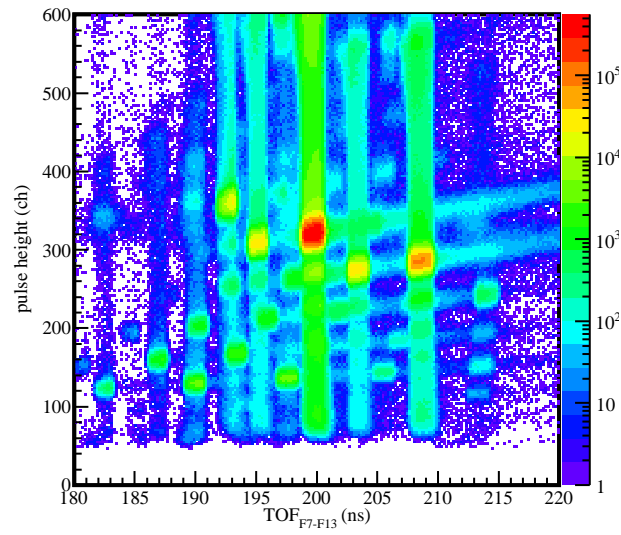


図 31 ICB の波高情報の飛行時間依存性。縦軸に波高情報 (ch)、横軸に F7-F13 間の飛行時間。

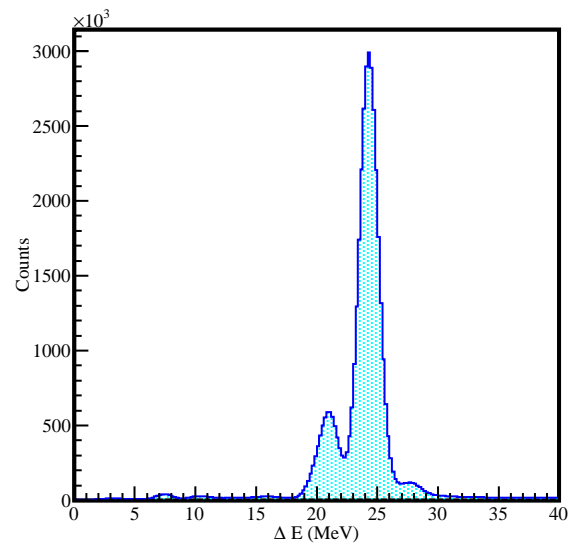


図 32 ICB でのエネルギー損失  $\Delta E$  (MeV)

### 4.1.3 BPC

磁気硬度  $B\rho$  を決定するために行う F5 に配置した BPC の解析について述べる。

#### 4.1.3.1 $B\rho$ の決定

$B\rho$  は式 6

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

の関係を用いて BPC での水平方向位置  $x$  (mm) から導出する。BPC で位置を求める際には複数のワイヤーがヒット情報を持つ。ここでは複数のヒット情報から BPC での正しい位置  $X_{BPC}$  を導出する方法について述べる。位置情報の導出は以下の手順で行った。

1. 一層目、二層目のいずれか一方でもヒットを検出しなかった場合、そのイベントを破棄
2. 全てのヒットについて隣り合うワイヤーのヒットを 1 つのクラスターとみなす (クラスター化)
3. クラスターが二つ以上ある場合、ヒット数が最も多いクラスターを真のクラスターとして選択
4. 真のクラスターが二つ以上ある場合、そのイベントを破棄
5. 真のクラスターに含まれるヒット位置の平均を BPC での位置  $X_{BPC}$  とする

この時の  $B\rho$  分布は図 33 のようになった。  $B\rho$  はスリットによって制限をかけているため下限値と上限値が存在している。

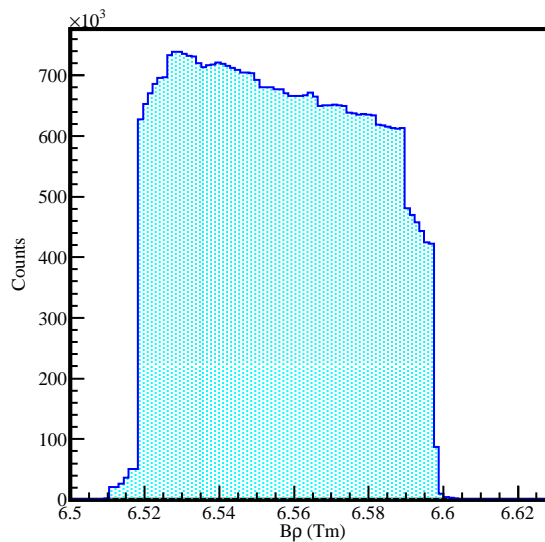


図 33 F5 での  $B\rho$  分布 (Tm)

#### 4.1.3.2 BPC の検出効率

BPC の検出効率  $\epsilon_{BPC}$  を以下のように定義する。

$$\epsilon_{BPC} = \frac{N_{reco}(BPC)}{N_{BeamZ}} \quad (11)$$

$N_{BeamZ}$  は ICB で検出され原子番号  $Z$  が導出された二次ビームの数、 $N_{reco}(BPC)$  は  $Z$  が導出された二次ビームのうち BPC で  $X_{BPC}$  が導出された数である。原子番号  $Z$  の導出については後述する。このとき  $Z=9$  の二次ビームに対して  $\epsilon_{BPC}=96.6\%$  であった。

#### 4.1.4 BDC1、BDC2

荷電粒子がドリフトチェンバーに入射するとドリフトチェンバー内のガスを電離する。電離により生成された電子は電場勾配によってドリフトし、近くのアノードワイヤーに到達する。このときにかかる時間 (ドリフト時間) からワイヤーまでの距離 (ドリフト距離) を導出し荷電粒子が通過した飛跡解析を行う。

BDC1、BDC2 はヒットしたワイヤーの位置から二次ビームの飛跡解析を行うことで二次標的上での二次ビームの位置と角度を求めることができる。その手順を以下に示す。

1. BDC1 で二次ビームの飛跡解析を行う
2. BDC2 で二次ビームの飛跡解析を行う
3. BDC1、BDC2 それぞれの中心での二次ビームの位置を BDC1、BDC2 それぞれの飛跡から求める
4. 3. で求めた 2 点を通る直線から二次標的上での二次ビームの位置と角度を外挿によって求める

BDC1(BDC2) での二次ビームの飛跡解析の際には、4 層ある X 面を用いて XZ 平面の飛跡解析を、4 層ある Y 面を用いて YZ 平面の飛跡解析を行う。その手順を以下に示す。

1. まず 4 層ある X 面について考える
2. ヒットした層が 3 層未満の時そのイベントを除去する
3. それぞれの層でのヒットしたワイヤーを総当たりで組み合わせる
4. 3. で決めた組み合わせから 1 つの組み合わせに注目し、ドリフト時間からドリフト距離を求めてワイヤーから正の方向の場合と負の方向の場合の位置を求める (STC)
5. 4. で求めた位置の  $2^{\text{ヒットした層の数}}$  通りの組み合わせから、最小二乗法を用いて直線でフィッティングする
6. その中で  $\chi$  二乗が最も小さいものを 5. の組み合わせの中で一番よい飛跡とする
7. 同様に 3. での他の全ての組み合わせにおいて 4.、5.、6. を行い最終的に  $\chi$  二乗が最も小さい飛跡をそのイベントでの XZ 平面での飛跡とする
8. Y 面についても同様に行う

##### 4.1.4.1 STC

ここでは STC (Space to Time Conversion) について述べる。ドリフト時間を用いて、以下の関係から二次ビームによって BDC 内のガスから電離した電子のドリフト距離を求める。BDC に入射する二次ビームの位

置分布が一様である場合、すなわち

$$\frac{dN}{dx} = const. \quad (12)$$

となる場合を考える。このとき、

$$\frac{dN}{dt} \frac{dt}{dx} = const. \rightarrow x(t) = C \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt' \quad (13)$$

となり、ドリフト距離は TDC 分布の積分から得ることができる。図 34 の左は BDC1 の 1 層目の TDC 分布であり、右はこれを積分したものである。

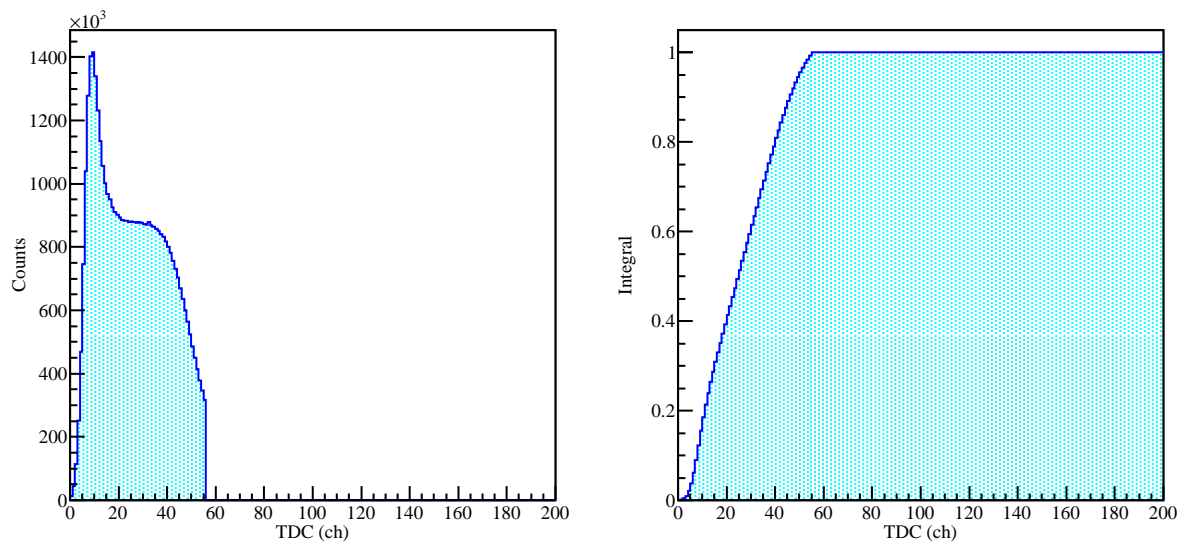


図 34 左は BDC1 の 1 層目の TDC 分布、右は TDC 分布を積分しスケールしたものである。

#### 4.1.4.2 STC の補正

ヒットしたワイヤーの TDC 情報から得られたドリフト距離を  $X_{TDC}$  とし、ドリフトチェンバー内の全ての面のヒット情報を用いて得られる飛跡とヒット情報を持つワイヤーの位置から得られるドリフト距離を  $X_{track}$  とする。図 35 は横軸に TDC 情報から得られたドリフト距離  $X_{TDC}$  をとり、縦軸に残差  $X_{track} - X_{TDC}$  をとったものである。残差を 0 にすることを目的としてこの分布を奇関数でフィッティングしドリフト距離に補正項を加える。BDC1, 2 の補正に用いたフィッティング関数は

$$y = x \cdot (x - 1)(x + 1) (p_0 + p_1 \cdot x^2 + p_2 \cdot x^4 + p_3 \cdot x^6) \quad (14)$$

である。 $p_0, p_1, p_2, p_3$  はフィッティングのパラメータである。補正項を加えたドリフト距離を用いて再び飛跡解析を行うことでより正確な位置を求める。図 36, 37 は BDC1, BDC2 の補正前のドリフト距離と残差の分布で、図 38, 39 は補正後のドリフト距離と残差の分布である。

残差分布の標準偏差は表 13 のようになった。

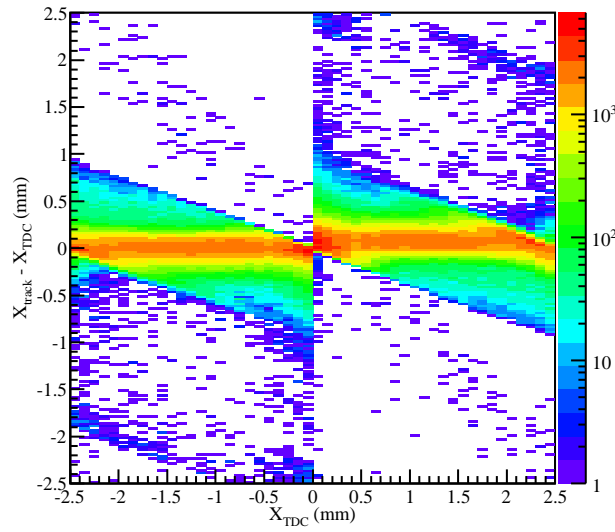


図 35 BDC1 の 1 層目の残差分布。縦軸は残差  $X_{track}-X_{TDC}$ (mm)、横軸は TDC 情報から得られたドリフト距離  $X_{TDC}$ 。

BDC1	135 $\mu\text{m}$
BDC2	150 $\mu\text{m}$

表 13 BDC1 と BDC2 それぞれの残差の標準偏差

#### 4.1.4.3 二次標的での二次ビームプロファイル

二次標的での二次ビームの位置  $X_{TGT}$ 、 $Y_{TGT}$  と水平方向、鉛直方向の角度  $\theta_{X,TGT}$ 、 $\theta_{Y,TGT}$  は BDC1 と BDC2 の位置を用いて以下のように導出する。

$$\theta_{X,TGT} = \arctan\left(\frac{X_{BDC2} - X_{BDC1}}{Z_{BDC2} - Z_{BDC1}}\right) \quad (15)$$

$$\theta_{Y,TGT} = \arctan\left(\frac{Y_{BDC2} - Y_{BDC1}}{Z_{BDC2} - Z_{BDC1}}\right) \quad (16)$$

$$X_{TGT} = X_{BDC2} + (Z_{TGT} - Z_{BDC2}) \tan \theta_{X,TGT} \quad (17)$$

$$Y_{TGT} = Y_{BDC2} + (Z_{TGT} - Z_{BDC2}) \tan \theta_{Y,TGT} \quad (18)$$

$$(19)$$

このようにして求めた二次標的での位置および角度は図 40、41 のようになる。二次ビームは標的中心に集まっていることが分かる。

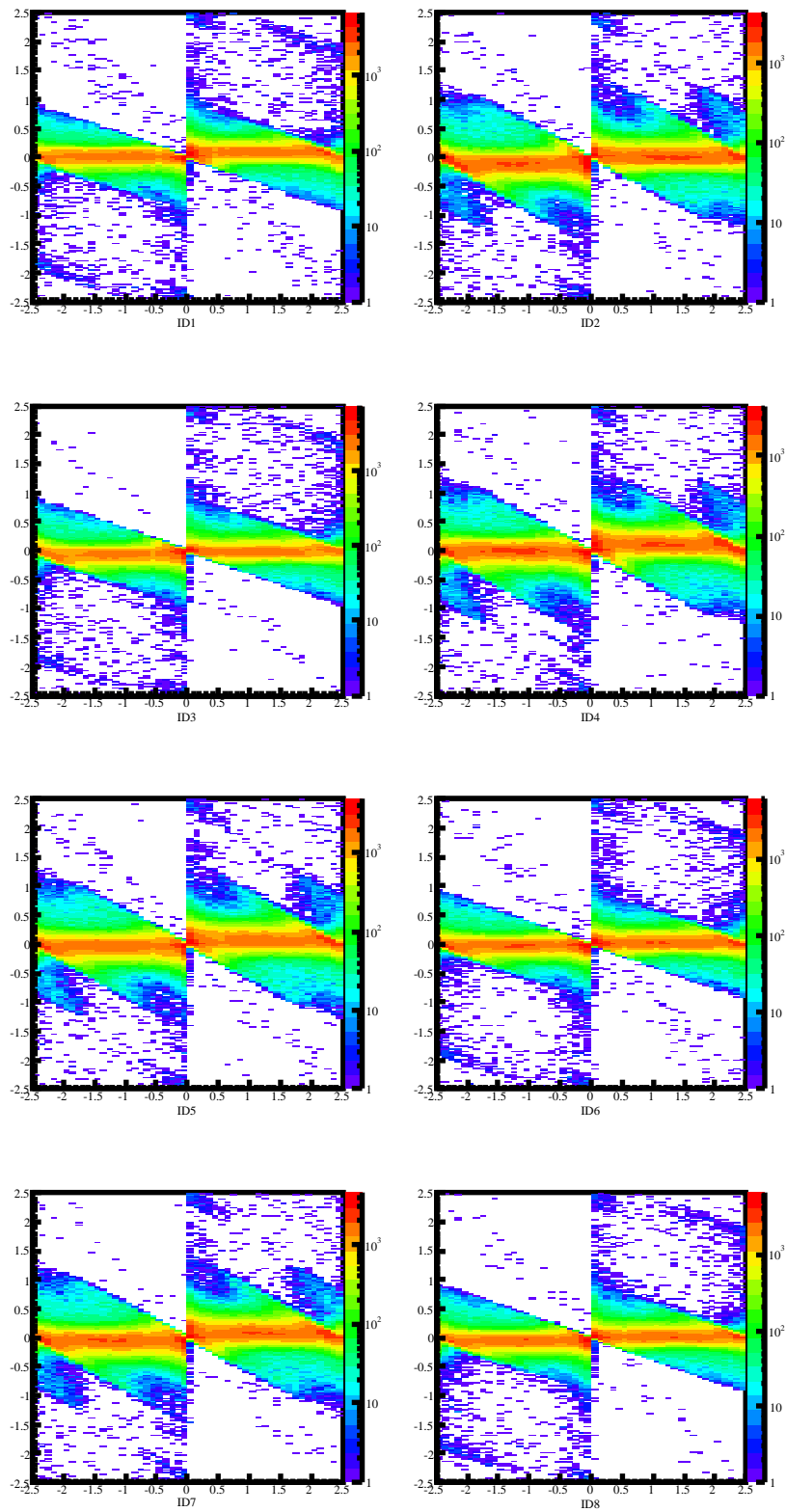


図 36 BDC1 の STC 補正前の残差分布。縦軸は残差  $X_{track}-X_{TDC}$ (mm)、横軸は TDC 情報から得られたドリフト距離  $X_{TDC}$ (mm)。左上から 1 層目 (ID1) で右下が 8 層目 (ID8)

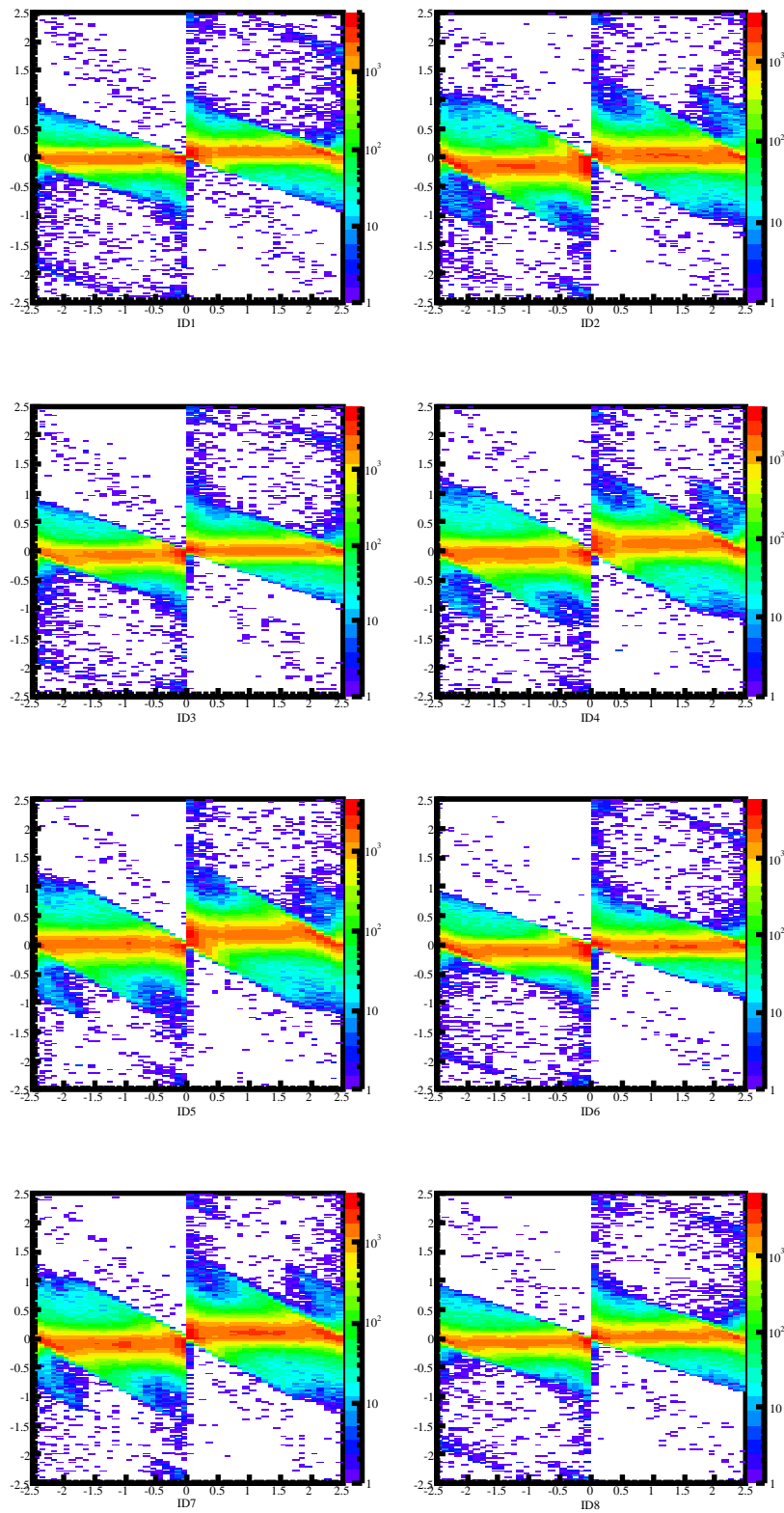


図 37 BDC2 の STC 補正前の残差分布。縦軸は残差  $X_{track}-X_{TDC}$ (mm)、横軸は TDC 情報から得られたドリフト距離  $X_{TDC}$ (mm)。左上から 1 層目 (ID1) で右下が 8 層目 (ID8)

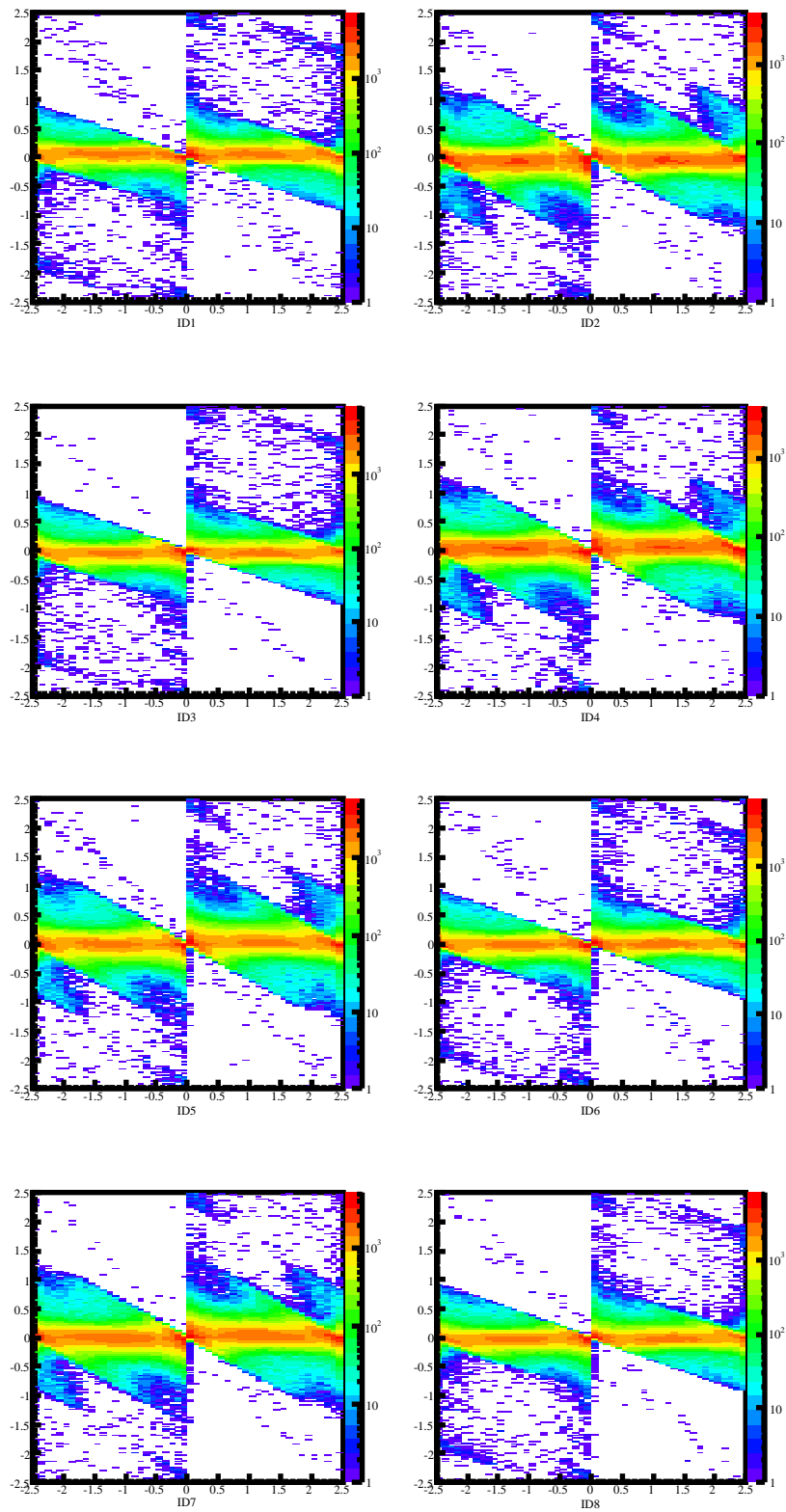


図 38 BDC1 の STC 補正後の残差分布。縦軸は残差  $X_{track}-X_{TDC}$ (mm)、横軸は TDC 情報から得られたドリフト距離  $X_{TDC}$ (mm)。左上から 1 層目 (ID1) で右下が 8 層目 (ID8)



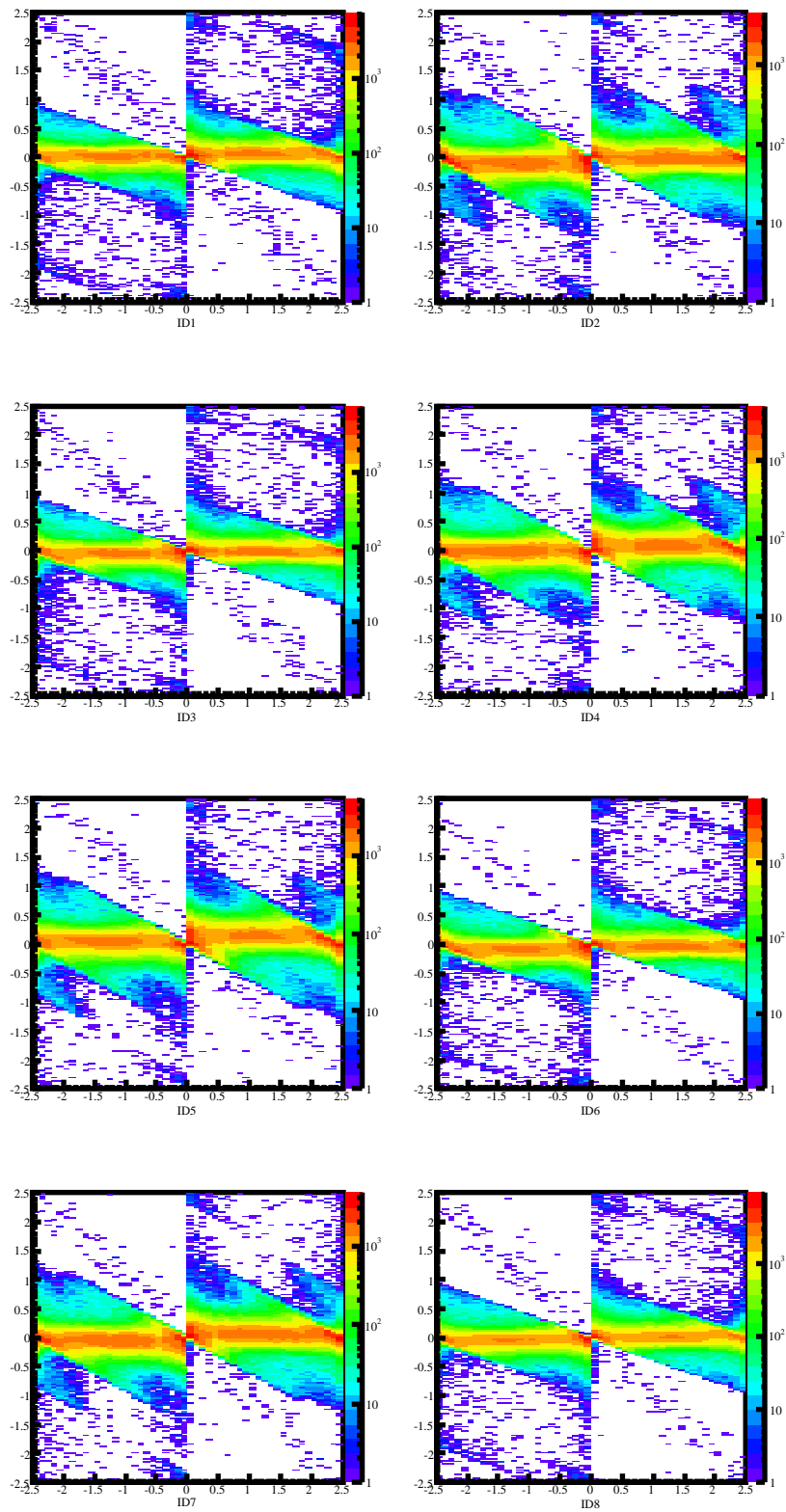


図 39 BDC2 の STC 補正後の残差分布。縦軸は残差  $X_{track}-X_{TDC}$ (mm)、横軸は TDC 情報から得られたドリフト距離  $X_{TDC}$ (mm)。左上から 1 層目 (ID1) で右下が 8 層目 (ID8)

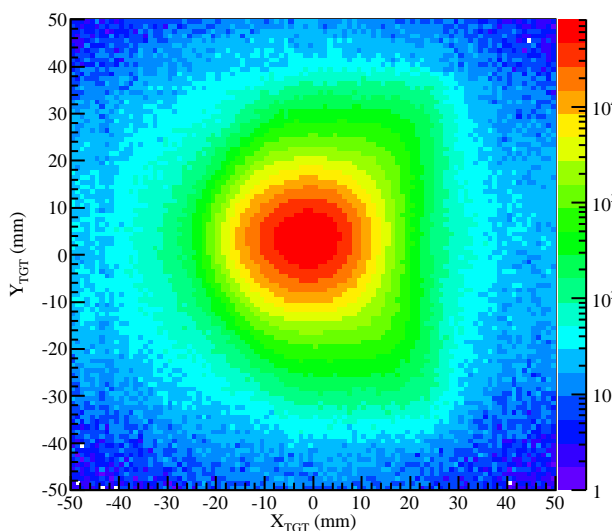


図 40 二次標的での二次ビーム  $^{27}\text{Ne}$  の位置。縦軸は鉛直方向の位置 (mm)、横軸は水平方向の位置 (mm)。

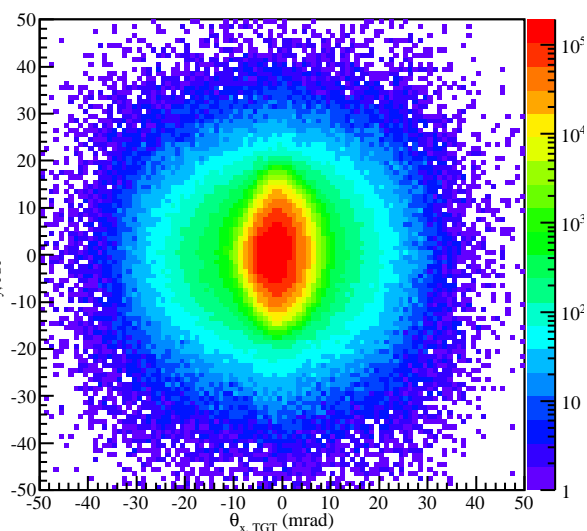


図 41 二次標的での二次ビーム  $^{27}\text{Ne}$  の角度。縦軸は鉛直方向の角度 (mrad)、横軸は水平方向の角度 (mrad)。

#### 4.1.4.4 検出効率

BDC1 と BDC2 の検出効率をの導出を行った。BDC は  $40\text{ mm} \times 40\text{ mm}$  の有感領域を持ち検出効率を導出する際にはこの領域を通過したイベントのみ解析を行う必要がある。そこで FDC1 と BDC2(BDC1) の位置から BDC1(BDC2) での位置を外挿(内挿)によって求め、それが水平、鉛直方向ともに  $\pm 30\text{ mm}$  以内のイベントを解析した。BDC1、の検出効率は ICB によって原子番号が導出できたイベントの数を  $N_{BeamZ}$ 、そのイベントの中で BDC1 で X、Y とともに導出できたイベントの数を  $N_{reco}(BDC1)$  とすると

$$\epsilon_{BDC1} = \frac{N_{reco}(BDC1)}{N_{BeamZ}} \quad (20)$$

となる。BDC2 も同様に導出した。表 14 に結果をまとめる。

Z	$\epsilon_{BDC1}$	$\epsilon_{BDC2}$
9	97.1	96.8
10	98.3	97.9

表 14 BDC1、BDC2 の検出効率のまとめ

#### 4.1.5 二次ビームの粒子識別

飛行時間  $TOF$ 、エネルギー損失  $\Delta E$ 、磁気硬度  $B\rho$  から二次ビームの粒子の原子番号  $Z$ 、質量数と原子番号の比  $A/Z$  を導出する。

##### 4.1.5.1 $Z$ の導出

二次ビームの原子番号  $Z$  は F7-F13 間の飛行時間  $TOF_{F7-F13}$  と ICB でのエネルギー損失  $\Delta E$  から、Bethe-Bloch の式

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ 2 \ln \left( \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2}{I} - 2\beta^2 \right) \right] \quad (21)$$

$N_a$ : アボガドロ数

$r_e$ : 古典的な電子半径

$m_e$ : 電子の質量

$\rho$ : 通過する物質の密度

$Z$ : 通過する物質の原子番号

$A$ : 通過する物質の質量数

$I$ : 通過する物質の平均励起エネルギー

$z$ : 二次ビームの原子番号

$\beta$ : 二次ビームの速度

(22)

を用いて導出した。

##### 4.1.5.2 $A/Z$ の導出

二次ビームの質量数と原子番号の比  $A/Z$  は F3-F7 間の飛行時間  $TOF_{F3-F7}$  と BPC で求めた磁気硬度  $B\rho$  から、磁場中での相対論的な運動方程式

$$\frac{A}{Z} = \frac{eB\rho}{m_u \beta \gamma c} \quad (23)$$

$e$ : 電気素量

$m_u$ : 原子質量単位

(24)

を用いて導出した。 $Z$  分布とフッ素同位体に対する  $A/Z$  分布、またネオン同位体に対する  $A/Z$  分布はそれぞれ図 42、43、44 のようになった。二次ビームの  $Z$  の標準偏差は表 15 のようになり、フッ素同位体とネオン同位体の質量数  $A$  の標準偏差はそれぞれ表 16、17 のようになった。粒子識別図は図 45 のようになり、二次ビームがよく分離できていることが分かる。中心値から  $\pm 3\sigma$  の黒線で囲まれたイベントをそれぞれのビー

Δの定義とする。粒子識別図の上下に延びる筋はBPCで $B\rho$ を測定したときからICBで $\Delta E$ を測定したときまでに粒子が変わってしまったことやICBでのパイルアップが原因である。また、二次ビームが $^{27}\text{F}$ ビームの別のRunでの $Z$ 分布とフッ素同位体に対する $A/Z$ 分布はそれぞれ図46、47のようになり、 $Z$ の標準偏差、フッ素同位体の質量数 $A$ の標準偏差はそれぞれ表18、19のようになった。粒子識別図は図48のようになった。 $Z$ 分布、 $A/Z$ 分布、粒子識別図は $B \cap N$ トリガーを選んでいる。

$Z$	9	10	11
標準偏差	0.144	0.146	0.170

表15  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ のRunの $Z$ の標準偏差

$A$	24	25	26
標準偏差	0.0403	0.0312	0.0310

表16  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ のRunのフッ素同位体に対する $A$ の標準偏差

$A$	26	27	28
標準偏差	0.0317	0.0333	0.0403

表17  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ のRunのネオン同位体に対する $A$ の標準偏差

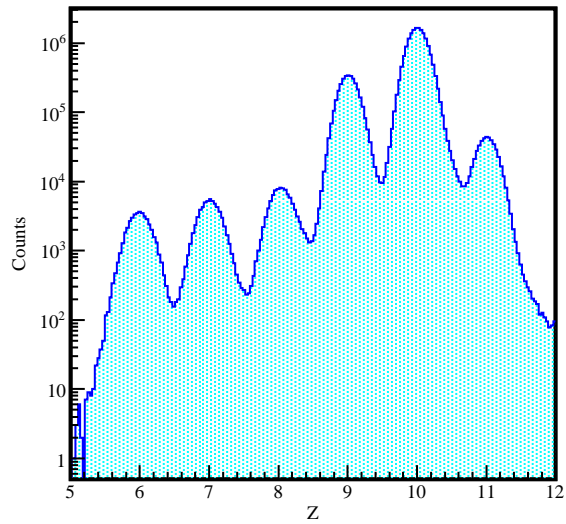


図 42  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$  の Run の  $Z$  分布。

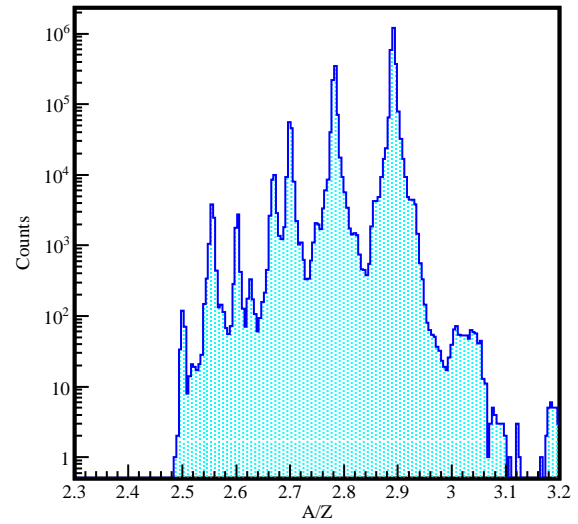


図 43  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$  の Run のフッ素同位体に対する  $A/Z$  分布。

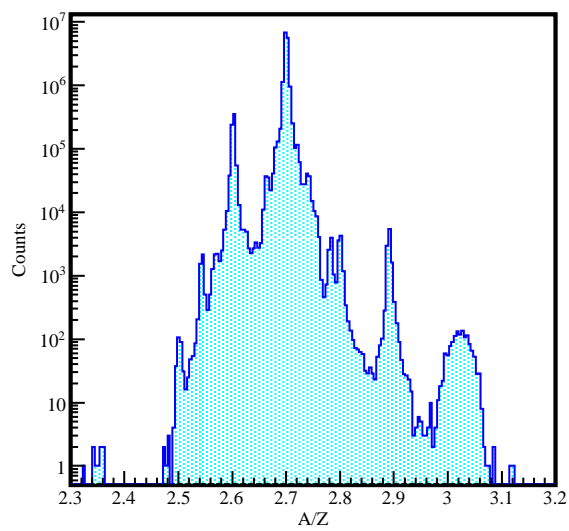


図 44  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$  の Run のネオン同位体に対する  $A/Z$  分布。

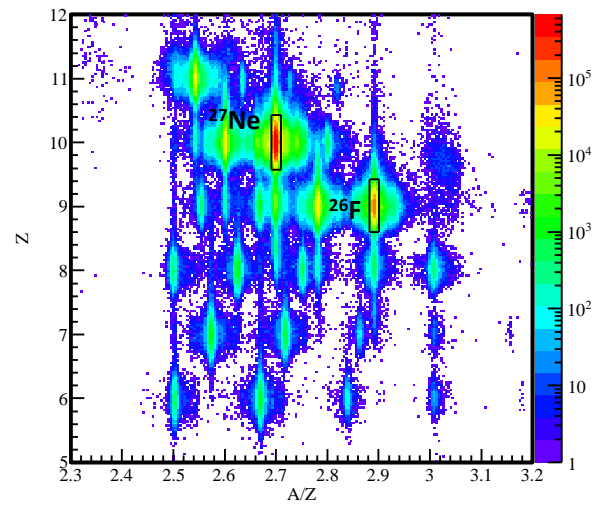


図 45  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$  の Run の粒子識別図。縦軸は原子番号  $Z$ 、横軸は質量数と原子番号の比  $A/Z$ 。中心値から  $3\sigma$  の黒線で囲まれたイベントをそれぞれのビームの定義とする。

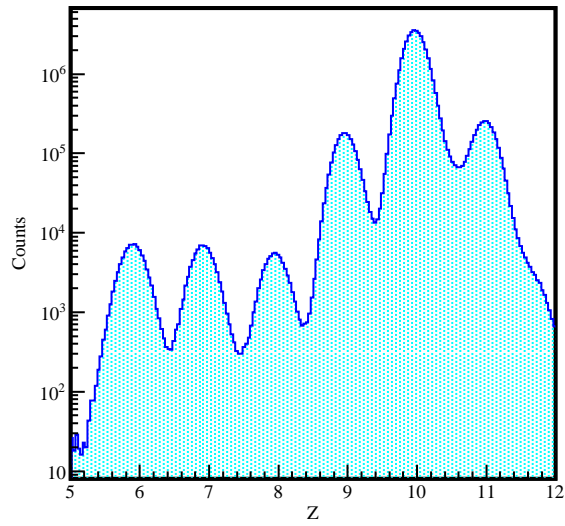


図 46  $^{27}\text{F}$  の Run のビームの  $Z$  分布。

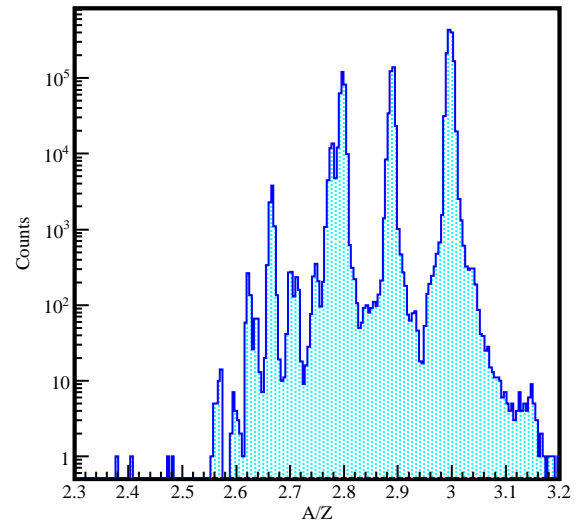


図 47  $^{27}\text{F}$  の Run のビームのフッ素同位体に対する  $A/Z$  分布。

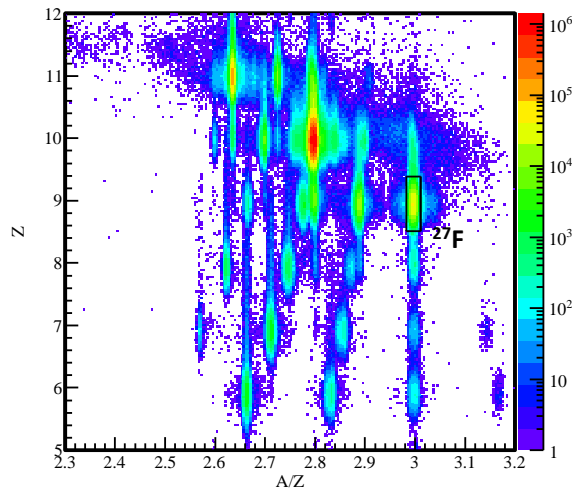


図 48  $^{27}\text{F}$  の Run の粒子識別図。縦軸は原子番号  $Z$ 、横軸は質量数と原子番号の比  $A/Z$ 。

$Z$	9	10	11
標準偏差	0.159	0.155	0.163

表 18  $^{27}\text{F}$  の Run の  $Z$  の標準偏差

$A$	25	26	27
標準偏差	0.0460	0.0315	0.0415

表 19  $^{27}\text{F}$  の Run のフッ素同位体に対する  $A$  の標準偏差

#### 4.1.5.3 二次ビームの選択

飛行時間の相関が妥当でなかったイベントや二次標的上流でビームライン上の検出器と反応して粒子が変わったイベント、また二次標的に入射しなかったイベントを除くために以下のゲートをかけた。

$$\begin{aligned} \text{飛行時間} & -5 \text{ ns} < TOF_{F7-F13} - 0.8 \cdot TOF_{F3-F7} < 0 \text{ ns} \\ \text{エネルギー損失} & -30 \text{ MeV} < \Delta E_{F7} - 5.4 \cdot \Delta E_{ICB} < 30 \text{ MeV} \\ \text{エネルギー損失} & -6 \text{ MeV} < \Delta E_{SBT1} - 0.75 \cdot \Delta E_{ICB} < 11 \text{ MeV} \\ \text{エネルギー損失} & -4 \text{ MeV} < \Delta E_{SBT2} - 0.75 \cdot \Delta E_{ICB} < 11 \text{ MeV} \\ \text{標的での位置} & |X_{TGT}| < 35 \text{ mm}, |Y_{TGT}| < 35 \text{ mm} \end{aligned}$$

図 49 に  $TOF_{F3-F7}TOF_{F7-F13}$  の相関、F7、F13 のプラスチックシンチレータとイオンチェンバーでのエネルギー損失の相関を示す。

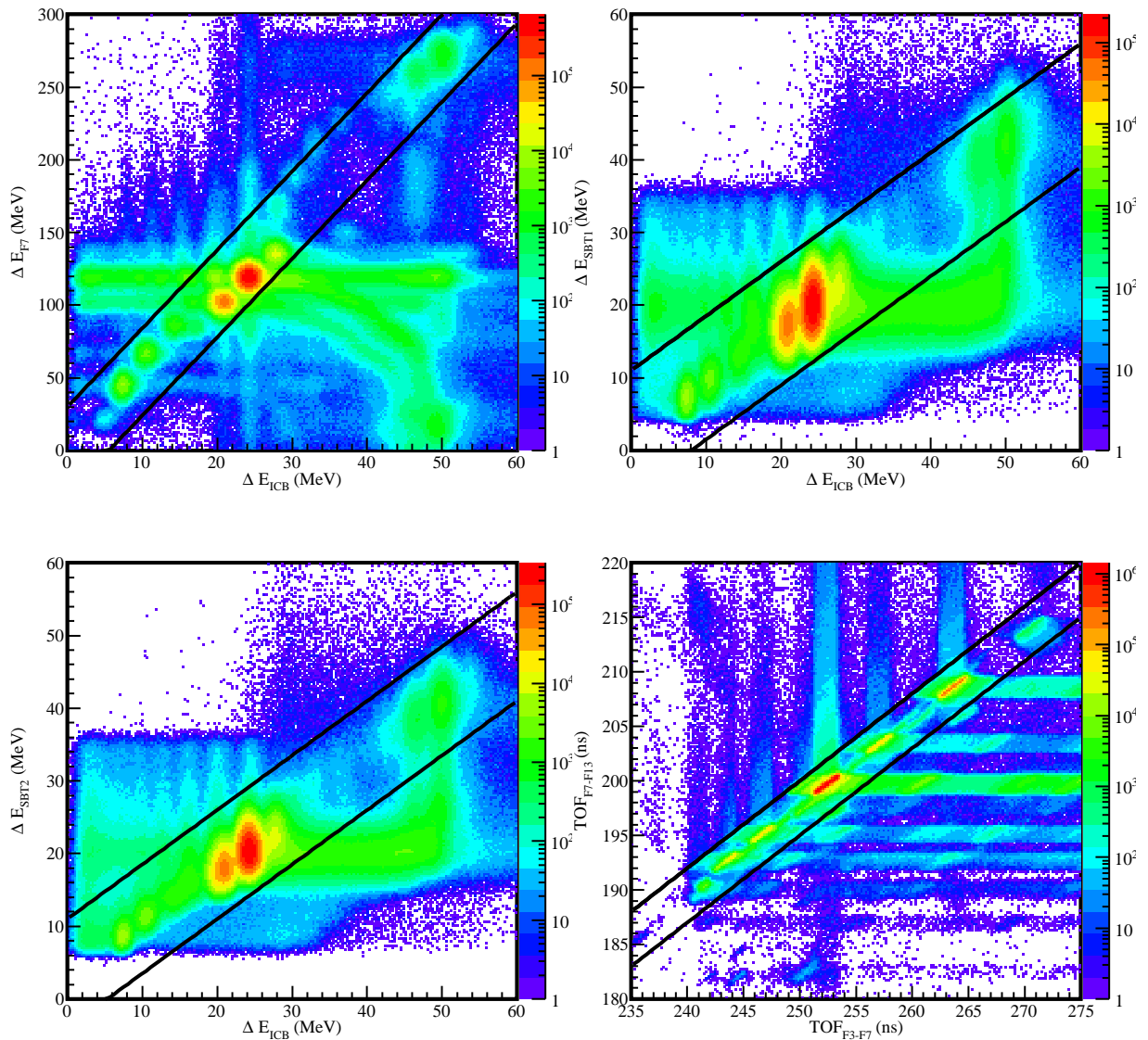


図 49 二次ビームのゲート条件。黒線で囲まれたイベントを選択している。(左上)F7 のプラスチックシンチレータとイオンチェンバーのエネルギー損失の相関。(右上)SBT1 とイオンチェンバーのエネルギー損失の相関。(左下)SBT2 とイオンチェンバーのエネルギー損失の相関。(右下)F7-F13 間の飛行時間と F3-F7 間の飛行時間の相関。



## 4.2 荷電フラグメントの解析

荷電フラグメントを飛行時間  $TOF$ 、エネルギー損失  $\Delta E$ 、磁気硬度  $B\rho$  を用いて以下のような手順で識別する。

1. FDC1 と FDC2 を用いて飛跡解析を行う。
2. 飛跡解析から磁気硬度  $B\rho$  と飛行距離を決定する。
3. HODF の時間情報から飛行時間  $TOF$  を決定する。
4. HODF の波高情報からエネルギー損失  $\Delta E$  を決定する。
5.  $TOF$  と  $\Delta E$  から原子番号  $Z$  を決定する。
6.  $TOF$  と  $B\rho$  から質量数  $A$  を決定する。

### 4.2.1 FDC1、FDC2

FDC1、FDC2 は BDC1、BDC2 と同様にヒットしたワイヤーの位置から荷電フラグメントの飛跡解析を行うことで SAMURAI 磁石中での飛跡および HODF 上での位置と角度を求めることができる。その手順を以下に示す。FDC1、2 は BDC1、2 と違い Y 面が無く U 面、V 面が存在する。

1. FDC1 で二次ビームの飛跡解析を行う
2. FDC2 で二次ビームの飛跡解析を行う
3. FDC1、FDC2 それぞれの中心での荷電フラグメントの位置、角度を FDC1、FDC2 それぞれの飛跡から求める
4. 3. で求めた FDC1 と FDC2 の位置と角度から SAMURAI 磁石中での飛跡を求める
5. 3. で求めた FDC2 の位置と角度から HODF 上での荷電フラグメントの位置と角度を外挿によって求める

FDC1 での荷電フラグメントの飛跡解析の際には、X 面、U 面、V 面を用いて XZ 平面の飛跡解析を、U 面、V 面を用いて YZ 平面の飛跡解析を行う。その手順を以下に示す。

1. まず 6 層ある X 面について考える
2. ヒットした層が 3 層未満の時そのイベントを除去する
3. それぞれの層でのヒットしたワイヤーを総当たりで組み合わせる
4. 3. で決めた組み合わせから 1 つの組み合わせに注目し、ドリフト時間からドリフト距離を求めてワイヤーから正の方向の場合と負の方向の場合の位置を求める (STC)
5. 4. で求めた位置の  $2^{\text{ヒットした層の数}}$  通りの組み合わせから、最小二乗法を用いて直線でフィッティングする
6. その中で  $\chi$  二乗が最も小さいものを 5. の組み合わせの中で一番よい飛跡とする
7. 同様に 3. での他の全ての組み合わせにおいて 4.、5.、6. を行い最終的に  $\chi$  二乗が最も小さい飛跡を一時的な XZ 面での飛跡とする
8. U 面、V 面についても同様に行い UZ 面、VZ 面の飛跡を決める
9. XZ 面、UZ 面、VZ 面の飛跡に用いた位置を XZ 平面の位置に換算して最小二乗法を用いて直線で

フィッティングし、それをそのイベントでの真の XZ 平面での飛跡とする

10. UZ 面、VZ 面の飛跡に用いた位置を YZ 平面の位置に換算して最小二乗法を用いて直線でフィッティングし、それをそのイベントでの真の YZ 平面での飛跡とする

#### 4.2.1.1 STC

BDC1, 2 と同様に FDC1, 2 の STC を行った。図 50 の左側 (右側) は FDC1(FDC2) の 1 層目の TDC 分布と TDC 分布を積分したものである。

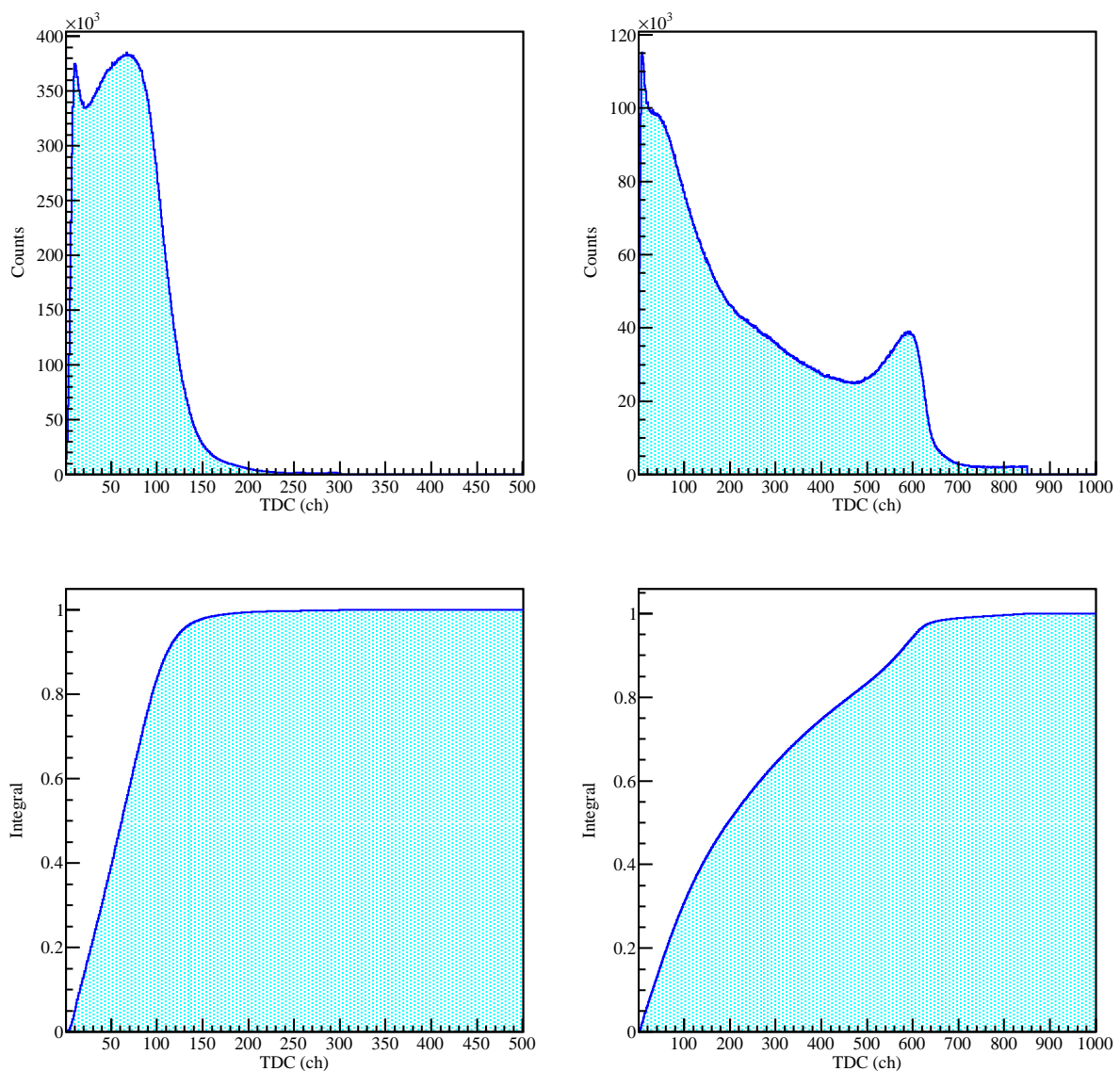


図 50 (左上)FDC1 の 1 層目の TDC 分布。(右上)FDC2 の 1 層目の TDC 分布。(左下)FDC1 の 1 層目の TDC 分布を積分しスケールしたもの。(右下)FDC2 の 1 層目の TDC 分布を積分しスケールしたもの。

#### 4.2.1.2 STC の補正

BDC1, 2 と同様に FDC1, 2 の STC を行った。FDC1, 2 の補正に用いたフィッティング関数は

$$y = x \cdot (x - 1)(x + 1) (p_0 + p_1 \cdot x^2 + p_2 \cdot x^4 + p_3 \cdot x^6 + p_4 \cdot x^8) \quad (25)$$

である。 $p_0$ 、 $p_1$ 、 $p_2$ 、 $p_3$ 、 $p_4$  はフィッティングのパラメータである。FDC2 では補正したものをさらに補正するというように合計 3 回の補正を行った。図 51、52 は FDC1、FDC2 の補正前のドリフト距離と残差の分布で、図 53、54 は補正後のドリフト距離と残差の分布である。FDC1 と FDC2 での位置と角度は図 55 のようになった。SAMURAI 磁石の出口窓によって  $X_{FDC2}$  と  $Y_{FDC2}$  は制限されている。このとき  $\chi^2 < 10$  のイベントを選んでいる。

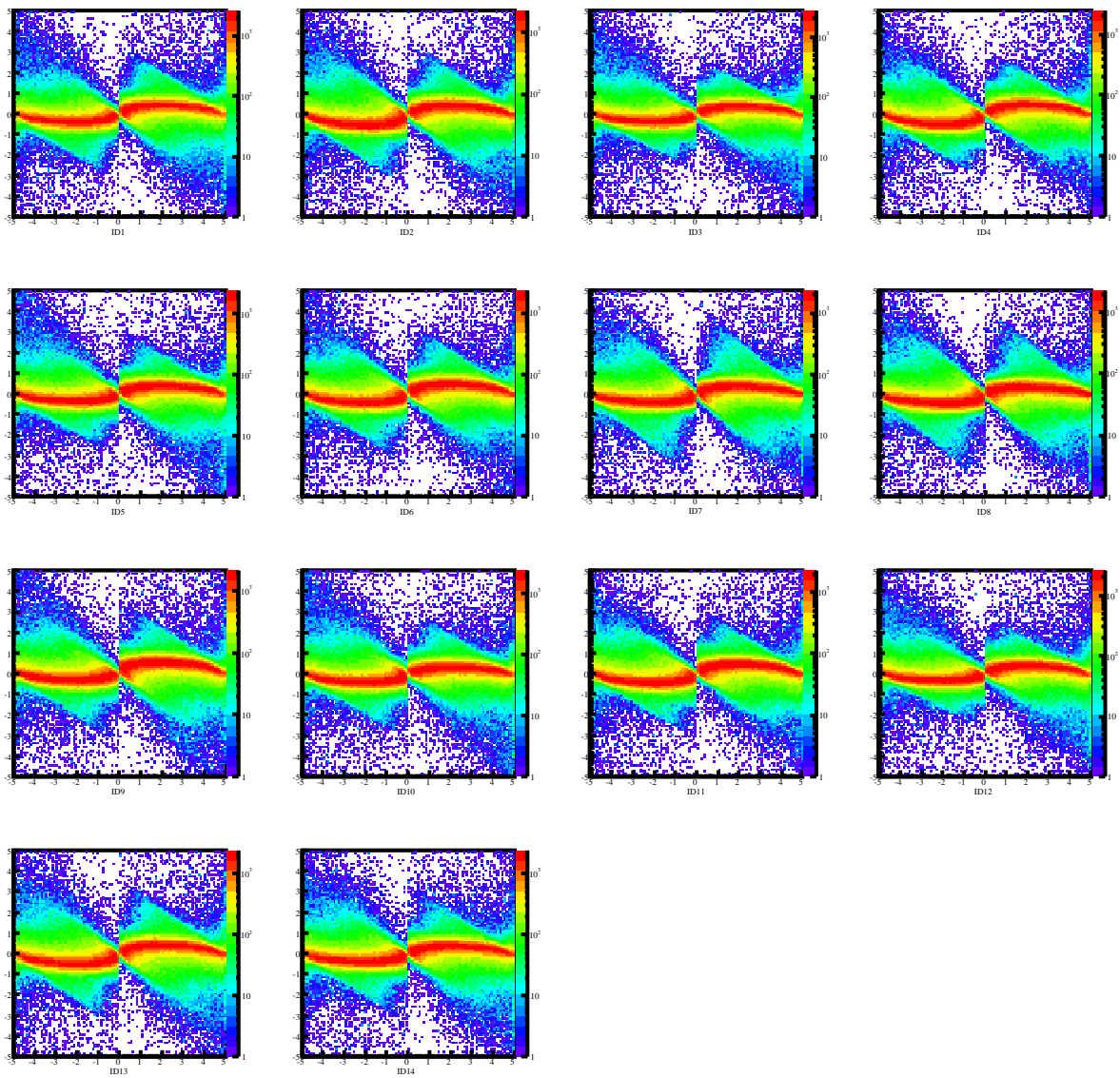


図 51 FDC1 の STC 補正前の残差分布。縦軸は残差  $X_{track}-X_{TDC}$ (mm)、横軸は TDC 情報から得られたドリフト距離  $X_{TDC}$ (mm)。左上から 1 層目 (ID1) で右下が 14 層目 (ID14)

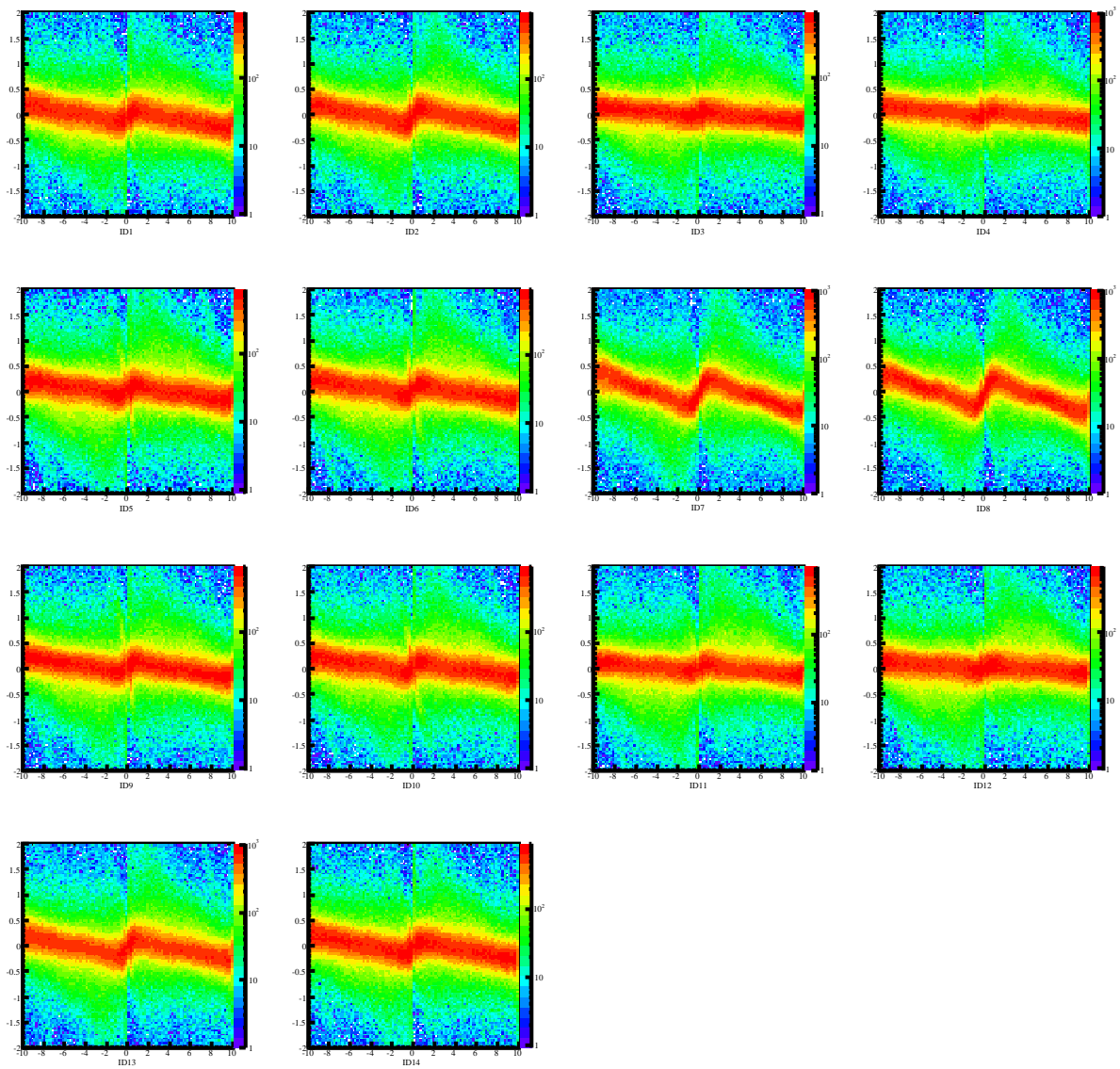


図 52 FDC2 の STC 補正前の残差分布。縦軸は残差  $X_{track} - X_{TDC}$  (mm)、横軸は TDC 情報から得られたドリフト距離  $X_{TDC}$  (mm)。左上から 1 層目 (ID1) で右下が 14 層目 (ID14)

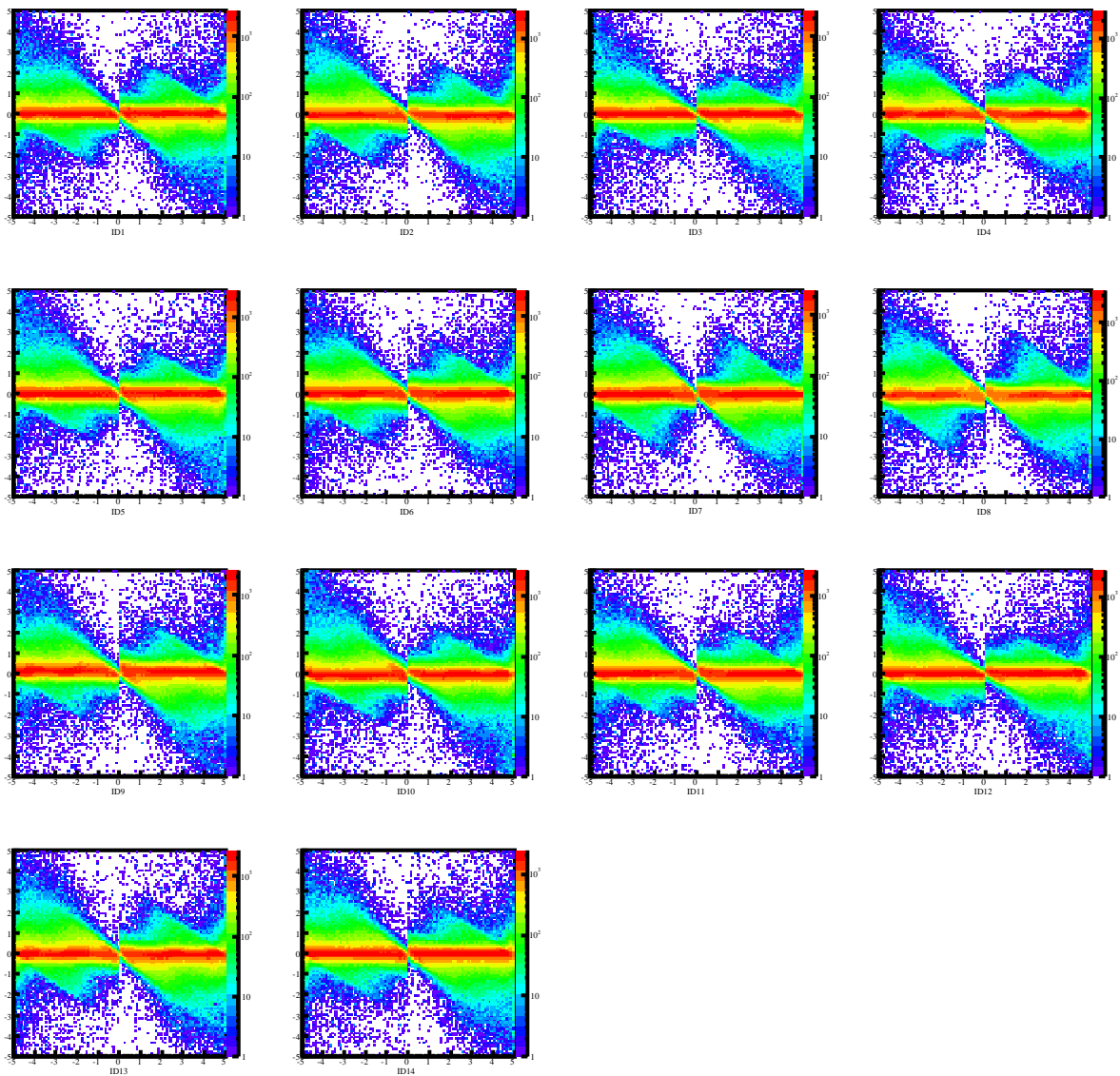


図 53 FDC1 の STC 補正後の残差分布。縦軸は残差  $X_{track}-X_{TDC}$ (mm)、横軸は TDC 情報から得られたドリフト距離  $X_{TDC}$ (mm)。左上から 1 層目 (ID1) で右下が 14 層目 (ID14)

残差分布の標準偏差は表 20 のようになった。

#### 4.2.1.3 検出効率

FDC1 と FDC2 の検出効率を導出する。FDC1 と FDC2 に関しては HODF でヒットがあったイベントは全て FDC1、FDC2 の有感領域を通過したとして検出効率を導出した。HODF で検出され原子番号が導出できたイベント数を  $N_{beamZ}$ 、FDC1 で X、Y とともに検出されたイベント数を  $N_{reco}(FDC1)$  とすると

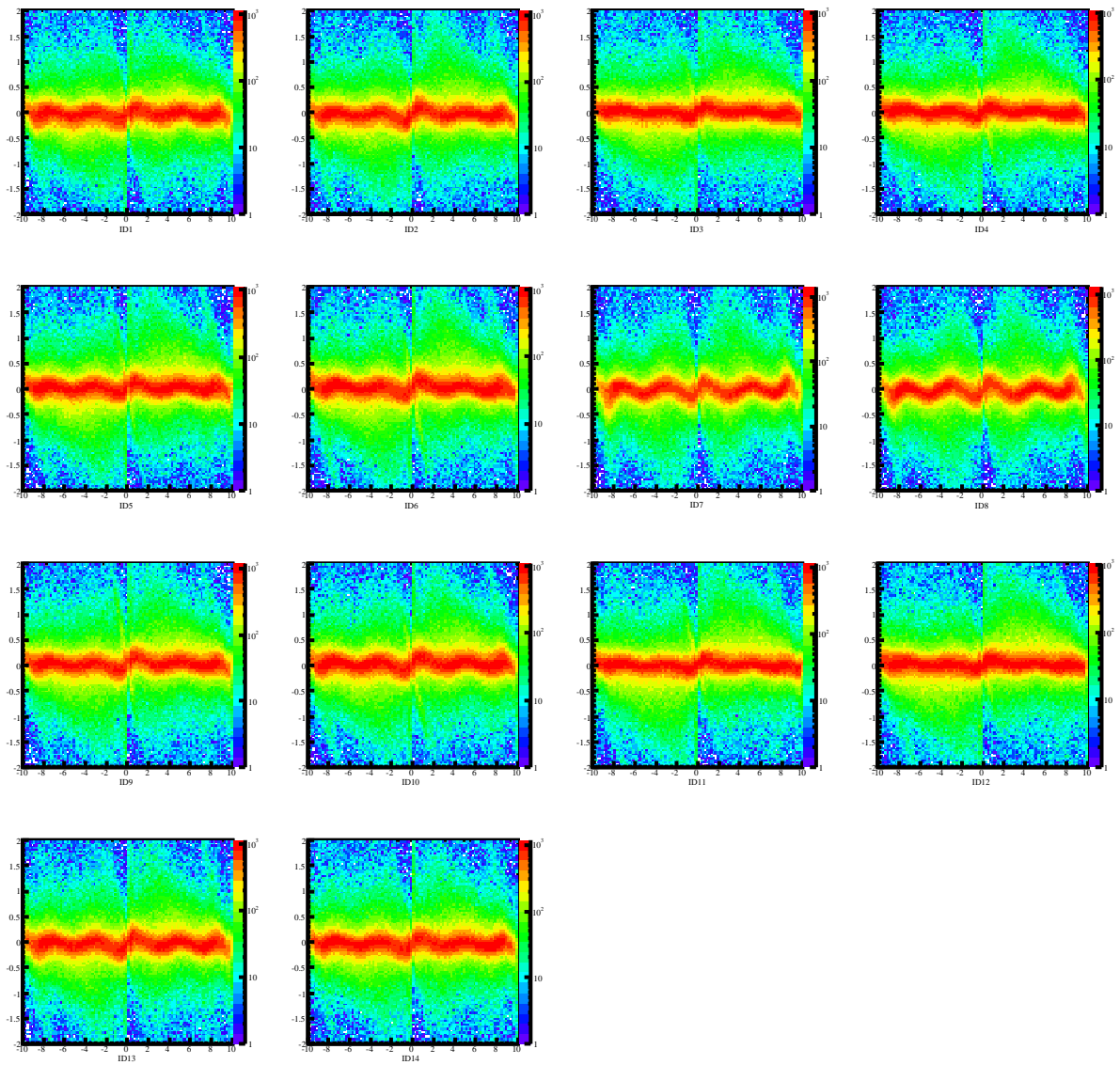


図 54 FDC2 の STC 補正後の残差分布。縦軸は残差  $X_{track}-X_{TDC}$ (mm)、横軸は TDC 情報から得られたドリフト距離  $X_{TDC}$ (mm)。左上から 1 層目 (ID1) で右下が 14 層目 (ID14)

$$\epsilon_{FDC1} = \frac{N_{reco}(FDC1)}{N_{BeamZ}} \quad (26)$$

となる。FDC2 も同様に行った。結果を表 21 にまとめる。

#### 4.2.2 荷電フラグメントの磁気硬度と飛跡

FDC1 と FDC2 での位置と角度から飛跡解析を行い、磁気硬度  $B\rho$  と飛行距離の決定方法について述べる。磁気硬度  $B\rho$  の決定には Geant4[19, 20] のシミュレーションを用いて決定した関数を用いた。シミュレ-

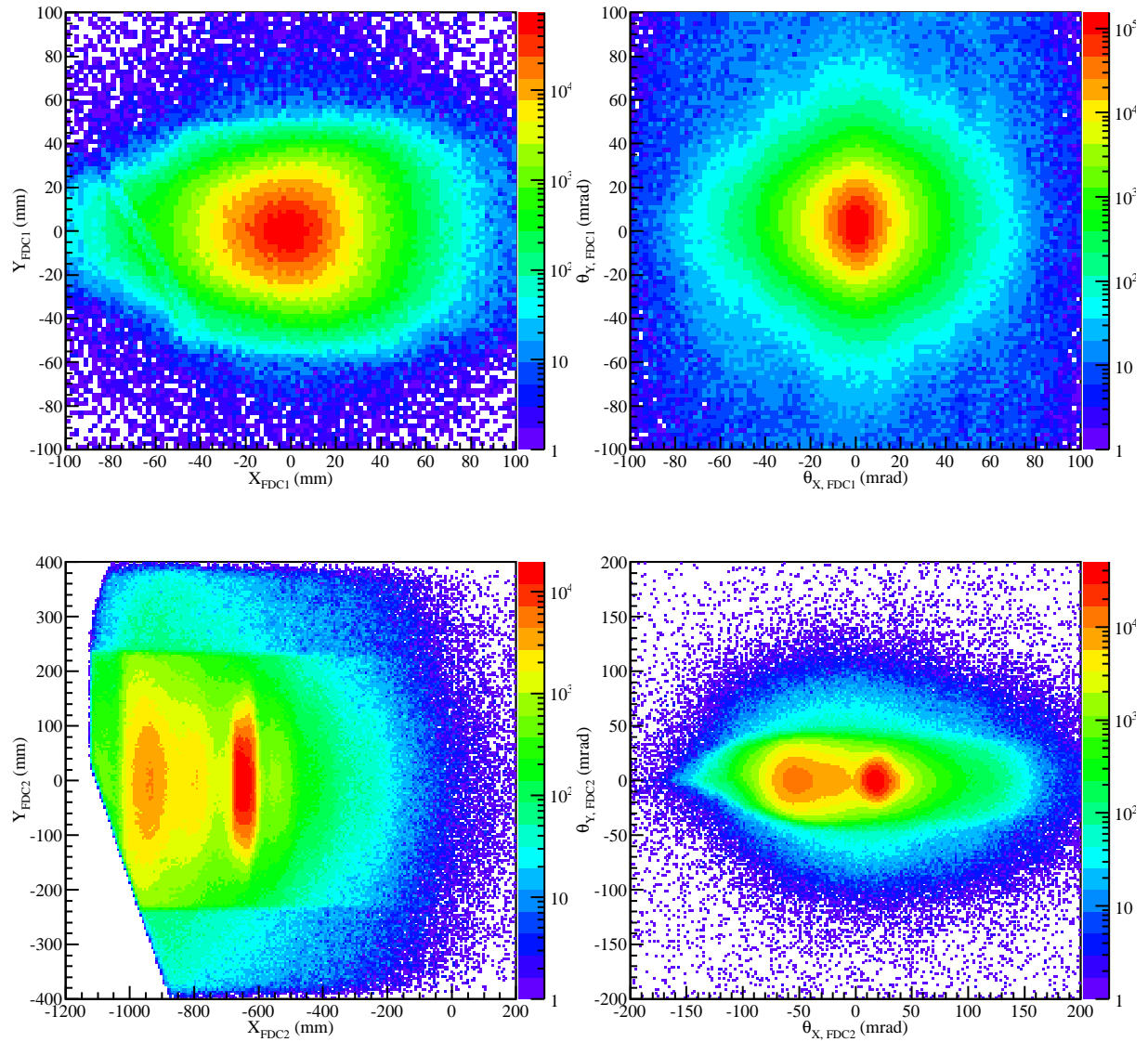


図 55 (左上)FDC1 での位置。縦軸は鉛直方向の位置 (mm)、横軸は水平方向の位置 (mm)。(右上)FDC1 での角度。縦軸は鉛直方向の角度 (mrad)、横軸は水平方向の角度 (mrad)。(左下)FDC2 での位置。軸は FDC1 と同じ。(右下)FDC2 での角度。軸は FDC1 と同じ。

ションで SAMURAI 磁石での  $B\rho$  が広い範囲で粒子を生成し、そのときの FDC1 と FDC2 の位置と角度から  $B\rho$  を求める関数をフィッティングによって求める。フィッティングする関数は

$$B\rho = f(X_{FDC1}, Y_{FDC1}, \theta_{x,FDC1}, \theta_{y,FDC1}, X_{FDC2}, \theta_{x,FDC2}) \quad (27)$$

$$= \sum_i c_{1,i} a_i + \sum_i \sum_j c_{2,ij} a_i a_j \quad (28)$$

$$= c_{1,0} X_{FDC1} + c_{1,1} Y_{FDC1} + \cdots + c_{2,00} X_{FDC1}^2 + c_{2,01} X_{FDC1} Y_{FDC1} + \cdots \quad (29)$$

$$(30)$$



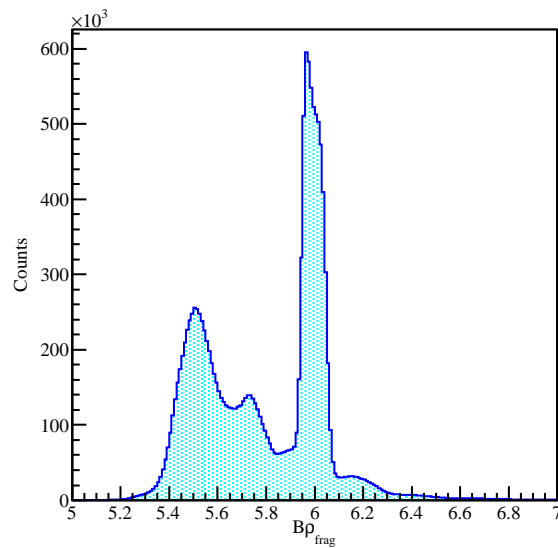
FDC1	188 $\mu\text{m}$
FDC2	191 $\mu\text{m}$

表 20 FDC1 と FDC2 それぞれの残差の標準偏差

$Z$	$\epsilon_{FDC1}$ %	$\epsilon_{FDC2}$ %
9	99.3	87.3
10	99.2	87.6

表 21 FDC1、FDC2 の検出効率のまとめ

である。 $a_i, a_j$  は  $X_{FDC1}, Y_{FDC1}, \theta_{x,FDC1}, \theta_{y,FDC1}, X_{FDC2}, \theta_{x,FDC2}$  であり、 $c_{1,i}, c_{2,ij}$  はそれぞれ一次の項と二次の項のパラメータである。同様にして飛行距離もフィッティングを行いパラメータを決定した。関数を用いて決定した  $B\rho$  は図 56 のようになった。これを用いて荷電フラグメントの粒子識別を行う。

図 56 荷電フラグメントの磁気硬度  $B\rho$  分布。

### 4.2.3 HODF

エネルギー損失  $\Delta E$ 、飛行時間  $TOF$  を決定するために行う HODF の解析について述べる。

#### 4.2.3.1 較正

HODF での時間 ( $T_{HODF}$ ) 較正はプラスチックシンチレータの時間較正と同様に Time Calibrator を用いて行い、波高情報 ( $Q_{HODF}$ ) についてはペDESTALの差し引きを行った (図 57)。また、モジュール毎のばらつきをなくすために隣り合うモジュールの  $T_{HODF}$  と  $Q_{HODF}$  の相対的な較正が必要である。相対的な較正は荷電フラグメントが隣り合うモジュール両方を通過するイベントを用いた。HODF での荷電フラグメントの位置は FDC2 の位置と角度から外挿によって求めることができ、モジュールの境界は HODF のヒット多重度 (1 イベント中のヒット数。以下  $M_{HODF}$  とする。) が 2 のイベントを選択することによって求めることができる。図 58 は  $M_{HODF}=2$  のイベントを選んだときの HODF での水平方向の位置 ( $X_{HODF}$ ) である。ピークとなっている部分が HODF の境界である。本解析ではモジュールの境界  $\pm 5$  mm のイベントを解析し、その範囲内のイベントは荷電フラグメントによる  $Q_{HODF}$  と  $T_{HODF}$  がそれぞれ等しいと仮定して隣り合うモジュールの相対的な較正を行った。このときの  $Q_{HODF}$  と  $T_{HODF}$  はそれぞれ上下の光電子増倍管の相乗平均と相加平均である。また、 $Q_{HODF}$  はエネルギー損失に相当する量である。この操作を HODF の ID1 と ID2、ID2 と ID3、 $\dots$ 、ID15 と ID16 と逐次的に行うことで全モジュールについて較正を行うが、本解析では低磁気硬度側に設置されたモジュールのみ (ID9~ID16) 較正を行った。図 59 は相対的較正を行った後のもので、境界  $\pm 5$  mm のゲートをかけた時の ID11 と ID12 の  $Q_{HODF}$  と  $T_{HODF}$  の二次元ヒストグラムである。正しく相対的較正が行われていることが分かる。

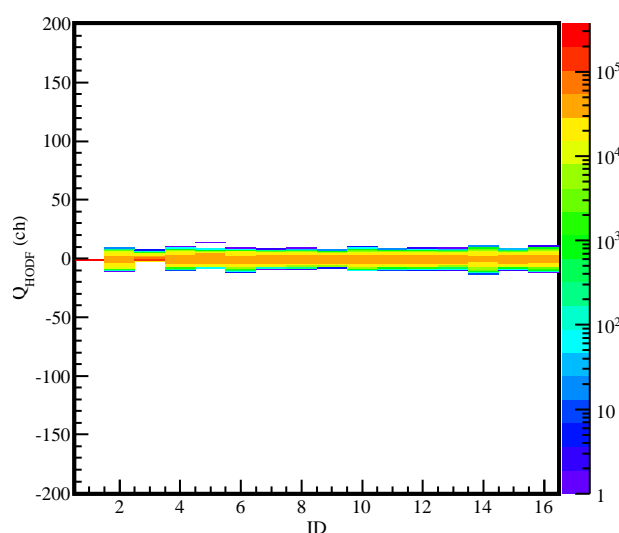


図 57 ペDESTALを差し引いた後の上側の PMT の  $Q_{HODF}$ 。ペDESTALを差し引けていることが分かる。

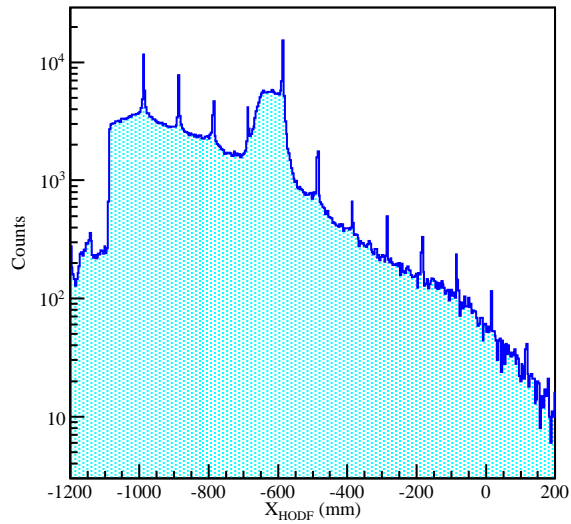


図 58  $M_{HODF}=2$  のイベントを選んだときの HODF での水平方向の位置 (mm)。ピークとなっている部分が境界である。

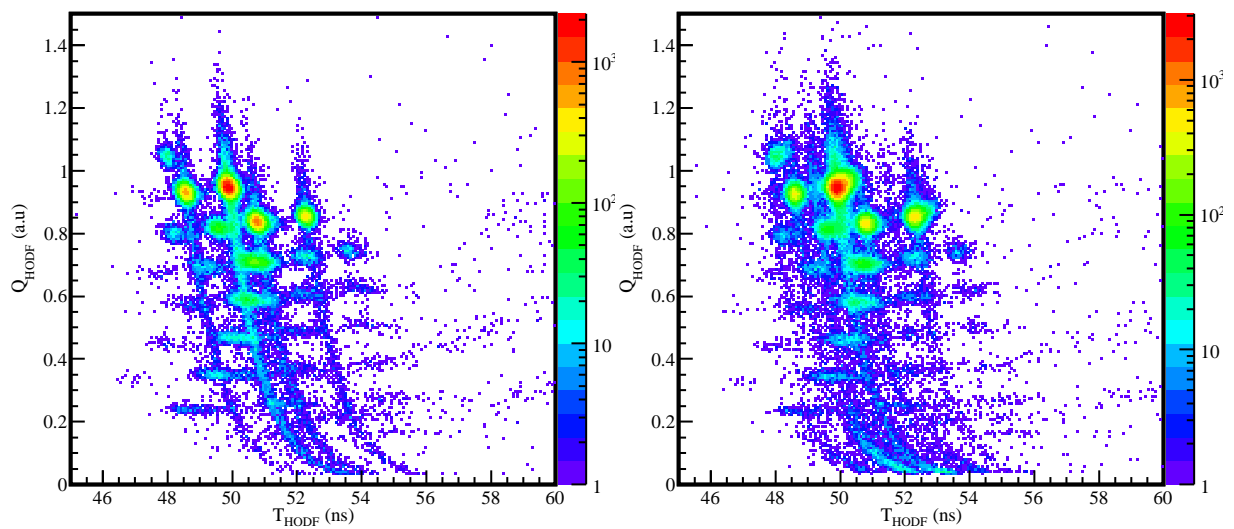


図 59  $Q_{HODF}$  と  $T_{HODF}$  の二次元ヒストグラム。ID11 と ID12 の境界  $\pm 5$  mm を選んでいる。(左)ID11。(右)ID12。

## 4.2.3.2 TOF の決定

標的から HODF までの飛行時間  $TOF_{TGT-HODF}$  は

$$TOF_{TGT-HODF} = TOF_{F13-HODF} - TOF_{F13-TGT} + T_{offset} \quad (31)$$

$$TOF_{F13-HODF} = T_{HODF} - T_{F13} \quad (32)$$

によって求める。 $TOF_{F13-TGT}$  は F13 での速度と SBT1, 2 と二次標的間の距離から求めた。オフセットは以下のように求めた。

1. 二次ビームが  $^{27}\text{Ne}$  のイベントを選ぶ
2. 二次標的での位置と角度が  $|X_{TGT}| < 1 \text{ mm}$ 、 $|\theta_x| < 1 \text{ mm}$  を選ぶ
3. そのときの  $B\rho$  と飛行距離を用いて式 23 から TOF の計算値を求める
4. 計算値と測定値が合うようにオフセットを決める。

図は補正後の  $TOF_{TGT-HODF}$  分布である。

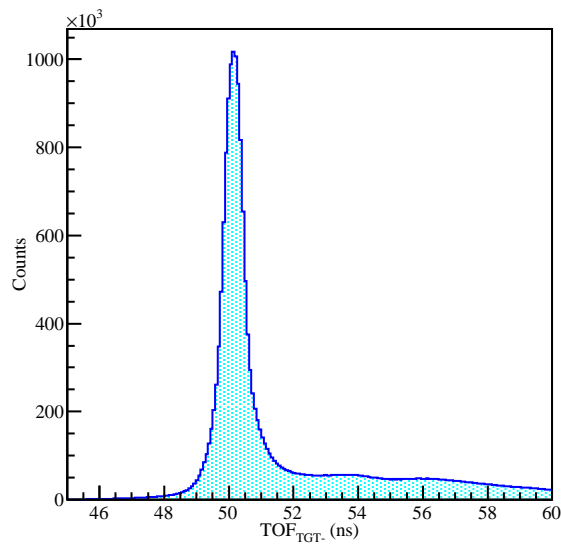


図 60 補正後の  $TOF_{TGT-HODF}$  分布 (ns)。

4.2.3.3 多重度  $M_{HODF}$  の割合

後述する  $Z$  の導出では  $M_{HODF}=1$  のイベントのみを選択している。そのため断面積を導出する際に、 $M_{HODF}=1$  のイベントが全体のイベントに占める割合  $R(M_{HODF}=1)$  が必要になる。本解析では以下のように  $R(M_{HODF}=1)$  を求めた。 $R(M_{HODF})$  荷電フラグメントの位置や角度によって異なる可能性があり、本解析で必要となるのはそれぞれのビームから荷電フラグメントとして  $^{25}\text{F}$  が得られる反応である。しかし、荷電フラグメントの識別には HODF を用いており目的の反応の  $R(M_{HODF}=1)$  を得ることは難しい。そこでまず粒子識別を行い、目的の反応から求めた FDC2 での位置と角度を求める。求めた FDC2 での位置と角度  $\pm 2\sigma$  以内の粒子すべてについて  $R(M_{HODF}=1)$  を求め、その値を用いることにする。このように選択したイベントには目的の反応以外の粒子も含まれているが、 $M_{HODF}$  に寄与するのは位置と角度であり、核種は大きく影響しないと考えられる。得られた  $R(M_{HODF}=1)$  を表 22 にまとめる。

	C	標的なし
$^{27}\text{Ne}$	96.3	97.1
$^{26}\text{F}$	97.4	97.4
$^{27}\text{F}$	95.4	95.7

表 22  $M_{HODF}=1$  のイベントが全体のイベントに占める割合  $R(M_{HODF}=1)$  のまとめ

#### 4.2.4 荷電フラグメントの粒子識別

飛行時間  $TOF$ 、エネルギー損失 (波高情報)、磁気硬度  $B\rho$  から荷電フラグメントの原子番号  $Z$ 、質量数と原子番号の比  $A/Z$  を導出する。

##### 4.2.4.1 $Z$ の導出

荷電フラグメントの原子番号  $Z$  は二次標的-HODF 間の飛行時間  $TOF_{TGT-HODF}$  と HODF の波高情報から以下の手順で導出した。また  $Z$  を導出する際には  $M_{HODF}=1$  のイベントのみを解析した。 $M_{HODF} \geq 2$  のイベントは複数のモジュールを通ったイベントであり、真の値を導出するには荷電フラグメントがそれぞれのモジュールで失ったエネルギーを足し上げる必要があるためである。

1. 波高情報と  $TOF_{TGT-HODF}$  の二次元ヒストグラムの相関をみる
2. 原子番号に対応した筋が見える
3. 原子番号が 9 に対応する筋を二次関数でフィッティングする
4. 得られた結果から  $TOF_{TGT-HODF}$  の依存性を小さくするように HODF の波高情報に補正をかけ、 $Z$  を導出する。

図 61 の左側は補正前の  $TOF_{TGT-HODF}$  と  $Q_{HODF}$  の相関であり、右側は補正後の相関である。

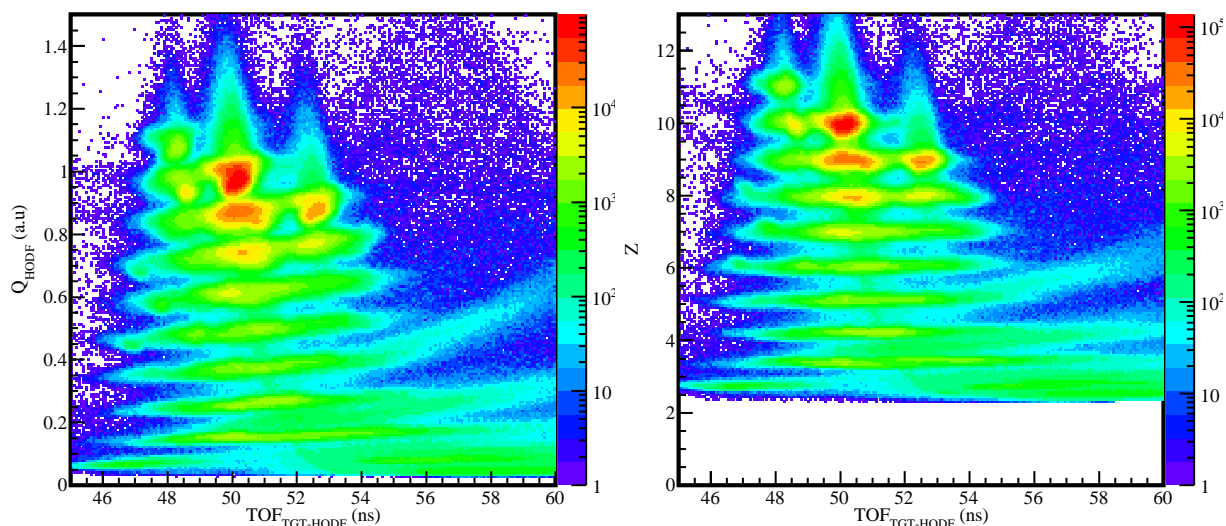


図 61 荷電フラグメントの  $Z$  の導出。(左側) 補正前で縦軸は HODF の波高情報、横軸は二次標的から HODF までの飛行距離 (ns)。(右側)  $Z=9$  について、時間依存性が小さくなるように  $Z=9$  のイベントを二次関数でフィッティングして補正後、縦軸を  $Z$  に変換したヒストグラム。

さらに、原子番号  $Z$  は HODF のそれぞれのシンチレータ中での水平方向のヒット位置にも依存する。そのため、位置依存性が小さくなるように  $Z=9$  のイベントを一次関数でフィッティングして補正を行った。図 62 の左側は補正前の  $X_{HODF}$  と  $Z$  の相関であり、右側は補正後の相関である。原子番号  $Z$  が一直線になっており正しく補正が行われていることが分かる。

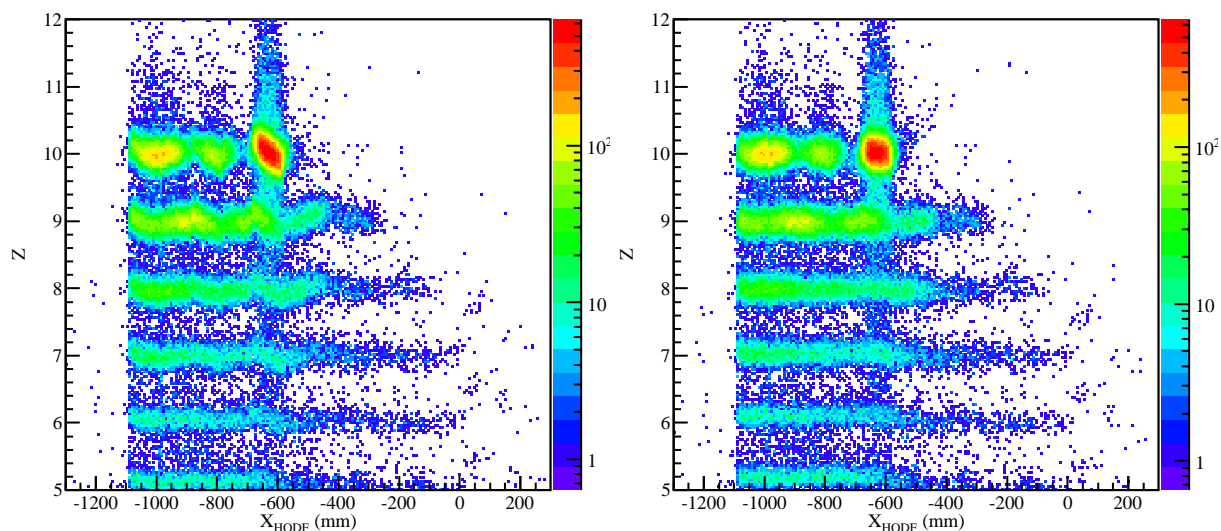


図 62  $Z$  の位置依存性の補正。(左側) 補正前で縦軸は原子番号  $Z$ 、横軸は HODF での水平方向の位置 (mm)。(右側)  $Z=9$  について、位置依存性が小さくなるように  $Z=9$  のイベントを一次関数でフィットして補正したヒストグラム。

#### 4.2.4.2 荷電フラグメントの粒子識別図

荷電フラグメントの  $A/Z$  は二次ビームと同様に行った。二次ビームが  $^{27}\text{Ne}$  ビームの時の荷電フラグメントの  $Z$  分布とフッ素同位体に対する  $A/Z$  分布、粒子識別図はそれぞれ図 63、64、65 のようになった。このときの荷電フラグメントの  $Z$  と  $A/Z$  の標準偏差は表 23、24 のようになった。同様に二次ビームが  $^{26}\text{F}$  ビーム時は図 66、67、68 表 25、26 のようになり、 $^{27}\text{F}$  ビームの時は図 69、70、71 表 27、28 のようになった。

$Z$	8	9	10
標準偏差	0.123	0.127	0.135

表 23  $^{27}\text{Ne}+\text{C}$  の反応で生成された荷電フラグメントの  $Z$  の標準偏差

$A/Z$	2.667	2.778	2.889
標準偏差	0.00871	0.00917	0.0102

表 24  $^{27}\text{Ne}+\text{C}$  の反応で生成された荷電フラグメントのフッ素同位体に対する  $A/Z$  の標準偏差

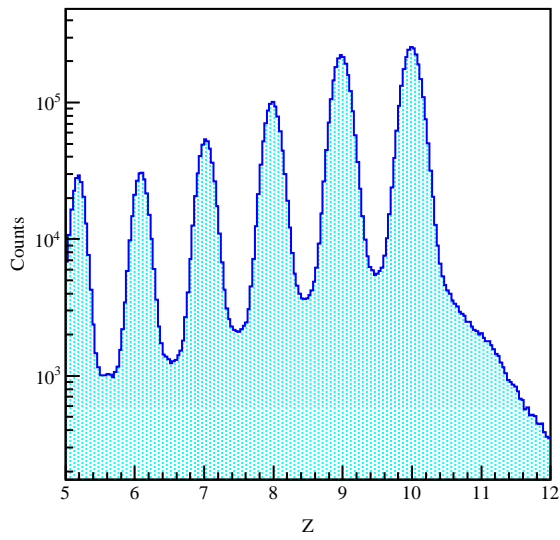


図 63  $^{27}\text{Ne}+\text{C}$  反応から生成されたの荷電フラグメントの  $Z$  分布。

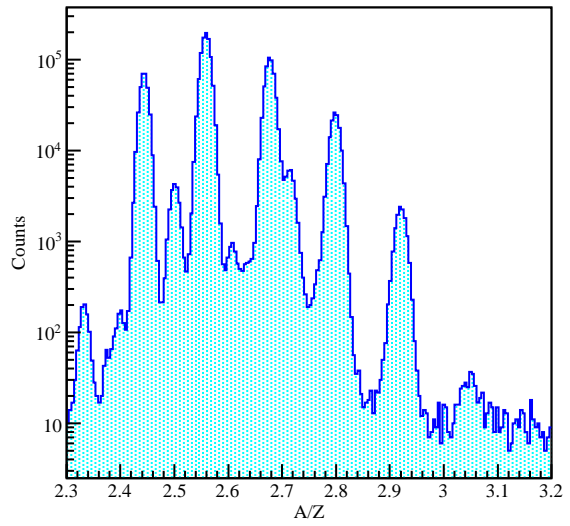


図 64  $^{27}\text{Ne}+\text{C}$  反応から生成されたの荷電フラグメントの  $A/Z$  分布。

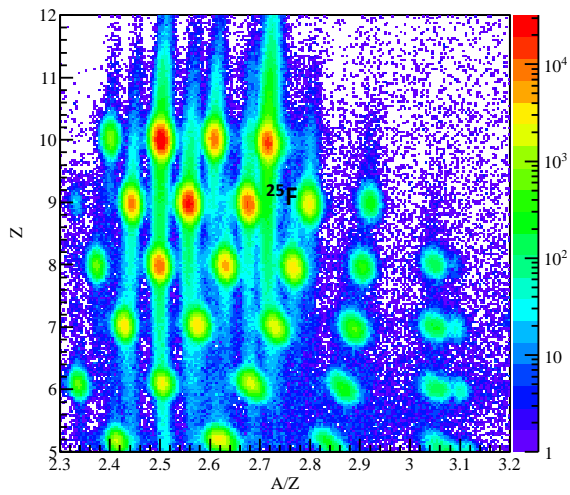


図 65  $^{27}\text{Ne}+\text{C}$  反応から生成されたの荷電フラグメントの粒子識別図。



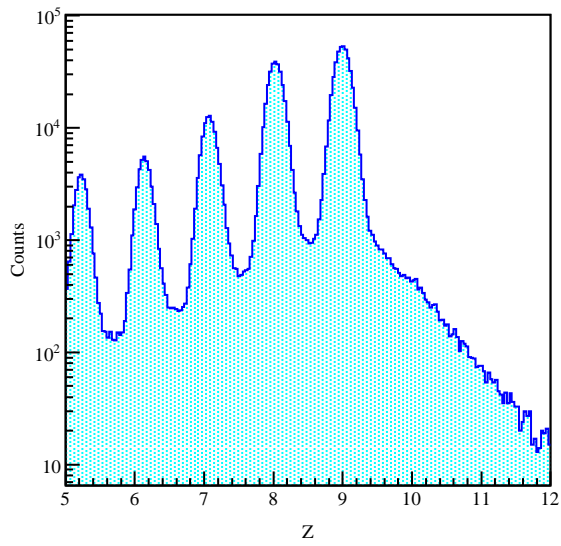


図 66  $^{26}\text{F}+\text{C}$  反応から生成されたの荷電フラグメントの  $Z$  分布

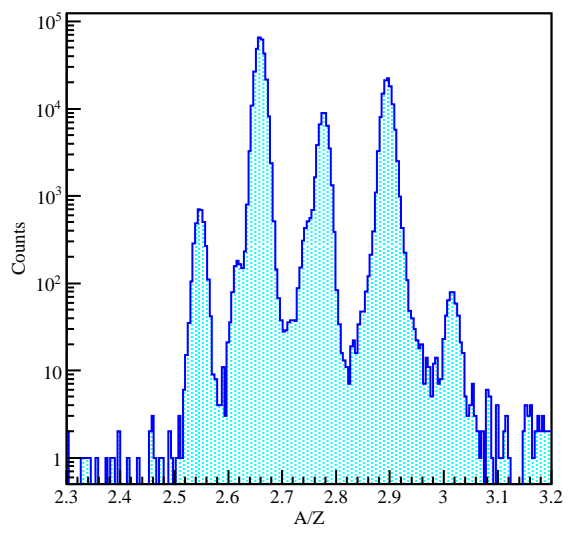


図 67  $^{26}\text{F}+\text{C}$  反応から生成されたの荷電フラグメントの  $A/Z$  分布

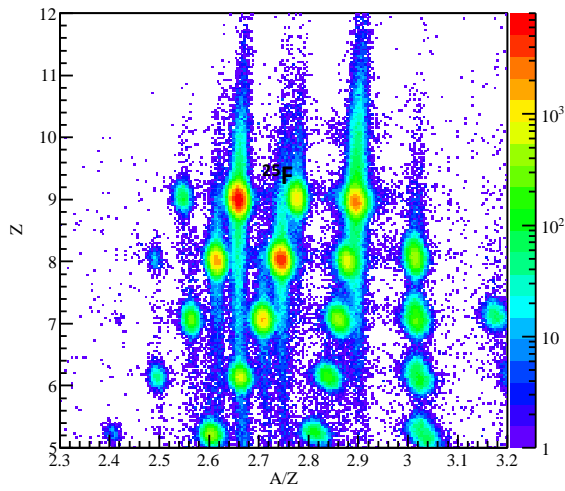


図 68  $^{26}\text{F}+\text{C}$  反応から生成された荷電フラグメントの粒子識別図

$Z$	7	8	9
標準偏差	0.112	0.113	0.119

表 25  $^{26}\text{F}+\text{C}$  反応から生成された荷電フラグメントの  $Z$  の標準偏差

$A/Z$	2.667	2.778	2.889
標準偏差	0.00796	0.00822	0.00885

表 26  $^{26}\text{F}+\text{C}$  反応から生成された荷電フラグメントの  $A/Z$  の標準偏差

$Z$	7	8	9
標準偏差	0.105	0.109	0.115

表 27  $^{27}\text{F}+\text{C}$  反応から生成された荷電フラグメントの  $Z$  の標準偏差

$A$	2.667	2.778	2.889
標準偏差	0.00855	0.00861	0.00985

表 28  $^{27}\text{F}+\text{C}$  反応から生成された荷電フラグメントの  $A$  の標準偏差

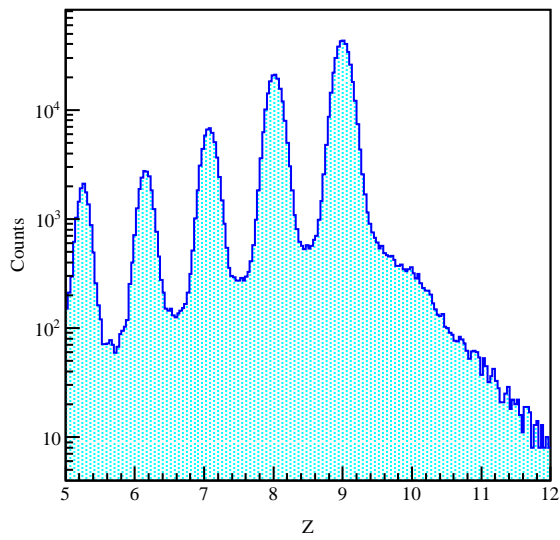


図 69  $^{27}\text{F}+\text{C}$  反応から生成された荷電フラグメントの Z 分布

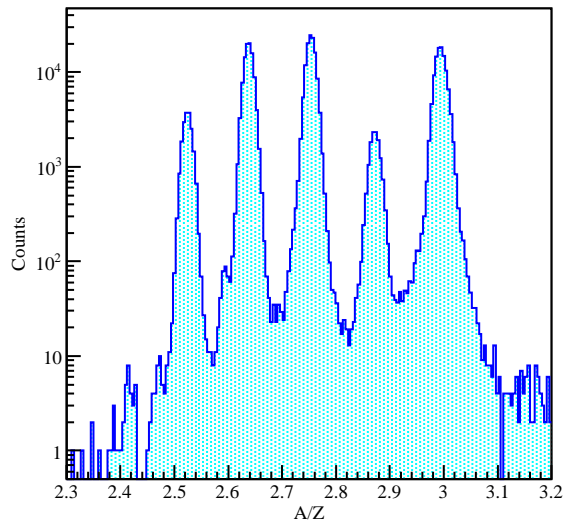


図 70  $^{27}\text{F}+\text{C}$  反応から生成された荷電フラグメントのフッ素同位体に対する A/Z 分布

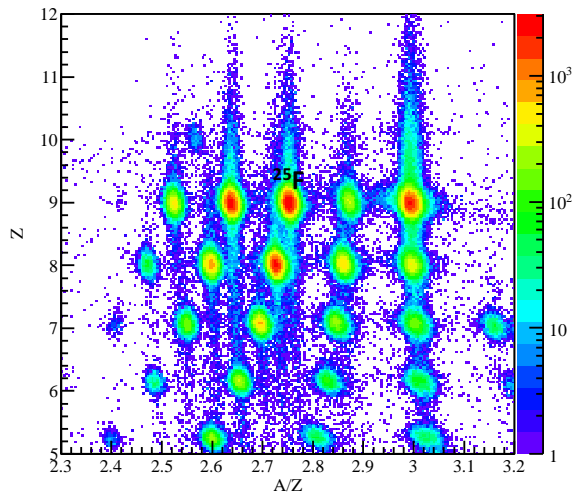


図 71  $^{27}\text{F}+\text{C}$  反応から生成された荷電フラグメントの粒子識別図

## 4.2.4.3 統計量

粒子識別図で粒子を選択し、ダウンスケールビームトリガーで各反応の統計量を調べた。荷電フラグメントを選択するためのゲートは  $Z$  と  $A/Z$  分布をそれぞれガウス関数でフィッティングを行い、中心値  $\pm 3\sigma$  とした。それぞれの反応での二次ビームと荷電フラグメントの統計量を表 29 に示す。

二次ビーム	二次標的	荷電フラグメント	二次ビームの数	荷電フラグメントの数
$^{27}\text{Ne}$	炭素	$^{25}\text{F}$	3867032	3320
$^{27}\text{Ne}$	標的なし	$^{25}\text{F}$	1131000	207
$^{26}\text{F}$	炭素	$^{25}\text{F}$	697657	4341
$^{26}\text{F}$	標的なし	$^{25}\text{F}$	198088	473
$^{27}\text{F}$	炭素	$^{25}\text{F}$	51275	529
$^{27}\text{F}$	標的なし	$^{25}\text{F}$	19637	96

表 29 二次ビームと荷電フラグメントの統計量

## 4.3 中性子の解析

## 4.3.1 NEBULA

NEBULA で検出された中性子の解析方法について述べる。

## 4.3.1.1 較正

NEBULA の較正は田中隆己氏の解析により得られた較正パラメータを用いる [21]。本解析では二次標的から NEBULA の飛行時間  $TOF_{TGT-NEBULA}$  のオフセットの較正のみ行った。較正には NEBULA の TOF 較正を目的として  $^{15}\text{C} + \text{Al}$  によって高エネルギーの  $\gamma$  線を発生させたデータを用いた。図 72 は較正後のもので、横軸に NEBULA のモジュール ID を取り、縦軸は測定された  $TOF$  と、二次標的から  $\gamma$  線が飛来したと仮定して計算される飛行時間  $TOF_{\gamma}$  の差をとったものである。 $\gamma$  線によるものと考えられる狭いピーク位置が 0 ns に集まっていることから正しく較正が行われていることが分かる。

## 4.3.1.2 一中性子の選択

NEBULA には二次標的での反応によって放出される中性子以外にも  $\gamma$  線や 1 個の中性子に対して NEUT に複数のシグナルが検出されるクロストークなどのバックグラウンドも検出される。複数のヒットから真の一中性子イベントを選択する手順を以下に示す。

1.  $\gamma$  線によるヒットを除去するために、NEUT、VETO の発光量  $Q_{NEUT}$ 、 $Q_{VETO}$  に対してそれぞれスレッシュホールド 6 MeVee、1 MeVee を設定し、 $Q_{NEUT} < 6 \text{ MeVee}$ 、 $Q_{VETO} < 1 \text{ MeVee}$  のヒットを破棄する
2. 1st wall の VETO にヒットがあった場合そのイベントを破棄する

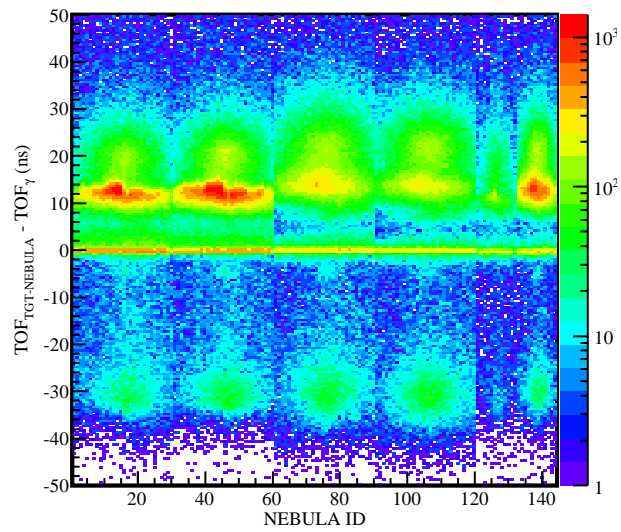


図 72  $TOF_{TGT-NEBULA}$  のオフセットの較正。横軸は NEBULA のモジュールの ID、縦軸は測定された  $TOF$  と、二次標的から  $\gamma$  線が飛来したと仮定して計算される飛行時間  $TOF_\gamma$  の差。

3. 1, 2 の条件を満たすヒットの中で最も早いヒットを真の一中性子によるヒットとする

このとき、中性子の位置と速度分布は図 73 のようになった。中性子は入射核破砕反応によって生成された  $^{26}\text{F}$  から放出されるためその速度は一定の値になっている。

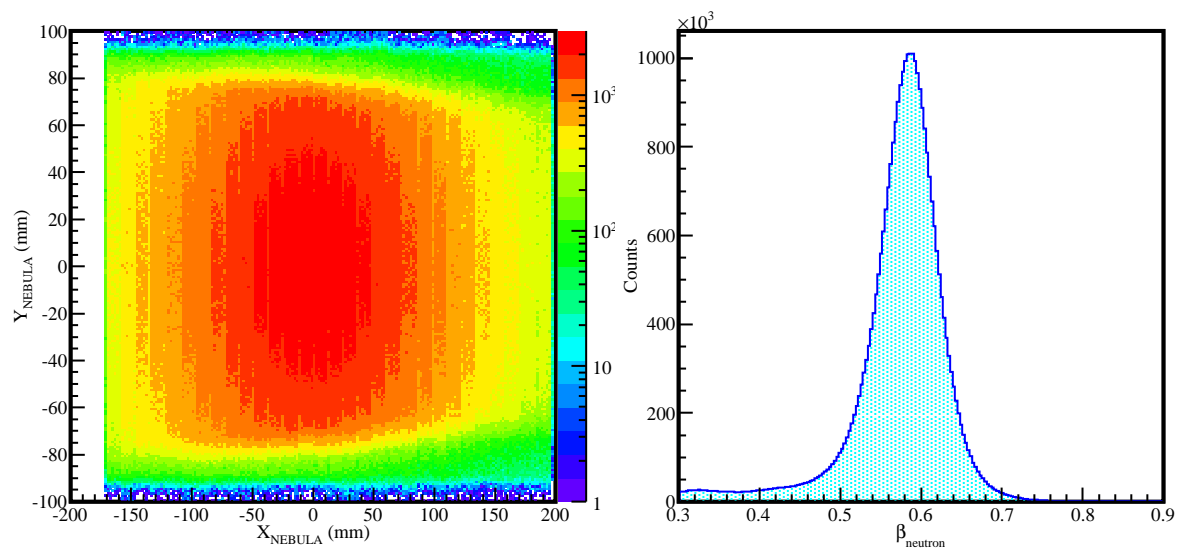


図 73 (左側)NEBULA での中性子の位置。縦軸は鉛直方向の位置 (mm)、横軸は水平方向の位置 (mm)。水平位置正の方向で、鉛直方向の位置が狭くなっているのは SAMURAI 出口窓のアクセプタンスによるものである。(右側) 中性子の速度。

## 4.4 $\gamma$ 線測定系

二次標的で生成される荷電フラグメントが励起状態である場合、荷電フラグメントが脱励起する際に  $\gamma$  線が放出される。この  $\gamma$  線は DALI2 で検出する。

### 4.4.1 DALI2

DALI2 で検出された  $\gamma$  線の解析方法について述べる。

#### 4.4.1.1 較正

DALI2 の時間の較正は Time Calibrator を用いて行った。また DALI2 の時間を測定している TDC にはジッターが存在しているため、トリガーのタイミングとの差を取ることでこれを解消した。図 74 はジッター除去後のものであり、縦軸に DALI2 の時間情報、横軸に DALI2 の ID をとったものである。中性子などの荷電フラグメント由来の  $\gamma$  線でないヒットを除くために本解析では  $T_{DALI2}$  のピーク位置  $\pm 2\sigma$  を選び、 $154 \text{ ns} < T_{DALI2} < 161 \text{ ns}$  のイベントのみ解析を行った。

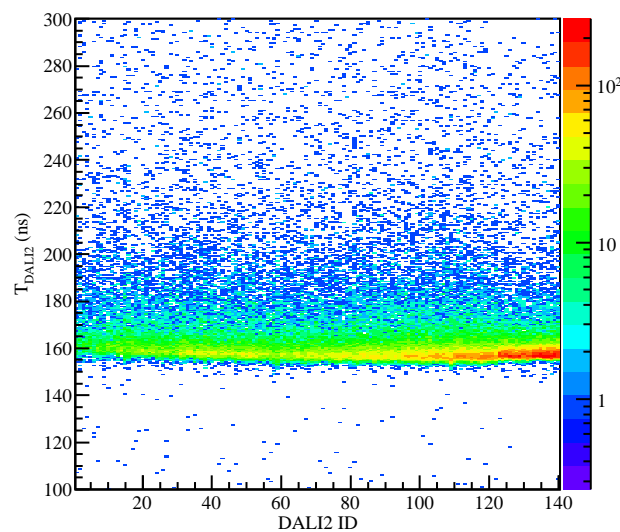


図 74 DALI2 の時間較正。縦軸は DALI2 の時間情報、横軸は DALI2 の ID。(左側) ジッター除去前。(右側) ジッター除去後。

DALI2 のエネルギー較正には  $^{22}\text{Na}$  から放出される 511 keV と 1274 keV のエネルギーの  $\gamma$  線を用いた。図は較正後の  $\gamma$  線のエネルギー分布を表しており、正しく較正されていることが分かる。また、実験期間中にゲインシフトが起きており Run0001-0134、Run0135-0208、Run0209-0355、Run0356-0436 でそれぞれエネルギー較正のパラメータを変更する必要がある。

検出される  $\gamma$  線は実験室系のエネルギーであるので、ドップラー効果を考慮して荷電フラグメントの静止系でのエネルギーに補正する必要がある。補正には以下の関係を用いた。

$$E_{cm} = E_{lab} \frac{(1 - \beta \cos \theta)}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (33)$$

$E_{\gamma_{cm}}$  は補正後のエネルギー、 $E_{\gamma_{lab}}$  は補正前のエネルギー、 $\beta$  は荷電フラグメントの速度である。補正後の、二次ビームが  $^{27}\text{Ne}$  で荷電フラグメントが  $^{25}\text{F}$  であるイベントと同時計測した  $\gamma$  線のエネルギースペクトルは図 75 のようになった。このときトリガーとして  $B \cap N$  トリガーを選んでいる。二次ビームが  $^{26}\text{F}$ 、 $^{27}\text{F}$  である場合はそれぞれ図 76、77 のようになった。ピークの位置をガウス関数によるフィッティングで求めると表 30 のようになった。また二次ビームが  $^{27}\text{Ne}$  で荷電フラグメントが  $^{25}\text{F}$  であるイベントと同時計測した  $\gamma$  線の時間とエネルギーの関係は図 78 のようになった。1700 keV、3000 keV 付近の荷電フラグメント由来と考えられる  $\gamma$  線が選択した時間のゲート内に入っていることが分かる。

$^{25}\text{F}$  については、Zs. Vajta らが 2014 年に GANIL の SPEG を用いて  $^{25}\text{F}$  のインビーム  $\gamma$  分光を行っている [22]。この実験では  $C(^{26}\text{Ne}, ^{25}\text{F})$ 、 $C(^{27}\text{Na}, ^{25}\text{F})$ 、 $C(^{28}\text{Na}, ^{25}\text{F})$  の反応を用いており、図 79 のような  $\gamma$  線のエネルギースペクトルが得られている。これと比較することでドップラー補正が正しく行われていることが分かる。また準位図は図 80 のようになっている。図 80 は縦軸に  $\gamma$  線のエネルギーをとっており、左の三つは殻模型計算の結果 [23, 14] である。右にはこの実験で測定した  $\gamma$  線と Zs. Vajta らの別の論文 [24] の 2140 keV の  $\gamma$  線から導出した準位図が示されている。相対遷移強度は斜体で示しており、その誤差は 20 % 未満である。

二次ビーム	ピーク位置 (keV)				
$^{27}\text{Ne}$	702	1198	1681	2820	3303
$^{26}\text{F}$	697	1174	1679	2909	3288
$^{27}\text{F}$	712	1687	3000	-	-

表 30  $\gamma$  線のピーク位置

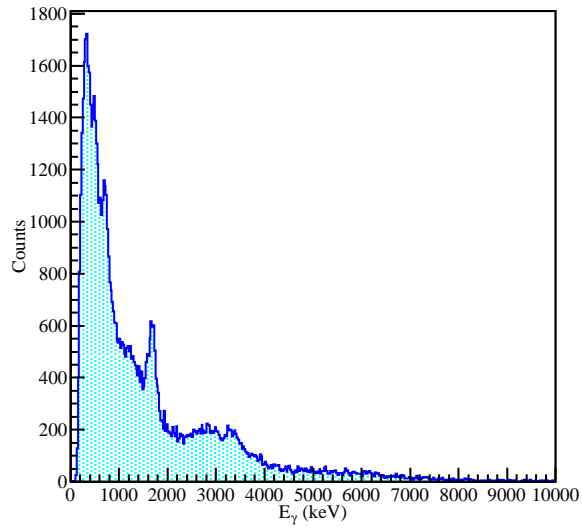


図 75 二次ビームが  $^{27}\text{Ne}$  で荷電フラグメントが  $^{25}\text{F}$  であるイベントと同時計測した  $\gamma$  線のエネルギースペクトル。

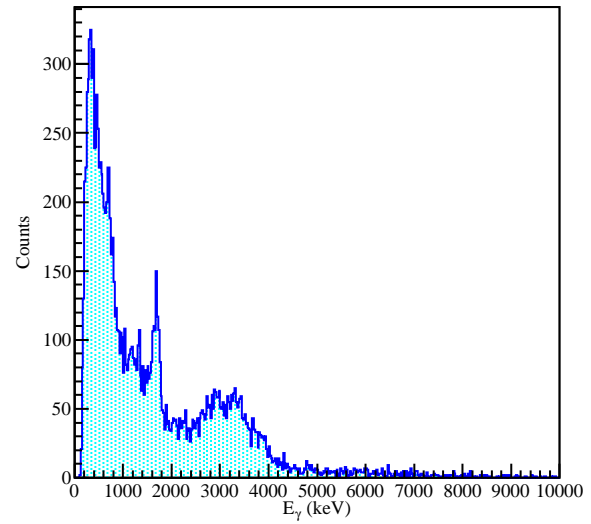


図 76 二次ビームが  $^{26}\text{F}$  で荷電フラグメントが  $^{25}\text{F}$  であるイベントと同時計測した  $\gamma$  線のエネルギースペクトル。

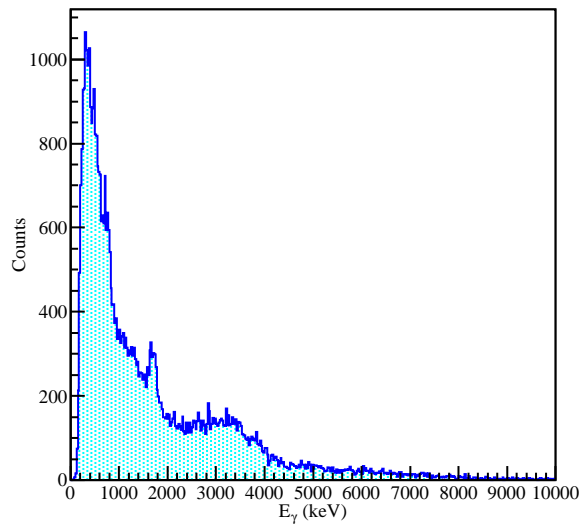


図 77 二次ビームが  $^{27}\text{F}$  で荷電フラグメントが  $^{25}\text{F}$  であるイベントと同時計測した  $\gamma$  線のエネルギースペクトル。



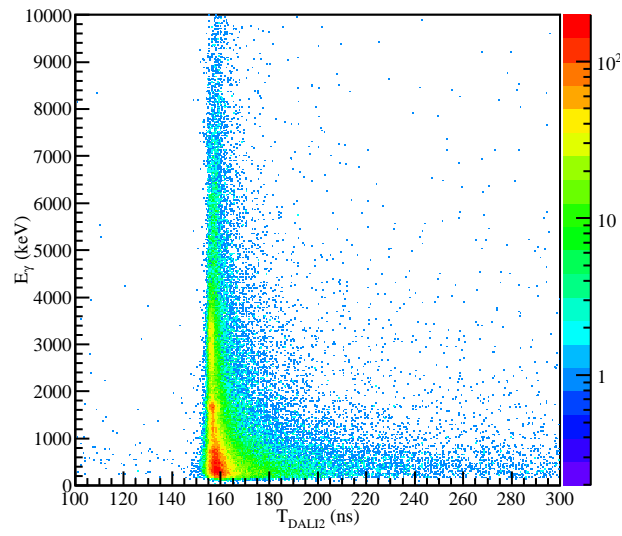


図 78  $^{27}\text{Ne}$  ビームの  $\gamma$  線の時間とエネルギーの関係。縦軸にエネルギー (keV)、横軸に時間 (ns)。

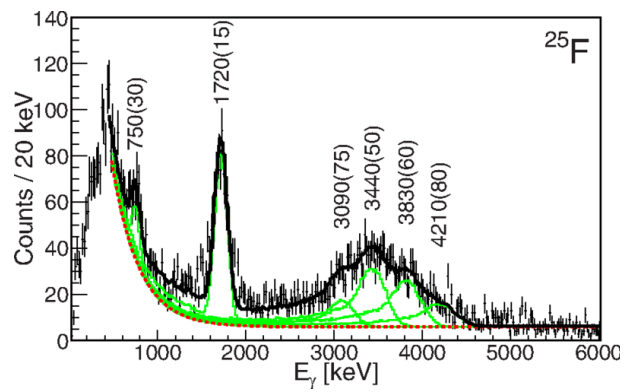


図 79  $^{25}\text{F}$  のインビーム  $\gamma$  分光による  $\gamma$  線のエネルギースペクトル [22]。

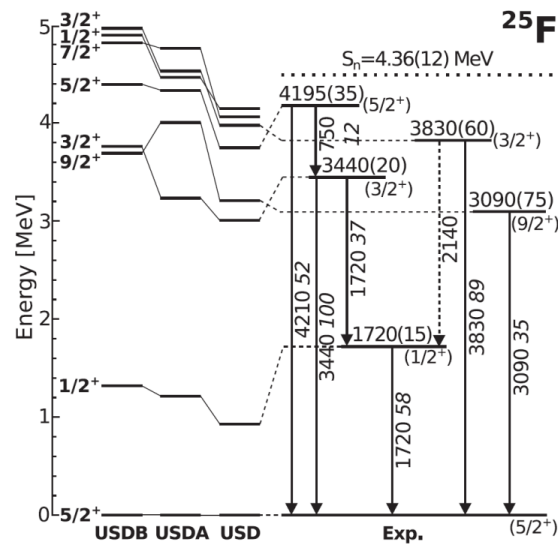


図 80  $^{25}\text{F}$  のインビーム  $\gamma$  分光による  $\gamma$  線の準位図 [22]。

## 4.5 相対エネルギー分布

相対エネルギーを再構成するには崩壊直後の荷電フラグメントと中性子のエネルギーと運動量ベクトルが必要である。荷電フラグメントは生成後二次標的中でエネルギーを失うので  $TOF_{TGT-HODF}$  から得られるエネルギーを補正する必要がある。本解析では反応が二次標的中心で起きたと仮定してそのエネルギー損失から標的中心でのエネルギーを求めた。また運動量ベクトルは BDC1 と BDC2 を用いて求めた二次標の上での位置と FDC1 での位置がビーム軸に対してなす角度を用いて求めた。中性子のエネルギーは  $TOF_{TGT-NEBULA}$  から求め、運動量ベクトルは NEBULA でのヒット位置から求めた。荷電フラグメントのエネルギーの補正として速度分布の中心がが中性子の速度分布の中心と等しくなるように 1.4 % 小さくした。荷電フラグメントと中性子のビーム軸方向の運動量の残差は図 81 のようになった。以上のように求めた荷電フラグメントと中性子の、エネルギーと運動量ベクトルから式 3、4 を用いて相対エネルギーを再構成すると、二次ビームが  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ 、 $^{27}\text{F}$  のときそれぞれ図 82、83、84 のようになった。左列の青色のスペクトルが炭素標的を用いた場合の結果で、赤色のスペクトルは標的なしの場合の結果を入射ビーム量でスケールしたものであり、右列は炭素標的を用いた場合のスペクトルから標的なしの場合のスペクトルを差し引いた結果である。矢印で示した部分に構造が見える。図 85 は全ての相対エネルギー分布を重ねたものである。この構造については第 5 章で議論する。また、各ビームについて、標的ありに対する標的なしの相対エネルギー分布の割合はそれぞれ表 31 のようになった。

$^{27}\text{Ne}$	$^{26}\text{F}$	$^{27}\text{F}$
7.2 %	10.2 %	10.4 %

表 31 標的ありに対する標的なしの相対エネルギー分布の割合

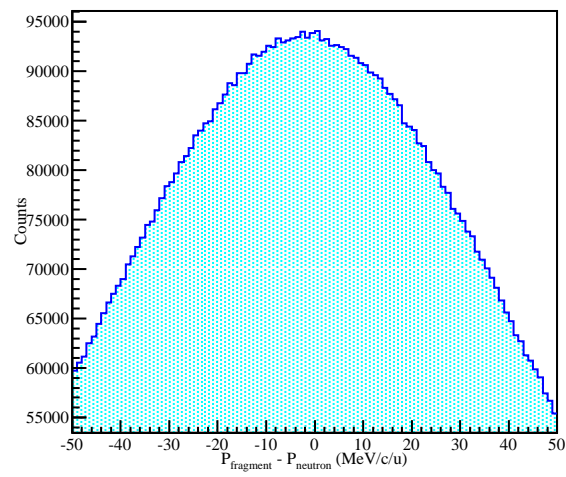


図 81 荷電フラグメントと中性子のビーム軸方向の運動量の残差分布 (MeV/c/u)。

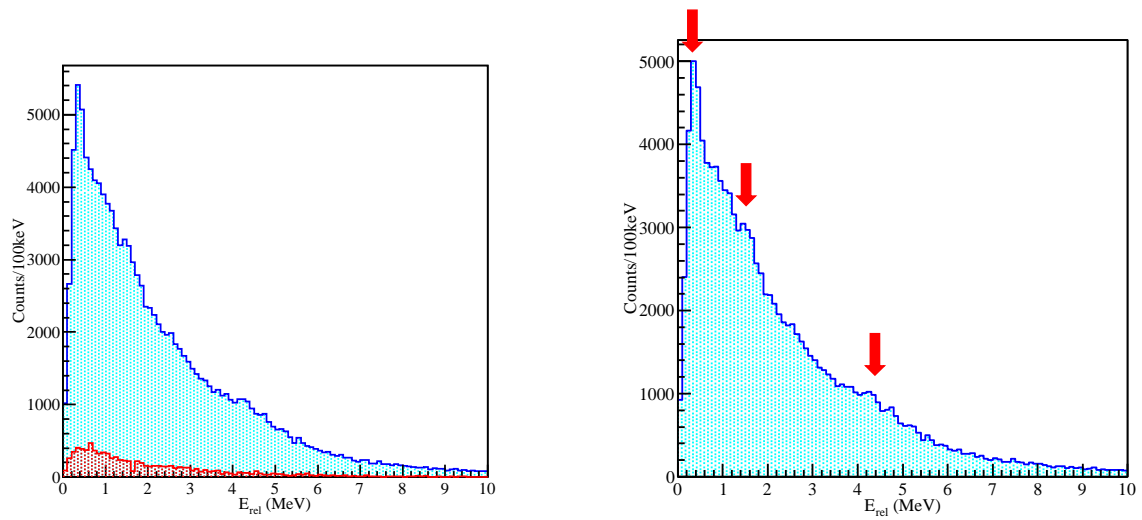


図 82  $^{27}\text{Ne}$  ビームの相対エネルギー分布。(左) 青色のヒストグラムが炭素標的の場合で、赤色のヒストグラムが標的なしの結果を二次ビームの統計量でスケールした相対エネルギー分布。(右) 左のヒストグラムで青色から赤色のヒストグラムを差し引いたヒストグラム。矢印で示した部分に構造が見える。

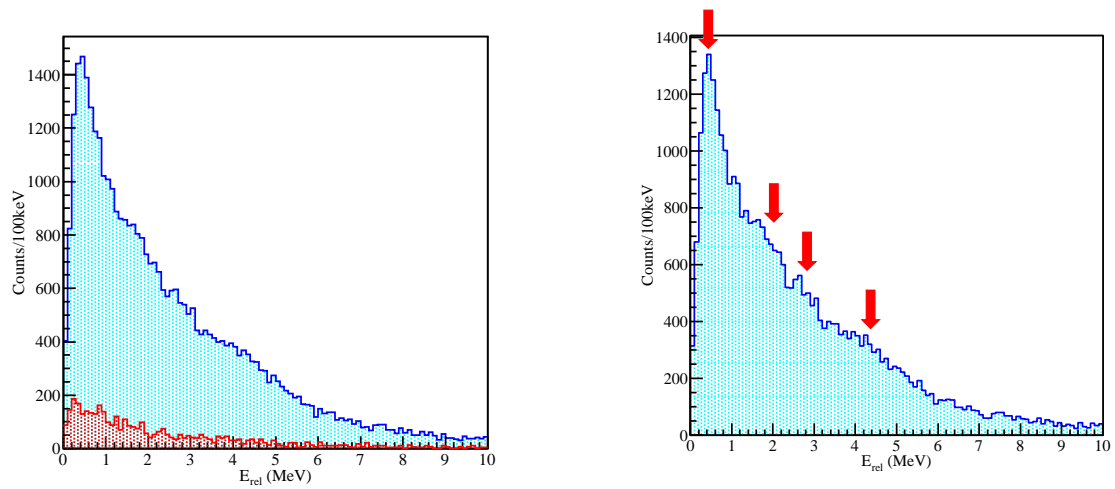


図 83  $^{26}\text{F}$  ビームの相対エネルギー分布。(左) 青色のヒストグラムが炭素標的の場合で、赤色のヒストグラムが標的なしの結果を二次ビームの統計量でスケールした相対エネルギー分布。(右) 左のヒストグラムで青色から赤色のヒストグラムを差し引いたヒストグラム。矢印で示した部分に構造が見える。

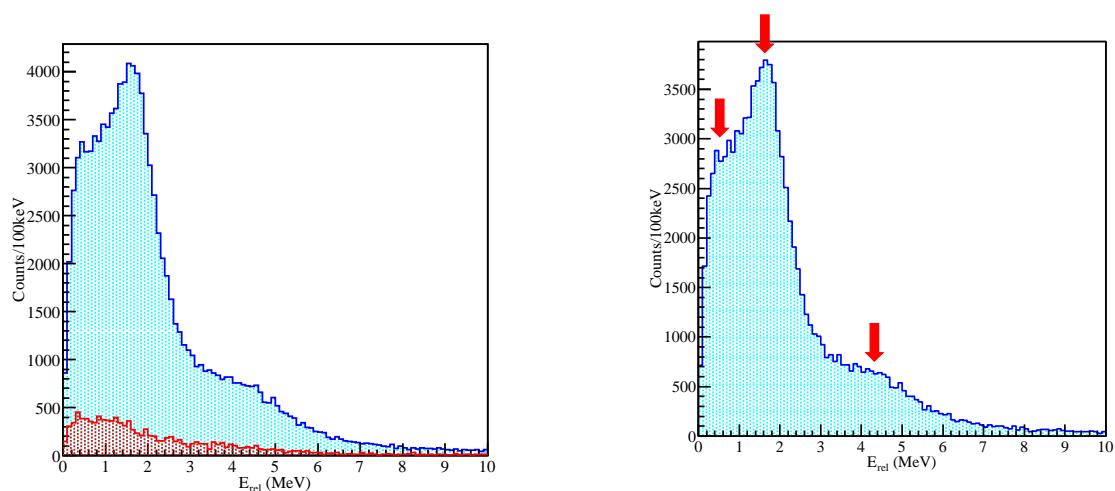


図 84  $^{27}\text{F}$  ビームの相対エネルギー分布。(左) 青色のヒストグラムが炭素標的の場合で、赤色のヒストグラムが標的なしの結果を二次ビームの統計量でスケールした相対エネルギー分布。(右) 左のヒストグラムで青色から赤色のヒストグラムを差し引いたヒストグラム。矢印で示した部分に構造が見える。

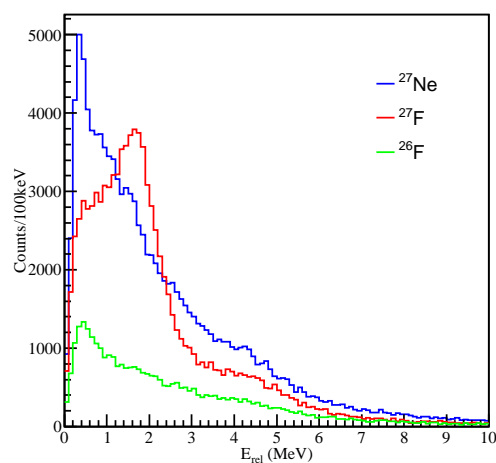


図 85  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ 、 $^{27}\text{F}$  ビームの相対エネルギー分布。青色が  $^{27}\text{Ne}$ 、緑色が  $^{26}\text{F}$ 、赤色が  $^{27}\text{F}$  ビームの相対エネルギー分布である。

## 第 5 章 結果と議論

本章では、前章で述べた解析手法を用いて得られた結果からインクルーシブな断面積を求め、相対エネルギー分布について議論を行う。以下で示す誤差は統計誤差のみを表し、系統誤差は含んでいない。

## 5.1 インクルーシブな断面積

表 29 よりインクルーシブな断面積を導出する。断面積は以下の式から求める。

$$\sigma = \frac{1}{N_t} \left( \frac{N_r}{N_b C} - \frac{N_r}{N_b Empty} \right) \frac{1}{\epsilon} \quad (34)$$

$N_t$  は単位面積当たりの二次標的の数を表し  $N_b$  はビームの数、 $N_r$  はフラグメントの数であり、下つきの  $C$  と  $Empty$  はそれぞれ炭素標的の場合と空標的の場合を表す。 $\epsilon$  は検出効率を表し、前章で述べた FDC1、FDC2 の検出効率や HOD の多重度  $M_{HOD} = 1$  の割合などによって補正をする。結果は表 32 のようになった。

反応	断面積
$^{27}\text{Ne} \rightarrow ^{25}\text{F}$	9.1 mb $\pm$ 0.3 mb
$^{26}\text{F} \rightarrow ^{25}\text{F}$	51 mb $\pm$ 2 mb
$^{27}\text{F} \rightarrow ^{25}\text{F}$	74 mb $\pm$ 9 mb

表 32 インクルーシブな  $^{25}\text{F}$  生成断面積

## 5.2 相対エネルギー分布のフィッティング

空標的データによる差し引きを行った後の相対エネルギー分布のピーク中心値を求めるために相対エネルギーに依存する Breit-Wigner 分布 [27] とバックグラウンドを仮定してフィッティングを行った。Breit-Wigner 分布は以下の式で表される。

$$f(E; E_r, \gamma) = \frac{\Gamma}{(E_r - E)^2 + \Gamma^2/4} \quad (35)$$

$$\Gamma = 2P_l(E) \cdot \gamma^2 \quad (36)$$

$$P_2(E) = \frac{\rho^5}{9 + 3\rho^2 + \rho^4} \quad (l = 2 \text{ の場合}) \quad (37)$$

$$\rho = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar c} \cdot R \quad (38)$$

$$R = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (39)$$

$E_r$  は共鳴エネルギー、 $\gamma$  は換算幅、 $\mu$  は換算質量を表す。 $r_0$  は 1.4 fm から 1.5 fm の値であり、本解析では  $r_0=1.45$  fm を用いた。 $A_1$ 、 $A_2$  はそれぞれ荷電フラグメントと中性子の質量数である。実際には相対エネルギーの分解能によってなませた Breit-Wigner 分布でフィッティングを行わなければならない。相対エネルギーの分解能はシミュレーションによって導出し、Breit-Wigner 分布に分解能の影響を含めるために畳み込みをおこなった。図 86 はシミュレーションによって導出した相対エネルギーの分解能を示し、図 87 は畳み込み前と畳み込み後の  $E_r=1.0$  MeV、 $\gamma=1.0$  MeV を選んだときの Breit-Wigner 分布を示す。

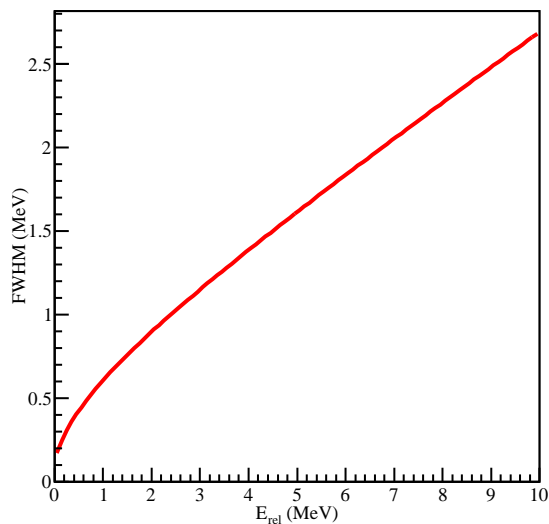


図 86 相対エネルギーの分解能

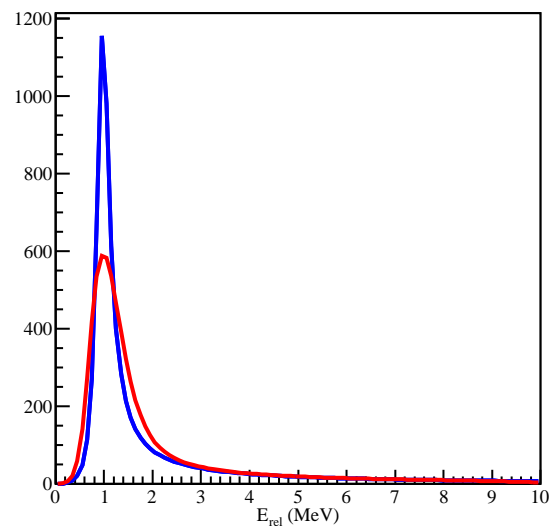


図 87 フィッティングに用いた相対エネルギーに依存する Breit-Wigner 分布。(青線) 分解能の畳み込みを行う前。(赤線) 分解能の畳み込みを行った後。

フィッティングを行う相対エネルギー分布にはアクセプタンスの効果が含まれているのでフィッティング関数にもアクセプタンスの効果をふくめる必要がある。アクセプタンスは図 88 に示す生越駿氏がシミュレーションによって求めたアクセプタンスを含む NEBULA の一中性子検出効率の値を用いた [25]。

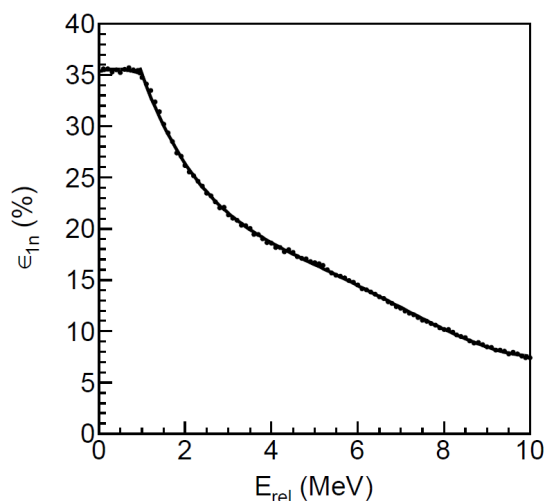


図 88 アクセプタンスを含む NEBULA の一中性子検出効率。相対エネルギー 1 MeV 付近から検出効率が下がっているのはアクセプタンスによるものである [25]。

また、本解析ではバックグラウンドとして無相関の相対エネルギー分布を生成した。無相関の相対エネルギー分布は Event mixing と Iteration[26] を用いて生成した。Event mixing はあるイベントの荷電粒子と別のイベントの中性子の四元運動量から相対エネルギーを再構成するという手法である。Iteration は Event mixing によって生成した相対エネルギー分布 ( $N_{Ite=1}$ ) を用いて再び Event mixing によって相対エネルギー分布 ( $N_{Ite=2}$ ) を生成し、さらにそれを用いて相対エネルギー分布の再構成を逐次的に行う手法である。詳細は付録を参照されたい。 $N_{Ite}$  は Event mixing を行った回数を表している。 $N_{Ite=1}$  の Event mixing は実験データを用いて仮説なしに行うことができるが  $N_{Ite} > 1$  の場合には計算コードにおける収束性の閾値を仮定する必要がある。この手法では実験データからバックグラウンドを生成するためアクセプタンスの効果が含まれている。二次ビームが  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ 、 $^{27}\text{F}$  のイベントから生成したバックグラウンドはそれぞれ図 89 のようになった。

実験データから得られた相対エネルギー分布に相関がある場合、生成した無相関の相対エネルギー分布とは異なる構造が見えるはずである。そこで、実験データから得られた相対エネルギー分布と生成した  $N_{Ite} = 1$  の無相関の相対エネルギー分布の比を取ると図 90 のようになった。矢印で示した部分に構造が見える。ここではあらゆる仮定なしに構造を見るために  $N_{Ite} = 1$  を選択した。

相対エネルギー分布のフィッティングは計算コード Minuit[28] を用いて  $\chi$  二乗の最小化を行った。フィッティングは、まず全てのパラメータを固定せずに二次ビームが  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ 、 $^{27}\text{F}$  の相対エネルギー分布のフィッティングをそれぞれ行う。得られたフィッティングの結果のうち、より顕著に表れているピークを中心値と幅を固定して  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ 、 $^{27}\text{F}$  の共通のパラメータとし、再びフィッティングを行う。結果は図 91 のようにな



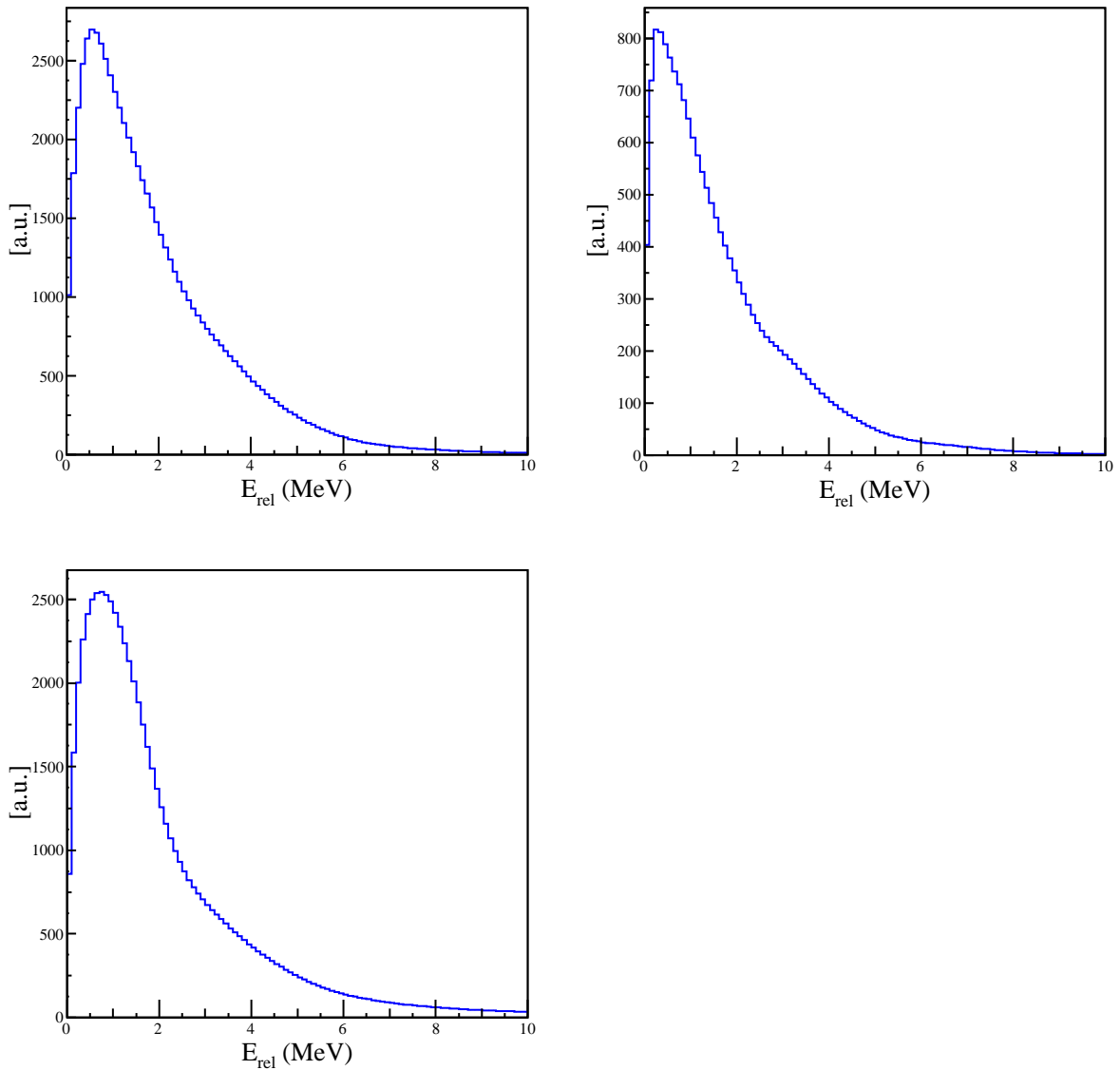


図 89 バックグラウンドとして生成した無相関の相対エネルギー分布。二次ビームが (左上) $^{27}\text{Ne}$ (右上) $^{26}\text{F}$ (左下) $^{27}\text{F}$  の無相関の相対エネルギー分布。

り、ピークの位置、幅、それぞれのスペクトルでの相対強度は表 33 のようになった。本研究では先行研究の 271(37) keV[11] の準位は観測されなかった。

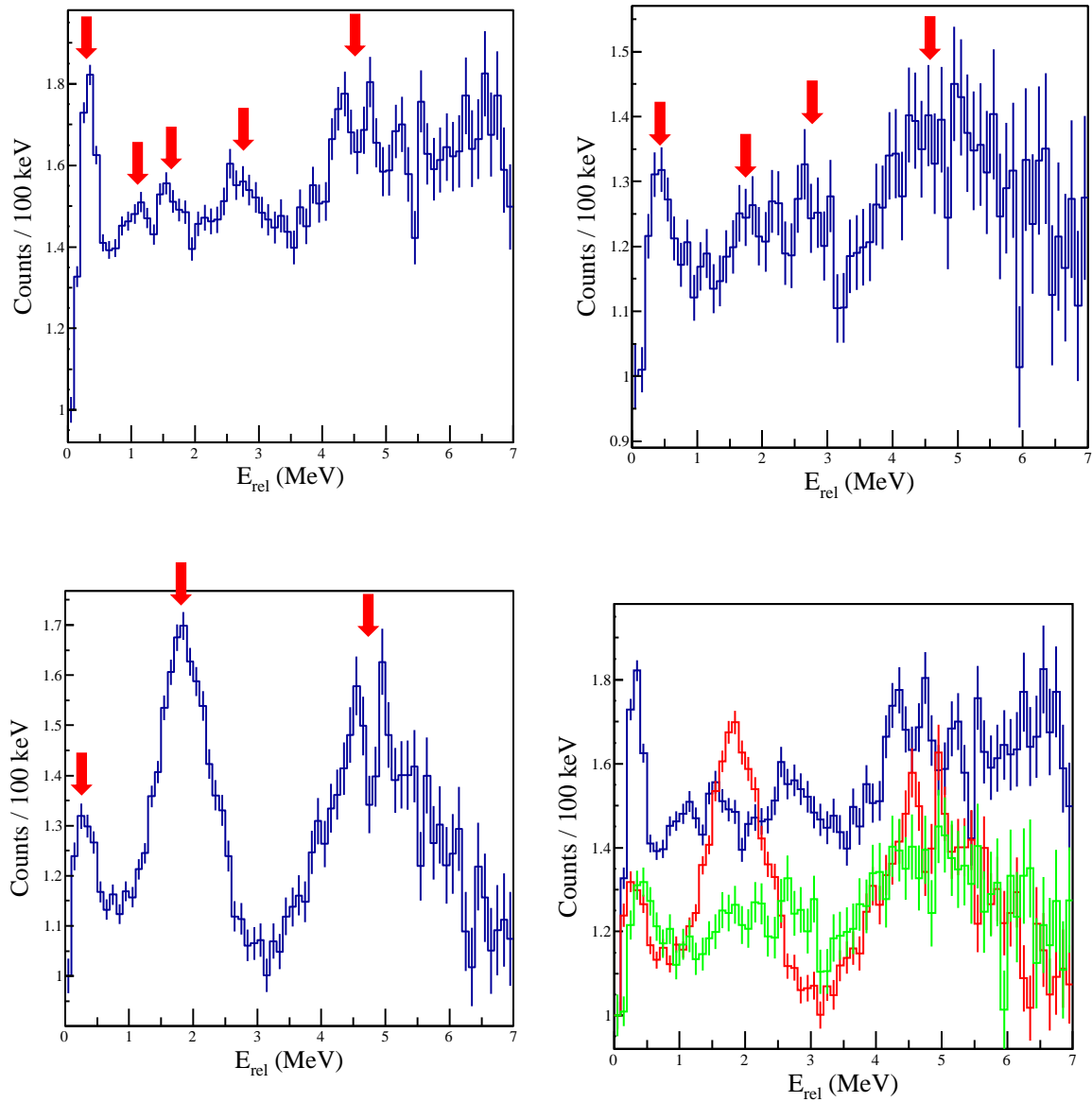


図 90 実験データから得られた相対エネルギー分布と生成した無相関の相対エネルギー分布の比。二次ビームが(左上) $^{27}\text{Ne}$ (右上) $^{26}\text{F}$ (左下) $^{27}\text{F}$ の場合を表している。(右下)三つを重ねたもので、青色が $^{27}\text{Ne}$ 、緑色が $^{26}\text{F}$ 、赤色が $^{27}\text{F}$ を表している。

ピーク位置	幅	相対強度 ( $^{27}\text{Ne}$ )	相対強度 ( $^{26}\text{F}$ )	相対強度 ( $^{27}\text{F}$ )
$0.341 \pm 0.002$ MeV	$0.4 \pm 0.1$ MeV	9.9 %	5.7 %	2.4 %
$0.70 \pm 0.07$ MeV	$2.8 \pm 0.2$ MeV	0.0 %	13.2 %	0.0 %
$1.0 \pm 0.1$ MeV	$1.4 \pm 0.6$ MeV	9.1 %	3.6 %	4.8 %
$1.55 \pm 0.03$ MeV	$0.6 \pm 0.2$ MeV	3.1 %	5.1 %	0.0 %
$1.73 \pm 0.01$ MeV	$0.40 \pm 0.06$ MeV	0.0 %	0.0 %	19.8 %
$2.56 \pm 0.04$ MeV	$0.8 \pm 0.1$ MeV	12.0 %	22.2 %	2.9 %
$4.49 \pm 0.04$ MeV	$0.38 \pm 0.09$ MeV	11.5 %	18.5 %	7.3 %

表 33 フィッティングにより得られたピークのまとめ。幅は換算幅  $\gamma$ 、相対強度はアクセプタンスで補正したそれぞれのスペクトルの面積に対するピーク面積の割合。

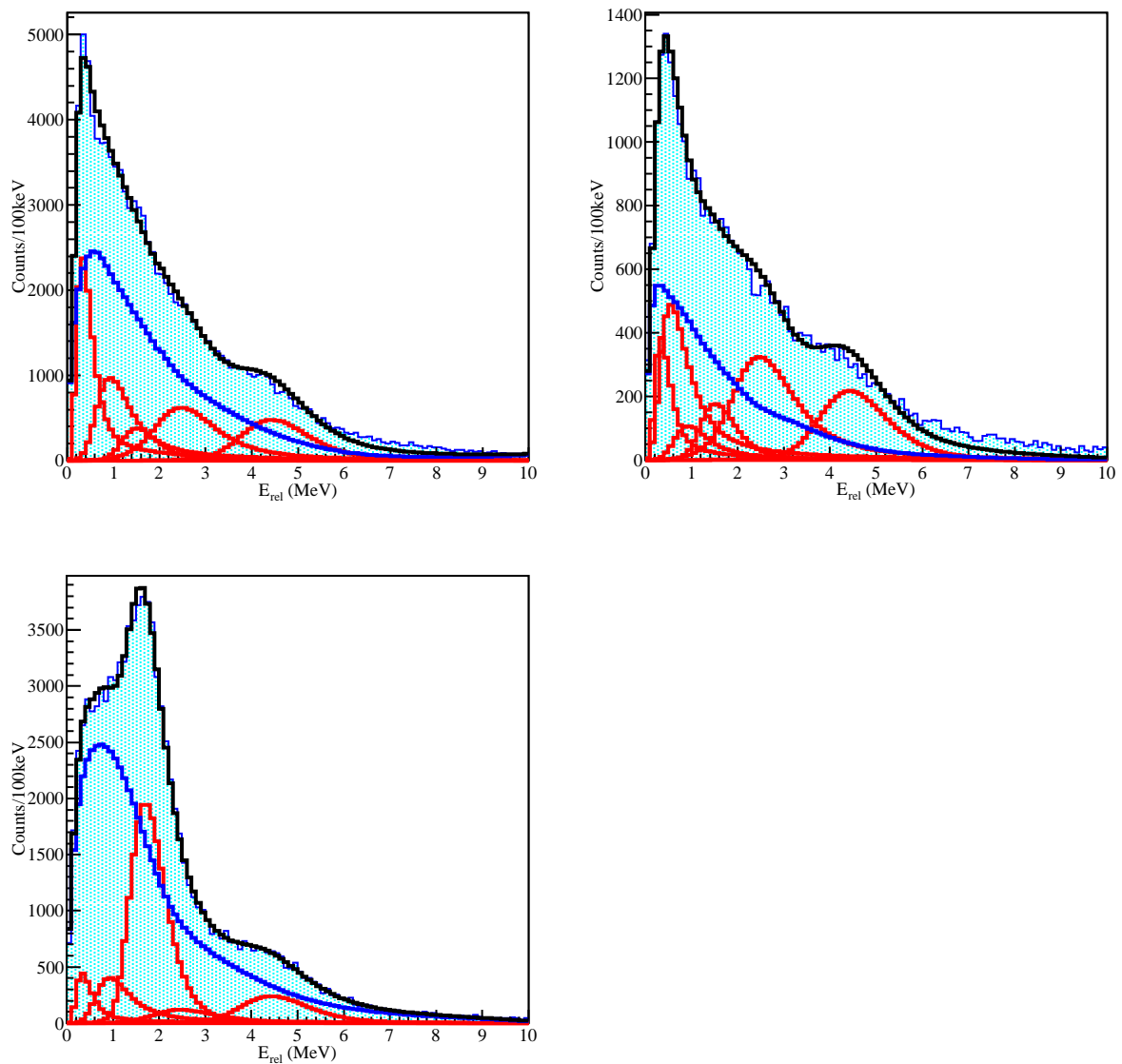


図 91 相対エネルギー分布のフィッティング結果。赤線が共鳴を表し、青線がバックグラウンド、黒線が重ね合わせた結果である。(左上) $^{27}\text{Ne} \rightarrow ^{25}\text{F}$  反応の結果 (右上) $^{26}\text{F} \rightarrow ^{25}\text{F}$  反応の結果。(左下) $^{27}\text{F} \rightarrow ^{25}\text{F}$  反応の結果

### 5.3 $^{25}\text{F}$ の $\gamma$ 線と同時検出されたイベント

図 92 はそれぞれ二次ビームが  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ 、 $^{27}\text{F}$  で荷電フラグメントが  $^{25}\text{F}$  であるイベントで横軸に相対エネルギー分布、縦軸に全てのヒットの  $\gamma$  線のエネルギー  $E_\gamma$  をとった分布である。また、図 93 の左上は任意のエネルギーの  $\gamma$  線が検出されたとき、右上は  $650 \text{ keV} < E_\gamma < 800 \text{ keV}$  のエネルギー  $\gamma$  線のゲートを、左中は  $1600 \text{ keV} < E_\gamma < 1800 \text{ keV}$  のゲートを、右中は  $2500 \text{ keV} < E_\gamma < 4000 \text{ keV}$  のゲートをかけたときの二次ビームが  $^{27}\text{Ne}$  の相対エネルギー分布である。同様に図 94、95 はそれぞれ  $^{26}\text{F}$ 、 $^{27}\text{F}$  のものである。これらと図 82、83、84 を比較すると、 $E_{rel}=0.34 \text{ MeV}$ 、 $1.55 \text{ MeV}$ 、 $1.73 \text{ MeV}$ 、 $4.49 \text{ MeV}$  のピークが小さくなったことから  $^{26}\text{F}$  が基底状態の  $^{25}\text{F}$  へと崩壊したと考えられる。また、図 94 の (d) の場合に観測される  $E_{rel}=0.70 \text{ MeV}$  のピークや、図 93 の (b)、(c)、(d)、95 の (d) の場合の  $E_{rel}=0.99 \text{ MeV}$  のピーク、さらに図 93 の (c) の場合の  $E_{rel}=2.56 \text{ MeV}$  のピークは  $^{26}\text{F}$  が励起状態の  $^{25}\text{F}$  へ崩壊したことによるものと考えられる。 $\gamma$  線のゲートをかけていない  $^{26}\text{F}$  の相対エネルギー分布にみられる  $E_{rel}=0.34 \text{ MeV}$  のピークは、 $^{27}\text{Ne}$  で観測されたものに比べて幅が広がっているが、これは図 94 の (d) にみられる  $E_{rel}=0.70 \text{ MeV}$  付近のピークによるものであると考えられる。

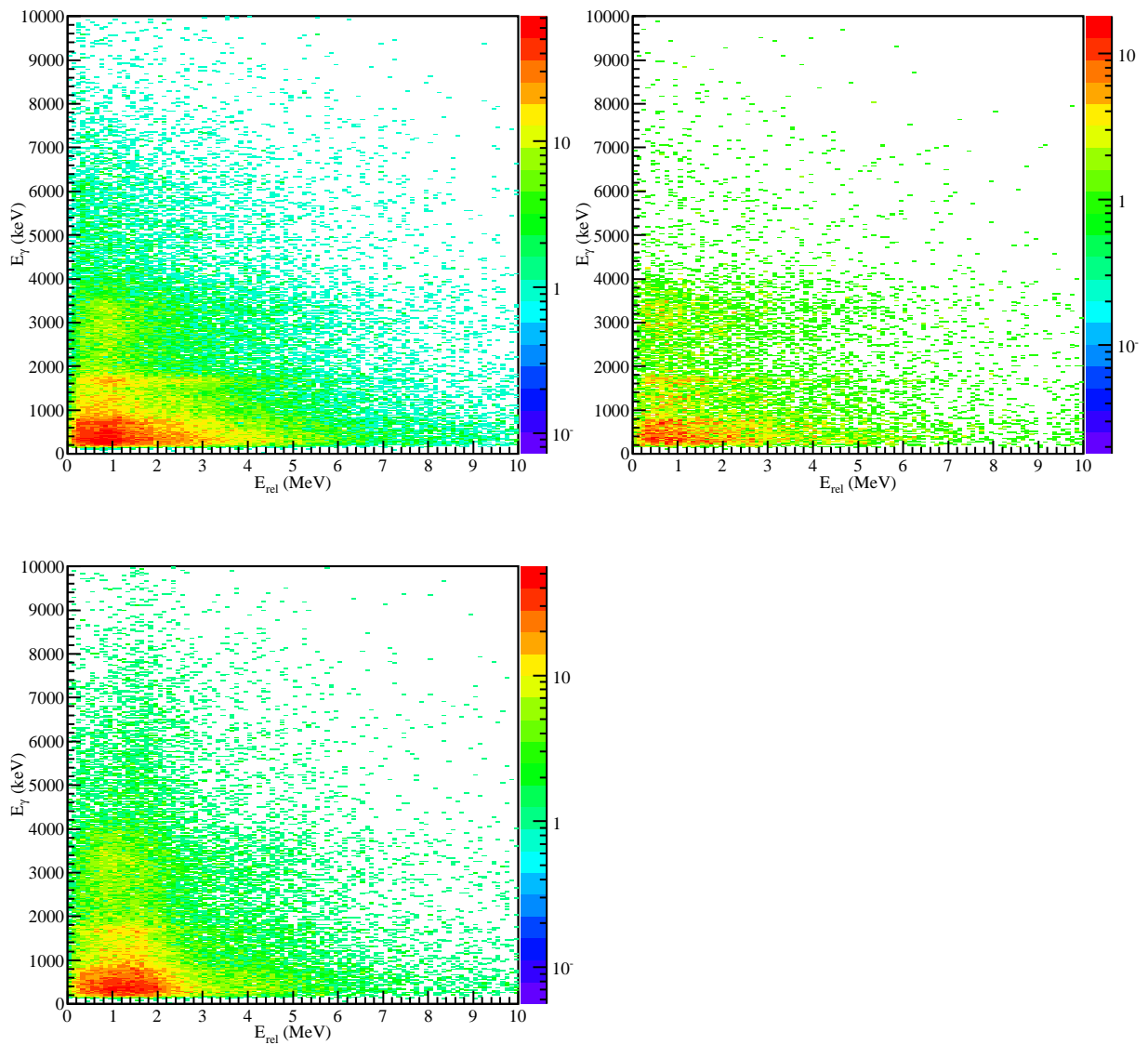


図 92 二次ビームが (左上) $^{27}\text{Ne}$ (右上) $^{26}\text{F}$ (左下) $^{27}\text{F}$  で荷電フラグメントが  $^{25}\text{F}$  であるイベントと同時計測した  $\gamma$  線のエネルギーと相対エネルギーの相関。

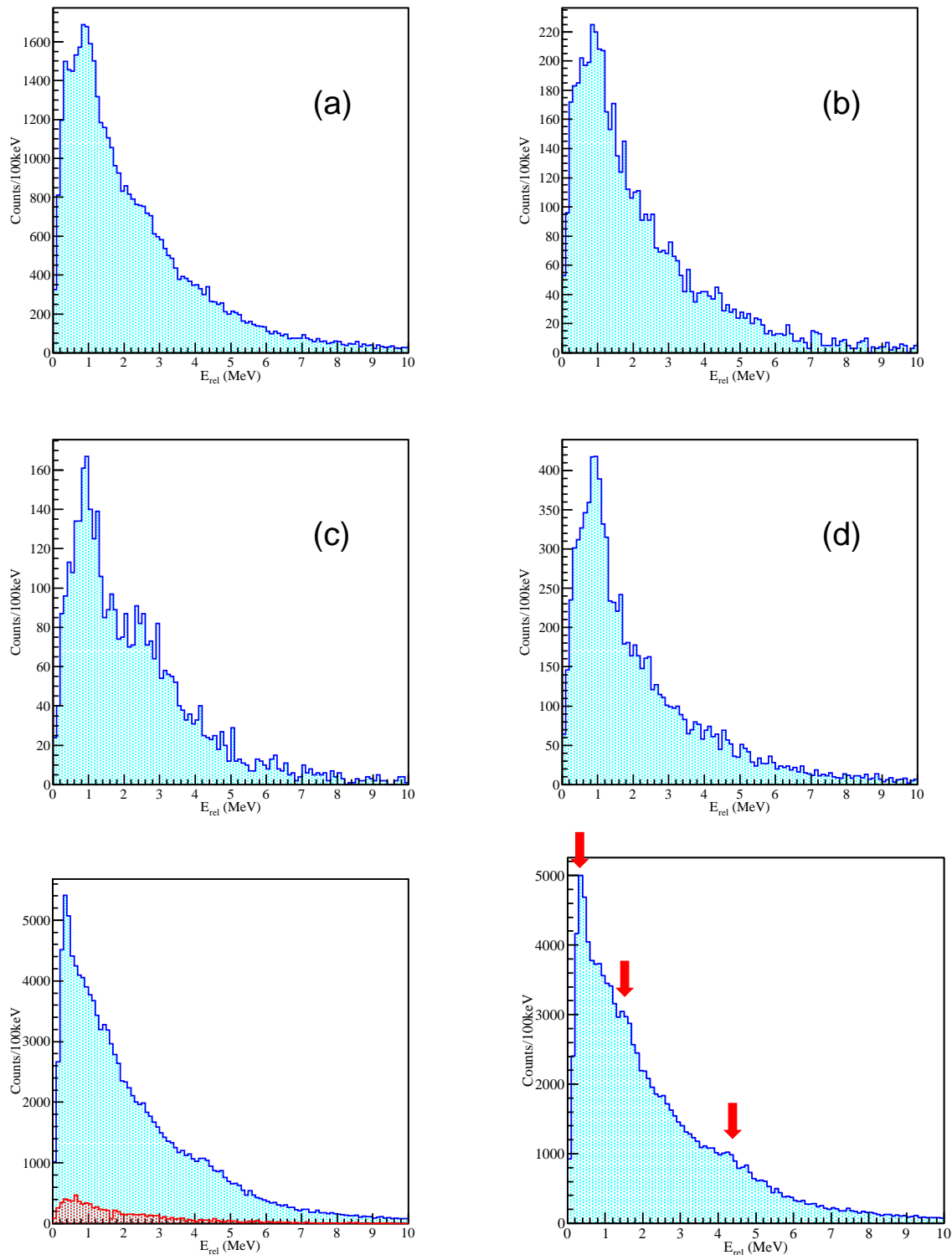


図 93  $\gamma$  線にゲートをかけたときの  $^{27}\text{Ne}+\text{C}$  反応の相対エネルギー分布。(左上) 任意のエネルギーの  $\gamma$  線が検出されたとき (右上)  $\gamma$  線のエネルギーが  $650 \text{ keV} < E_{\gamma} < 800 \text{ keV}$  にゲートをかけた場合 (左中)  $1600 \text{ keV} < E_{\gamma} < 1800 \text{ keV}$  にゲートをかけた場合 (右中)  $2500 \text{ keV} < E_{\gamma} < 4000 \text{ keV}$  のゲートをかけた場合。(左下)  $\gamma$  線にゲートをかけていない場合。青色のヒストグラムが炭素標の場合で、赤色のヒストグラムが標的なしの結果を二次ビームの統計量でスケールした相対エネルギー分布。(右下)  $\gamma$  線にゲートをかけていない場合。左下のヒストグラムで青色から赤色のヒストグラムを差し引いたヒストグラム。(左下) と (右下) は図 82 と同じものである。

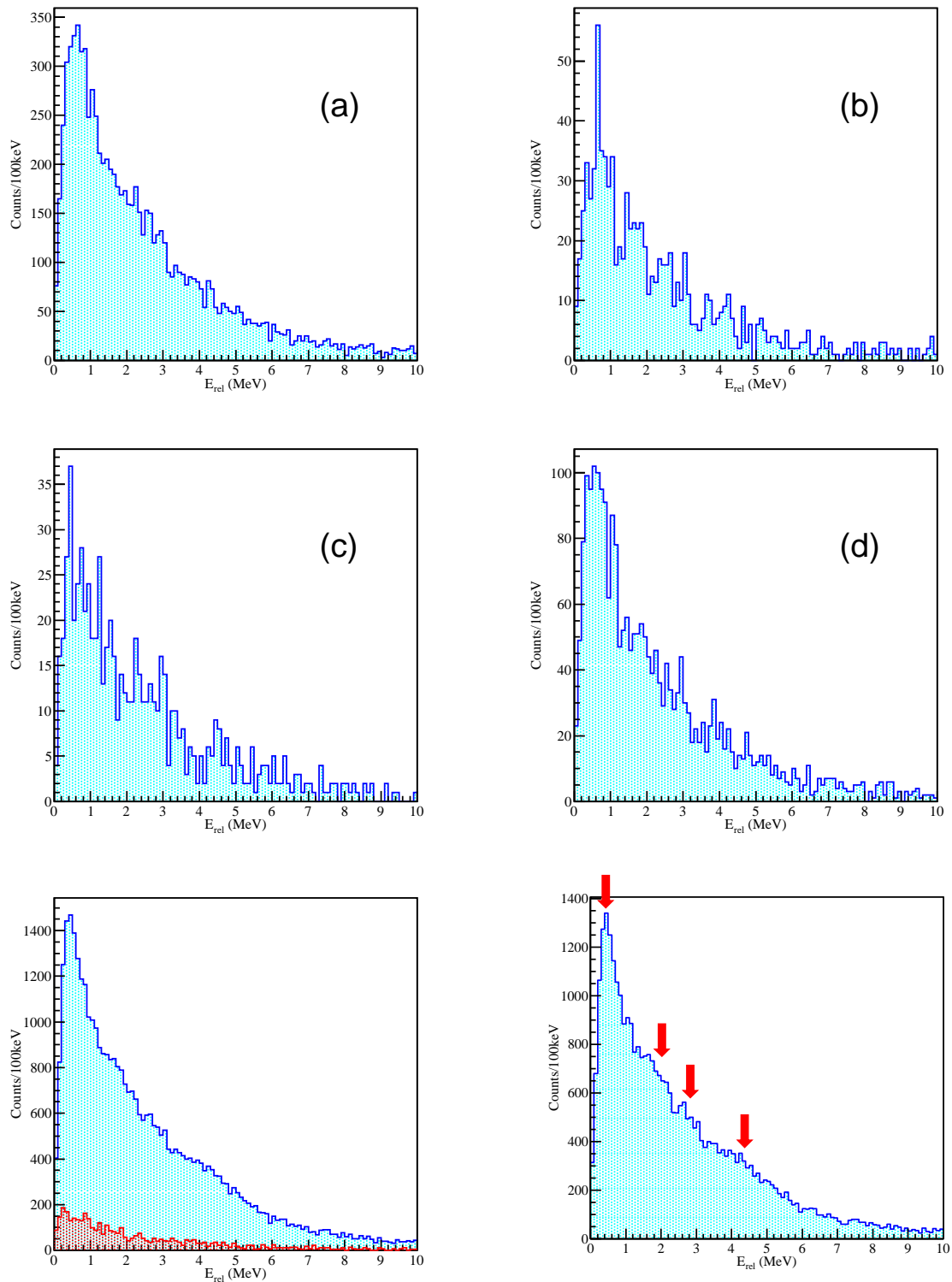


図 94  $\gamma$  線にゲートをかけたときの  $^{26}\text{F}+\text{C}$  反応の相対エネルギー分布。(左上) 任意のエネルギーの  $\gamma$  線が検出されたとき (右上)  $\gamma$  線のエネルギーが  $650 \text{ keV} < E_\gamma < 800 \text{ keV}$  にゲートをかけた場合 (左中)  $1600 \text{ keV} < E_\gamma < 1800 \text{ keV}$  にゲートをかけた場合 (右中)  $2500 \text{ keV} < E_\gamma < 4000 \text{ keV}$  のゲートをかけた場合。(左下)  $\gamma$  線にゲートをかけていない場合。青色のヒストグラムが炭素標的の場合で、赤色のヒストグラムが標的なしの結果を二次ビームの統計量でスケールした相対エネルギー分布。(右下)  $\gamma$  線にゲートをかけていない場合。左下のヒストグラムで青色から赤色のヒストグラムを差し引いたヒストグラム。(左下) と (右下) は図 83 と同じものである。



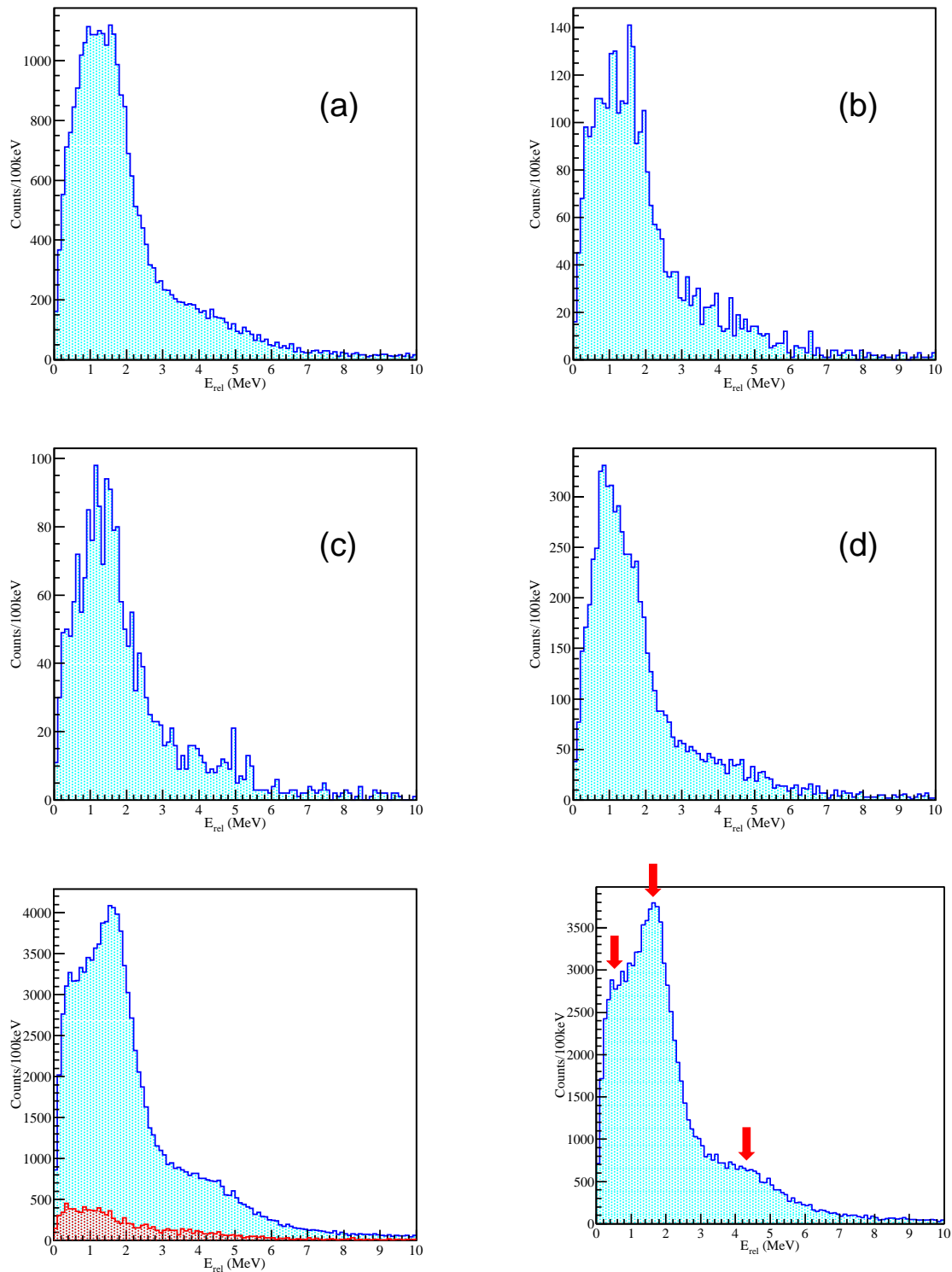


図 95  $\gamma$  線にゲートをかけたときの  $^{27}\text{F}+\text{C}$  反応の相対エネルギー分布。(左上) 任意のエネルギーの  $\gamma$  線が検出されたとき (右上)  $\gamma$  線のエネルギーが  $650 \text{ keV} < E_{\gamma} < 800 \text{ keV}$  にゲートをかけた場合 (左中)  $1600 \text{ keV} < E_{\gamma} < 1800 \text{ keV}$  にゲートをかけた場合 (右中)  $2500 \text{ keV} < E_{\gamma} < 4000 \text{ keV}$  のゲートをかけた場合。(左下)  $\gamma$  線にゲートをかけていない場合。青色のヒストグラムが炭素標の場合で、赤色のヒストグラムが標的なしの結果を二次ビームの統計量でスケールした相対エネルギー分布。(右下)  $\gamma$  線にゲートをかけていない場合。左下のヒストグラムで青色から赤色のヒストグラムを差し引いたヒストグラム。(左下) と (右下) は図 84 と同じものである。

## 5.4 殻模型計算との比較

観測された共鳴状態のスピンのパリティを特定するために計算コードの Nushell@MSU[29] を用いて殻模型計算を行った。殻模型計算は USDB 相互作用 [14] を用いて行った。得られた励起エネルギースペクトルは図 96 のようになった。図 96 は縦軸に励起エネルギー (MeV) ( $E_x$ ) を取っており 7.0 MeV まで表示している。

また図 97 では、計算で得られた  $^{27}\text{Ne}$  と  $^{27}\text{F}$  の分光学的因子を示す。分光学的因子  $C^2S$  はある終状態への一核子分離断面積  $\sigma_{-1N}$  と以下の関係がある [30]。

$$\sigma_{-1N} \propto C^2S(J^\pi, nlj)\sigma_{sp}(nlj, S_N^{eff}) \quad (40)$$

ここで  $\sigma_{sp}$  は一粒子断面積である。 $J^\pi$  は終状態のスピンのパリティ、 $nlj$  は分離される核子の量子数を表しており、 $S_N^{eff}$  は有効分離エネルギーを表している。図 97 では  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{27}\text{F}$  から分離される核子の軌道毎に分光学的因子をまとめてあり、横軸に励起エネルギー、縦軸に分光学的因子を取った。青色は  $^{26}\text{F}$  の  $1^+$ 、緑色は  $2^+$ 、赤色は  $3^+$ 、黒色は  $4^+$  の分光学的因子を表しており、点線は  $^{26}\text{F}$  の一中性子分離エネルギー ( $S_n=0.80$  MeV[15]) を表している。各状態への断面積は分光学的因子に比例するので、分光学的因子の大きな状態が、実験で観測された相対エネルギースペクトルで強く現れるはずである。

まず、 $^{27}\text{Ne}$  の一陽子分離反応の場合について議論を行う。殻模型計算によると  $^{26}\text{F}$  の非束縛励起準位のうち最も分光学的因子が大きい準位は励起エネルギーが最も小さい  $E_x=1.53$  MeV ( $E_{rel}=0.73$  MeV) の  $3^+$  状態である。 $E_{rel}=0.341$  MeV のピークは観測されたピークの中で最も相対エネルギーが小さい位置に強く観測されており、 $\gamma$  線とコインシデンスしていない。このことから  $E_{rel}=0.341$  MeV のピークが  $3^+$  状態に対応していると考えられる。分光学的因子が二番目に大きい準位は  $E_x=2.37$  MeV ( $E_{rel}=1.57$  MeV) の  $2^+$  状態である。 $E_{rel}=1.55$  MeV のピークは  $\gamma$  線とコインシデンスしていないため  $2^+$  状態に対応していると考えられる。しかし、計算ではこの  $2^+$  状態と同程度の大きさの分光学的因子を持つ  $1^+$  状態が  $E_x=2.40$  MeV ( $E_{rel}=1.60$  MeV) にあり、観測された  $E_{rel}=1.55$  MeV のピークは  $2^+$  状態か  $1^+$  状態に対応している、もしくは 2 つの状態が重なっていると考えられる。

次に  $^{27}\text{F}$  の一中性子分離反応の場合について議論を行う。観測されたスペクトルで最も強度が強いのは  $E_{rel}=1.73$  MeV のピークであり、 $\gamma$  線とコインシデンスしていない。殻模型計算において分光学的因子が大きいのは  $E_x=5.56$  MeV ( $E_{rel}=4.76$  MeV) の  $4^+$  状態と  $E_x=2.54$  MeV ( $E_{rel}=1.74$  MeV) の  $3^+$  状態がある。この  $3^+$  状態には  $E_{rel}=1.73$  MeV のピークが対応していると考えられる。ただし殻模型計算では  $E_x=2.37$  MeV ( $E_{rel}=1.57$  MeV) の  $2^+$  状態もあり、観測された  $E_{rel}=1.73$  MeV のピークは  $3^+$  状態と  $2^+$  状態が重なっている可能性がある。一方  $E_x=5.56$  MeV ( $E_{rel}=4.76$  MeV) の  $4^+$  状態は  $\gamma$  線とコインシデンスしていない  $E_{rel}=4.49$  MeV の広いピークに対応していると考えられる。ピークが広くひろがっている原因はこの励起エネルギー近傍に複数ある共鳴状態が重なっていることが考えられる。

最後に観測された他の共鳴状態について議論する。 $E_{rel}=0.70$  MeV、 $E_{rel}=1.0$  MeV、 $E_{rel}=2.56$  MeV のピークは 5.3 でも議論したように  $^{26}\text{F}$  が励起状態の  $^{25}\text{F}$  へ崩壊したことによるものと考えられる。これらの励起エネルギーおよびスピンのパリティを特定するためには  $\gamma$  線のより詳細な解析が必要である。また、今後の課題として以下のことが挙げられる。

- 反応の計算を行い、断面積を定量的に比較することによるスピンのパリティの特定

- $^{26}\text{F}$  の運動量分布の解析により、分離された核子の一粒子軌道の特定
- 束縛状態への断面積の解析から、殻模型計算の分光学的因子の検証

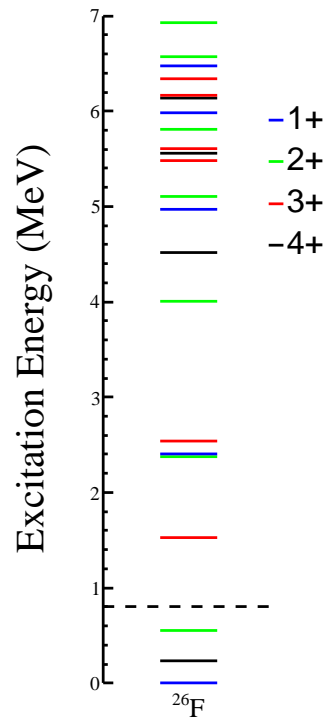


図 96 殻模型計算によって得られた  $^{26}\text{F}$  の励起エネルギー。青線が  $^{26}\text{F}$  の  $1^+$ 、緑線が  $2^+$ 、赤線が  $3^+$ 、黒線が  $4^+$  を表している。点線は一中性子分離エネルギー (0.80(12) MeV[15]) を表している。

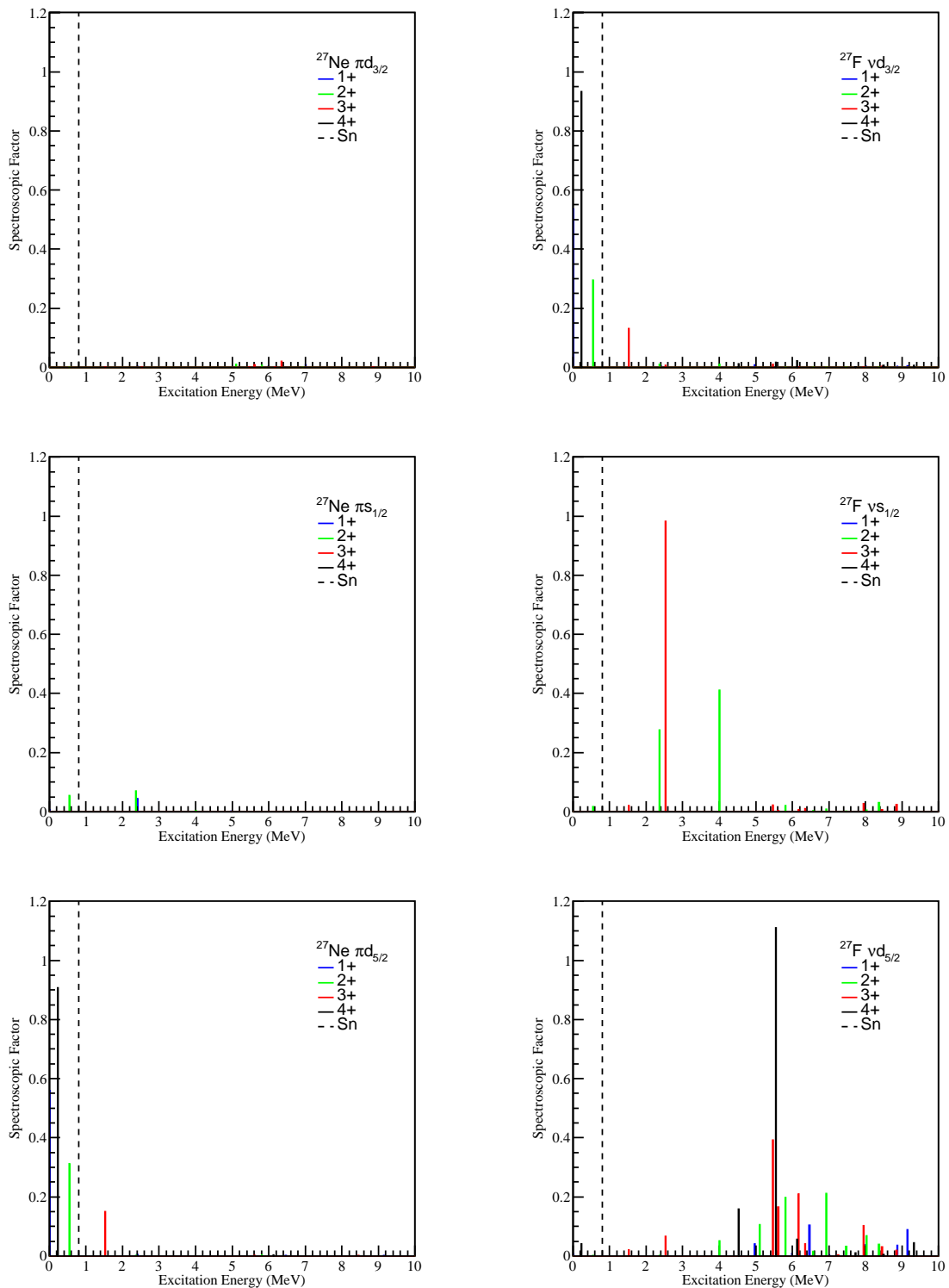


図 97 殻模型計算によって導出したそれぞれの励起エネルギーにおける分光的因子。青色が  $^{26}\text{F}$  の  $1^+$ 、緑色が  $2^+$ 、赤色が  $3^+$ 、黒色が  $4^+$  を表している。(左上) $^{27}\text{Ne}$  の  $0d_{3/2}$  軌道の陽子が分離した場合。(右上) $^{27}\text{F}$  の  $0d_{3/2}$  軌道の中性子が分離した場合。(左中) $^{27}\text{Ne}$  の  $1s_{1/2}$  軌道の陽子が分離した場合。(右中) $^{27}\text{F}$  の  $0s_{1/2}$  軌道の中性子が分離した場合。(左下) $^{27}\text{Ne}$  の  $0d_{5/2}$  軌道の陽子が分離した場合。(右下) $^{27}\text{F}$  の  $0d_{5/2}$  軌道の中性子が分離した場合。

## 第 6 章 まとめと今後の展望

本研究では炭素標的を用いた  $^{27}\text{Ne}$  の一陽子分離反応、 $^{26}\text{F}$  の非弾性散乱、 $^{27}\text{F}$  の一中性子分離反応を測定し、相対エネルギー分布および反応断面積の導出を行った。実験は理化学研究所の加速器施設 RIBF において行われた。BigRIPS を用いて  $^{27}\text{Ne}$ 、 $^{26}\text{F}$ 、 $^{27}\text{F}$  の生成、分離を行い、227 MeV/u の  $^{27}\text{Ne}$  ビーム、201 MeV/u の  $^{26}\text{F}$  ビーム、205 MeV/u の  $^{27}\text{F}$  ビームをそれぞれ炭素標的に入射させた。炭素標的での分解反応で放出される荷電フラグメントと中性子の運動量の同時測定には、多種粒子測定装置 SAMURAI を用い、不変質量法により相対エネルギー分布を導出した。その結果  $^{26}\text{F}$  は相対エネルギー 0.34 MeV、1.1 MeV、1.8 MeV、4.4 MeV に鋭いピークを持つことが初めて分かった。また  $^{27}\text{Ne} \rightarrow ^{25}\text{F}$  反応のインクルーシブな断面積は 9 mb、 $^{26}\text{F} \rightarrow ^{25}\text{F}$  反応のインクルーシブな断面積は 51 mb、 $^{27}\text{F} \rightarrow ^{25}\text{F}$  反応のインクルーシブな断面積は 74 mb であることがわかった。殻模型計算との比較により 0.34 MeV のピークがスピンパリティ  $3^+$  状態であることが分かった。

今後は、 $^{26}\text{F}$  の運動量分布の解析によって分離された核子の一粒子軌道を特定する。また反応の計算を行い、断面積を定量的に比較することによってスピンパリティが明らかになり、中性子過剰領域での核力の強度などが明らかになると期待される。

## 付録 A Event mixing and Iteration

### A.1 Event mixing

反応後の出口チャンネルで四元運動量  $p_1, p_2$  をそれぞれ持つ二個の粒子を考える。二個の粒子が互いに独立している場合、運動量分布はそれぞれ  $d\sigma/dp_1, d\sigma/dp_2$  となるはずである。もし二個の粒子のうち一個だけが放出される出口チャンネルを選ぶことができればこれらを測定することができるが、実際には同時に二個の粒子が放出される。そのため実験で測定できるのは以下の式で示す二粒子の運動量分布である。

$$\frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2} = \frac{d\sigma}{dp_1} \frac{d\sigma}{dp_2} \times C(p_1, p_2) \quad (41)$$

$C(p_1, p_2)$  は相関関数と呼ばれる。これは簡単には終状態で二個の粒子が存在することによる効果と考えられる。実験によって得られるデータ  $\frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2}$  からこの相関関数を導出するためには独立である分布  $\frac{d\sigma}{dp_1}$  と  $\frac{d\sigma}{dp_2}$  を見積もる必要がある。もしあるイベントの粒子 1 と別のイベントの粒子 2 を選択した場合 (mix)、二個の粒子は互いに独立であり相関を洗い出すことができるはずである。実際に式 41 を mix することを考える。粒子 1 と他の全てのイベントの粒子 2 を mix することは二粒子の運動量分布を粒子 2 について積分することと等しく以下ようになる。

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\otimes}}{dp_1} &= \int \frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2} dp_2 \\ &= \frac{d\sigma}{dp_1} \int C(p_1, p_2) \frac{d\sigma}{dp_2} dp_2 \\ &= \frac{d\sigma}{dp_1} \langle C \rangle(p_1) \end{aligned} \quad (42)$$

得られた  $d\sigma_{\otimes}/dp_1$  は独立である分布に  $\langle C \rangle(p_1)$  をかけた値である。粒子 2 も同様に書くことができ一般的には以下のように書くことができる。

$$\frac{d\sigma_{\otimes}}{dp} = \frac{d\sigma}{dp} \langle C \rangle(p) \quad (43)$$

$\langle C \rangle(p)$  は他の全てのイベントとの相関の平均であり、相関関数が小さければ  $\langle C \rangle(p) \approx 1$  となり相関関数は以下ようになる。

$$C(p_1, p_2) \approx \frac{d^2\sigma/dp_1 dp_2}{(d\sigma_{\otimes}/dp_1)(d\sigma_{\otimes}/dp_2)} \quad (44)$$

これが標準の Event mixing である。

## A.2 Iteration

式 43 は Event mixing によって消しきれなかった相関を表しており、 $\langle C \rangle(p)$  が 1 でないならば考慮する必要がある。 $\langle C \rangle(p)$  を計算することができれば、以下のように重み付けによって生き残った相関を完全に消すことができる。

$$\frac{d^2\sigma/dp_1 dp_2}{(d\sigma_{\otimes}/dp_1)(d\sigma_{\otimes}/dp_2) \times \frac{1}{\langle C \rangle(p_1)} \frac{1}{\langle C \rangle(p_2)}} = C(p_1, p_2) \quad (45)$$

ここで問題となるのは  $\langle C \rangle(p)$  を求めるために  $C(p_1, p_2)$  が必要であることであるが、反復のアルゴリズムを使うことでこの問題を解消することができる。具体的には以下の式のように先に  $C(p_1, p_2)$  を導出し、それを用いて  $\langle C \rangle(p)$  を計算する。式 42 から

$$\begin{aligned} \langle C \rangle(p_1) &= \int C(p_1, p_2) \frac{d\sigma}{dp_2} dp_2 \\ &= \int C(p_1, p_2) \frac{d\sigma_{\otimes}/dp_2}{\langle C \rangle(p_2)} dp_2 \end{aligned} \quad (46)$$

となる。この式から分かるように  $\langle C \rangle(p_1)$  を求めるには  $\langle C \rangle(p_2)$  が必要であるため積分によるループのなかにさらに第二のループを用意する必要がある。プログラムとしてはまず  $\langle C \rangle(p_2)$  の初期値を 1 として  $\langle C \rangle(p_1)$  を計算し、それを用いて再び  $\langle C \rangle(p_2)$  を計算し、一定の閾値以下の収束性になったときの値を用いる。

上で述べたことは原理の理解を助けるが、実験ではある  $N$  個の二粒子のイベントを測定している。実際の計算ではまず  $p_1$  と  $p_2$  からなる 8 次元の量を  $x_{12}$  の 1 次元にする。この中には相関が含まれており、本研究の場合には相対エネルギーである。これにより式 45 は

$$\frac{\sigma(x_{12})}{[\sigma_{\otimes}(x_{12})]_{\omega_{12}}} = C(x_{12}) \quad (47)$$

となる。分子は測定した二粒子の分布であり、分母は  $N(N-1)$  組の仮定の組み合わせによって重み付けをした Event mixing によって得られた分布である。 $\omega_{12}$  は式で表すと

$$\omega_{12} = \omega_1 \omega_2 = \frac{1}{\langle C \rangle(p_1)} \frac{1}{\langle C \rangle(p_2)} \quad (48)$$

となる。

## 参考文献

- [1] O. Sorlin, EPJ Web of Conferences. **66**, 01016 (2014).
- [2] I. Tanihata *et al.*, Prog. Part. nucl. phys. **68**, 215 (2013).
- [3] C. R. Hoffman *et al.*, Phys. Lett. B **672**, 17 (2009).
- [4] R. Kanungo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 152501 (2009).
- [5] A. Ozawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5493 (2000).
- [6] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 152502 (2008).
- [7] J. P. Schiffer and W. W. True, Rev. Mod. Phys. **48**, 191 (1976).
- [8] R. F. Casten Nuclear Structure from a Simple Perspective Second Edition, Oxford Studies in Nuclear Physics (1990).
- [9] A. T. Reed *et al.*, Phys. Rev. C **60**, 024311 (1999).
- [10] M. Stanoiu *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 017303 (2012).
- [11] N. Frank *et al.*, Phys. Rev. C **84**, 037302 (2011).
- [12] A. Lepailleur *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 082502 (2013).
- [13] M. Stanoiu *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 034312 (2004).
- [14] B. A. Brown and W. A. Richter, Phys. Rev. C **74**, 034315 (2006).
- [15] B. Jurado *et al.*, Phys. Lett. B **649**, 43 (2007).
- [16] T. Kubo *et al.*, IEEE Trans. Appl. Superconductivity, **7**, 1069 (2007).
- [17] T. Kobayashi *et al.*, NIMB **317**, 294-304 (2013).
- [18] S. Takeuchi *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Rep. **36**, 148 (2003).
- [19] S. Agostinelli *et al.*, NIMA **506**, 250 (2003).
- [20] J. Allison *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science **53**, 270 (2013).
- [21] 田中隆己, 修士論文, 東京工業大学 (2013).
- [22] Zs. Vajta *et al.*, Phys. Rev. C **89**, 054323 (2014).
- [23] B. H. Wildenthal, Prog. Part. Nucl. Phys. **11**, 5 (1984); B. A. Brown and B. H. Wildenthal, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **38**, 29 (1988).
- [24] Zs. Vajta *et al.*, Acta Phys. Pol. B **44**, 553 (2013).
- [25] 生越駿, 修士論文, 東京工業大学 (2014).
- [26] F. M. Marques, The event mixing technique and residual correlations, SAMURAI report (2015).
- [27] C. Caesar, PhD thesis, Darmstadt (2012).
- [28] F. James, MINUIT Function Minimization and Error Analysis Reference Manual, CERN Geneva, Switzerland (1998).
- [29] B. A. Brown, and W. D. M. Rae, Nushell@MSU, MSU-NSCL report, (2007).
- [30] P. G. Hansen and J. A. Tostevin, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **53**, 219 (2003).



## 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、些細な事象も見逃さず全ての事象に対して疑問を持つ研究者としての姿勢も指導していただきました。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自己管理のあまい私を常に正していただきました。特任助教の梅野泰宏氏には、回路に関する一切の知識を教えてください、実例を交えた回路の組み方を指導していただきました。産学官連携研究員の武内聡氏には、特に実験の際に実践的な技術や知識を教えてくださいました。同期の四方瑞紀氏は良き話相手であり、同氏の存在は大きいものでした。後輩の尾崎友志、齊藤敦美氏、斗米貴人氏、平山晃大氏には、研究室生活の要所要所で笑いを提供していただきました。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。