

修士論文

逆運動学の  $^{56}\text{Ni}(d, p)$ ,  $^{58}\text{Ni}(d, p)$  反応による  
 $\nu p$  プロセス元素合成における  
中性子捕獲反応の研究

Study of neutron capture reactions  
in the  $\nu p$ -process nucleosynthesis  
with the  $^{56}\text{Ni}(d, p)$  and  $^{58}\text{Ni}(d, p)$  reactions in the inverse kinematics

東北大学大学院 理学研究科  
物理学専攻

石尾 渉次郎

令和5年

# 概要

理化学研究所仁科加速器センターの RI ビームファクトリー (RIBF) で  $^{56}\text{Ni}(n, p)^{56}\text{Co}$  反応の断面積測定のための逆運動学の  $^{56}\text{Ni}(d, p)$ 、 $^{58}\text{Ni}(d, p)$  実験を行った。

宇宙に存在する元素の起源と存在量の謎を解くことは現代物理学の重要な課題の一つである。 $^{56}\text{Fe}$  をこえる重元素のほとんどは、遅い中性子捕獲過程 (s プロセス) と速い中性子捕獲過程 (r プロセス) によって合成されたと考えられている。しかし、宇宙には、p 核と呼ばれる s プロセスや r プロセスでは合成されない陽子過剰な安定核が存在する。そのほとんどは、既存の原子核が壊れることで生成されるというシナリオで説明がつくとされている。一方で、 $^{92,94}\text{Mo}$  と  $^{94,96}\text{Ru}$  に関しては、シミュレーションの計算値が太陽系における存在量を過少評価している。この謎の解明のために、速い陽子捕獲過程 (rp プロセス) やニュートリノによる rp プロセス ( $\nu p$  プロセス) が提案された。rp プロセスは X 線バーストの環境で進むとされているが、生成された原子核は中性子星に捕獲され外部に放出されないため銀河の化学進化に寄与することができない。そのため、超新星爆発の環境で進み rp プロセスにニュートリノの効果を追加した  $\nu p$  プロセスが  $^{92,94}\text{Mo}$  と  $^{94,96}\text{Ru}$  の謎を解く有力候補とされている。現状の  $\nu p$  プロセスの元素合成シミュレーションには大きな不定性がある。感度分析により、 $3\alpha$  反応と  $^{56}\text{Ni}(n, p)^{56}\text{Co}$  反応の断面積の不定性がシミュレーションの結果に大きな影響を及ぼしていることが分かった。そこで、理化学研究所の RIBF で  $^{56}\text{Ni}(n, p)^{56}\text{Co}$  反応の断面積測定のための逆運動学の  $^{56}\text{Ni}(d, p)$ 、 $^{58}\text{Ni}(d, p)$  実験を行った。

本実験は、重陽子標的に  $^{56,58}\text{Ni}$  粒子を入射させる逆運動学によるサロゲート反応実験である。標的とビームの不安定性から  $^{56}\text{Ni}(n, p)^{56}\text{Co}$  反応の直接測定は極めて難しいため、RI ビームを用いたサロゲート反応によって断面積を間接的に評価する実験を行った。 $^{56,58}\text{Ni}(d, p)$  で生成される  $^{57,59}\text{Ni}^*$  は、 $(n, p)$  の他に  $(n, n)$ 、 $(n, \gamma)$  が競合する。本論文では  $^{58}\text{Ni}(d, p)$  実験のデータを用いて、 $(d, p)$  反応の残留核の崩壊割合を求めるまでの流れを確立することを目指した。

解析では、各種検出器のデータを用いて  $^{58}\text{Ni}$  ビームの識別、残留核の励起エネルギー導出、残留核の同定を行い、最終的に残留核の励起エネルギー毎の崩壊割合を求めた。その結果、 $^{58}\text{Ni}(d, p)$  反応で生成された  $^{59}\text{Ni}^*$  は、粒子放出閾値を境に崩壊が始まることが確認された。しかし、励起エネルギーが粒子放出閾値を超えた領域では、励起エネルギーが高くなっても中性子放出によって生成される  $^{58}\text{Ni}$  の割合が大きいままであった。同時に、陽子放出によって生成される  $^{58}\text{Co}$  の割合も大きく変化しないという結果が得られた。これは他の実験データと整合しない可能性があり、その原因は不明である。そのため、このデータを用いて反応機構を理解することが重要となる。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	宇宙における元素合成 . . . . .	1
1.2	p 核 . . . . .	2
1.3	rp プロセス (速い陽子捕獲過程) . . . . .	5
1.4	$\nu$ p プロセス (ニュートリノ反応による rp プロセス)	5
1.5	感度分析 . . . . .	6
1.6	サロゲート法、サロゲート比率法 . . . . .	8
1.7	本実験について . . . . .	10
1.8	本論文の構成 . . . . .	11
<b>第 2 章</b>	<b>実験</b>	<b>12</b>
2.1	実験施設 . . . . .	12
2.1.1	理化学研究所 RIBF . . . . .	12
2.1.2	超伝導 RI ビーム生成分離装置 BigRIPS . . . . .	12
2.1.3	OEDO ビームライン . . . . .	14
2.1.4	標的付近のセットアップ . . . . .	15
2.1.5	SHARAQ スペクトロメーター . . . . .	15
2.2	ビームライン検出器 . . . . .	16
2.2.1	SR-PPAC . . . . .	17
2.2.2	TiNA . . . . .	20
2.2.3	イオンチェンバー . . . . .	21
2.3	回路とトリガー情報 . . . . .	23
2.4	反応標的 . . . . .	27
2.5	使用したデータ . . . . .	27
<b>第 3 章</b>	<b>解析</b>	<b>28</b>
3.1	概要 . . . . .	28

3.2	SR-PPAC . . . . .	29
3.2.1	ゲイン較正 . . . . .	29
3.2.2	位置導出 . . . . .	33
3.2.3	ビームの粒子識別 . . . . .	38
3.3	IC . . . . .	40
3.3.1	ゲイン較正 . . . . .	40
3.4	TiNA . . . . .	44
3.4.1	反跳陽子の識別 . . . . .	44
3.4.2	質量欠損法による残留核の励起エネルギーの導出 . . . . .	45
3.5	$^{58}\text{Ni}(d, p)$ 反応の残留核の識別 . . . . .	50
3.5.1	質量電荷比 $A/Q$ の決定 . . . . .	50
3.5.2	原子番号 $Z$ の決定 . . . . .	52
3.6	励起エネルギー毎の残留核の存在比 . . . . .	54
3.6.1	$^{59}\text{Ni}$ と $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Co}$ の比率 . . . . .	54
3.6.2	$^{59}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Co}$ の比率 . . . . .	62
<b>第 4 章</b>	<b>結果と議論</b>	<b>66</b>
4.1	結果 . . . . .	66
4.2	議論 . . . . .	68
<b>第 5 章</b>	<b>まとめと今後の展望</b>	<b>71</b>
Appendix A	IC のブラックカーブ	73
参考文献		76
謝辞		77

# 目次

1.1	合成経路 . . . . .	2
1.2	p 核 . . . . .	3
1.3	p 核の遮蔽 . . . . .	4
1.4	gamma 過程 . . . . .	4
1.5	nup 過程 . . . . .	6
1.6	収量 . . . . .	7
1.7	サロゲート法の模式図 . . . . .	8
1.8	$^{58,58}\text{Ni}$ 周辺の反応経路 . . . . .	10
2.1	RIBF の全体図 . . . . .	13
2.2	BigRIPS の概要 . . . . .	13
2.3	OEDO . . . . .	14
2.4	標的付近の S0 焦点面のセットアップ . . . . .	15
2.5	SHARAQ スペクトロメータ周辺の構成 . . . . .	16
2.6	PPAC の電子増幅の模式図 . . . . .	17
2.7	SR-PPAC の内部構造の模式図 . . . . .	18
2.8	SR-PPAC の位置導出の原理 . . . . .	19
2.9	TiNA の構成 . . . . .	20
2.10	S1 焦点面の断面図 . . . . .	22
2.11	S0 (ターゲット付近) の回路情報 . . . . .	23
2.12	ビームライン検出器の回路情報 . . . . .	24
2.13	トリガーシステム全体の概略図 . . . . .	25
2.14	S0 (ターゲット付近) のトリガーシステムの概略図 . . . . .	25
2.15	GTO (General Trigger Operator) を用いたトリガー管理の概略図 . . . . .	26
3.1	解析のフロー . . . . .	28

3.2	SR-PPAC ID vs Charge . . . . .	29
3.3	ゲインの Y 依存性 . . . . .	30
3.4	ゲイン較正の手法 . . . . .	31
3.5	$Q_0$ 、 $Q_1$ 、 $Q_2$ の分布 . . . . .	31
3.6	ID vs $Q_0$ . . . . .	32
3.7	ID vs $Q_1$ . . . . .	32
3.8	ID vs $Q_2$ . . . . .	33
3.9	SR-PPAC $Q_0$ - $Q_1$ 分布 . . . . .	34
3.10	$k(\delta q)$ . . . . .	34
3.11	ストリップ固有の $k(\delta q)$ の作成方法 . . . . .	35
3.12	FE9 上流 PPAC におけるデータ 2 defocus ビームの $x$ 位置 . . . . .	35
3.13	標的上の $^{58}\text{Ni}$ ビームの広がり . . . . .	36
3.14	標的上の $^{58}\text{Ni}$ ビームの角度広がり . . . . .	37
3.15	F3 と FE9 間の飛行時間と FE9 の焦点における $x$ 位置の相関 . . . . .	38
3.16	ビームトリガーの定義 . . . . .	39
3.17	IC ID 0 $y$ 位置 vs 電荷 . . . . .	40
3.18	IC パルサーのデータ . . . . .	41
3.19	絶対値較正 . . . . .	42
3.20	ゲイン較正後の高エネルギービームのエネルギー損失 . . . . .	42
3.21	反跳粒子の識別 . . . . .	45
3.22	TTT で検出された反跳陽子の運動エネルギーと散乱角の相関 . . . . .	47
3.23	$^{59}\text{Ni}$ の励起エネルギー (TTT で陽子が止まったイベント) . . . . .	48
3.24	$^{59}\text{Ni}$ の励起エネルギー (TTT で陽子が止まったイベントと貫通したイベントの合計) . . . . .	48
3.25	S1 TOF S0-S1 vs S1 X . . . . .	50
3.26	S1 A/Q . . . . .	51
3.27	$\Delta E$ の beta との相関 . . . . .	52
3.28	残留核の原子番号 $Z$ . . . . .	53
3.29	残留核の $Z$ と A/Q の相関 . . . . .	53
3.30	残留核の A/Q vs Ex . . . . .	54
3.31	A/Q のフィット . . . . .	55
3.32	A/Q のフィット (0~2 MeV) . . . . .	56
3.33	A/Q のフィット (2~4 MeV) . . . . .	56
3.34	A/Q のフィット (4~6 MeV) . . . . .	57
3.35	A/Q のフィット (6~8 MeV) . . . . .	57

---

3.36	A/Q のフィット (8~10 MeV) . . . . .	58
3.37	A/Q のフィット (10~12 MeV) . . . . .	58
3.38	A/Q のフィット (12~14 MeV) . . . . .	59
3.39	A/Q のフィット (14~16 MeV) . . . . .	59
3.40	A/Q のフィット (16~18 MeV) . . . . .	60
3.41	励起エネルギー $-10 < E_x < 0$ のイベントの A/Q . . . . .	61
3.42	$^{58}\text{Ni}$ と $^{57}\text{Co}$ の Z 分布 . . . . .	62
3.43	Z のフィット (6~8 MeV) . . . . .	63
3.44	Z のフィット (8~10 MeV) . . . . .	63
3.45	Z のフィット (10~12 MeV) . . . . .	64
3.46	Z のフィット (12~14 MeV) . . . . .	64
3.47	Z のフィット (14~16 MeV) . . . . .	65
3.48	Z のフィット (16~18 MeV) . . . . .	65
4.1	$^{59}\text{Ni}$ と $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$ の存在比 . . . . .	66
4.2	$^{59}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Co}$ の存在比 . . . . .	67
4.3	直接測定による $^{58}\text{Ni}$ の $(n, n)$ の反応断面積 . . . . .	69
4.4	直接測定による $^{58}\text{Ni}$ の $(n, p)$ の反応断面積 . . . . .	69
4.5	直接測定による $^{58}\text{Ni}$ の $(n, \gamma)$ の反応断面積 . . . . .	70
4.6	直接測定のデータから求めた残留核の存在比 . . . . .	70
A.1	IC のブラッグカーブ . . . . .	73
A.2	IC のパイルアップイベント . . . . .	74
A.3	ブラッグカーブフィットの $\chi^2$ 分布 . . . . .	74
A.4	IC におけるエネルギー損失の $\chi^2 < 3$ ゲートによる変化 . . . . .	75
A.5	ブラッグカーブのレンジ . . . . .	75

# 表目次

2.1	OEDO ビームラインの情報 . . . . .	14
2.2	各焦点面の検出器の配置 . . . . .	16
2.3	TiNA の情報 . . . . .	21
2.4	解析で使ったデータ一覧 . . . . .	27
3.1	S0 標的上の位置と角度の広がり . . . . .	37
3.2	$^{58}\text{Ni}$ ビームの純度 . . . . .	39
3.3	パッド毎の電圧 $V$ とエネルギー MeV の関係 . . . . .	43
3.4	$^{59}\text{Ni}$ の励起エネルギー準位 . . . . .	49
3.5	A/Q のフィッティングの際に固定したパラメータ . . . . .	55
4.1	$^{59}\text{Ni}$ と $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$ のガウシアン面積の値 . . . . .	67
4.2	$^{59}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Co}$ のガウシアン面積の値 . . . . .	68



# 第 1 章

## 序論

### 1.1 宇宙における元素合成

宇宙は約 138 億年前にビッグバンと呼ばれる大爆発によって誕生したと考えられている。現在の宇宙には様々な元素が存在しており、それらの起源と存在量の謎を解くことは現代物理学の重要な課題の一つである。

宇宙が誕生してから数秒後～数分後の間に、ビッグバン元素合成によって H、He、Li などの軽元素が合成された。それから数億年が経過すると恒星が誕生し、その恒星の内部で  $^{56}\text{Fe}$  までの重い元素が合成される。 $^{56}\text{Fe}$  よりさらに重い元素については、そのほとんどが s プロセス (slow neutron capture process)、r プロセス (rapid neutron capture process) とよばれる中性子捕獲を伴う 2 種類の元素合成過程によって合成されるというシナリオが有力視されている [1]。

s プロセスと r プロセスは、中性子捕獲の起こる早さによって区別される。s プロセスは、中性子密度が比較的低い環境でゆっくりと進む合成過程である。長い時間をかけて中性子捕獲と  $\beta^-$  崩壊 ( $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ) を繰り返すことによって重い元素が合成される。最終的には  $^{208}\text{Pb}$  や  $^{209}\text{Bi}$  まで合成されることが考えられている。対して r プロセスは、非常に高い中性子密度と高温な環境において急激に進む合成過程である。捕獲した中性子の  $\beta^-$  崩壊が起きる時間よりもはるかに早い時間で連続的に中性子を捕獲することで、安定の谷から離れた領域で元素合成が進む。核図表におけるそれぞれの過程の合成経路を図 1.1 に示す。

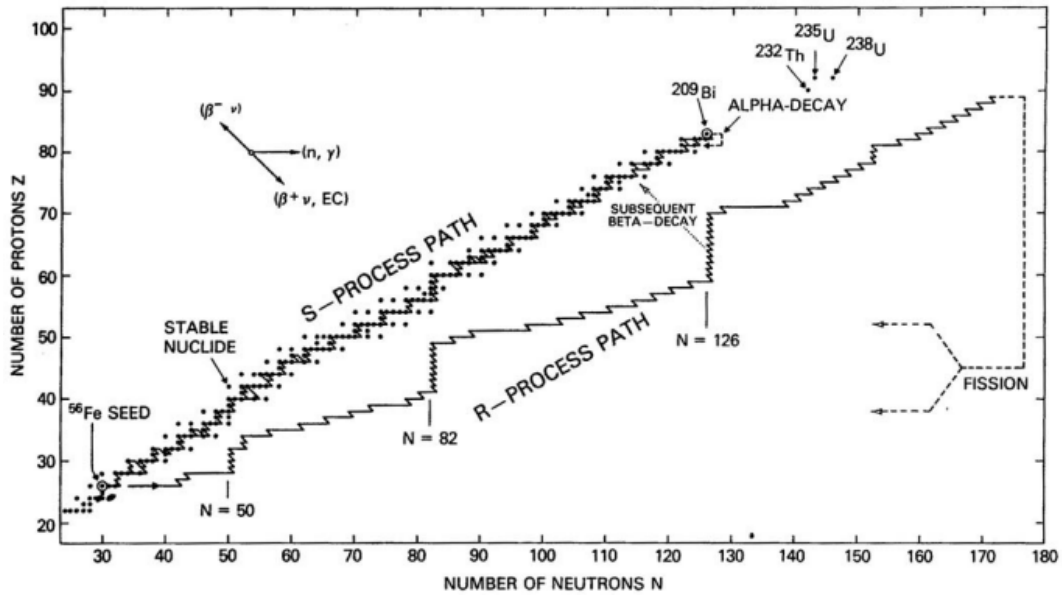


図 1.1: s プロセスと r プロセスの元素合成経路 [2]。点は安定な原子核を表す。s プロセスは、安定核が集まる安定線上をゆっくりと進み、r プロセスは、中性子過剰領域を急速に進む。r プロセスが進行する環境の温度が下がると、核種は  $\beta$  崩壊によって安定線に戻る。

## 1.2 p 核

p 核とは、前述の s プロセスや r プロセスでは合成されない陽子過剰な安定核のことを指し、現在は 35 種類が同定されている (図 1.2、図 1.3)。これらの核種を生成するための過程がいくつか提案されてきた。その一つが、s プロセスや r プロセスによって合成された原子核が、 $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, \alpha)$  などの光分解によって壊れることで陽子過剰安定核が生成される過程である。この過程は  $\gamma$  プロセスと呼ばれている (図 1.4)。これらの過程を含めた元素合成シミュレーションの計算値と太陽系における観測量は、多くの p 核について一致している。しかし、中には計算値と観測値が一致しない同位体が存在し、特に  $^{92,94}\text{Mo}$  と  $^{96,98}\text{Ru}$  に関しては、計算値が太陽系における存在量を過少評価している [3, 4]。この問題の解決のために、後述する rp プロセス (速い陽子捕獲過程) や  $\nu$ p プロセス (ニュートリノ反応による rp プロセス) が提案された。

Isotope	p-isotope contribution (%) [14]	Solar abund. (2003) [10]	Solar abund. (1989) [9]	Change (%)
<sup>74</sup> Se	0.89 (4)	$5.80 \times 10^{-1}$	$5.50 \times 10^{-1}$	5.45
<sup>78</sup> Kr	0.355 (3)	$2.00 \times 10^{-1}$	$1.53 \times 10^{-1}$	30.72
<sup>84</sup> Sr	0.56 (1)	$1.31 \times 10^{-1}$	$1.32 \times 10^{-1}$	-0.61
<sup>92</sup> Mo	14.53 (30)	$3.86 \times 10^{-1}$	$3.78 \times 10^{-1}$	2.12
<sup>94</sup> Mo	9.15 (9)	$2.41 \times 10^{-1}$	$2.36 \times 10^{-1}$	2.12
<sup>96</sup> Ru	5.54 (14)	$1.05 \times 10^{-1}$	$1.03 \times 10^{-1}$	2.23
<sup>98</sup> Ru	1.87 (3)	$3.55 \times 10^{-2}$	$3.50 \times 10^{-2}$	1.43
<sup>102</sup> Pd	1.02 (1)	$1.46 \times 10^{-2}$	$1.42 \times 10^{-2}$	2.82
<sup>106</sup> Cd	1.25 (6)	$1.98 \times 10^{-2}$	$2.01 \times 10^{-2}$	-1.49
<sup>108</sup> Cd	0.89 (3)	$1.41 \times 10^{-2}$	$1.43 \times 10^{-2}$	-1.40
<sup>113</sup> In	4.29 (5)	$7.80 \times 10^{-3}$	$7.90 \times 10^{-3}$	-1.27
<sup>112</sup> Sn	0.97 (1)	$3.63 \times 10^{-2}$	$3.72 \times 10^{-2}$	-2.55
<sup>114</sup> Sn	0.66 (1)	$2.46 \times 10^{-2}$	$2.52 \times 10^{-2}$	-2.38
<sup>115</sup> Sn	0.34 (1)	$1.27 \times 10^{-2}$	$1.29 \times 10^{-2}$	-1.94
<sup>120</sup> Te	0.09 (1)	$4.60 \times 10^{-3}$	$4.30 \times 10^{-3}$	6.98
<sup>124</sup> Xe	0.0952 (3)	$6.94 \times 10^{-3a}$	$5.71 \times 10^{-3}$	21.54 <sup>a</sup>
<sup>126</sup> Xe	0.0890 (2)	$6.02 \times 10^{-3a}$	$5.09 \times 10^{-3}$	18.27 <sup>a</sup>
<sup>130</sup> Ba	0.106 (1)	$4.60 \times 10^{-3}$	$4.76 \times 10^{-3}$	-3.36
<sup>132</sup> Ba	0.101 (1)	$4.40 \times 10^{-3}$	$4.53 \times 10^{-3}$	-2.87
<sup>138</sup> La	0.08881 (71)	$3.97 \times 10^{-4}$	$4.09 \times 10^{-4}$	-2.93
<sup>136</sup> Ce	0.185 (2)	$2.17 \times 10^{-3}$	$2.16 \times 10^{-3}$	0.46
<sup>138</sup> Ce	0.251 (2)	$2.93 \times 10^{-3}$	$2.84 \times 10^{-3}$	3.17
<sup>144</sup> Sm	3.07 (7)	$7.81 \times 10^{-3}$	$8.00 \times 10^{-3}$	-2.38
<sup>152</sup> Gd	0.20 (1)	$6.70 \times 10^{-4}$	$6.60 \times 10^{-4}$	1.52
<sup>156</sup> Dy	0.056 (3)	$2.16 \times 10^{-4}$	$2.21 \times 10^{-4}$	-2.26
<sup>158</sup> Dy	0.095 (3)	$3.71 \times 10^{-4}$	$3.78 \times 10^{-4}$	-1.85
<sup>162</sup> Er	0.139 (5)	$3.50 \times 10^{-4}$	$3.51 \times 10^{-4}$	-0.28
<sup>164</sup> Er	1.601 (3)	$4.11 \times 10^{-3}$	$4.04 \times 10^{-3}$	1.73
<sup>168</sup> Yb	0.123 (3)	$3.23 \times 10^{-4}$	$3.22 \times 10^{-4}$	0.31
<sup>174</sup> Hf	0.16 (1)	$2.75 \times 10^{-4}$	$2.49 \times 10^{-4}$	10.44
<sup>180</sup> Ta <sup>m</sup>	0.01201 (32)	$2.58 \times 10^{-6}$	$2.48 \times 10^{-6}$	4.03
<sup>180</sup> W	0.12 (1)	$1.53 \times 10^{-4}$	$1.73 \times 10^{-4}$	-11.56
<sup>184</sup> Os	0.02 (1)	$1.33 \times 10^{-4}$	$1.22 \times 10^{-4}$	9.02
<sup>190</sup> Pt	0.012 (2)	$1.85 \times 10^{-4}$	$1.70 \times 10^{-4}$	8.82
<sup>196</sup> Hg	0.15 (1)	$6.30 \times 10^{-4}$	$4.80 \times 10^{-4}$	31.25

図 1.2: 35 種類の p 核 [3]。左から p 核の種類、同位体内の割合、2003、1989 年での太陽系元素組成比分布量、2003 年と 1989 年の変化量。



図 1.3: 黒：安定核、赤：p 核の一部、緑：s プロセスの合成経路、水色：r プロセスからの  $\beta$  崩壊の流れ。p 核は陽子過剰領域に位置し、s プロセスの経路から外れていることに加え、r プロセスからの  $\beta$  崩壊の流れは安定核で隔たっているため p 核の生成に寄与することが出来ない。

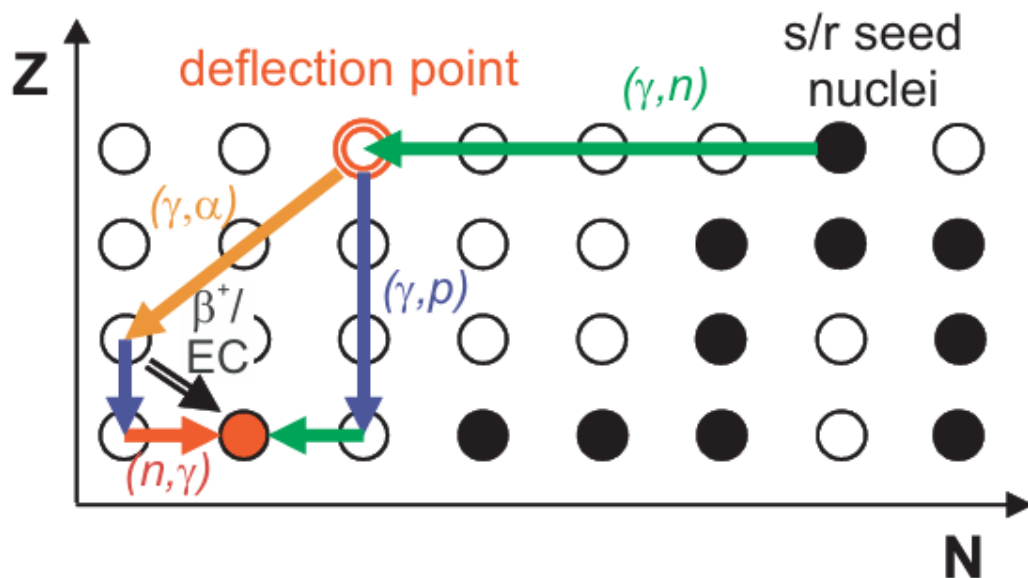


図 1.4:  $\gamma$  プロセスの流れ (赤丸：p 核、黒丸：安定核) [3]。安定核が  $(\gamma, n)$  (緑) によって陽子過剰になることで、 $\beta$  崩壊 (黒)、 $(\gamma, p)$  (青)、 $(\gamma, \alpha)$  (オレンジ)、 $(n, \gamma)$  が競合するようになり、様々な陽子過剰側の核種が生成される。

### 1.3 rp プロセス (速い陽子捕獲過程)

rp プロセスは、種核による連続的な陽子捕獲と  $\beta^+$  崩壊 ( $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ ) の繰り返しによって進む過程である。連続的な中性子捕獲と  $\beta^-$  崩壊によって進む r プロセスに対して、捕獲対象が陽子であるためクーロン障壁の影響により中性子捕獲より起こりにくい。そのため、陽子過剰な環境でしか起こらず、それに加えて  $(1 - 3) \times 10^9$  K という限られた範囲の温度が必要となる [5]。この温度では光分解を起こすことなく連続的に陽子を捕獲することができる。これらの条件を満たす候補として、X 線バーストがあげられる。しかし、X 線バーストの環境で合成された原子核は中性子星の重力に捕まって外部に出てくることが出来ないため、宇宙の化学的な進化には寄与しないと考えられている。また、rp プロセスの進行の障壁として、 $\beta^+$  崩壊の寿命が長い核種がある。 $\beta^+$  崩壊が起きないと陽子捕獲も滞ってしまうため、その核種で合成が停滞してしまう。 $\beta^+$  崩壊の寿命が数分～数日のものが存在しており、これは X 線バーストの時間スケール ( $\sim 1$  分) より遥かに大きいため、停滞したまま反応が終わってしまいより重い原子核に到達できなくなる。

宇宙の化学的な進化への寄与と rp プロセスの停滞核の迂回を実現する合成過程として、超新星爆発の環境で進行する  $\nu p$  プロセスが提案された。

### 1.4 $\nu p$ プロセス (ニュートリノ反応による rp プロセス)

$\nu p$  プロセスは、rp プロセスにニュートリノの効果を反映させた元素合成である。重力崩壊型超新星爆発の環境で進行すると考えられており、合成された原子核は爆発によって外部に放出されるため宇宙の化学的進化に寄与することができる。爆発後に残る圧縮された星の中心部は、中性子星かブラックホールになり、ここで生成された中性子星はニュートリノを放出する。この効果を考慮すると、反ニュートリノを陽子が吸収 ( $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ ) することで、rp プロセスに必要な陽子過剰な環境で  $10^{14} - 10^{15}/\text{cm}^3$  程度の中性子が生成される [6]。この中性子が存在することによって、核種の  $(n, p)$  反応が起こるようになる。核力による  $(n, p)$  反応は弱い力による  $\beta^+$  崩壊と同じ核変換をより速く実現できるため、rp プロセス進行の障壁となっていた停滞核を迂回することができ、 $\sim 1$  秒という短い時間スケールで  $^{92,94}\text{Mo}$  と  $^{96,98}\text{Ru}$  を含む  $A = 120$  の核種まで到達できるようになる。 $\beta^+$  崩壊の寿命が 6 日と長く、最初の停滞核である  $^{56}\text{Ni}$  以降の合成経路を図 1.5 に示す。

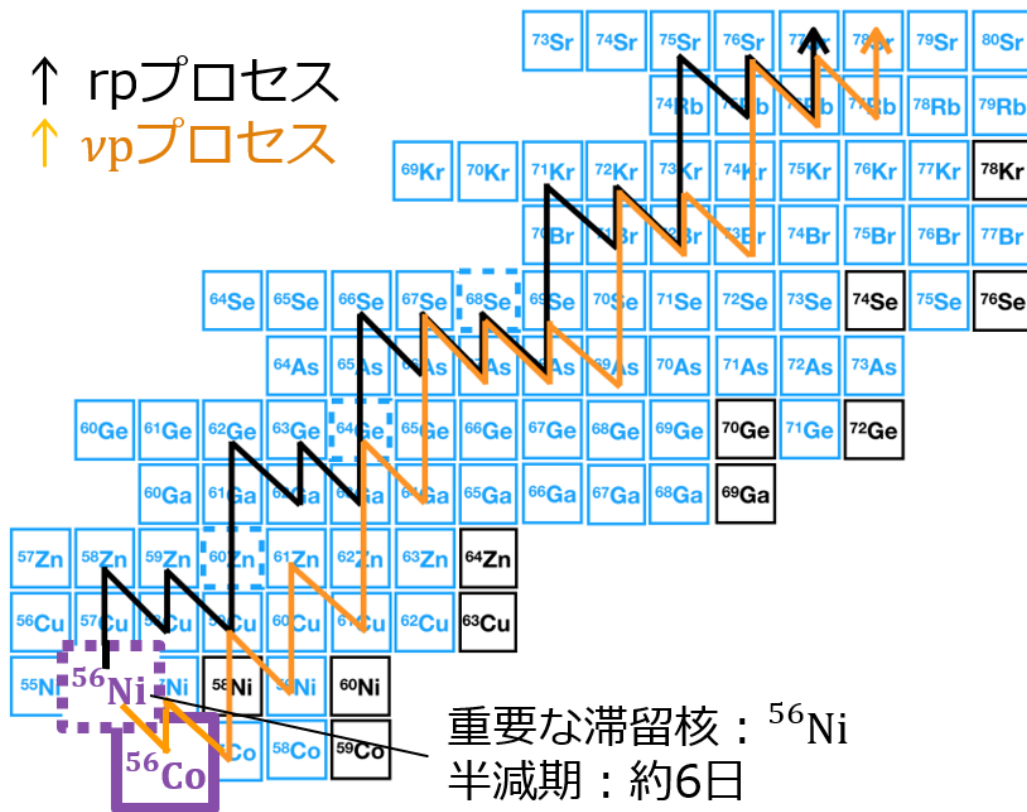


図 1.5:  $^{56}\text{Ni}$  以上の核種における  $\nu p$  プロセスと  $\nu r p$  プロセスの流れ (黒枠: 安定核)。  
 $^{56}\text{Ni}(n, p)^{56}\text{Co}$  反応によって  $\nu p$  プロセスにバイパスされる。

## 1.5 感度分析

$\nu p$  プロセスの最終的な核種の収量は、核反応ネットワークシミュレーションによって見積もられる。その値は、シミュレーションに入力するそれぞれの核反応の反応率によって変わるため、精度の良い値を入力することが重要である。しかし、 $\nu p$  プロセスに関わる無数の反応の反応率を全て測定することは現実的ではないため、シミュレーションの結果に大きな影響を及ぼす反応を選択して測定する必要がある。 $\nu p$  プロセスの反応率に関する研究では、 $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  反応と  $^{56}\text{Ni}(n, p)^{56}\text{Co}$  反応がシミュレーションの結果に大きな影響を及ぼすことが示されている [7]。前者は、 $\nu p$  プロセスにおける  $\alpha$  粒子、陽子、 $^{56}\text{Ni}$  の量に寄与し、後者は  $^{56}\text{Ni}$  以降のより重い核種の生成量に寄与する。

図 1.6 に、異なる 2 つのパラメータセットで行われた反応ネットワークシミュレーションの結果を示す [8]。図 1.6 の左側の図は、最終的な核種の収量を表している。実線は  $^{56}\text{Ni}(n, p)^{56}\text{Co}$  反応の標準的な反応率を用いており、破線と点線は

それぞれ  $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  反応の反応率を 2 倍、1/3 倍にしたものを用いている。注目している  $^{92,94}\text{Mo}$  と  $^{94,96}\text{Ru}$  が含まれる範囲（青い帯）において、最終的な収量に違いが出ていることが分かる。図 1.6 の右側の図は、最終的な収量の不確かさを表している。シミュレーションにおいて、-70%~+100% の範囲で全反応率を変化させた時の最終的な不確かさ（薄緑）、 $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  反応の反応率のみを変化させた時の最終的な不確かさ（濃緑）である。 $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  反応の反応率の不確かさが、最終的な結果に大きな影響を及ぼしていることが分かる。

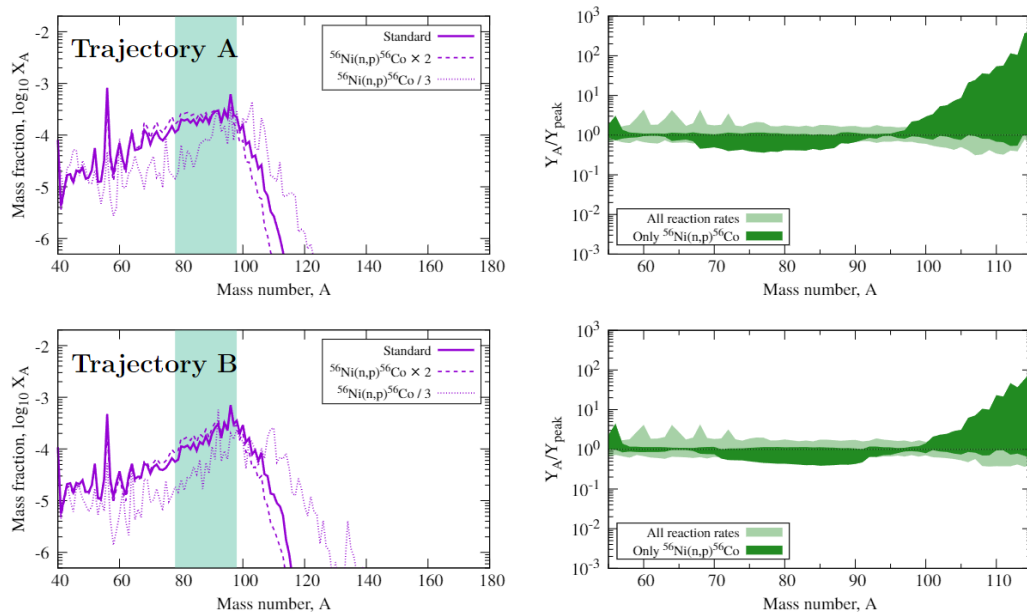


図 1.6: 反応ネットワークシミュレーションの結果。左側： $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  の反応率を変えたときの核種の収量の違い。破線は反応率を 2 倍、点線は 1/3 倍にしたもの。右側: 核種の収量の不確かさ。シミュレーションにおいて全反応率（薄緑）、 $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  反応率のみ（濃緑）を -70%~+100% の範囲で変化させた時の最終的な不確かさ [8]。

## 1.6 サロゲート法、サロゲート比率法

サロゲート法は、直接測定することが困難な複合核反応の反応断面積を間接的に測定する実験手法である。図 1.7 の上側に示すように、通常の複合核反応では、粒子  $a$ （本実験では中性子）が標的核  $A$  に入射することで複合核  $B^*$  を生成し、粒子放出閾値と分岐比に応じて複合核  $B^*$  が崩壊していく。この時、基本的な保存則（エネルギー、角運動量）は適用されるが、複合核の崩壊チャンネルは入口チャンネルに依存しないとされている（ボーアの仮説） [9]。これによって、目的とする複合核反応の生成が困難な場合、図 1.7 の下側に示すように、実験的に実現が容易な代理反応（サロゲート反応）によって複合核を生成することが可能になる。

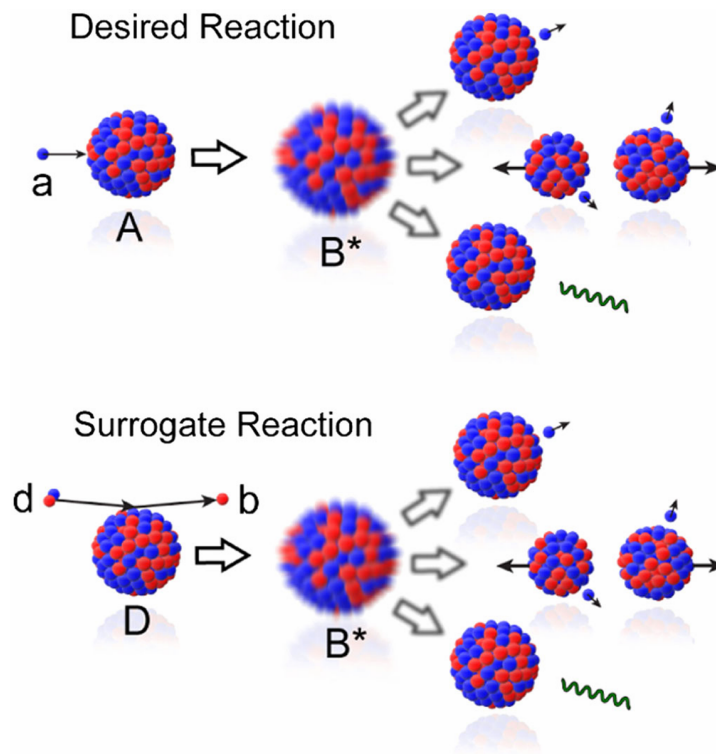


図 1.7: サロゲート法の模式図 [9]。上図は、核種  $A$  に粒子  $a$  が入射することで複合核  $B^*$  を生成した後、いくつかの崩壊チャンネルで崩壊するという複合核反応を表す。この複合核反応には、複合核の崩壊は、生成の過程に依存しないという特徴がある。この特徴によって、目的の反応が実験的に実現が難しい場合、下図に示した代理の反応で複合核の生成を代替することが可能になる。

目的の複合核反応とその代理反応の関連は、Hauser-Feshbach 理論で記述される [9]。目的の複合核反応において、励起エネルギー  $E_{\text{ex}}$  の複合核がチャネル



ル  $\alpha$  で生成され、チャンネル  $\chi$  で崩壊する場合、その反応断面積  $\sigma_{\alpha\chi}(E_{\text{ex}})$  は次式で表される。

$$\sigma_{\alpha\chi}(E_{\text{ex}}) = \sum_{J,\pi} \sigma_{\alpha}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi) G_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi) \quad (1.1)$$

$\sigma_{\alpha}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi)$  はある励起エネルギー  $E_{\text{ex}}$ 、スピン  $J$ 、パリティ  $\pi$  の複合核がチャンネル  $\alpha$  で生成される確率、 $G_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi)$  はその複合核の状態がチャンネル  $\chi$  で崩壊する確率である。 $\sigma_{\alpha}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi)$  は光学模型によって高精度に計算することができ、 $G_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi)$  は代理反応の実験結果から導出される。

代理反応において、チャンネル  $\delta$  で複合核が生成され、チャンネル  $\chi$  で崩壊する確率  $P_{\delta\chi}(E_{\text{ex}})$  は次式で表される。

$$P_{\delta\chi}(E_{\text{ex}}) = \sum_{J,\pi} F_{\delta}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi) G_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi) \quad (1.2)$$

$F_{\delta}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi)$  は代理反応における複合核の生成確率である。 $P_{\delta\chi}(E_{\text{ex}})$  は次式でも表されるため、実験的に測定可能である。

$$P_{\delta\chi}^{\text{exp}}(E_{\text{ex}}) = \frac{N_{\delta\chi}}{N_{\delta}\varepsilon_{\chi}} \quad (1.3)$$

$N_{\delta}$  はチャンネル  $\delta$  で生成されたイベント数、 $N_{\delta\chi}$  はチャンネル  $\delta$  で生成された後チャンネル  $\chi$  で崩壊したイベント数、 $\varepsilon_{\chi}$  はチャンネル  $\chi$  で崩壊したイベントの検出効率である。

Hauser-Feshbach 理論の Weisskopf-Ewing (WE) 限界では、分岐比  $G_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi)$  はスピン・パリティに依存しないため、複合核反応の反応断面積は次式のように近似できる。

$$\sigma_{\alpha\chi}^{\text{WE}}(E_{\text{ex}}) = \sigma_{\alpha}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}) \mathcal{G}_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}) \quad (1.4)$$

この近似により、サロゲート法では、代理反応で実験的に求めることができる  $\mathcal{G}_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}})$  と理論的に求まる  $\sigma_{\alpha}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}})$  を使って目的の複合核反応の断面積を求めることができる。

サロゲート比率法では、上記のサロゲート法の考え方と2種類の複合核反応の断面積の比を用いる。片方の複合核反応を断面積が既知のものにすることで、断面積の比からもう片方の断面積の値を推定することができ、結果の信頼度を高める。断面積の比は、次式で表される。

$$R(E_n) = \frac{\sigma_{\alpha_1\chi_1}(E)}{\sigma_{\alpha_2\chi_2}(E)} = \frac{\sigma_{\alpha_1}^{\text{CN}}(E) \mathcal{G}_{\chi_1}^{\text{CN1}} E}{\sigma_{\alpha_2}^{\text{CN}}(E) \mathcal{G}_{\chi_2}^{\text{CN2}} E} \quad (1.5)$$

## 1.7 本実験について

理化学研究所仁科加速器センターの RI ビームファクトリー (RIBF) で  $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  反応の断面積測定のための逆運動学の  $^{56}\text{Ni}(d,p)$ 、 $^{58}\text{Ni}(d,p)$  実験を行った。

p 核の起源を明らかにするには、 $\nu p$  プロセスの感度分析の結果から分かる通り、 $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  反応の断面積を精度よく測定することが重要である。しかし、中性子と  $^{56}\text{Ni}$  はどちらも不安定で  $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  反応の直接測定は極めて難しい。そこで、RI ビームを用いたサロゲート反応によって断面積を間接的に評価することができる逆運動学の  $^{56,58}\text{Ni}(d,p)$  実験を行った。 $^{58}\text{Ni}(d,p)$  反応はサロゲート比率法の参照であり、 $^{56}\text{Ni}(d,p)$  反応の結果の信頼性を高める役割を果たす。 $^{56,58}\text{Ni}(d,p)$  で生成される  $^{57,59}\text{Ni}^*$  は  $(n,p)$  の他に  $(n,n)$ 、 $(n,\gamma)$  が競合するため (図 1.8)、これらの崩壊割合を求めることが重要である。

逆運動学実験のメリットとして、反応の残留核が標的の外に出てくることがあげられる。 $^{56,58}\text{Ni}$  標的に重陽子を入射した場合、生成された  $^{57,59}\text{Ni}^*$  は標的内に留まってしまうため、 $^{57,59}\text{Ni}^*$  の崩壊チャンネルを同定することが難しくなる。一方逆運動学実験では、 $^{57,59}\text{Ni}^*$  がビームとほぼ同じ速度で標的外に出てくることで、崩壊後の残留核の直接測定が可能になるため、今回の実験の目的に適している。また、本実験で使用した OEDO ビームラインは、低速ビームにより効率的に  $(d,p)$  反応を誘導し、続く SHARAQ スペクトロメーターで崩壊チャンネルを同定することができる。

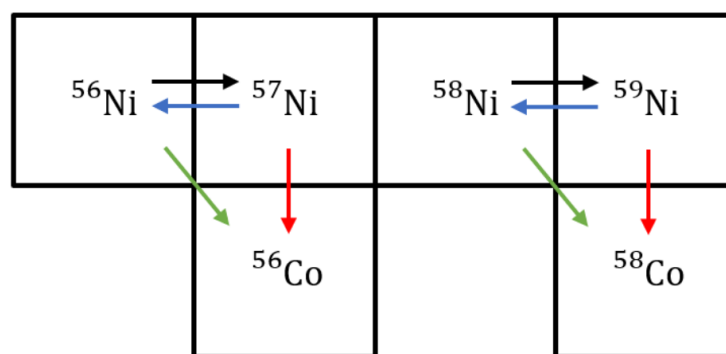


図 1.8:  $^{56,58}\text{Ni}$  周辺の反応経路。矢印は、黒：中性子捕獲、青：中性子放出、赤：陽子放出、緑： $\beta^+$  崩壊もしくは  $(n,p)$  を表す。

## 1.8 本論文の構成

本論文では、 $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  の反応断面積の導出に向け、 $(d,p)$  反応で生成された複合核の崩壊チャンネルを同定し、その崩壊割合を導出するまでの流れを確立することを目指す。使用するデータには  $^{56}\text{Ni}(d,p)$  実験のサロゲート比率法の参照となる  $^{58}\text{Ni}(d,p)$  実験の測定データを採用した。

2 章では、本実験の概要と使用した検出器について紹介する。3 章では、 $^{58}\text{Ni}(d,p)$  反応で生成される複合核  $^{59}\text{Ni}^*$  の崩壊チャンネルの同定と崩壊割合を求めるために行った解析について述べる。4 章で結果と議論について述べ、最後に 5 章でまとめを述べる。

## 第 2 章

# 実験

本章では、2022 年 5 月に理研 RIBF で行われた実験について説明する。

### 2.1 実験施設

#### 2.1.1 理化学研究所 RIBF

RIBF は、4 つの特徴的なリングサイクロトロンである SRC、RRC、fRC、IRC に加え、RILAC（理研重イオン線形加速器）、AVF サイクロトロン、BigRIPS（超電導 RI ビーム生成分離装置）など、多くの実験装置からなる加速器施設である（図 2.1）。RI ビームをウランまでの全元素にわたって世界最大強度で発生させることが出来る。本実験では、一次ビームとして  $^{78}\text{Kr}$  を 345 MeV/u まで加速させた。

#### 2.1.2 超伝導 RI ビーム生成分離装置 BigRIPS

BigRIPS は、SRC までで加速された高エネルギーの安定核ビームやウランビームの破碎・分裂によって不安定原子核を生成し、それらを分離・収集する装置である（図 2.2）。SRC から出てきたビームは F0 の生成標的と衝突する。この衝突によって入射核破碎や飛行核分裂などの核反応が起こることで 1 次ビームの核が破碎・分裂し、不安定な原子核が生成される。ここで生成された RI ビームは、F0-F2 間で特定の原子番号  $Z$  と質量数  $A$  を持つビームに分離される。その後、F3-F6 間で  $Z$  と  $A$  が同定される [12]。

本実験では、前述の  $^{78}\text{Kr}$  を厚さ 11 mm の Be 標的に入射することで RI ビームを生成した。F1 の減衰板には 7 mm の Al を用いた。 $^{58}\text{Ni}(d, p)$  実験のビーム強度は約 400 kpps（particles per second）で、 $^{58}\text{Ni}$  の純度は 65% であった。



### 2.1.3 OEDO ビームライン

OEDO (Optimized Energy Degrading Optics for RI beam) は、FE9 のエネルギー減衰板と FE10 の高周波偏向器 (radio frequency deflector, RFD) のビーム収束作用を組み合わせることで、RI ビームの減速と収束を両立させた装置である (図 2.3)。本実験では、まず F2 のエネルギー減衰板で 135 MeV/u まで減速させた。その後、BigRIPS で選別した  $^{56,58}\text{Ni}$  ビームを、FE9 に設置した角度調整エネルギー減衰板と平板エネルギー減衰板を組み合わせることで 14 MeV/u 程度まで減速させた。表 2.1 にエネルギー減衰板と RFD の情報を示す。

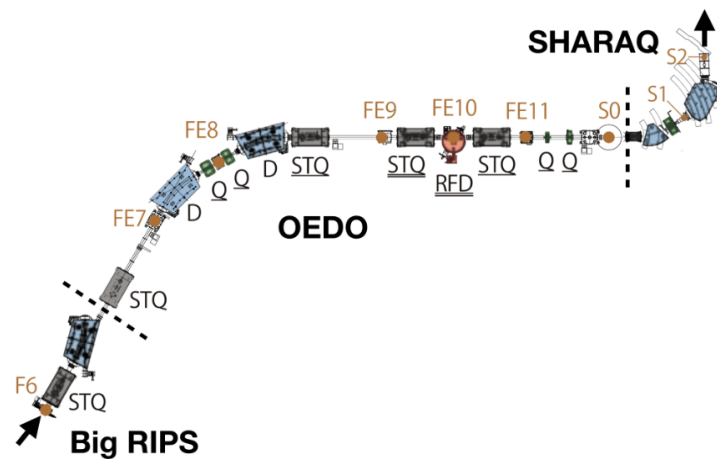


図 2.3: OEDO ビームライン [8]。FE9 に設置したエネルギー減衰板 (Al) を用いて、135 MeV/u から 14 MeV/u まで減速させた。

表 2.1: FE9 の Degrader と FE10 の RFD の情報

FE9 Al Degrader	
Wedge angle	4 mrad
X0	-36 mm
dX	8.5 mm
Wedge central thickness	2.966 mm
Flat thickness	0.300 mm
Total degrader thickness	3.266 mm
RFD	
Voltage	100 kV
Phase shift	257 degrees

### 2.1.4 標的付近のセットアップ

OEDO で減速・収束されたビームを S0 にある重水素薄膜標的 ( $\text{CD}_2$ ) に照射した。図 2.4 に標的付近のセットアップの模式図を示す。S0 での ( $d, p$ ) 反応によって生じる陽子は、シリコンストリップ検出器と CsI(Tl) シンチレーション検出器を組み合わせた反跳陽子検出器 TiNA によって検出される。また、ビームとほぼ同じ速度で前方に飛来した残留核を、S1 SHARAQ スペクトロメーターにより分析した。

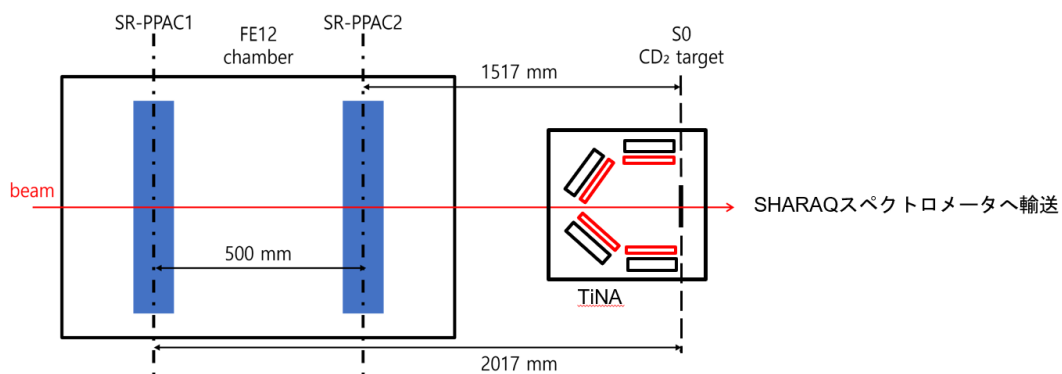


図 2.4: 標的付近の S0 焦点面のセットアップ。検出器と SR-PPAC の距離を示している。

### 2.1.5 SHARAQ スペクトロメーター

SHARAQ スペクトロメーター (Spectroscopy with High-resolution Analyzer of RadioActive Quantum beams) は、粒子識別・運動量分析を行う高分解能磁気スペクトロメーターである (図 2.5)。本実験では、SHARAQ の前半部を使用し、S0 での ( $d, p$ ) 反応の残留核の同定を行った。SHARAQ に入射した粒子は、偏向磁石 D1、S1 の 2 つの SR-PPAC、イオンチェンバー (IC) によってそれぞれ磁気剛性 ( $B\rho$ )、ビームの飛行時間 (Time of Flight)、エネルギー損失 ( $\Delta E$ ) が測定され、 $B\rho$ -TOF- $\Delta E$  法によって質量電荷比  $A/Q$ 、原子番号  $Z$ 、質量数  $A$  が決定される。

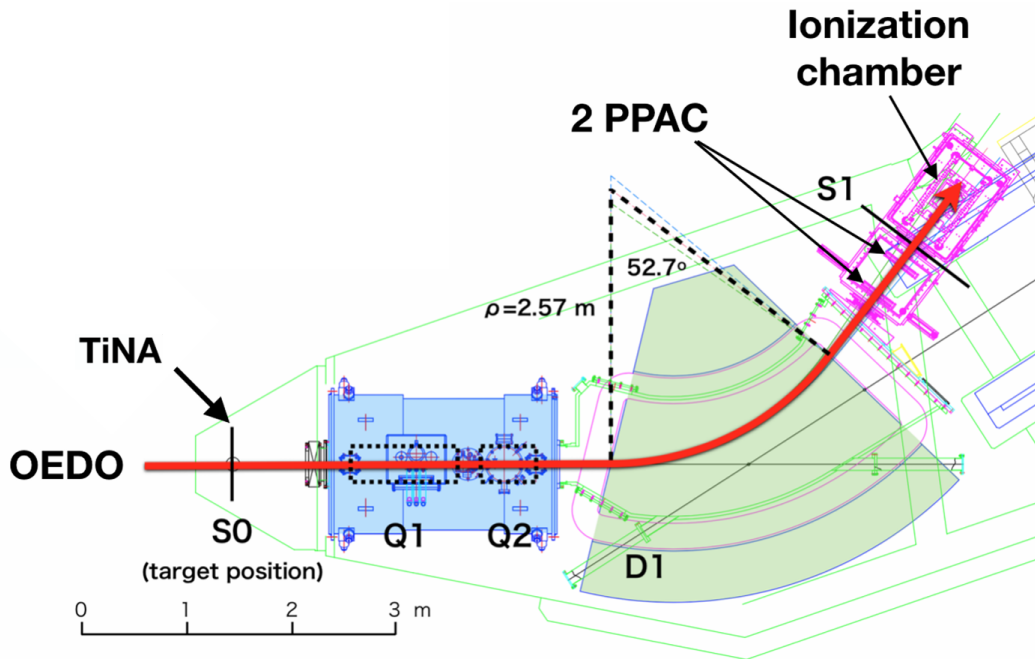


図 2.5: SHARAQ スペクトロメータ周辺の構成 [8]。本実験では SHARAQ の前半部を使用し、D1 磁石の後方には 2 台の SR-PPAC とイオンチェンバーを設置した。

## 2.2 ビームライン検出器

表 2.2 に測定時に使用した検出器とその配置の一覧を示す。本節では、解析に携わった検出器の概要について述べる。

表 2.2: 各焦点面の検出器の配置 (FE12 は S0 の直前)

Beamline	Focus	Detector
BigRIPS	F3	Diamond
OEDO	FE9	SR-PPAC×2
	FE12	SR-PPAC×2
SHARAQ	S0	TiNA
	S1	SR-PPAC×2
	S1	IC



### 2.2.1 SR-PPAC

PPAC(Parallel Plate Avalanche Counter)は、重イオンの検出に適したガス検出器である。図 2.6 に PPAC の動作原理の模式図を示す。PPAC は 2 つの平行な電極板に挟まれた構造をしている。電極間をガスで満たし、アノード面とカソード面に電圧を付与することで、入射粒子とガスの反応によって電離された電子を加速させる。加速された電子は、他の電子を電離させることで新たに電子-イオン対を生成する。この繰り返しによって発生する電子雪崩を信号として読み出すことで、粒子の通過を検出する。

これまで主流に用いられてきた遅延線型 PPAC (Delay-line PPAC) は、カソードにコンデンサとコイルを組み合わせた遅延線が取り付けられている。この遅延線に入った信号を両端から読み出し、その時間差を位置に変換することで粒子が通過した位置を測定することができる。この手法には、ビームの強度があがると、到達した粒子の信号を読みだし終わる前に次の粒子が到達してしまい、パイルアップを起こしやすくなるという問題があった。この問題の解決のために、遅延線を用いずにストリップ状に分割したカソード電極から個別に直接信号を読み出すことが出来る SR-PPAC (Strip Readout PPAC) が開発された。

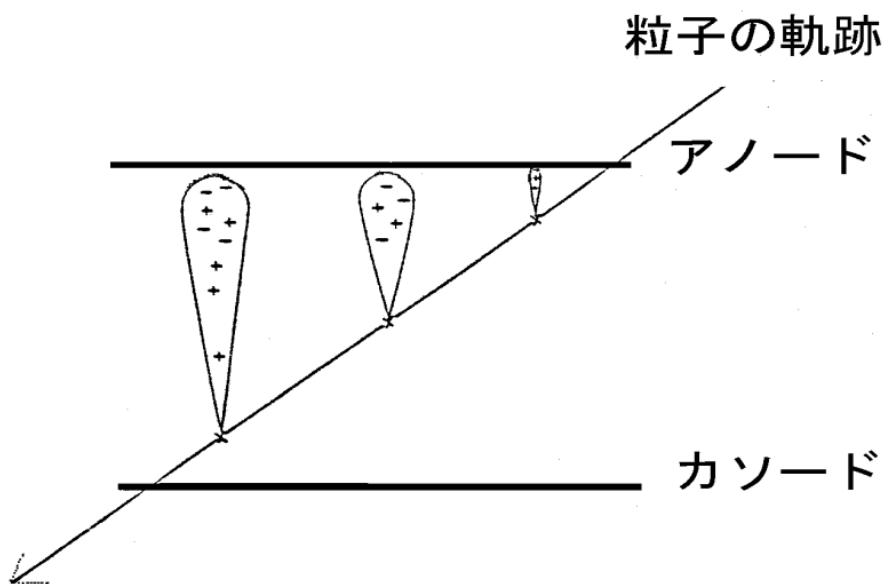


図 2.6: PPAC の電子増幅の模式図 [14]。

図 2.7 に SR-PPAC の内部構造の模式図を示す。電極はアノード面 1 枚、ストリップ化されたカソード面 2 枚 (X,Y) の合計 3 面からなる。有感面積は  $240\text{ mm}(X) \times 150\text{ mm}(Y)$  で、X 面は  $2.55\text{ mm}$  のストリップが 94 本、Y 面は  $2.58\text{ mm}$  のストリップが 58 本並んでいる。実験で使用する際は、アノードに正の電圧を印加し、カソードはプリアンプに接続した。

信号の取得には、波高の情報を時間情報に変換して計測する ToT (Time over Threshold) 法を用いた。ToT 法では取得した波形に対して 1 つの閾値を設定し、その閾値を立ち上がりで超えた時間を  $t_1$ 、立ち下がりを超えた時間を  $t_2$  とする。 $t_2 - t_1$  の時間差はパルスの波高と相関があるため、波高情報を時間情報に置き換えることが出来る。SR-PPAC は、信号の個別読み出しと ToT 法によって高速応答を実現している [16]。

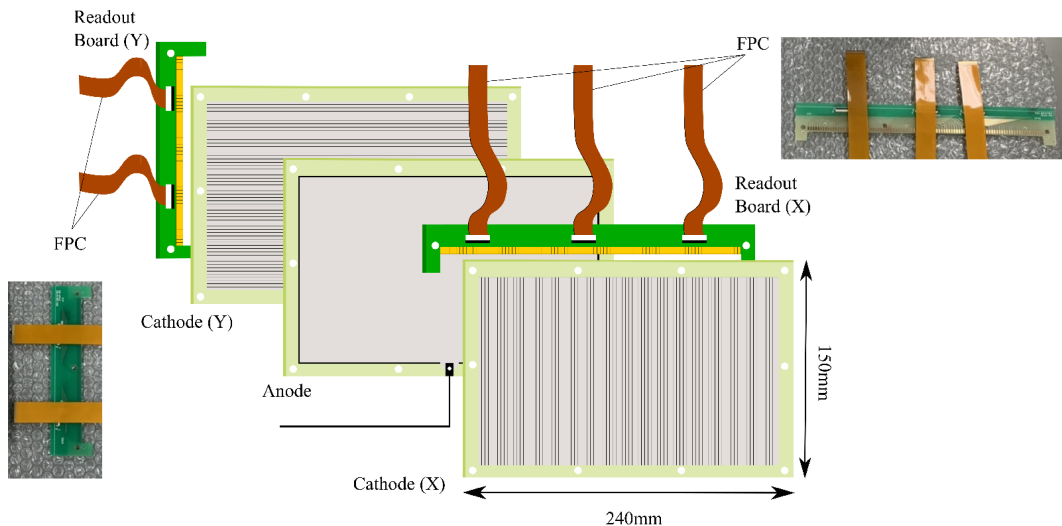


図 2.7: SR-PPAC の内部構造の模式図 [16]。

図 2.8 に取得した信号から位置を導出する原理を示す。荷電粒子の入射によって電離された電子がアノード面に引きつけられて電子雪崩が発生する時、カソードのストリップ電極には電荷が誘起される。この電荷分布は粒子の入射位置と相関があるため、ストリップ毎の電荷の情報から位置を導出する。

カソード電極に誘起された電荷のうち、最も大きい電荷を持つストリップ ( $ID_0$ ) の電荷を  $Q_0$ 、 $ID_0$  に隣接するストリップの持つ電荷のうち電荷量の大きい順に  $Q_1, Q_2$  とする。一般に、隣接するストリップの電荷量の差 ( $Q_0 - Q_1$ ) と粒子の入射位置の対応関係は非線形であるが、 $Q_0 - Q_1$  分布の累積積分は粒子の入射位置の一価関数で表すことができる [16]。そこで、隣接するストリップの電荷量の差を  $\delta q (= Q_0 - Q_1)$ 、 $ID_0$  の端から粒子の入射位置までの距離を  $\delta x$  とすると、その関係は次式で表される。

$$\delta x = \frac{w}{2} \times k(\delta q) \quad (2.1)$$

ここで、 $w$  はストリップ幅、 $k(\delta q)$  は電荷から距離への変換係数である。 $k(\delta q)$  は  $Q_0 - Q_1$  の分布関数を  $f(q)$  とすると、次式で表される。

$$k(\delta q) = \frac{\int_0^{\delta q} f(q) dq}{\int_0^Q f(q) dq} \quad (2.2)$$

$Q$  は  $Q_0 - Q_1$  の最大値で、 $\delta q = Q$  は粒子がストリップの中心を通過したことに対応し、 $\delta q = 0$  は粒子がストリップとストリップの間を通過したことに対応する。最終的に、粒子の通過位置は次式で求められる。

$$x = x_0 \pm \left( \frac{w}{2} - \delta x \right) \quad (2.3)$$

$x_0$  は  $ID_0$  の中心位置を表し、符号は 2 番目に大きい電荷をもつストリップ (=  $ID_1$ ) が  $ID_0$  の左右どちらにあるかで決まる。

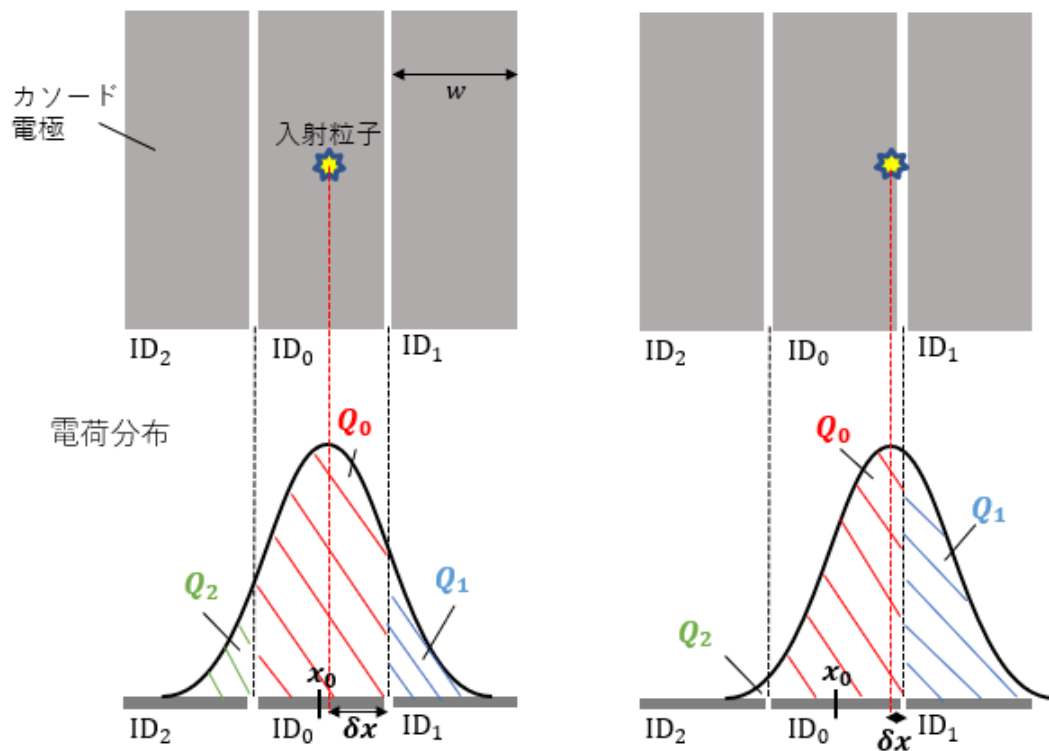


図 2.8: SR-PPAC の位置導出の原理。左はストリップ中心付近、右はストリップとストリップの間付近に粒子が入射した時の模式図。 $ID_0, ID_1, ID_2$  はそれぞれ  $Q_0, Q_1, Q_2$  の電荷をもつストリップを表す。 $w$  はストリップ幅、 $x_0$  は  $ID_0$  のストリップの中心位置、 $\delta x$  は  $ID_0$  の端から粒子の入射位置までの距離。

### 2.2.2 TiNA

反跳粒子検出器 TiNA (Target-induced Nucleus Analyzer) は、複数のシリコンストリップ検出器 (SSD) と CsI(Tl) シンチレーション検出器を組み合わせることで、反跳粒子のエネルギーを散乱角ごとに測定できる検出器アレイである。また、同時に粒子識別も可能である。本実験では、 $^{56,58}\text{Ni}(d,p)$  反応の反跳陽子を検出するために S0 焦点面に設置した。

図 2.9 に TiNA の構成の模式図を示す。4 枚の Double sided SSD (Micron TTT) で実験室系の角度  $\theta_{\text{lab}} = 100^\circ \sim 150^\circ$  をカバーし、後方 6 枚の Single sided SSD (Micron YY1) で  $\theta_{\text{lab}} = 155^\circ \sim 170^\circ$  をカバーしている [8]。表 2.3 に TTT、YY1、CsI の情報を示す。

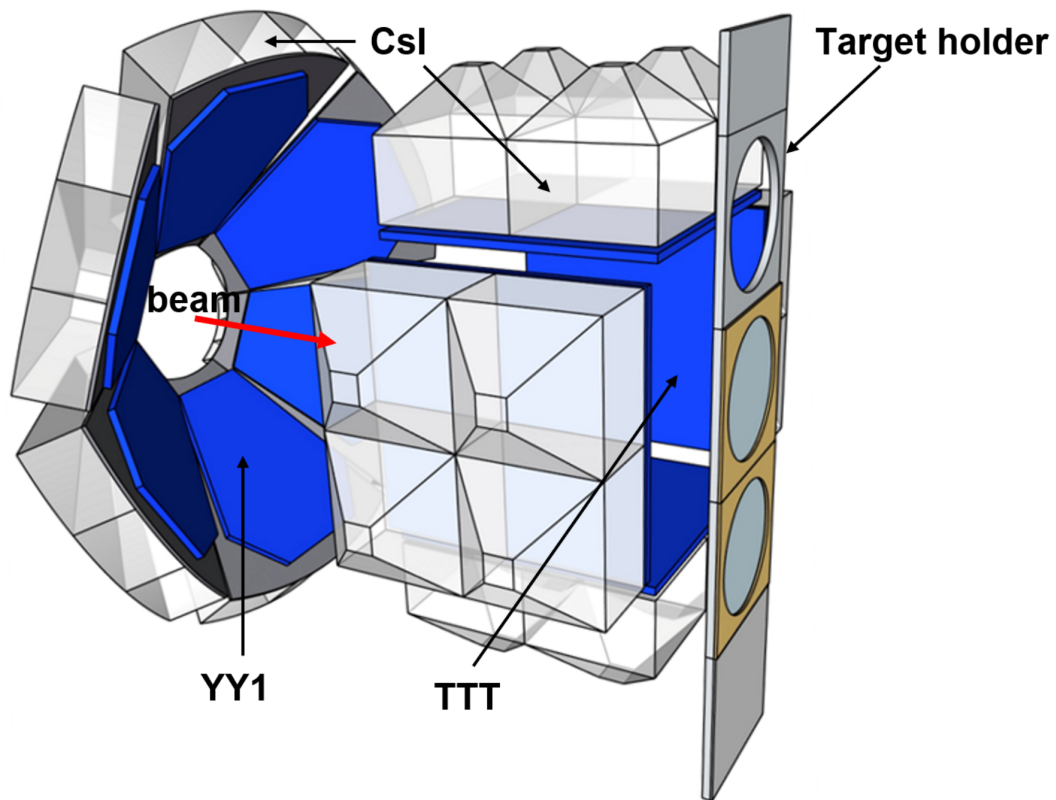


図 2.9: TiNA の構成 [8]。赤矢印がビームの方向を表す。

表 2.3: TiNA の情報

TTT	
active area	$97.22 \times 97.22 \text{ mm}^2$
thickness	$300 \mu\text{m}$
strip width	$700 \mu\text{m}$
strip pitch	$760 \mu\text{m}$
YY1	
active area	$\phi 100 \sim 260 \text{ mm}$
sector coverage	$42^\circ$
thickness	$300 \mu\text{m}$
strip pitch	$5 \text{ mm}$
CsI	
active area	$5 \times 5 \text{ cm}^2$
thickness	$55 \text{ mm(TTT)}$ $25 \text{ mm(YY1)}$

### 2.2.3 イオンチェンバー

イオンチェンバー (Ionization Chamber, IC) は、ガス検出器のひとつであり、荷電粒子が検出器内のガス中を通過するときの電離作用によって生じた電子-イオン対を収集することで粒子のエネルギーを測定する装置である。向かい合わせで設置した平行電極板に電圧を印加することで電子やイオンを収集する。検出器内で生じる電子-イオン対は入射粒子が落としたエネルギーに比例するため、粒子のエネルギー損失を測定することができる。

図 2.10 に S1 焦点面の断面図を示す。IC の上面にアノード電極として幅  $25.25 \text{ mm}$  のストリップ状の電極パッドが 30 枚並んでいる。入射粒子が検出器内で止まる場合、それぞれのパッドの信号を読み出すことで入射粒子のブラッグカーブを得ることができる。本実験では検出器内ガスに、低圧での電子移動度が早く、また分子量が大きいために阻止能が高い四フッ化メタン ( $\text{CF}_4$ ) を用いた。

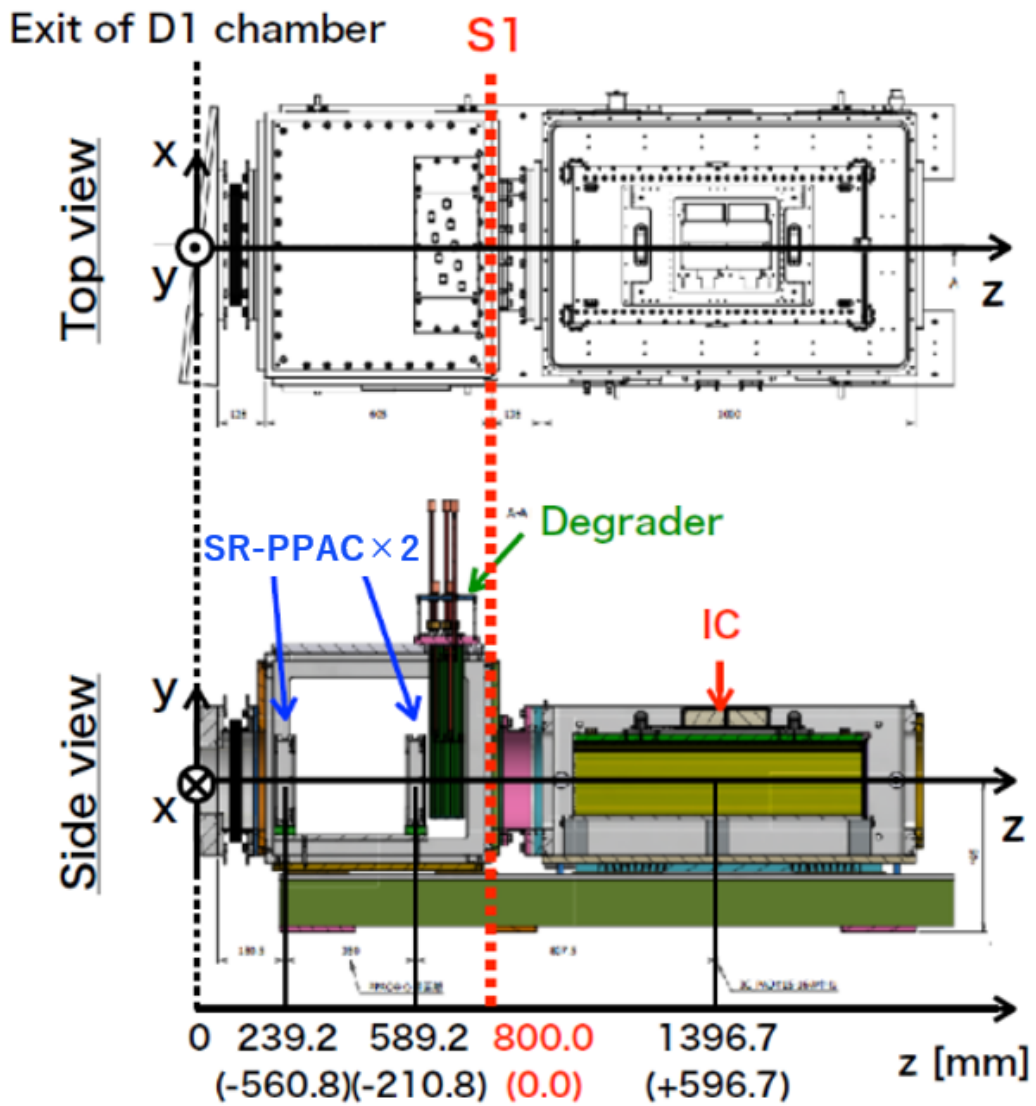


図 2.10: S1 焦点面付近の断面図。IC 内で入射粒子が止まるように、Degrader で入射エネルギーを調整する。検出器内ガスに四フッ化メタン ( $\text{CF}_4$ ) を用いた。

## 2.3 回路とトリガー情報

図 2.11 にターゲット付近の YY1、CsI(Tl)、TTT の回路、図 2.12 にビームライン検出器である Diamond 検出器、SR-PPAC、IC の回路の情報を示す。また、図 2.13~2.15 にトリガーの情報を示す。CsI と YY1 は VME で読みだした。また、TTT の読み出しシステムとして、GET system (General Electronics for TPCs) を用いた。GET system は、最大 33,792 チャンネルの原子核物理学実験装置に対応できる、汎用的で再構成可能な最先端エレクトロニクスおよびデータ取得システムである [17]。図 2.15 に記載のある F3、F3DS はビームトリガー、S0 は反跳粒子による物理トリガーとなっている。実験中は、F3 が約 400 kHz に対して  $10^{-5}$  のダウンスケールファクターを入れて、約 4 Hz の F3DS トリガーを生成した。

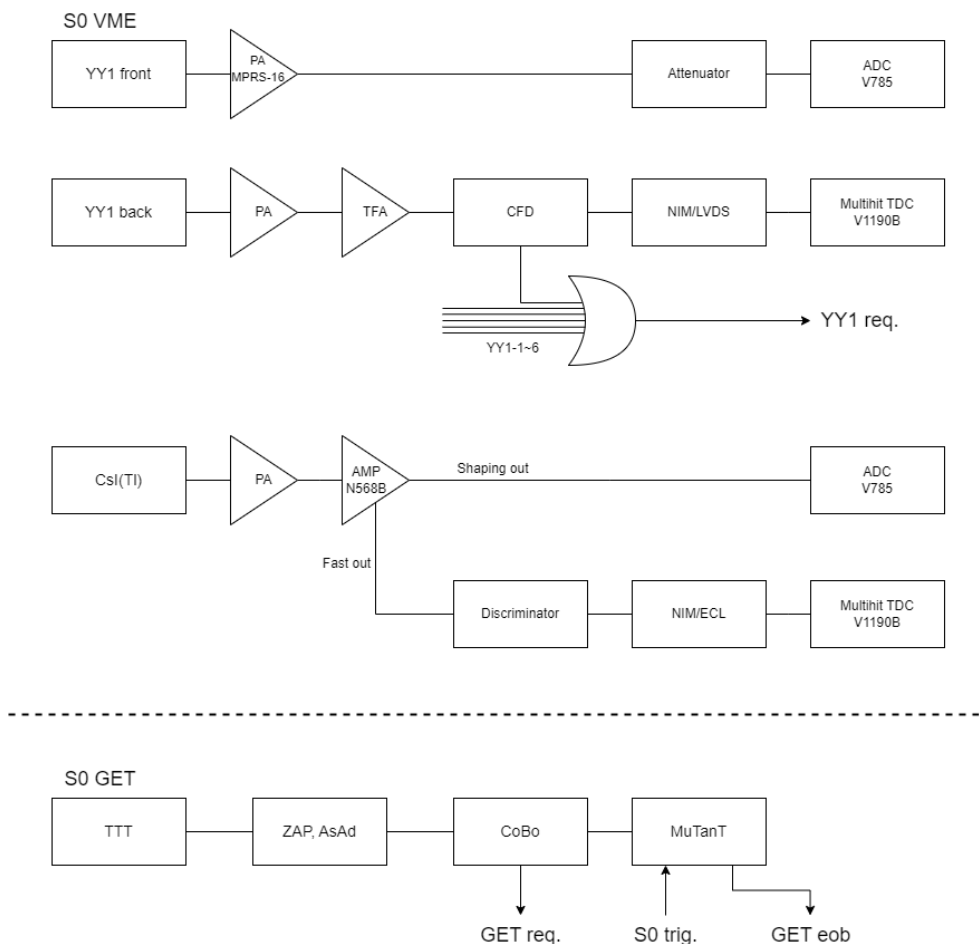


図 2.11: S0 (ターゲット付近) の回路情報 [10]。

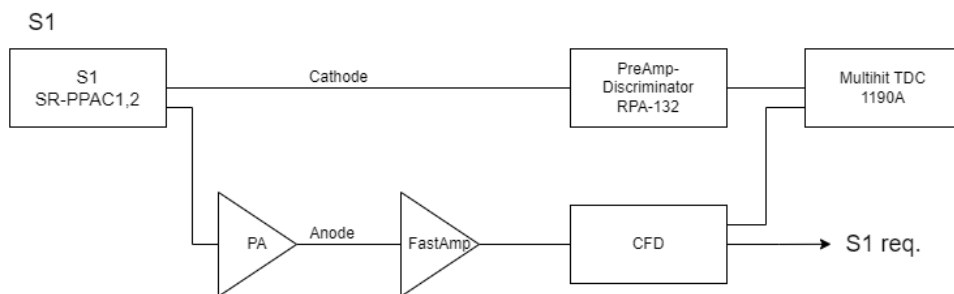
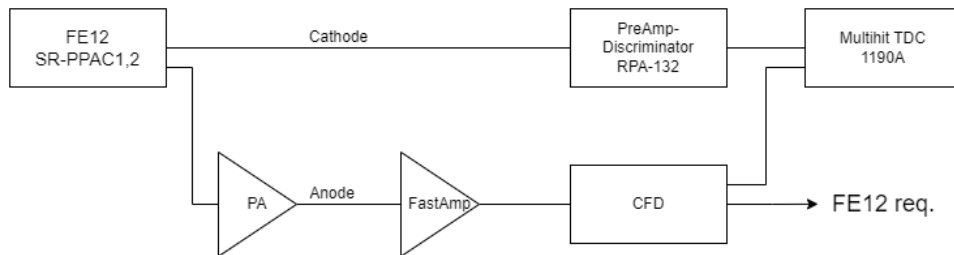
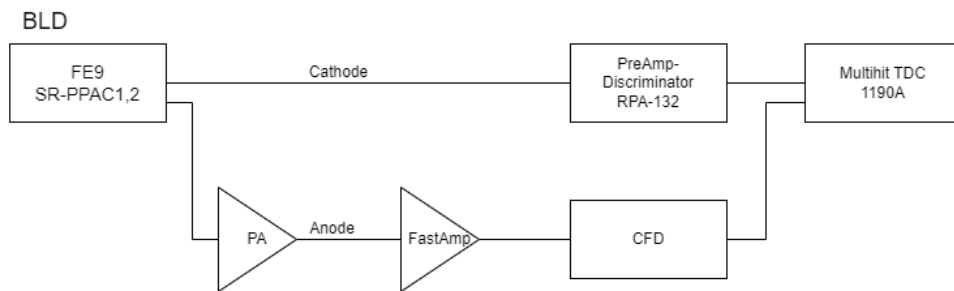
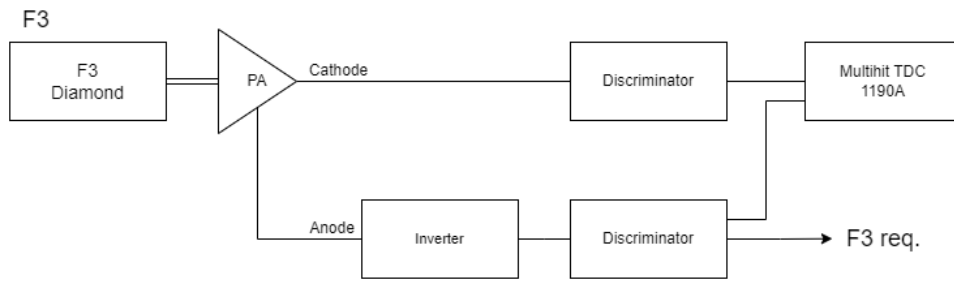


図 2.12: ビームライン検出器の回路情報 [10]。



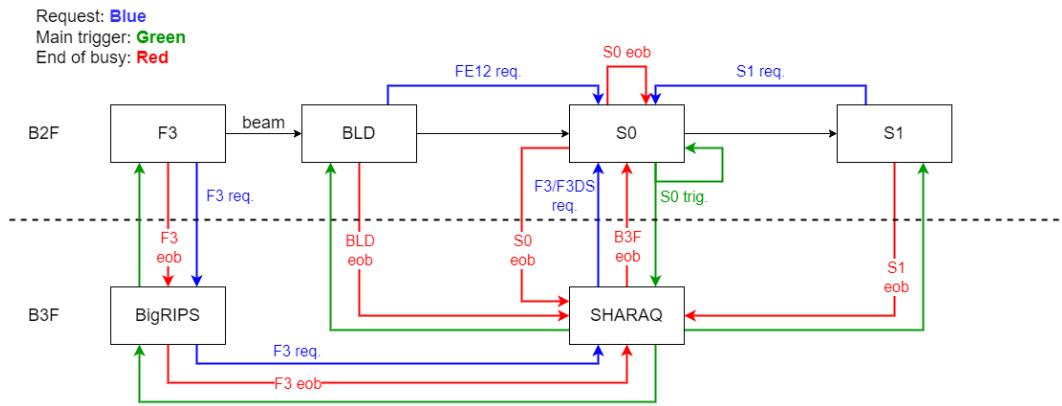


図 2.13: トリガーシステム全体の概略図 [10]。S0 部分の詳細を図 2.14 に示す。

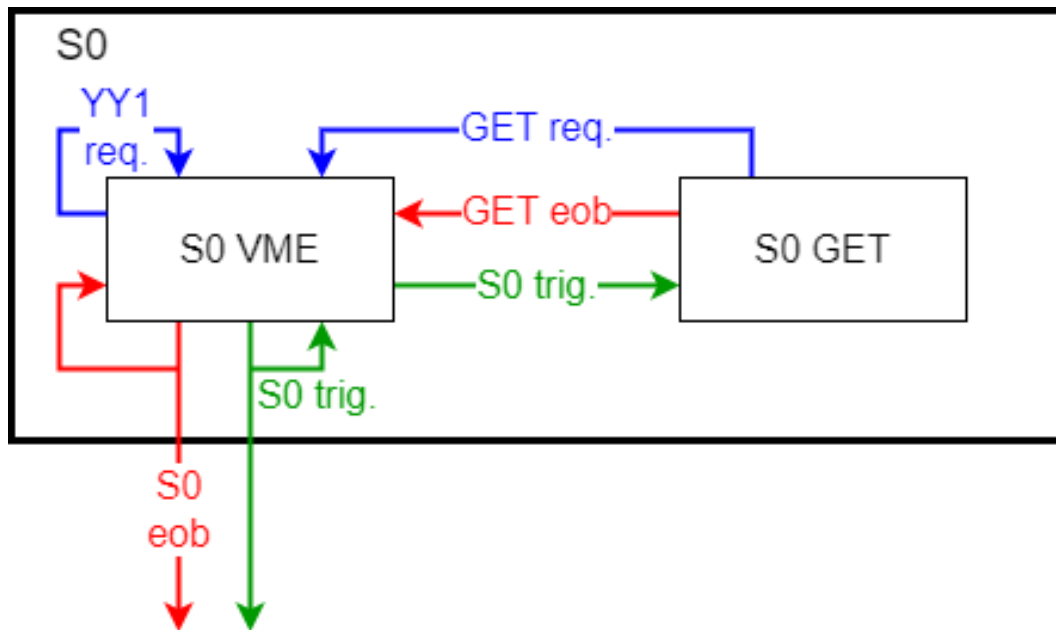


図 2.14: S0 (ターゲット付近) のトリガーシステムの概略図 [10]。

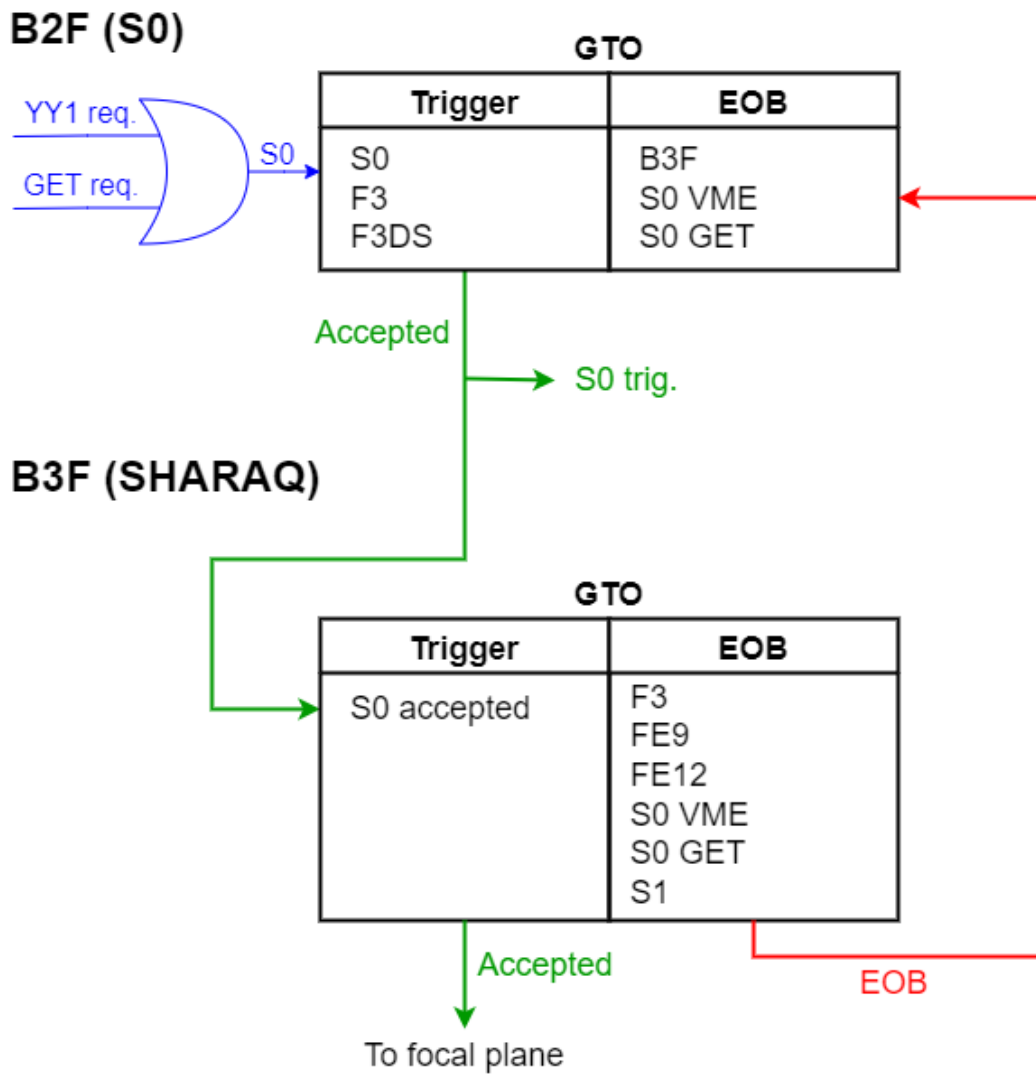


図 2.15: GTO (General Trigger Operator) を用いたトリガー管理の概略図 [10]。

## 2.4 反応標的

本実験では、S0 焦点面に設置する反応標的として、イタリア国立核物理研究所 (INFN) の LNS で作成された重水素ポリエチレン薄膜標的 ( $(\text{CD}_2)_n$ ) を用いた。厚い標的 ( $644 \pm 53 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) と薄い標的 ( $287 \pm 19 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) を用意し、 $^{58}\text{Ni}(d,p)$  の測定では薄い標的を用いた。この標的を直径 50 mm の穴が空いた標的フレームに取り付けてから焦点面に設置した。

## 2.5 使用したデータ

表 2.4 に解析で使用したデータを示す。 $^{58}\text{Ni}(d,p)$  反応データのほかに、SR-PPAC のゲイン較正用の defocus ビームと IC のゲイン較正用の高エネルギービームのデータを使用した。

表 2.4: 解析で使用したデータ一覧

データ番号	内容	核種	エネルギー	トリガー
1	$^{58}\text{Ni}(d,p)$ 反応測定	$^{58}\text{Ni}$	15 MeV/u	F3DS、S0
2	defocus ビーム	$^{58}\text{Ni}$	15 MeV/u	F3
3	高エネルギービーム	$^{58}\text{Ni}$	110 MeV/u	F3

# 第 3 章

## 解析

### 3.1 概要

この章では、 $^{58}\text{Ni}(d, p)$  反応の残留核  $^{59}\text{Ni}^*$  の  $^{58}\text{Ni}$  への崩壊と  $^{58}\text{Co}$  への崩壊の比率を見積もるために行った解析について述べる。図 3.1 に示す大まかな流れに沿って、SR-PPAC、IC のゲイン較正、質量欠損法を用いた励起エネルギーの導出、残留核のデータから崩壊割合を求める計算を行った。

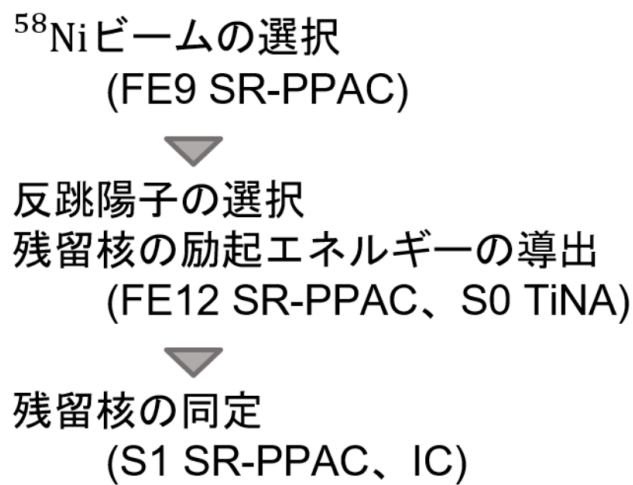


図 3.1: 解析のフロー

## 3.2 SR-PPAC

### 3.2.1 ゲイン較正

SR-PPAC は、ビームの通過位置を測定するために隣り合うストリップの電荷の差を用いるため、各ストリップのゲインが揃っていることが重要である。

図 3.2 に、defocus ビーム (表 2.4 データ 2) の FE9 上流 SR-PPAC X 面のストリップ毎の  $Q_0$  (=粒子が入射した時に最大の電荷を検出したストリップの電荷) の分布を示す。これを見ると、ID30~60 のストリップで電荷が右肩下がりのようにになっていることが分かる。

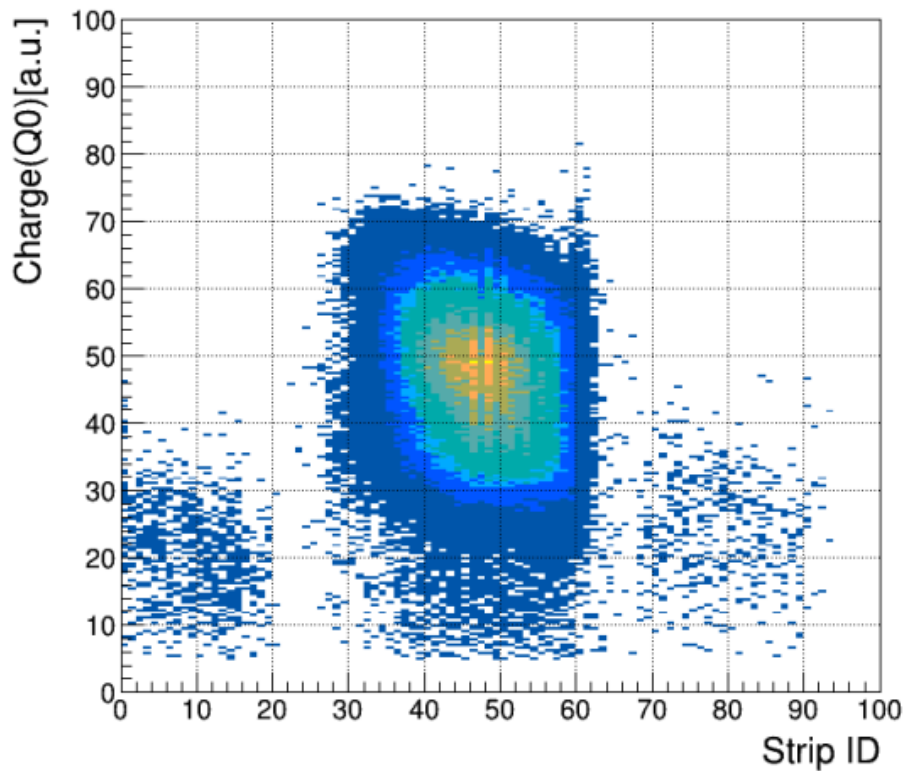


図 3.2: FE9 上流 SR-PPAC X 面のストリップ毎の電荷  $Q_0$ 。defocus ビームであるため広がりがある。

次に、図 3.3 に図 3.2 を Y 軸方向の一定間隔 (5 ストリップ分) でゲートをかかけたもの示す。これらの図を比較すると、X 面の同じストリップの中でも、粒子が入射する高さ (Y) によってゲインが違ってくる事が分かる。

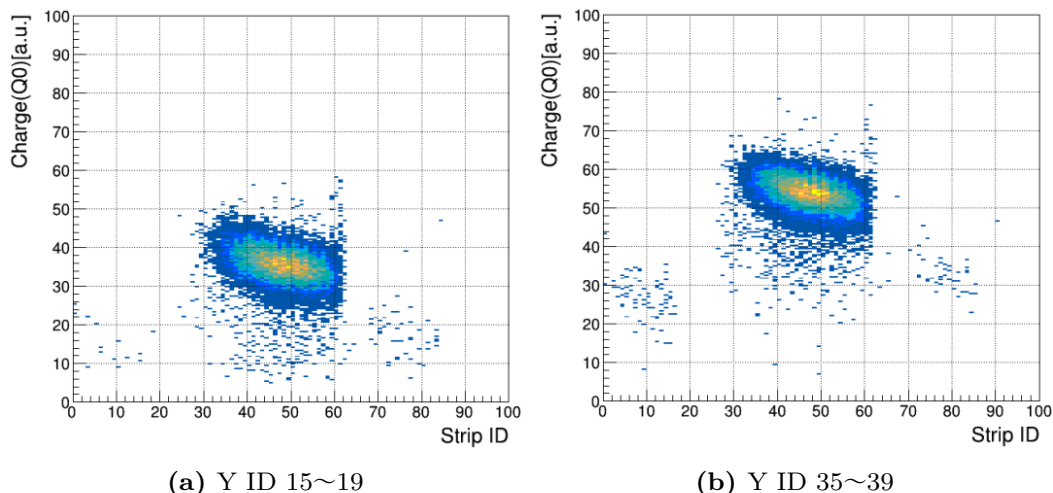


図 3.3: 図 3.2 を Y 軸方向の一定間隔 (5 ストリップ分) で区切った図。

(a) X 面の Y ID 15~19 の高さに入射した粒子の電荷  $Q_0$

(b) X 面の Y ID 35~39 の高さに入射した粒子の電荷  $Q_0$

このように粒子が入射する場所によってゲインが異なると、検出する電荷の値にばらつきが生じる。その結果、真の  $Q_0$ 、 $Q_1$  (=粒子が入射した時に 2 番目に大きい電荷を検出したストリップの電荷)、 $Q_2$ ... の大小関係が入れ替わる可能性があり、特に  $Q_0$ 、 $Q_1$  は位置を求める計算に用いるため、誤った位置の導出に繋がる。この取り違えを軽減するためにゲイン較正を行った。

図 3.4 のように、X 面のストリップ電極を Y 面 5 ストリップ毎のマトリックス状の領域に分割してデータを確認した。そして、式 3.1 に示すように、各領域で検出された電荷に定数をかけることでゲインを調整した。式中の  $i$  はストリップ ID、 $j$  は Y 方向に分割した領域を表す。ここで、図 3.5 に  $Q_0$ 、 $Q_1$ 、 $Q_2$  の分布を示す。パラメーター  $C_{i,j}$  は  $Q_0 + Q_1 + Q_2$  (図 3.5 の黒色の分布) の平均値が全領域で揃うように決めた。 $Q_0 + Q_1 + Q_2$  を用いた理由は、 $Q_0$ 、 $Q_1$ 、 $Q_2$  の位置依存性を同時に解消するためである。 $Q_0$  (図 3.5 の赤の分布) 単体でパラメーターを決めた場合、 $Q_0$  の分布の位置依存性は解消されるものの  $Q_1$ 、 $Q_2$  には多少の位置依存性が残った。 $Q_1$ 、 $Q_2$  で作成したパラメーターでも同様の傾向が見られたため、 $Q_0 + Q_1 + Q_2$  から求めたパラメーターを用いた。この時、イベント数が少ない領域には、ストリップ全体に範囲を拡大して作成したパラメーターを適用した。ストリップ全体でもイベント数が少ない場合は、全てのストリップを用いて作成したパラメーターを適用した。

$$Q_{\text{cal}}^{i,j} = C_{i,j} \times Q_{\text{raw}}^{i,j} \quad (3.1)$$

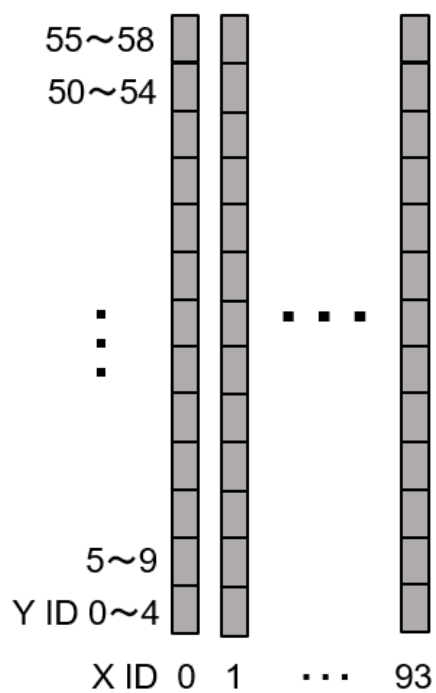


図 3.4: ゲイン較正の手法。X 面の電極をマトリックス状の複数の領域に分割し、各領域ごとに電荷の分布を確認した。

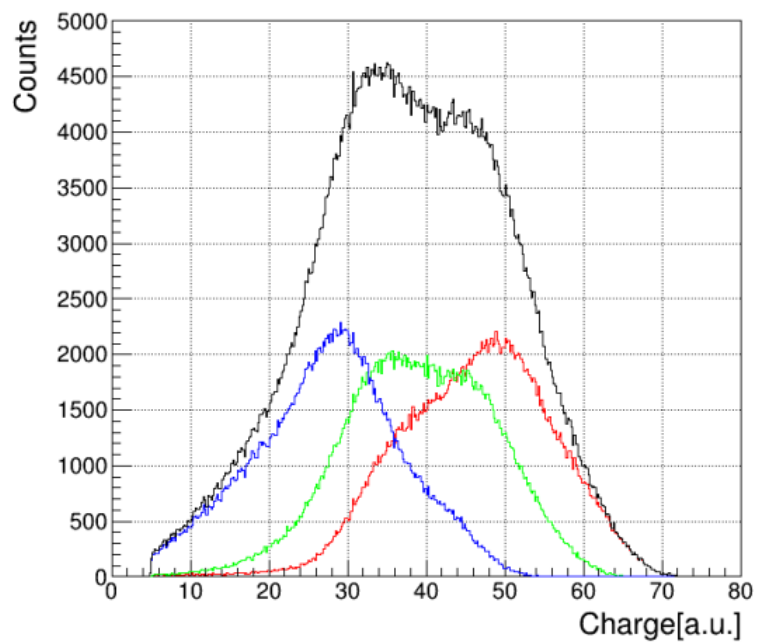


図 3.5:  $Q_0$ 、 $Q_1$ 、 $Q_2$  の分布。赤： $Q_0$ 、緑： $Q_1$ 、青： $Q_2$ 、黒： $Q_0 + Q_1 + Q_2$ 。

図 3.6 右図にゲイン較正後のストリップ毎の  $Q_0$  の分布を示す。ゲイン較正前（左図）と比べて、 $Q_0$  の広がりが軽減していることが分かる。 $Q_1$ 、 $Q_2$  についても広がり軽減していることが確認できた（図 3.7、3.8）。FE9、FE12、S1 の計 6 個の SR-PPAC の X、Y 面に関して、同様の操作を行った。

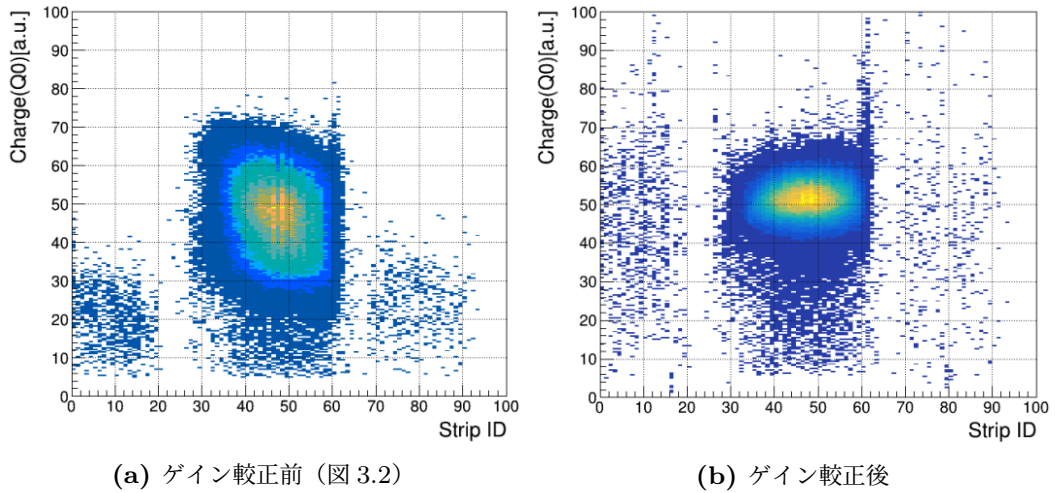


図 3.6: FE9 上流 SR-PPAC X 面の ID vs  $Q_0$  のゲイン較正前後の比較。

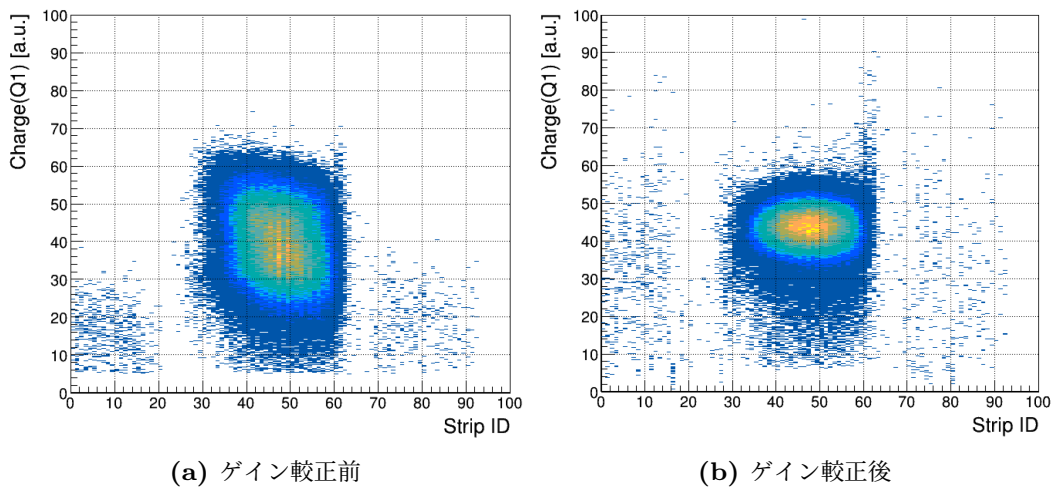


図 3.7: FE9 上流 SR-PPAC X 面の ID vs  $Q_1$  のゲイン較正前後の比較。



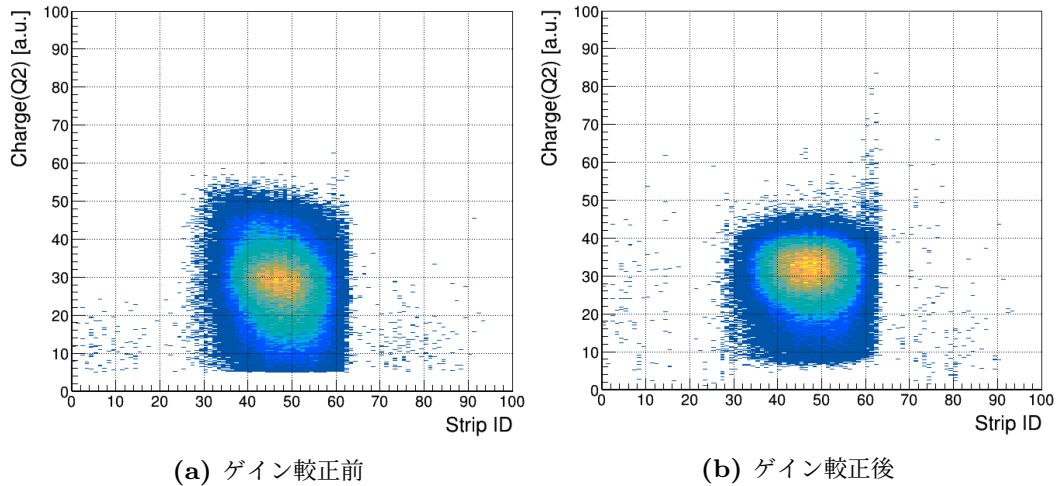


図 3.8: FE9 上流 SR-PPAC X 面の ID vs  $Q_2$  のゲイン較正前後の比較。

### 3.2.2 位置導出

この節では、2.2.1 で述べた電荷から距離への変換係数である  $k(\delta q)$  を求め、電荷の差からビームの入射位置を導出するまでの過程を説明する。

図 3.9 に FE9 上流 SR-PPAC X 面の  $Q_0 - Q_1$  分布を示す。この分布と (2.2) 式から  $k(\delta q)$  を求めることが出来る。図 3.10 に  $k(\delta q)$  を示す。この関数を用いて電荷の差を距離に変換し、(2.3) 式を使ってビームの入射位置を導出する。

また、本研究では、全てのストリップで共通の  $k(\delta q)$  を使う従来の方法に加えて、ストリップ固有の  $k(\delta q)$  を使う方法を試みた。この場合、位置導出の原理上、1つのストリップでも右半分と左半分で異なる  $k(\delta q)$  を使うことになる (図 3.11)。そのため、1つの SR-PPAC に対して、X 面で最大 188 個 ( $94 \times 2$ )、Y 面で最大 116 個 ( $58 \times 2$ ) の  $k(\delta q)$  を作成する必要がある。

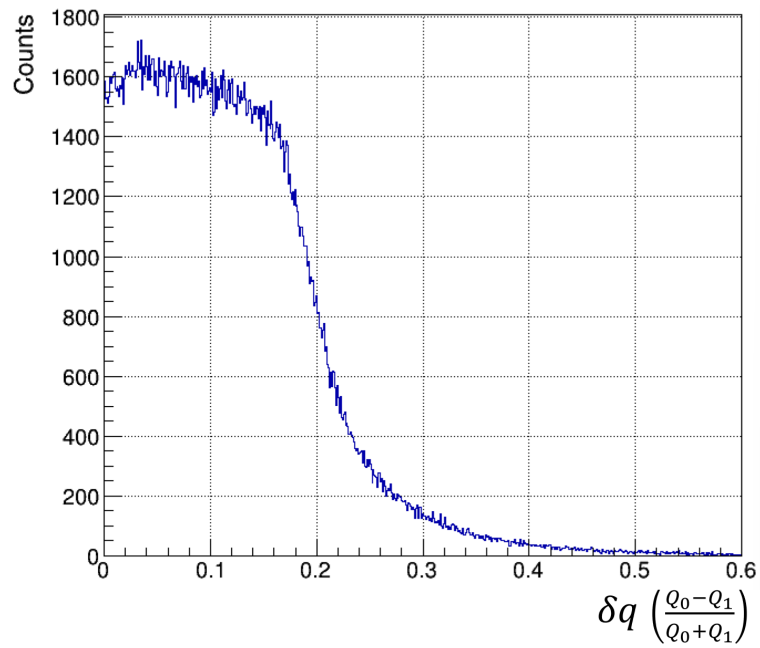


図 3.9: FE9 上流 SR-PPAC X 面の  $Q_0 - Q_1$  分布。  $Q_0 + Q_1$  で割ることで規格化している。

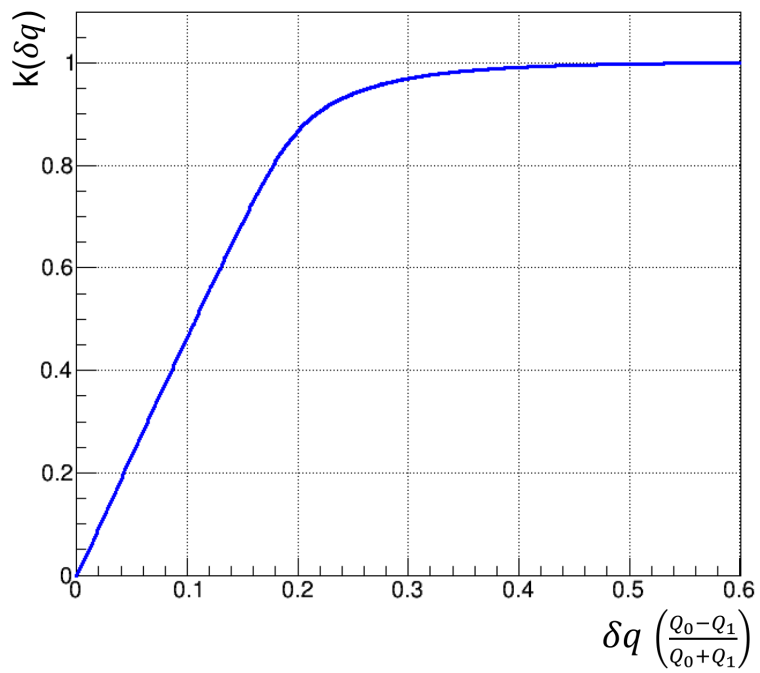


図 3.10: 電荷を距離に変換する関数  $k(\delta q)$ 。

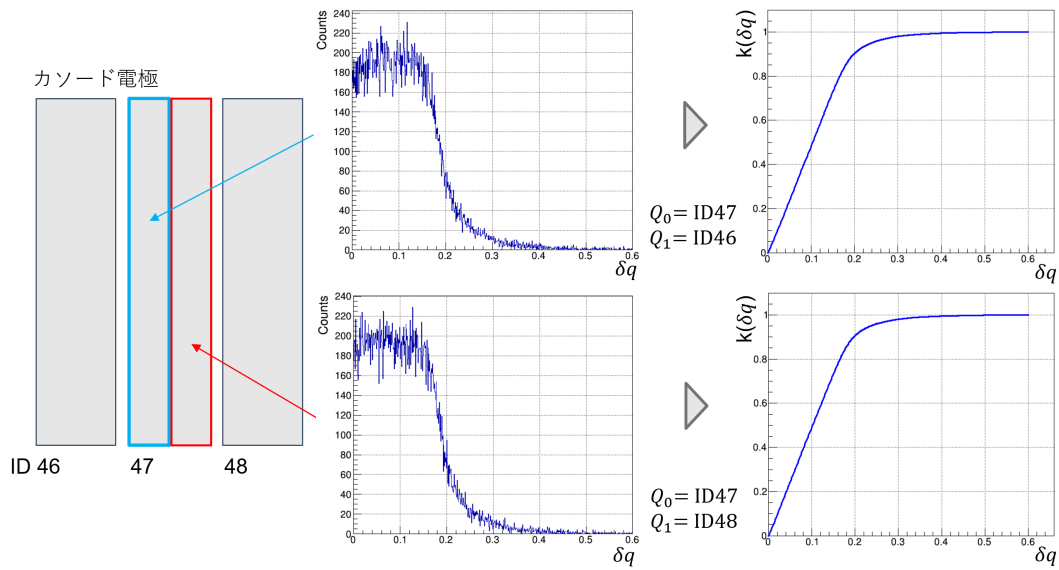


図 3.11: ストリップ固有の  $k(\delta q)$  の作成方法。ID47 を  $Q_0$  としたとき、 $Q_1$  が ID46 で検出された場合、ID46 と 47 の電荷を使って位置を導出する。逆に、 $Q_1$  が ID48 で検出された場合、ID48 と 47 の電荷を使って位置を導出する。そのため、固有の  $k(\delta q)$  を作成する場合、1 つのストリップの中でも右半分と左半分で別の  $k(\delta q)$  を作成する必要がある。

図 3.12 に、FE9 上流 SR-PPAC X 面の上記の計算で求めた defocus ビームの通過位置を示す。共通の  $k(\delta q)$  を使って求めた位置（左図）には部分的に尖った構造が見えるが、個別の  $k(\delta q)$  を使って求めた位置（右図）では尖った構造が解消している。個別の  $k(\delta q)$  を採用し、同様の方法で FE12、S1 の SR-PPAC のビームの通過位置を導出した。

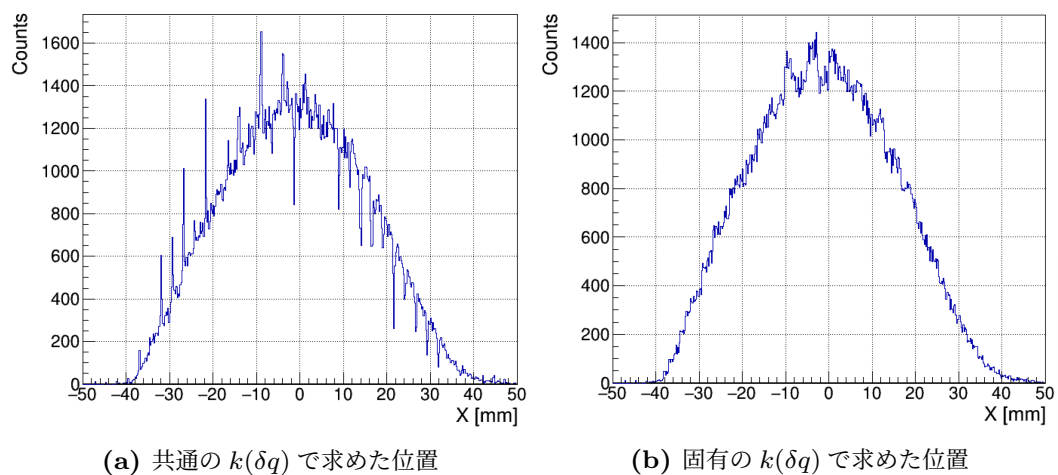


図 3.12: FE9 上流 SR-PPAC における defocus ビームの  $x$  位置の比較。

FE12 上流 SR-PPAC X 面、Y 面の位置をそれぞれ  $x_1$ 、 $y_1$ 、下流を  $x_2$ 、 $y_2$  とすると、外挿した標的位置におけるビームの位置  $x$ 、 $y$ [mm] は図 2.4 を参考に次式で求められる。

$$\begin{aligned} x &= -\frac{1517}{500}x_1 + \frac{2017}{500}x_2 \\ y &= -\frac{1517}{500}y_1 + \frac{2017}{500}y_2 \end{aligned} \quad (3.2)$$

また、水平方向、垂直方向の角度広がり A、B は次式で求められる。

$$\begin{aligned} A &= \frac{x_2 - x_1}{500} \\ B &= \frac{y_2 - y_1}{500} \end{aligned} \quad (3.3)$$

図 3.13 に、式 3.2 で求めた S0 の標的位置における  $^{58}\text{Ni}$  ビームの像を示す。また、図 3.14 に式 3.3 で求めた角度広がりを示す。表 3.1 には、図 3.13、図 3.14 をガウシアンでフィットした平均値と  $\sigma$  の値を載せている。

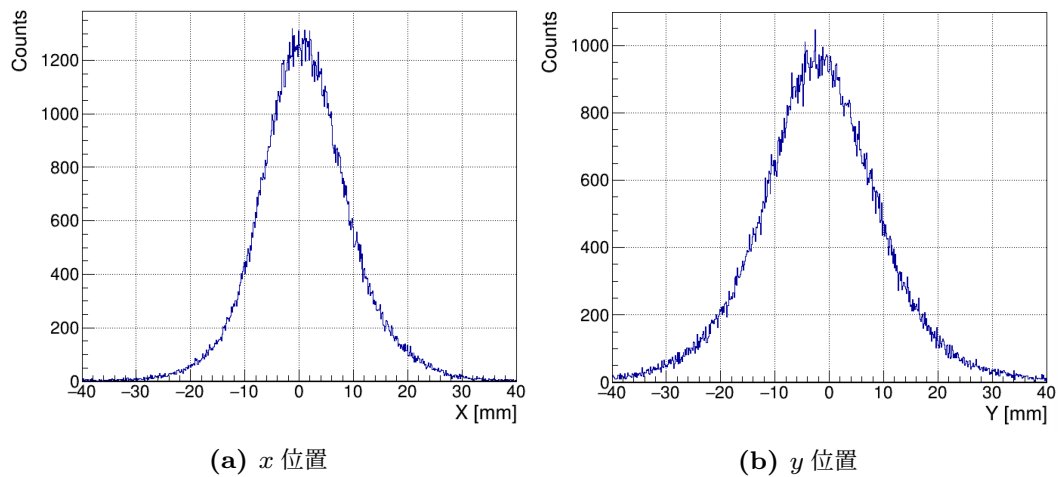


図 3.13: S0 に設置された標的位置の  $^{58}\text{Ni}$  ビームの広がり (データ 1、F3DS トリガー)。図 3.16 から  $^{58}\text{Ni}$  を選択。

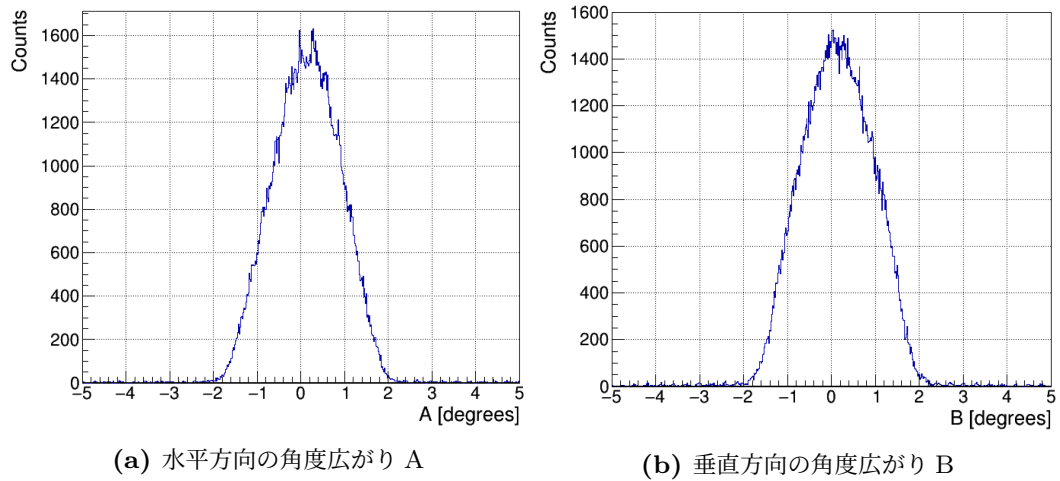


図 3.14: S0 に設置された標的上の  $^{58}\text{Ni}$  ビームの角度広がり (データ 1、F3DS トリガー)。図 3.16 から  $^{58}\text{Ni}$  を選択。

表 3.1: S0 標的上の位置と角度の広がり

	平均値 $\mu$	$\sigma$	単位
$x$	$1.0 \pm 0.1$	$8.2 \pm 0.1$	mm
$y$	$-1.7 \pm 0.1$	$11.1 \pm 0.1$	mm
A	$0.12 \pm 0.01$	$0.72 \pm 0.01$	degrees
B	$0.14 \pm 0.01$	$0.76 \pm 0.01$	degrees

### 3.2.3 ビームの粒子識別

ビームの粒子識別は、F3 と FE9 間の飛行時間 (TOF F3–FE9) と FE9 における磁気剛性  $B\rho$  による  $B\rho - \text{TOF}$  法を用いて行った。TOF F3–FE9 は、Diamond 検出器のタイミングをスタート、FE9 の 2 台の SR-PPAC のアノードのタイミングの平均をストップとして測定した。 $B\rho$  には、FE9 の焦点におけるビームの  $x$  位置 (FE9 X、式 3.4) を用いた。

$$\text{FE9 X} = \frac{542.25}{419.75}x_1 - \frac{122.5}{419.75}x_2 \quad (3.4)$$

ここで、 $x_1$ 、 $x_2$  はそれぞれ FE9 の上流と下流の SR-PPAC の  $x$  位置を表す。

図 3.15 に TOF F3–FE9 と FE9 X の相関を示す。ビームの粒子が分離できていることが分かる。また、表 3.2 にビームの純度を示す。

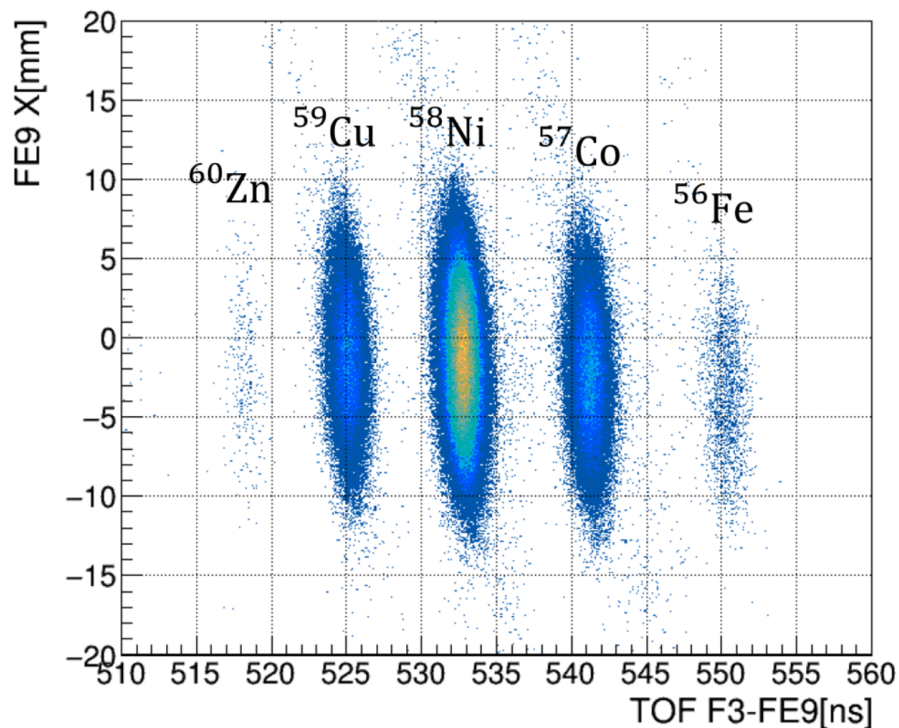


図 3.15: F3 と FE9 間の飛行時間と FE9 の焦点における  $x$  位置の相関 (データ 1、F3DS トリガー)。

表 3.2:  $^{58}\text{Ni}$  ビームの純度

核種	純度
$^{58}\text{Ni}$	65.2%
$^{57}\text{Co}$	19.1%
$^{59}\text{Cu}$	14.9%
$^{56}\text{Fe}$	0.6%
$^{60}\text{Zn}$	0.2%

図 3.16 に今後の解析で使用する  $^{58}\text{Ni}$  ビームトリガーの定義を示す。図の赤線内 ( $|\text{TOF F3-FE9} - 532.8| < 3$ ) のイベントを  $^{58}\text{Ni}$  ビームとした。

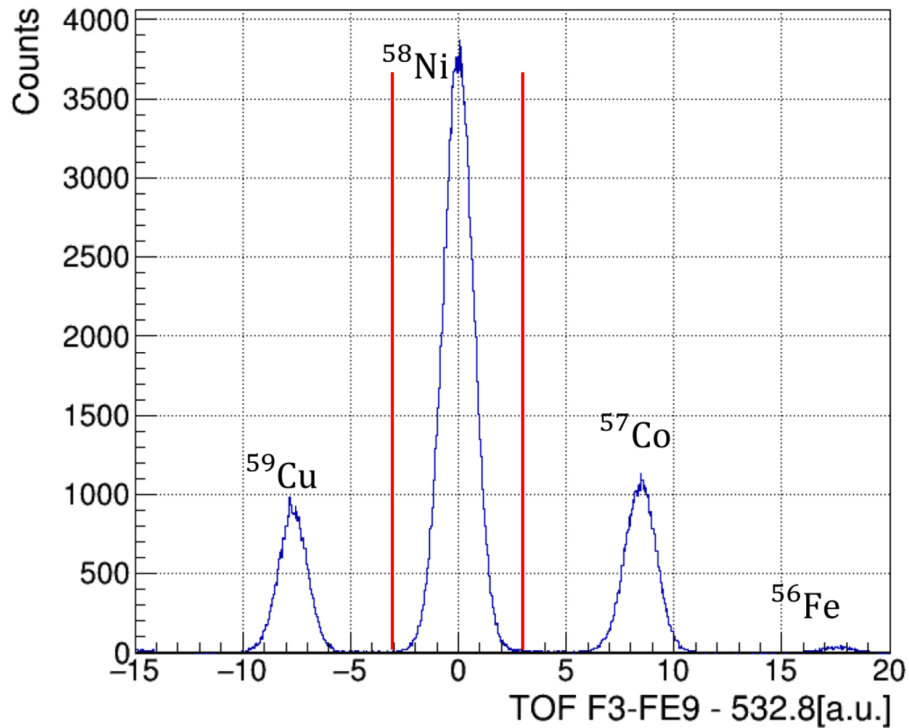


図 3.16: ビームトリガーの定義。 $|\text{TOF F3-FE9} - 532.8| < 3$  (赤線) のイベントを  $^{58}\text{Ni}$  ビームトリガーとして定義した。

### 3.3 IC

#### 3.3.1 ゲイン較正

ICの較正は、まず電荷  $Q$  のビームが入射する高さ ( $y$ ) 依存性を補正し、その後パルサーのデータでパッド毎の相対ゲインを合わせた。そして、エネルギー損失の値がパッド毎に大きく変化しない高エネルギービームのデータで絶対値を合わせた。

図 3.17 に、一番手前のパッド (ID0) の  $y$  位置 vs 電荷の図を示す。左図が電荷の  $y$  依存性補正前の図であり、 $y$  によって検出される電荷の大きさが変わっていることがわかる。この図を元に、 $y$  を 5 mm 間隔で区切り、それぞれの領域の電荷の平均値が揃うように電荷に定数をかけることで依存性の補正を行った (式 3.5)。式中の  $Ch$  は単位チャンネルを表し、 $i$  は 5 mm 毎に区切った内の一つの領域を表す。図 3.17 右図が補正後の図であり、検出される電荷が  $y$  によって変化していないことが分かる。このような補正を全 30 パッドで行った。

$$Q_{cal,Ch} = C_i \times Q_{raw,Ch} \quad (3.5)$$

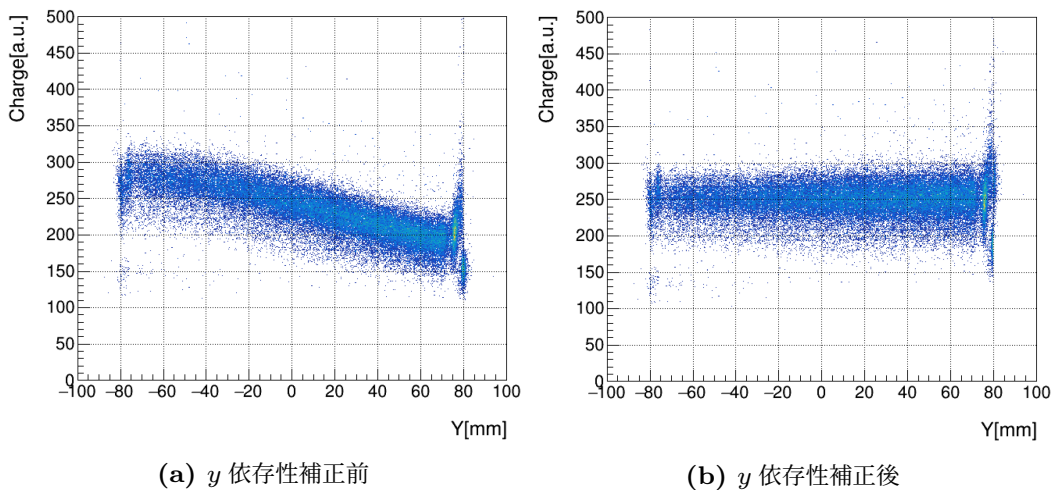


図 3.17: ビームが入射した高さ  $y$  vs 電荷  $Q$  (Pad ID 0)。



次にパルサーによるパッド毎の相対ゲイン較正を行った。図 3.18 の左図に、11 点（電圧 0.05, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1 V）分のパルサーのデータを示す。ペDESTALと 0.05 V の点を除いた 10 点を使って、電荷を Ch から電圧 (V) に変換する 1 次関数（式 3.6）を作成した。右図は、作成した関数を使って Ch から V に変換した後の図である。パッド毎のゲインが揃っていることが分かる。

$$Q_V = D_1 \times Q_{Ch} + D_0 \quad (3.6)$$

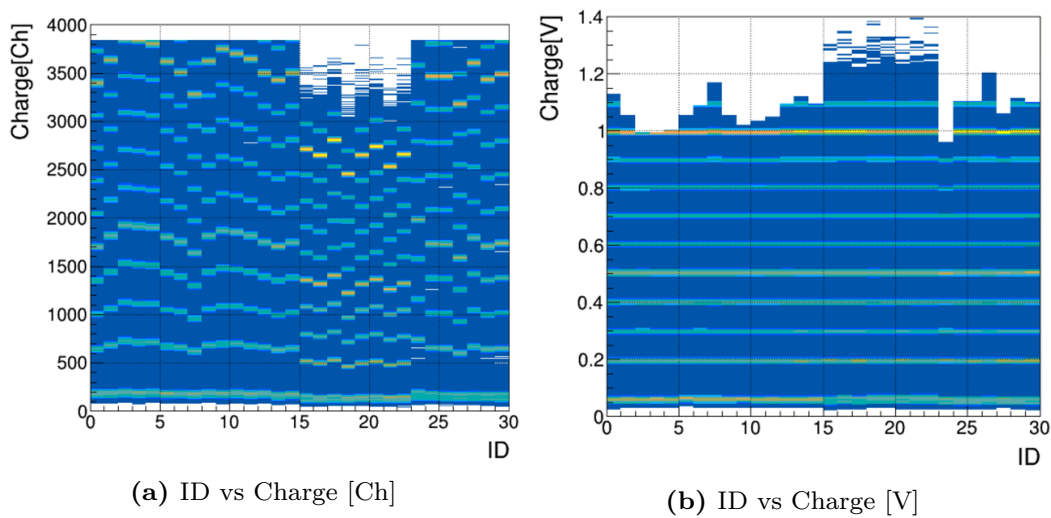


図 3.18: パルサーのデータを使ったゲイン較正。

次に、絶対値の較正（V からエネルギー MeV への変換）を行った。絶対値較正は、LISE++ で計算した各パッドにおけるエネルギー損失を用いて行った。S1 の磁気剛性  $B\rho$  と途中の検出器や degrader におけるエネルギー損失から求めた IC に入射前の絶対値較正用の高エネルギービーム（表 2.4 データ 3）のエネルギーは 110 MeV/u であった。図 3.19 に高エネルギービームの IC でのエネルギー損失を示す。左図はパッド毎の電荷を表している。高エネルギービームはエネルギー損失が小さいため、各パッドで検出される電荷の大きさはほぼ一定になるはずだが、絶対値を合わせる前だと少しずれがある。図 3.19 右図に、ID0 の電荷の分布を示す。この図をガウシアンでフィットした平均値  $\sim 0.08$  V が、LISE++ で計算したエネルギー損失  $\sim 3.7$  MeV に対応するとして絶対値較正を行う。それぞれのパッド付近でのエネルギー損失を計算し、全パッドで較正を行った。表 3.3 に全パッドの電圧 V とエネルギー損失 MeV の対応を示す。

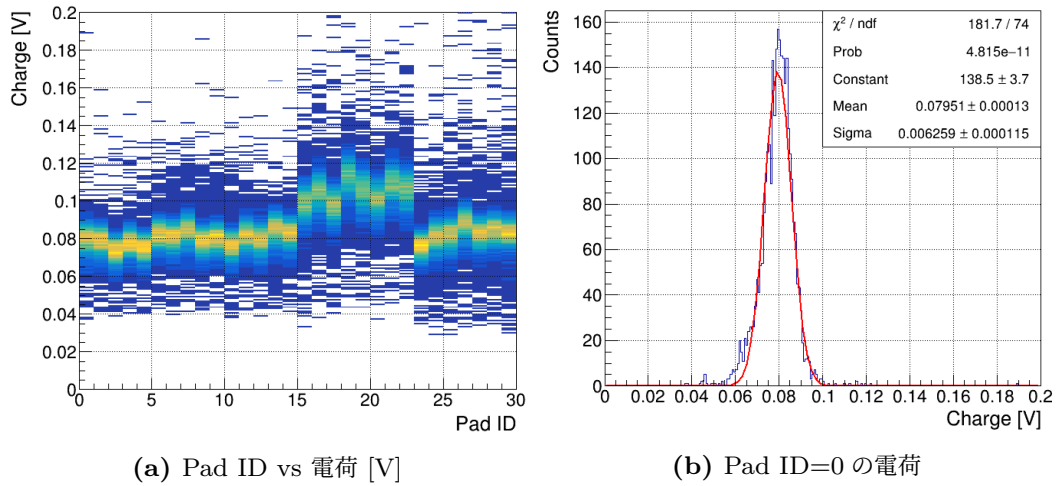


図 3.19: 高エネルギービームの IC 内におけるエネルギー損失。

図 3.20 に、ゲイン較正後の高エネルギービームのエネルギー損失を示す。計算値に近い値になっていることが分かる。

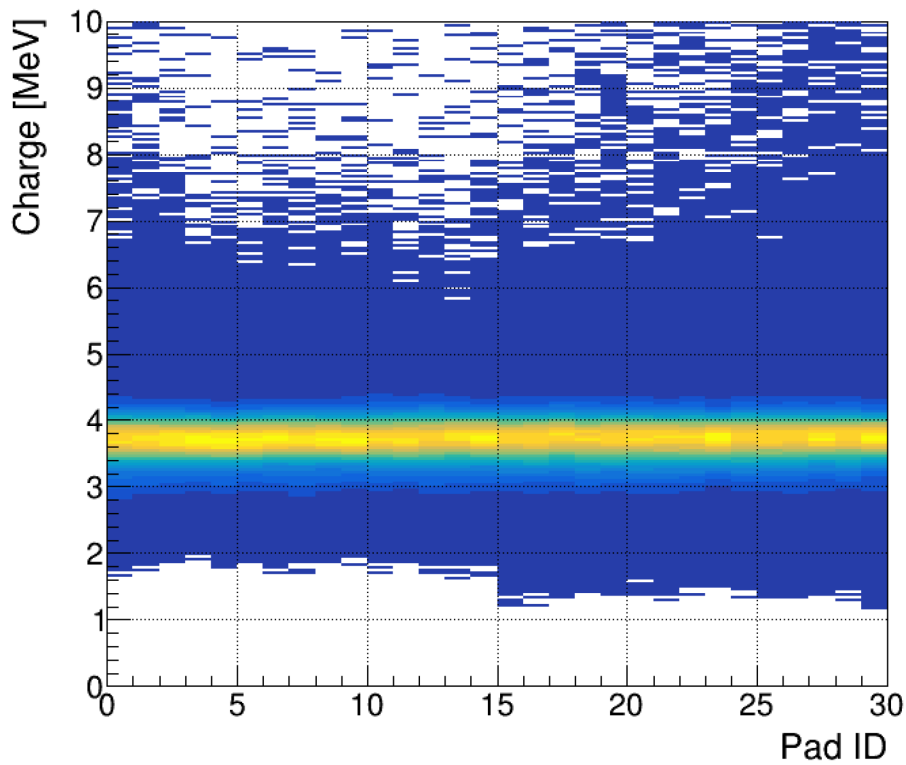


図 3.20: ゲイン較正後の高エネルギービームのエネルギー損失。

表 3.3: パッド毎の電圧 V とエネルギー MeV の関係

Pad ID	電圧 V	エネルギー MeV
0	0.07857	3.686
1	0.07762	3.688
2	0.07265	3.689
3	0.07676	3.691
4	0.07430	3.693
5	0.08095	3.694
6	0.07966	3.696
7	0.08293	3.697
8	0.07744	3.699
9	0.07891	3.700
10	0.07515	3.702
11	0.08017	3.703
12	0.07795	3.705
13	0.08327	3.707
14	0.08127	3.708
15	0.09717	3.710
16	0.10312	3.711
17	0.09598	3.713
18	0.11142	3.714
19	0.10398	3.716
20	0.09971	3.718
21	0.10751	3.719
22	0.10430	3.721
23	0.07485	3.722
24	0.07966	3.724
25	0.08092	3.725
26	0.08658	3.727
27	0.08168	3.729
28	0.08313	3.730
29	0.08173	3.732

## 3.4 TiNA

### 3.4.1 反跳陽子の識別

エネルギー較正された TTT、CsI(TI) のデータを使って、反跳粒子の識別を行う。TTT を通過し CsI(TI) に到達したイベントの識別には、 $\Delta E - E$  法を用いた。

荷電粒子のエネルギー損失  $\Delta E$  は以下の式で近似できる。

$$\Delta E \propto \left(\frac{Z}{\beta}\right)^2 \propto \frac{AZ^2}{T} \quad (3.7)$$

$$T \propto \frac{1}{2}A\beta^2 \quad (3.8)$$

それぞれ、 $Z$ : 荷電粒子の原子番号、 $\beta$ : 速度、 $A$ : 質量数、 $T$ : 運動エネルギーを表す。この式を変形すると以下のようなになる。

$$\sqrt{\Delta E \cdot T} \propto \sqrt{AZ} \quad (3.9)$$

この式を見ると、粒子の運動エネルギーとエネルギー損失を掛け合わせることで質量数  $A$  と原子番号  $Z$  で分離できることが分かる。ここでは、エネルギー損失として  $\Delta E_{\text{TTT}}$ 、運動エネルギーとして  $\Delta E_{\text{TTT}} + E_{\text{CsI}}$  を用いて以下の  $E_f$  を定義し、粒子識別を行った。

$$E_f = \sqrt{\Delta E_{\text{TTT}}(\Delta E_{\text{TTT}} + E_{\text{CsI}})} \quad (3.10)$$

図 3.21 に  $E_f$  と  $E_{\text{CsI}}$  の相関を示す。本実験では陽子や重陽子が入射していると考えられるため、赤枠で囲った領域のイベントを陽子として選択した。また、TTT で止まった粒子はこの手法では識別できないため、赤枠で囲った領域と  $E_{\text{CsI}} = 0$  の和をとることで陽子のゲートを作成した。

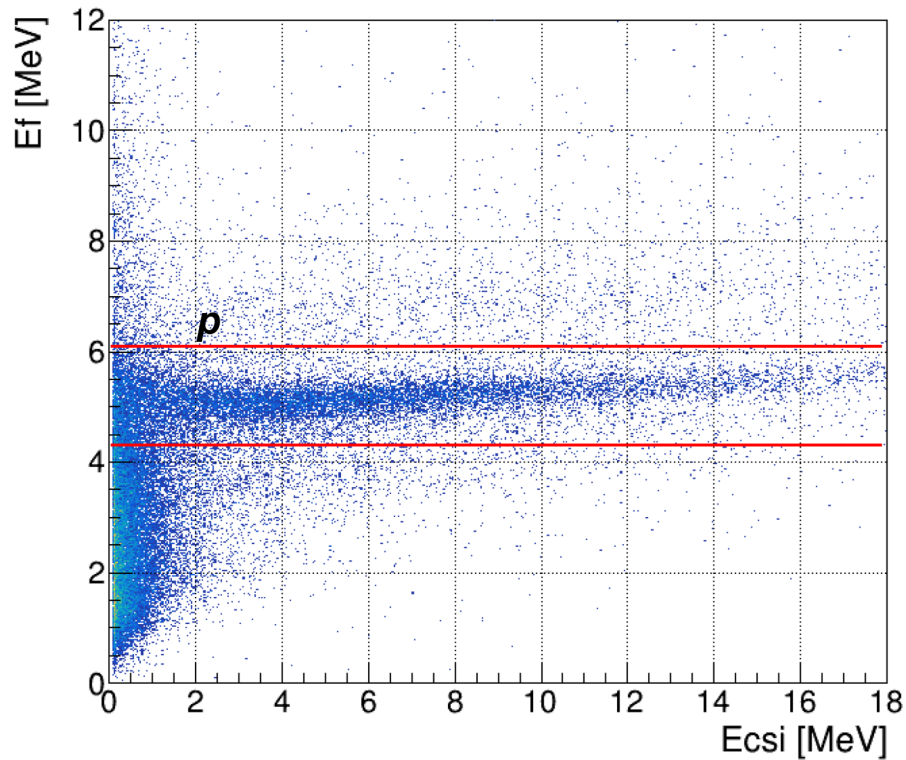


図 3.21:  $E_f$  と  $E_{\text{Csi}}$  の相関。赤線で囲った領域のイベントを陽子として選択した。(データ 1、トリガー：S0、ゲート： $^{58}\text{Ni}$ )

### 3.4.2 質量欠損法による残留核の励起エネルギーの導出

欠損質量法 (missing mass method) は、入射粒子と散乱粒子のエネルギー・運動量と静止標的の質量の情報を組み合わせ、エネルギー保存則・運動量保存則を用いることで、測定していない残留核の励起エネルギーを導出する手法である。

入射粒子、標的粒子、散乱粒子、生成粒子をそれぞれ 1, 2, 3, 4 とし、これらのエネルギーと運動量を以下の式で表す。

$$\begin{aligned}
 \mathbf{P}_1 &= (E_1, \vec{p}_1) \\
 \mathbf{P}_2 &= (E_2, \vec{p}_2) \\
 \mathbf{P}_3 &= (E_3, \vec{p}_3) \\
 \mathbf{P}_4 &= (E_4, \vec{p}_4)
 \end{aligned}
 \tag{3.11}$$

標的粒子は静止標的であるため、その静止質量を  $m_2$  とすると  $\mathbf{P}_2 = (m_2, \vec{0})$  となる。これらの式に反応前後のエネルギー保存則と運動量保存則を適用すると、以下の式が求まる。

$$\begin{aligned}
 E_1 + m_2 &= E_3 + E_4 \\
 \vec{p}_1 &= \vec{p}_3 + \vec{p}_4
 \end{aligned}
 \tag{3.12}$$

また、運動する粒子のエネルギーと運動量は以下の式で表せる。

$$\begin{aligned}
 E_1 &= m_1 + T_1 \\
 |\vec{p}_1| &= p_1 = \sqrt{T_1(T_1 + 2m_1)} \\
 E_3 &= m_3 + T_3 \\
 |\vec{p}_3| &= p_3 = \sqrt{T_3(T_3 + 2m_3)}
 \end{aligned} \tag{3.13}$$

それぞれ、 $m_1$ ：入射粒子の静止質量、 $T_1$ ：入射粒子の運動エネルギー、 $m_3$ ：散乱粒子の静止質量、 $T_3$ ：散乱粒子の運動エネルギーを表す。

以上の式と散乱粒子の散乱角  $\theta_3$  を用いると、生成粒子の励起状態における質量  $m'_4$  は以下の式で表せる。

$$\begin{aligned}
 m'_4 &= \sqrt{E_4^2 - |\vec{p}_4|^2} = \sqrt{(E_1 + m_2 - E_3)^2 - (\vec{p}_1 - \vec{p}_3)^2} \\
 &= \sqrt{(E_1 + m_2 - E_3)^2 - (p_1^2 + p_3^2 - 2p_1p_3 \cos \theta_3)} \\
 &= \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + 2m_2(E_1 - E_3) - 2(E_1E_3 - p_1p_3 \cos \theta_3)}
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

最後に、生成粒子の励起エネルギー  $E_X$  は、(3.14) 式から静止質量  $m_4$  を引くことで求まるため、

$$E_X = m'_4 - m_4 \tag{3.15}$$

となる [10]。

図 3.22 に、データ 1 の反跳粒子で作成した物理トリガー (S0) のデータにおける、TTT で検出された反跳陽子の運動エネルギーと散乱角  $\theta_p$  の相関を示す。ゲートは、標的に当たった (target ゲート)、TiNA で反跳陽子が検出された (p ゲート)、残留核が S1 の SR-PPAC で検出された (S1 ゲート) をかけている。赤い線は基底状態の計算値を描画したものである。少しずれがあるものの図のローカスと理論曲線の傾向が一致しているため、 $(d, p)$  反応のイベントが確かに観測できていることが分かった。

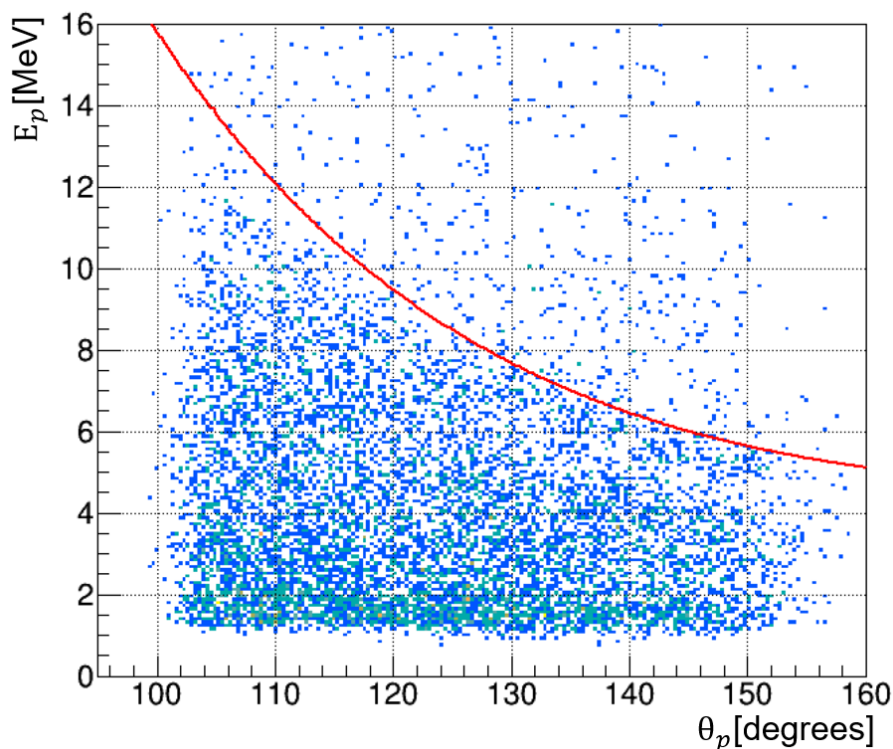


図 3.22: TTT で検出された反跳陽子の運動エネルギーと散乱角の相関。赤い線は、基底状態の計算値を描画したもの。(データ 1、トリガー: S0、ゲート:  $^{58}\text{Ni}$ , target, p, S1)

次に、前述の計算と TTT で検出された反跳陽子の情報を用いて導出した  $^{59}\text{Ni}$  の励起エネルギーを図 3.23、図 3.24 に示す。図 3.23 は反跳陽子が TTT で止まったイベントを選択し (pstop ゲート)、図 3.24 は TTT で止まったイベントと貫通したイベントの合計となっている。また、表 3.4 に他の  $^{59}\text{Ni}(d, p)$  実験で励起された準位の中からいくつかピックアップしたものを示し、その中で  $C^2S$  の値が比較的大きいものを図に表示した [19]。

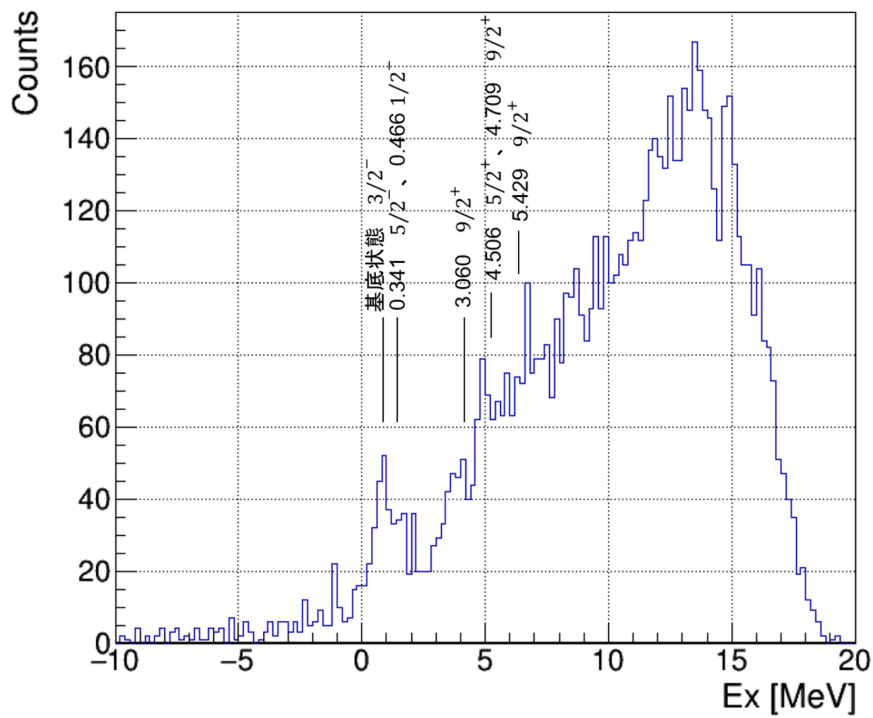


図 3.23:  $^{59}\text{Ni}$  の励起エネルギー (TTT で陽子が止まったイベント)。最初のピークを基底状態とし、その他の励起準位を同程度ずらして表示した。(データ 1、トリガー: S0、ゲート:  $^{58}\text{Ni}$ , target, pstop, S1)

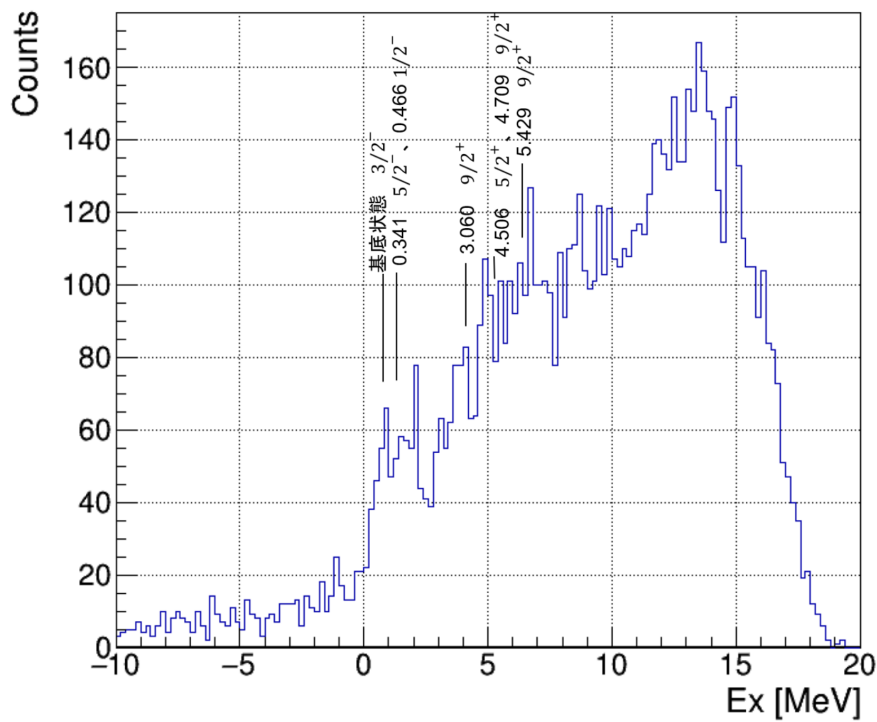


図 3.24:  $^{59}\text{Ni}$  の励起エネルギー (TTT で陽子が止まったイベントと貫通したイベントの合計)。データ 1、トリガー: S0、ゲート:  $^{58}\text{Ni}$ , target, p, S1。



表 3.4:  $^{59}\text{Ni}$  の励起エネルギー準位 [19]

$E$ [MeV]	$J^\pi$	$L$	$(2J_f + 1)C^2S$
0	$3/2^-$	1	3.263
0.341	$5/2^-$	3	4.060
0.466	$1/2^-$	1	1.240
0.880	$3/2^-$	1	0.286
1.307	$1/2^-$	1	0.572
1.685	$5/2^-$	3	0.557
1.953	$7/2^-$	3	0.297
2.633	$7/2^-$	3	0.314
3.060	$9/2^+$	4	8.400
4.506	$5/2^+$	2	1.403
4.709	$9/2^+$	4	0.978
4.799	$5/2^+$	2	0.210
5.429	$9/2^+$	4	0.980
5.458	$5/2^+$	2	0.297
5.692	$1/2^+$	0	0.252
6.305	$5/2^+$	2	0.228
6.648		2	0.236
7.304		3	0.132
7.972		2	0.139
8.377		2	0.192
8.578		2	0.160

### 3.5 $^{58}\text{Ni}(d, p)$ 反応の残留核の識別

この節では、SR-PPAC、IC、TiNA のデータを組み合わせて  $^{58}\text{Ni}(d, p)$  反応の残留核の同定を行うまでの過程を述べる。

#### 3.5.1 質量電荷比 A/Q の決定

まずは、S0 と S1 間の飛行時間 (TOF S0-S1) と S1 における磁気剛性  $B\rho$  から質量電荷比 A/Q を求めた。図 3.25 に、データ 1 ビームトリガー (F3DS) で取得したデータにおける、 $^{58}\text{Ni}$  の TOF S0-S1 と S1 の焦点上の  $x$  位置 (S1 X、式 3.16) の相関を示す。S1 X は  $B\rho$  に対応する。残留核の電荷 Q は電子が何個ついているかで変わり、図 3.25 では Q の違いで筋がきれいに分かれている。この図に対して、回転行列をかけてから軸を適切に変換することで A/Q を求めた。

$$\text{S1 X} = -\frac{210.8}{350}x_1 + \frac{560.8}{350}x_2 \quad (3.16)$$

ここで、 $x_1$ 、 $x_2$  はそれぞれ S1 の上流と下流の SR-PPAC の  $x$  位置を表す。

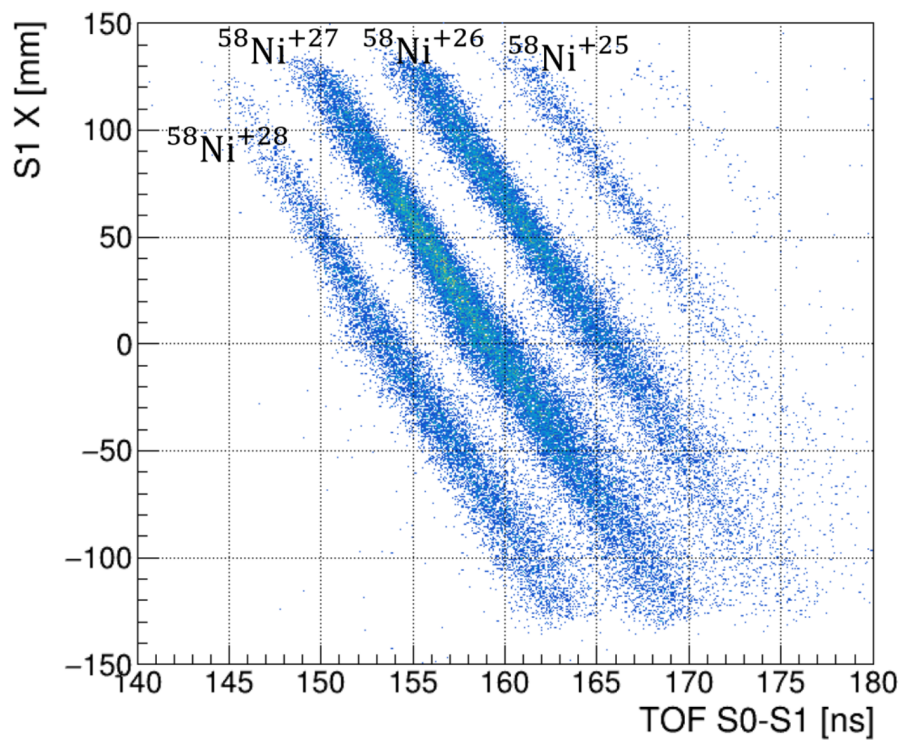
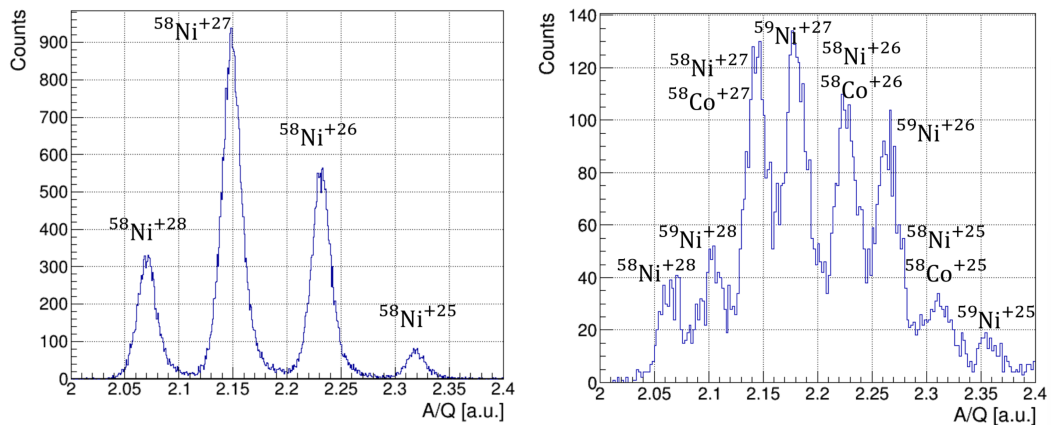


図 3.25: TOF S0-S1 vs S1 X。(トリガー: F3DS、ゲート:  $^{58}\text{Ni}$ , target)

図 3.26 に、データ 1 の F3DS トリガーと S0 トリガーによる A/Q スペクトルの比較を示す。 $(d, p)$  反応が起きたイベントを選択する S0 トリガーのデータだと、中性子移行によって生成された  $^{59}\text{Ni}^*$  がピークとして表れている。この図から  $^{59}\text{Ni}^*$  から中性子もしくは陽子を放出したイベントとそれ以外のイベントを分けることが出来る。



(a) F3DS トリガー (ゲート:  $^{58}\text{Ni}$ , target) (b) S0 トリガー (ゲート:  $^{58}\text{Ni}$ , p, target)

**図 3.26:** データ 1 の F3DS トリガーと S0 トリガーによる A/Q スペクトルの比較。S0 トリガーは反跳粒子でトリガーを作っているため、標的上で反応が起きたイベントを取得している。

### 3.5.2 原子番号 $Z$ の決定

原子番号  $Z$  の決定には IC のデータを用いる。IC に入射したビームのエネルギー損失  $\Delta E$  は以下の式で近似できる。

$$\Delta E \propto \left(\frac{Z}{\beta}\right)^2 \quad (3.17)$$

$\beta$  は粒子の速度である。IC のパッドから読みだされる電荷の信号はビームのエネルギー損失に対応するため、その差によって原子番号  $Z$  を区別する。本研究では、式 3.19 に示すように IC の入り口から 3 つのパッドの電荷 ( $Q_{ID0}$ 、 $Q_{ID1}$ 、 $Q_{ID2}$ ) の平均値を  $\Delta E$  として計算した。 $\Delta E$  は  $\beta$  によっても変わるため、まずは  $\beta$  依存性を補正することから行った。

$$\Delta E = \frac{Q_{ID0} + Q_{ID1} + Q_{ID2}}{3} \quad (3.18)$$

図 3.27 左図に、データ 1 F3DS トリガーのデータにおける  $^{58}\text{Ni}$  の  $\Delta E$  と  $\beta^2$  の相関を示す。 $\beta$  が大きくなるほど、エネルギー損失が小さくなっていることが分かる。エネルギー損失の値から  $\beta^2$  の関数を引くことで補正を行った (式 3.19)。図 3.27 右図に補正後の図を示す。この補正を S0 トリガーのデータに適用し、 $\beta$  依存性補正後のエネルギー損失  $\Delta E$  を用いて、 $Z$  の区別を試みた。

$$\Delta E_{\text{cal}} = \Delta E_{\text{raw}} - (C_2 \times (\beta^2)^2 + C_1 \times \beta^2 + C_0) \quad (3.19)$$

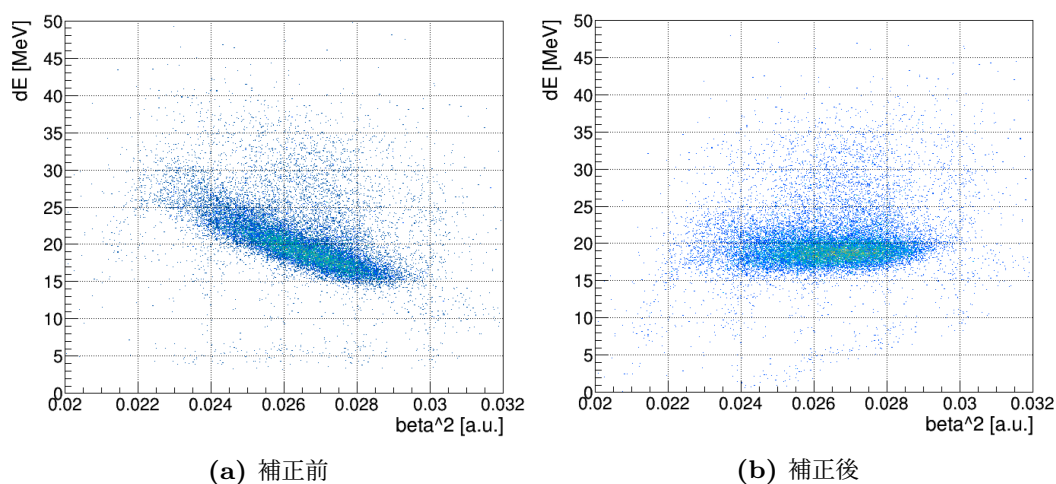


図 3.27: データ 1 F3DS トリガーのデータにおける  $\Delta E$  と  $\beta^2$  の相関。(a)  $\beta$  依存性の補正前 (b) 補正後

図 3.28 に、図 3.26 (b) で  $^{58}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Co}$  にゲートをかいたイベントの  $\Delta E$  を  $Z$  に変換した分布を示す ( $\chi^2 < 3$  ゲートについては Appendix A を参照)。ピークが分かれておらず  $^{58}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Co}$  の分離が難しいことが分かる。次に、図 3.29 に、 $Z$  と  $A/Q$  の 2 次元図を示す (縦軸：図 3.28、横軸：図 3.26(b))。 $Z$  の分解能が特に悪く  $^{58}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Co}$  の分離が難しいため、次節で述べるようにガウシアンフィットの面積の比から残留核の  $^{58}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Co}$  の比を導出した。

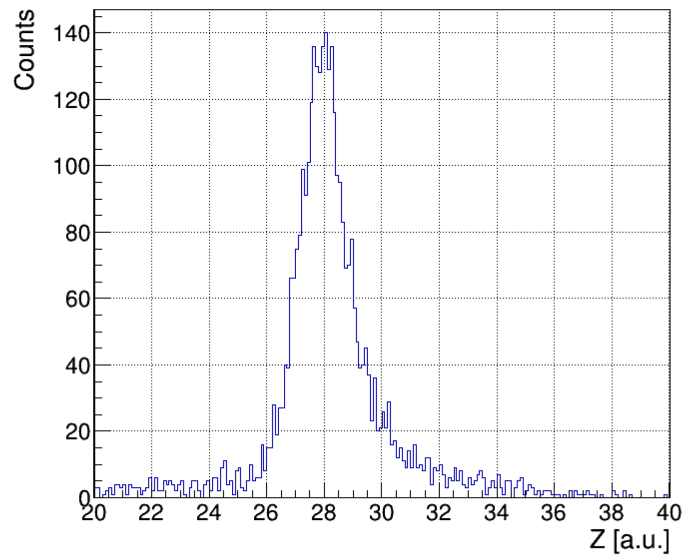


図 3.28: エネルギー損失  $\Delta E$  から変換した残留核の原子番号  $Z$  分布。(データ 1、トリガー：S0、ゲート： $^{58}\text{Ni}$  ビーム、p、target、A/Q ( $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$ )、 $\chi^2 < 3$ )

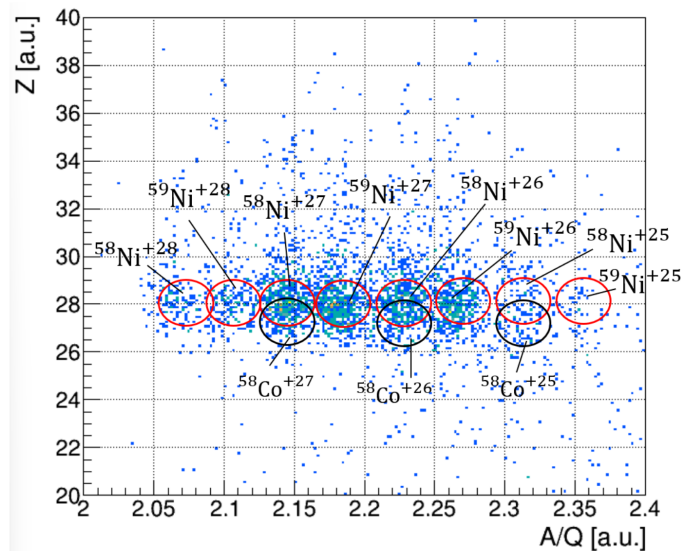


図 3.29: 残留核の  $Z$  と  $A/Q$  の相関。丸枠は目安として示している。(データ 1、トリガー：S0、ゲート： $^{58}\text{Ni}$  ビーム、p、target、 $\chi^2 < 3$ )

### 3.6 励起エネルギー毎の残留核の存在比

この節では、 $^{58}\text{Ni}(d,p)$  反応の残留核である  $^{59}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Co}$  の励起エネルギー毎の存在比を求める。

#### 3.6.1 $^{59}\text{Ni}$ と $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$ の比率

まずは、残留核の  $A/Q$  から  $^{59}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$  の比を求めた。図 3.30 に  $A/Q$  vs 励起エネルギー  $E_x$  の図を示す。この図の縦軸  $E_x$  を 2 MeV 毎に区切って  $X$  方向にプロジェクションした図から、励起エネルギー毎の残留核の割合を求めた。図 3.31 に、励起エネルギーのゲートをかけていない  $A/Q$  スペクトルを 8 つのガウシアンでフィットした図を示す。このフィットの結果を用いて 8 つのガウシアンの平均値  $\mu$  と幅  $\sigma$  を固定した (式 3.20、表 3.5)。そして、各励起エネルギー毎の  $A/Q$  スペクトルを、式 3.20 でフィットした。最後に、 $\sigma_i$  とフィットで求まる  $p_i$  から求めたガウシアンの面積の比から  $^{59}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$  の存在比を求めた。

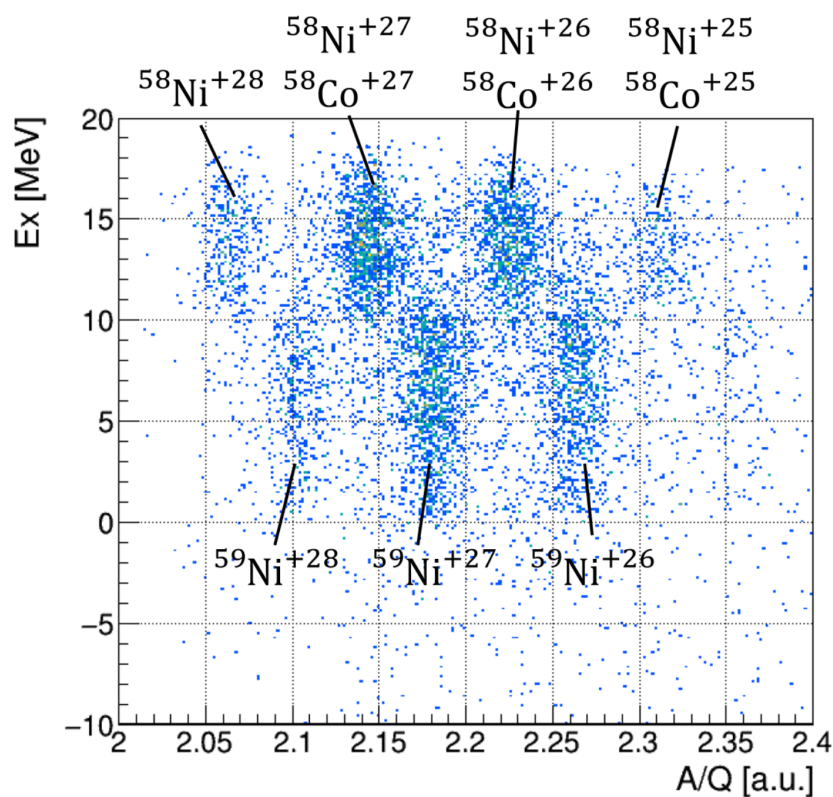


図 3.30: 残留核の  $A/Q$  vs 励起エネルギー  $E_x$ 。(データ 1、トリガー: S0、ゲート:  $^{58}\text{Ni}$  ビーム、 $p$ 、target)

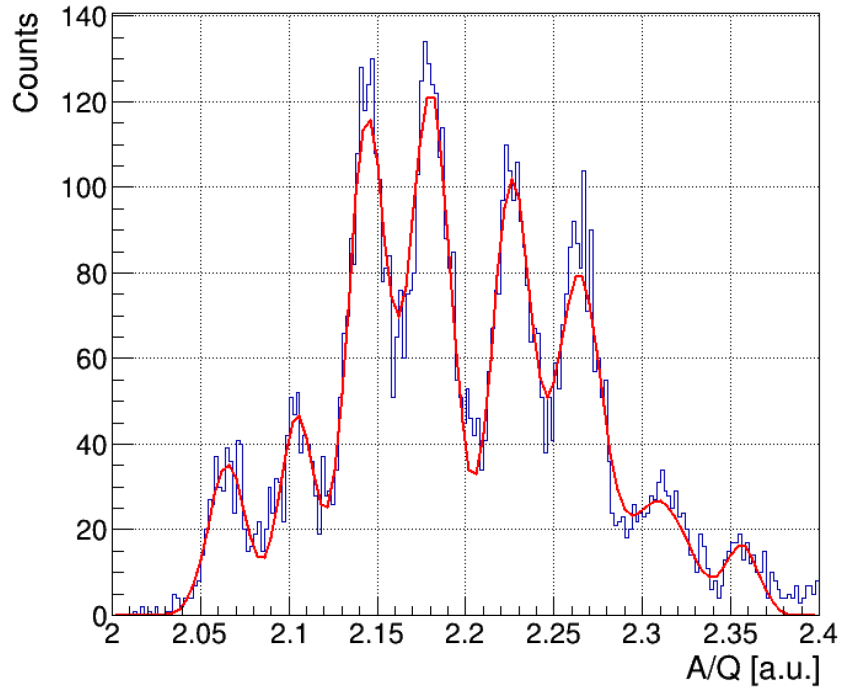


図 3.31: A/Q スペクトル (図 3.30 の X 軸へのプロジェクション) を 8 つのガウシアン  
の和でフィットした図。この結果から  $\mu$  と  $\sigma$  を固定した。

$$f(x) = \sum_{i=0}^7 p_i \exp\left(-\frac{(x - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (3.20)$$

表 3.5: A/Q のフィッティングの際に固定したパラメータ

$i$	$\mu_i$	$\sigma_i$
0	2.06519	0.0107204
1	2.10472	0.00998156
2	2.14422	0.0109991
3	2.18017	0.0119982
4	2.22601	0.0113099
5	2.26401	0.0129358
6	2.30924	0.017312
7	2.35654	0.00932713

図 3.32~3.40 に、励起エネルギーを 2 MeV 毎に区切った各領域のイベントの A/Q スペクトルのフィットの結果を示す。

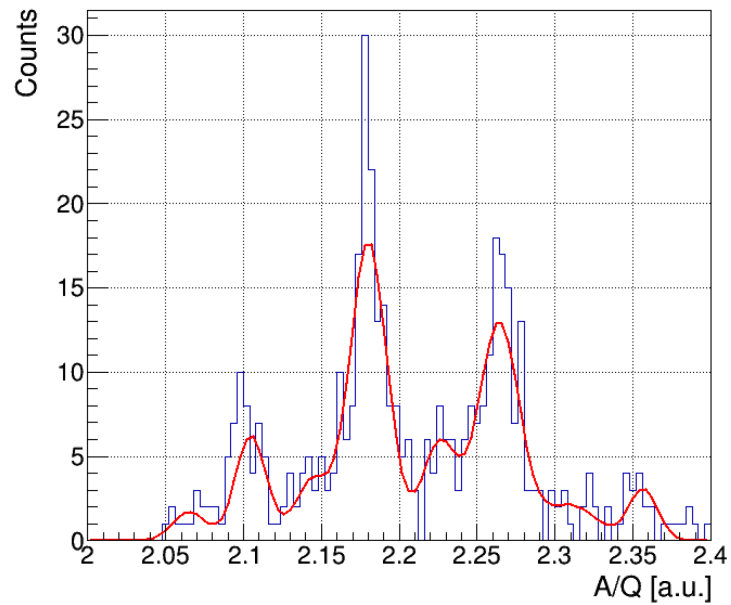


図 3.32: 励起エネルギー 0~2 MeV のイベントの A/Q スペクトルを式 3.20 でフィットした図。

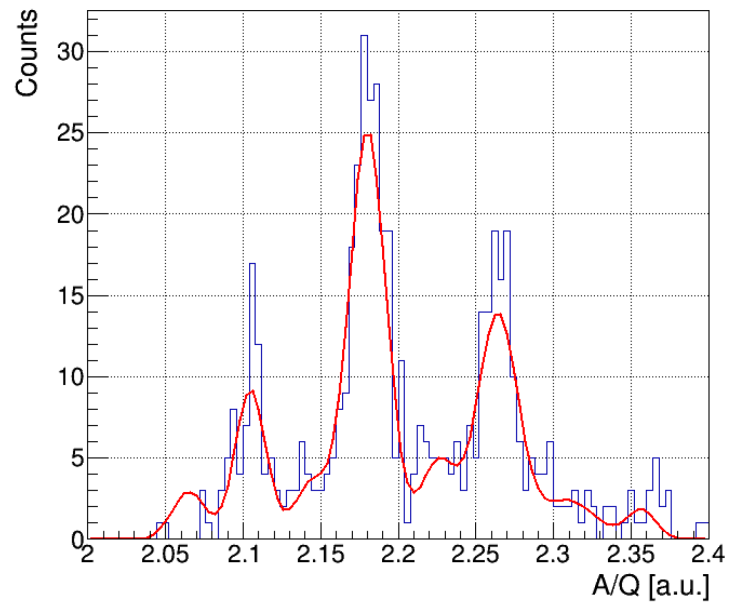


図 3.33: 励起エネルギー 2~4 MeV のイベントの A/Q スペクトルを式 3.20 でフィットした図。



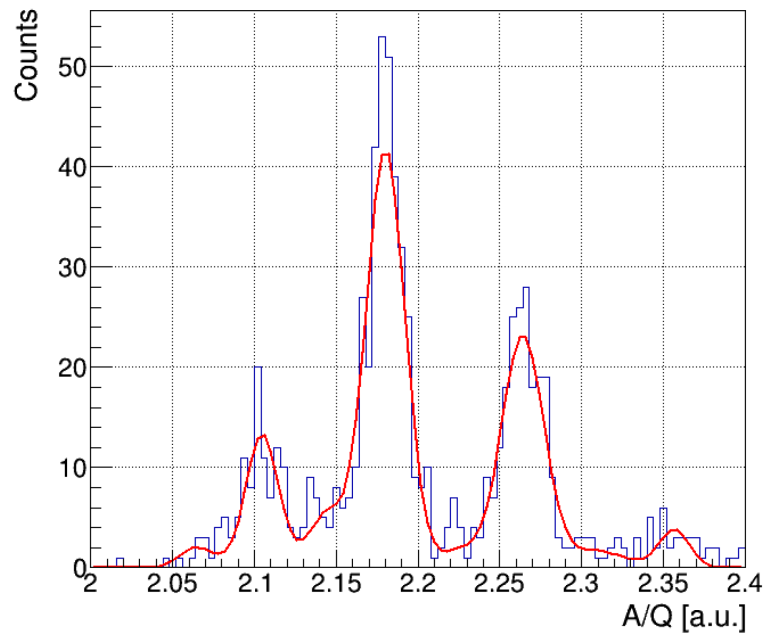


図 3.34: 励起エネルギー 4~6 MeV のイベントの A/Q スペクトルを式 3.20 でフィットした図。

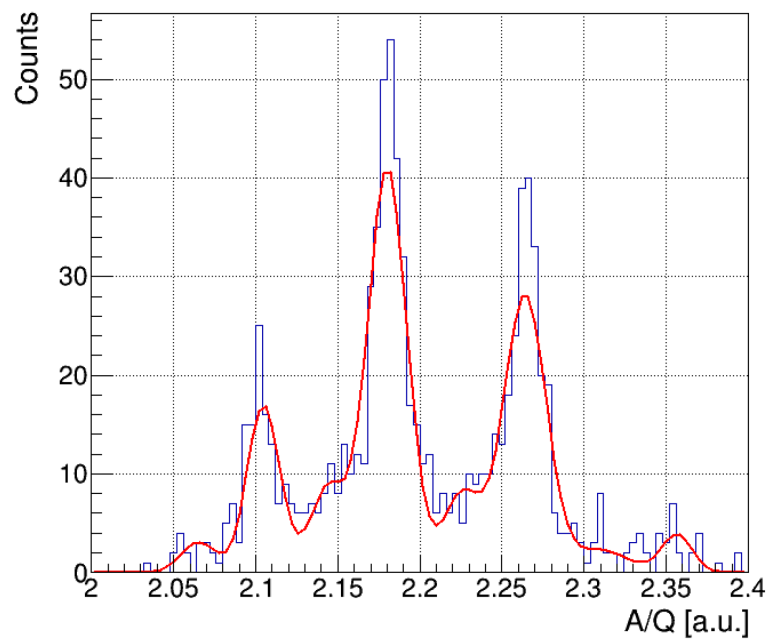


図 3.35: 励起エネルギー 6~8 MeV のイベントの A/Q スペクトルを式 3.20 でフィットした図。

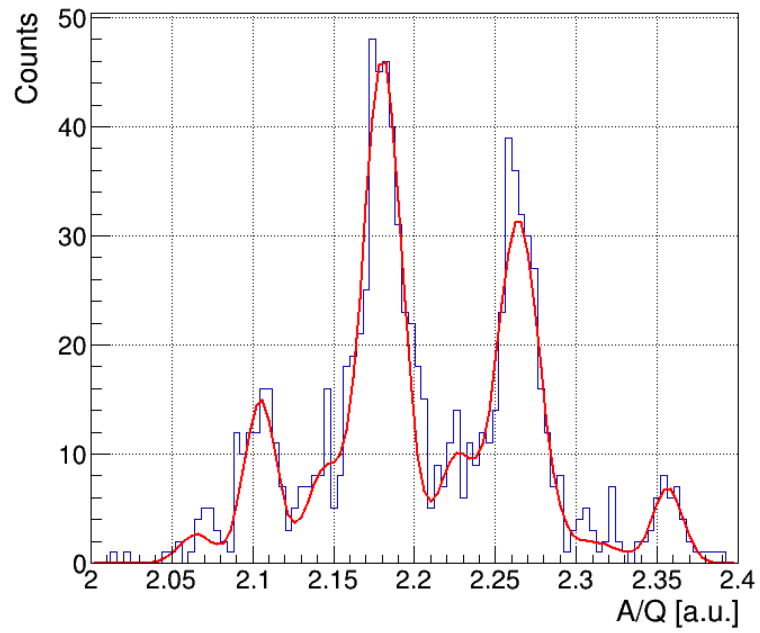


図 3.36: 励起エネルギー 8~10 MeV のイベントの  $A/Q$  スペクトルを式 3.20 でフィットした図。

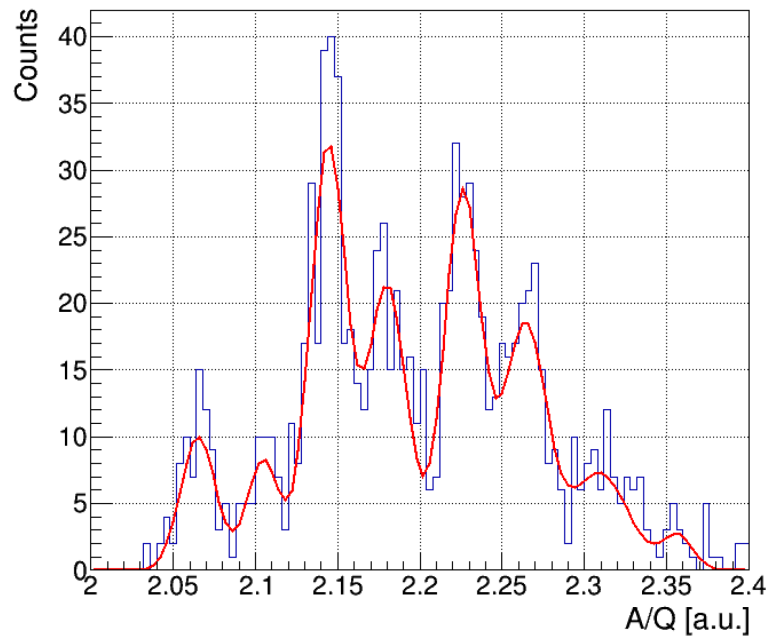


図 3.37: 励起エネルギー 10~12 MeV のイベントの  $A/Q$  スペクトルを式 3.20 でフィットした図。

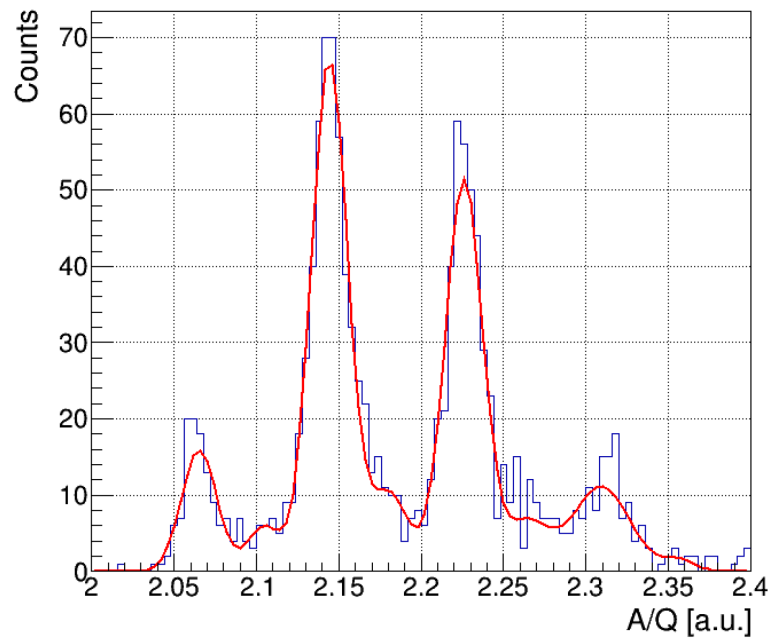


図 3.38: 励起エネルギー 12~14 MeV のイベントの A/Q スペクトルを式 3.20 でフィットした図。

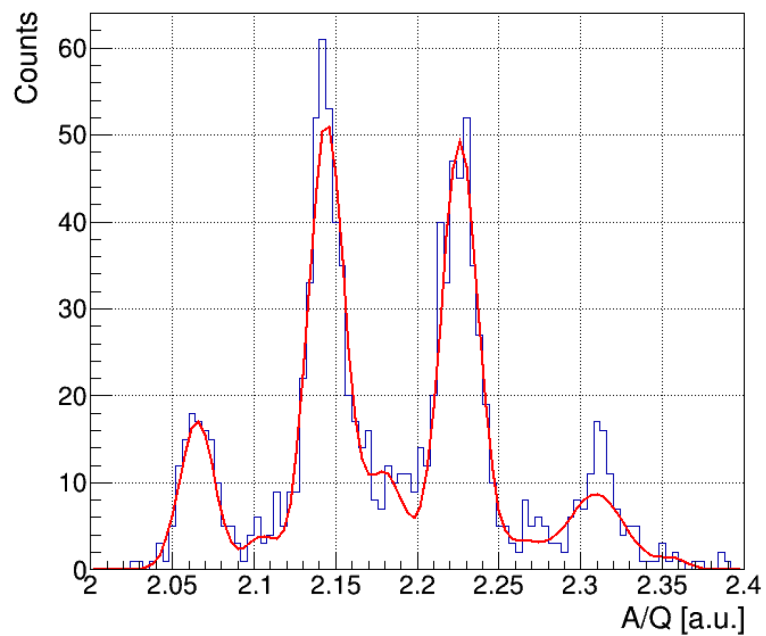


図 3.39: 励起エネルギー 14~16 MeV のイベントの A/Q スペクトルを式 3.20 でフィットした図。

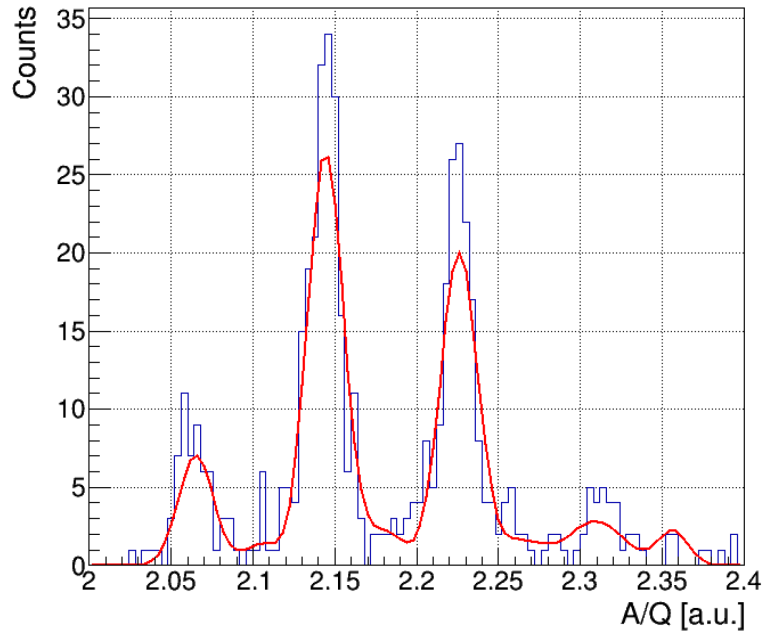


図 3.40: 励起エネルギー 16~18 MeV のイベントの A/Q スペクトルを式 3.20 でフィットした図。

ここで、励起エネルギー  $E_x < 0$  となっているイベントをバックグラウンドとして差し引くために行った作業について述べる。まず、図 3.41 に示した励起エネルギー  $-10 < E_x < 0$  となっているイベントの A/Q スペクトルを式 3.20 でフィットした。その後、フィットから求まるガウシアン面積を 2 MeV 分のイベントの面積にするために 5 で割った値をバックグラウンドとした (式 3.21)。

$$G_{\text{bg}} = \frac{G_{-10 \sim 0}}{5} \quad (3.21)$$

ここで、G: ガウシアン面積、添え字は bg: バックグラウンド、 $-10 \sim 0$ : 励起エネルギーの範囲を表す。

そして、式 3.22 に示す 0~2 MeV の  $^{59}\text{Ni}^{+28}$  の例の通り、8 個のガウシアンそれぞれでバックグラウンドを差し引いた。

$$G_{0 \sim 2}^{59\text{Ni}^{+28}} = G_{\text{raw}, 0 \sim 2}^{59\text{Ni}^{+28}} - G_{\text{bg}}^{59\text{Ni}^{+28}} \quad (3.22)$$

その後、式 3.23 のように、異なる荷電状態のガウシアンを足し合わせることで 0~2 MeV の範囲の  $^{59}\text{Ni}$  の面積  $G_{0 \sim 2}^{59\text{Ni}}$  とした。その他の励起エネルギー、また  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Co}$  についても同様である。

$$G_{0 \sim 2}^{59\text{Ni}} = G_{0 \sim 2}^{59\text{Ni}^{+28}} + G_{0 \sim 2}^{59\text{Ni}^{+27}} + G_{0 \sim 2}^{59\text{Ni}^{+26}} + G_{0 \sim 2}^{59\text{Ni}^{+25}} \quad (3.23)$$

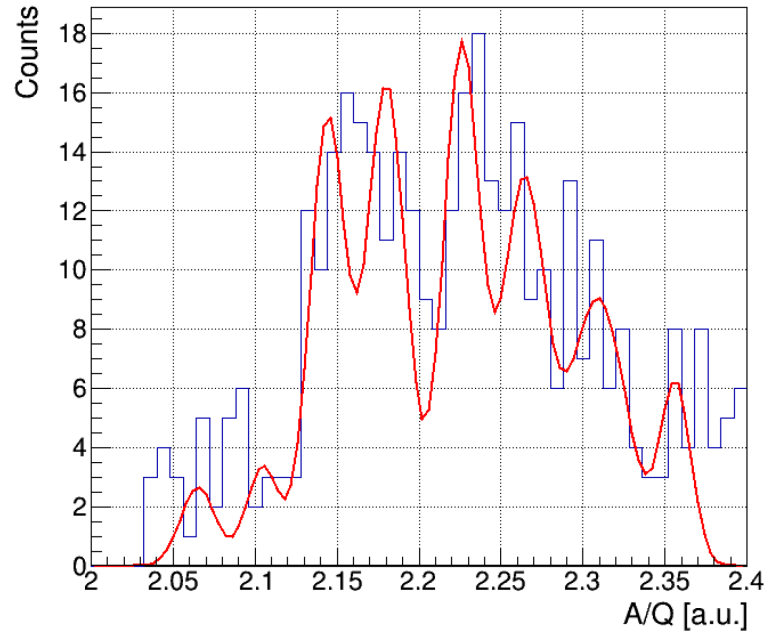


図 3.41: 励起エネルギー  $-10 < E_x < 0$  のイベントの A/Q スペクトル。

上述の方法で求めたガウシアン面積から式 3.24、3.25 を用いて、励起エネルギー毎の  $^{59}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$  の割合 ( $R_{59}$ 、 $R_{58}$ ) を求めた。励起エネルギーの添え字は省いている。

$$R_{59} = \frac{G_{^{59}\text{Ni}}}{G_{^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}} + G_{^{59}\text{Ni}}} \quad (3.24)$$

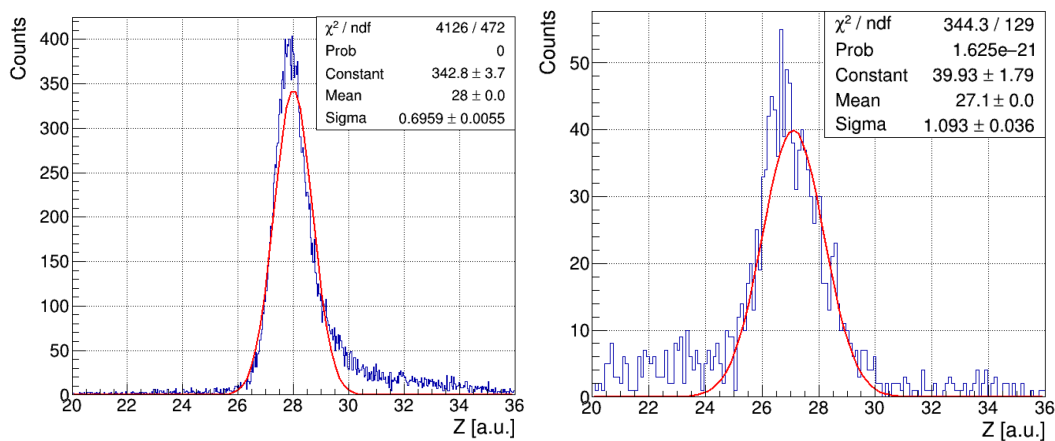
$$R_{58} = \frac{G_{^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}}}{G_{^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}} + G_{^{59}\text{Ni}}} \quad (3.25)$$

ここで求めた結果は、4 章の図 4.1 に示し議論を行う。

### 3.6.2 $^{59}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Co}$ の比率

図 4.1 の  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$  の部分を  $^{58}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Co}$  に分割し、残留核の中の  $^{59}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Co}$  の励起エネルギー毎の存在比を求める。

図 3.28 で見た原子番号  $Z$  の分布を前節と同様に励起エネルギー 2 MeV 毎に区切り、 $^{58}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Co}$  の  $Z$  分布に対応するガウシアンでフィットすることでそれぞれの存在比を求めた。図 3.42 に F3DS トリガーで取得した  $^{58}\text{Ni}$  と  $^{57}\text{Co}$  の  $Z$  分布を示す。F3DS はビームトリガーであるため純粋な  $^{58}\text{Ni}$  と  $^{57}\text{Co}$  の分布として扱っている。この 2 つの分布をガウシアンでフィットし、それらの和 (式 3.26) を用いて  $^{58}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Co}$  の比率を求めるためのフィットを行った。



(a)  $^{58}\text{Ni}$  (ゲート:  $^{58}\text{Ni}$ , target,  $\chi^2 < 3$ ) (b)  $^{57}\text{Co}$  (ゲート:  $^{57}\text{Co}$ , target,  $\chi^2 < 3$ )

図 3.42:  $^{58}\text{Ni}$  と  $^{57}\text{Co}$  の  $Z$  分布。(トリガー: F3DS)

$$g(x) = P_0 \exp\left(-\frac{(x - 28.0)^2}{2 \times (0.6959)^2}\right) + P_1 \exp\left(-\frac{(x - 27.1)^2}{2 \times (1.093)^2}\right) \quad (3.26)$$

図 3.43~3.48 に、励起エネルギー 6~18 MeV を 2 MeV 毎に区切ったイベントの  $Z$  分布を式 3.26 でフィットした結果を示す。 $\sigma$  とフィットで得られる  $P_0$  と  $P_1$  から求まるガウシアン面積  $G$  を式 3.27、3.28 のように  $R_{58}$  にかけることで  $^{58}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Co}$  の割合 ( $R_{58\text{Ni}}$ 、 $R_{58\text{Co}}$ ) を求めた。ここで求めた結果は、4 章の図 4.2 に示し議論を行う。

$$R_{58\text{Ni}} = R_{58} \times \frac{G_{58\text{Ni}}}{G_{58\text{Ni}} + G_{58\text{Co}}} \quad (3.27)$$

$$R_{58\text{Co}} = R_{58} \times \frac{G_{58\text{Co}}}{G_{58\text{Ni}} + G_{58\text{Co}}} \quad (3.28)$$

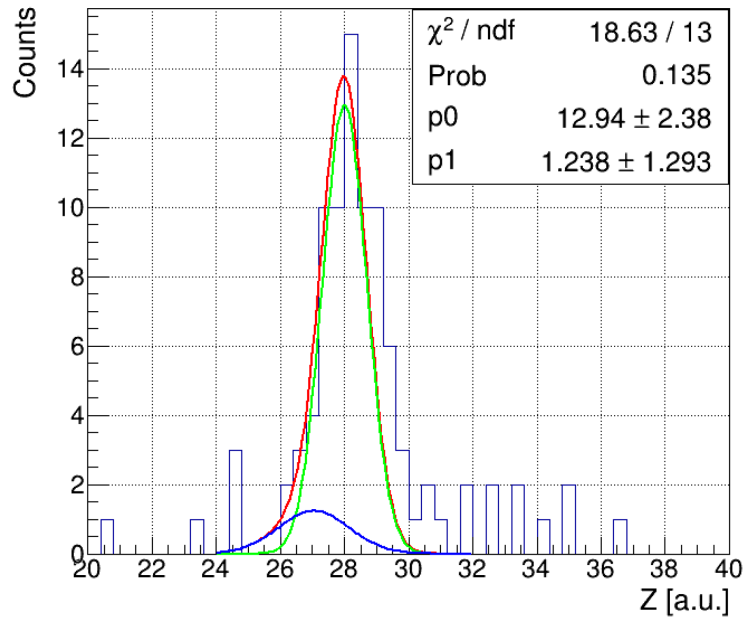


図 3.43: 図 3.28 のうち、励起エネルギー 6~8 MeV のイベントの  $Z$  分布をフィットした結果。緑: $^{58}\text{Ni}$  の寄与、青: $^{58}\text{Co}$  の寄与、赤: 緑と青の和。

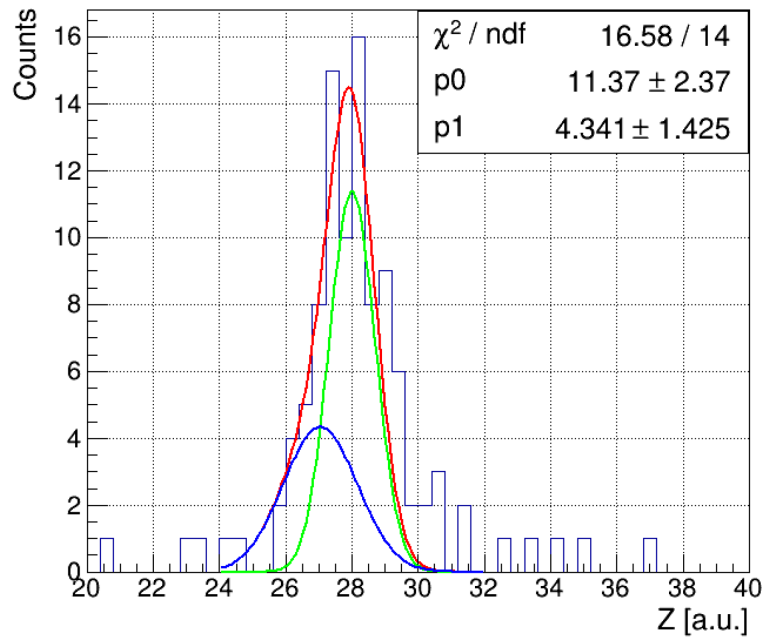


図 3.44: 図 3.28 のうち、励起エネルギー 8~10 MeV のイベントの  $Z$  分布をフィットした結果。緑: $^{58}\text{Ni}$  の寄与、青: $^{58}\text{Co}$  の寄与、赤: 緑と青の和。

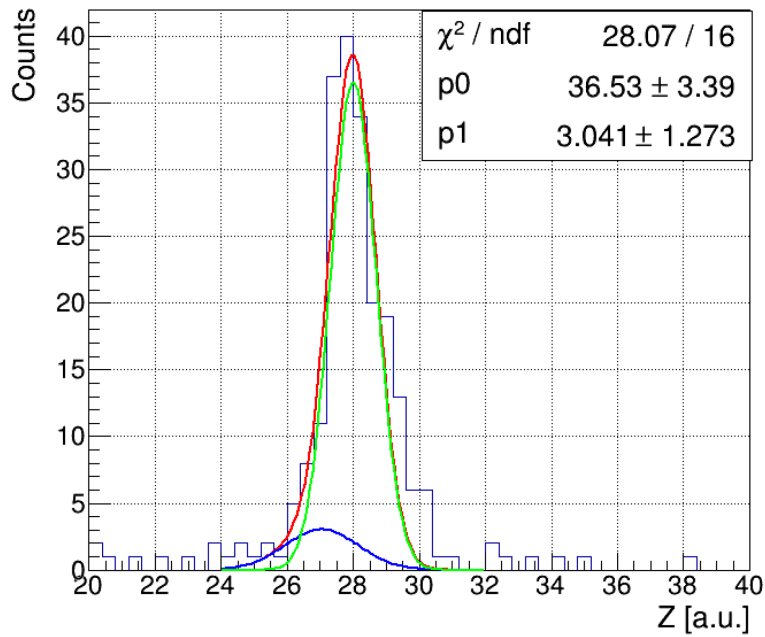


図 3.45: 図 3.28 のうち、励起エネルギー 10~12 MeV のイベントの Z 分布をフィットした結果。緑: $^{58}\text{Ni}$  の寄与、青: $^{58}\text{Co}$  の寄与、赤: 緑と青の和。

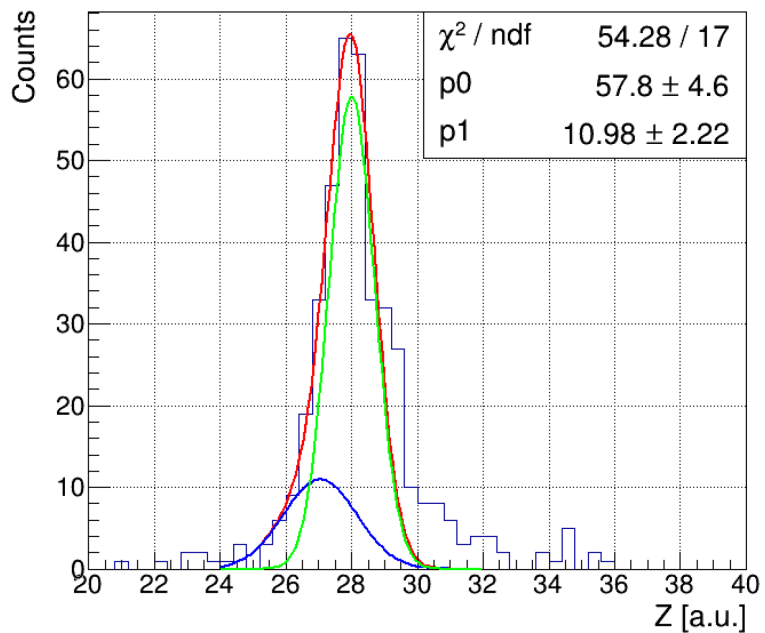


図 3.46: 図 3.28 のうち、励起エネルギー 12~14 MeV のイベントの Z 分布をフィットした結果。緑: $^{58}\text{Ni}$  の寄与、青: $^{58}\text{Co}$  の寄与、赤: 緑と青の和。



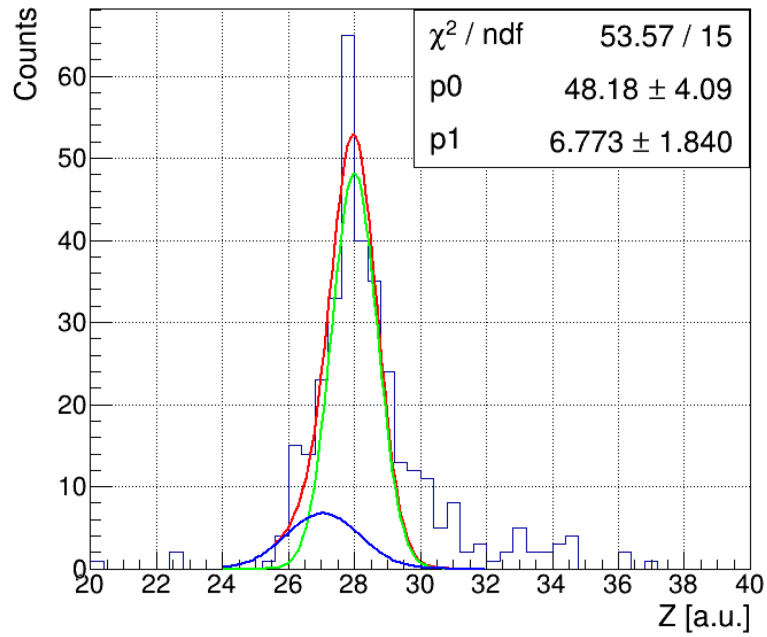


図 3.47: 図 3.28 のうち、励起エネルギー 14~16 MeV のイベントの Z 分布をフィットした結果。緑: $^{58}\text{Ni}$  の寄与、青: $^{58}\text{Co}$  の寄与、赤: 緑と青の和。

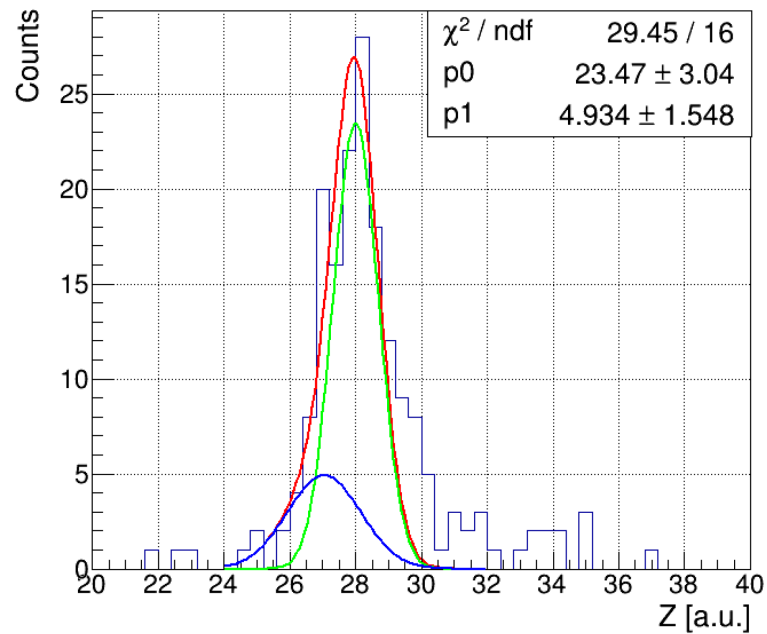


図 3.48: 図 3.28 のうち、励起エネルギー 16~18 MeV のイベントの Z 分布をフィットした結果。緑: $^{58}\text{Ni}$  の寄与、青: $^{58}\text{Co}$  の寄与、赤: 緑と青の和。

## 第4章

# 結果と議論

本章では、前章で述べた残留核の崩壊割合の結果を示し、その結果について議論する。

### 4.1 結果

図 4.1 に励起エネルギー毎の  $^{59}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$  の比率を示す。図中に示した通り、 $^{59}\text{Ni}$  の陽子分離エネルギーは 8.6 MeV、中性子分離エネルギーは 9 MeV である。9 MeV を越えたあたりから  $^{59}\text{Ni}$  の割合が減り、 $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$  の割合が増えていることが分かる。

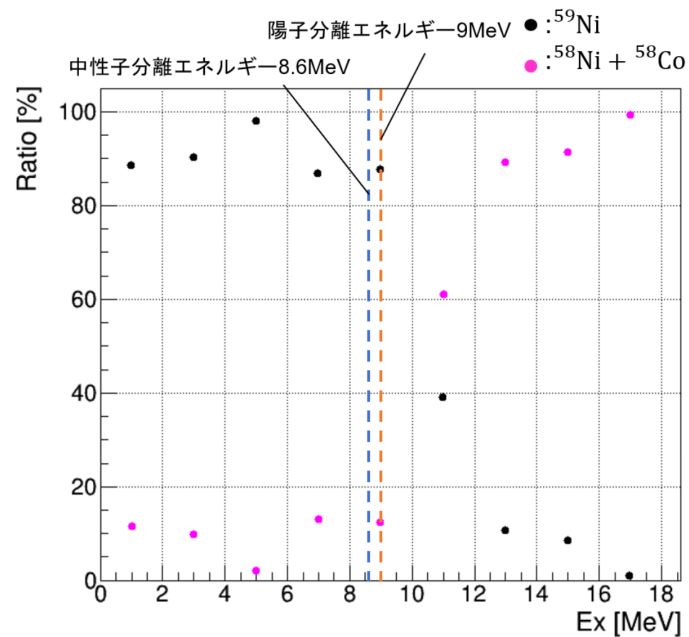


図 4.1: 励起エネルギー毎の  $^{59}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$  の存在比。

表 4.1:  $^{59}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$  のガウシアン面積の値

励起エネルギー [MeV]	$^{59}\text{Ni}$	$^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$
0~2	$0.95 \pm 0.09$	$0.12 \pm 0.06$
2~4	$1.3 \pm 0.1$	$0.14 \pm 0.06$
4~6	$2.2 \pm 0.1$	$0.040 \pm 0.052$
6~8	$2.4 \pm 0.2$	$0.37 \pm 0.07$
8~10	$2.7 \pm 0.2$	$0.38 \pm 0.07$
10~12	$1.3 \pm 0.1$	$2.0 \pm 0.1$
12~14	$0.48 \pm 0.07$	$3.9 \pm 0.2$
14~16	$0.32 \pm 0.06$	$3.4 \pm 0.2$
16~18	$0.010 \pm 0.047$	$1.3 \pm 0.1$

図 4.2 に、6~18 MeV の範囲における励起エネルギー毎の残留核の  $^{59}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Co}$  の比率を示す。図 4.1 のピンクのプロットを  $^{58}\text{Ni}$  (赤い四角) と  $^{58}\text{Co}$  (水色の四角) に分割したものになっている。黒点は図 4.1 と同じプロットである。図 4.1 で 9 MeV を超えたあたりから  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Co}$  の割合が増えるという結果が得られたが、そのほとんどを  $^{59}\text{Ni}$  の中性子放出によって生成される  $^{58}\text{Ni}$  が占めており、陽子放出によって生成される  $^{58}\text{Co}$  の割合は小さいことが分かる。

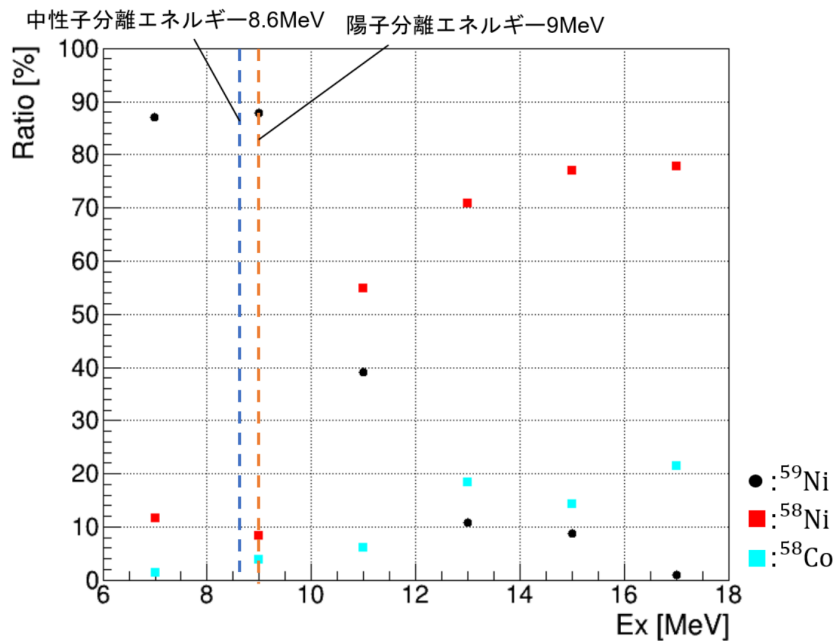
図 4.2: 励起エネルギー毎の  $^{59}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Co}$  の存在比。

表 4.2:  $^{59}\text{Ni}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{58}\text{Co}$  のガウシアン面積の値

励起エネルギー [MeV]	$^{59}\text{Ni}$	$^{58}\text{Ni}$	$^{58}\text{Co}$
6~8	$2.4 \pm 0.2$	$0.33 \pm 0.07$	$0.040 \pm 0.019$
8~10	$2.7 \pm 0.2$	$0.26 \pm 0.05$	$0.12 \pm 0.03$
10~12	$1.3 \pm 0.1$	$1.8 \pm 0.1$	$0.20 \pm 0.04$
12~14	$0.48 \pm 0.07$	$3.1 \pm 0.2$	$0.81 \pm 0.08$
14~16	$0.32 \pm 0.06$	$2.8 \pm 0.2$	$0.53 \pm 0.07$
16~18	$0.010 \pm 0.047$	$1.1 \pm 0.1$	$0.29 \pm 0.05$

## 4.2 議論

まず、図 4.1 の  $^{59}\text{Ni}$  に関して、結果から中性子分離エネルギー、陽子分離エネルギー付近を境に崩壊が始まっていると考えられるため、粒子放出閾値と  $^{59}\text{Ni}$  の割合の変化は整合していると言える。粒子放出閾値以下で  $^{58}\text{Ni}$  もしくは  $^{58}\text{Co}$  がカウントされている原因は不明であるが、可能性の一つとして  $\text{CD}_2$  標的の炭素の寄与が考えられる。 $^{58}\text{Ni}$  ビームが炭素と衝突する際に陽子が散乱されることでトリガーにかかり、前方に飛んだ  $^{58}\text{Ni}$  ビームが検出されている可能性がある。

次に、図 4.2 の  $^{58}\text{Ni}$  と  $^{58}\text{Co}$  に関して、結果で述べた通り  $^{58}\text{Ni}$  がほとんどを占め、 $^{58}\text{Co}$  は  $^{59}\text{Ni}$  の崩壊が始まって多少増えるものの、12 MeV を超えたあたりからフラットになっているように見える。

ここで、図 4.3 に  $^{58}\text{Ni}(n, n)$ 、図 4.4 に  $^{58}\text{Ni}(n, p)$ 、図 4.5 に  $^{58}\text{Ni}(n, \gamma)$  の直接測定によって求められた反応断面積のグラフを示す。これらを比較すると、粒子の入射エネルギーが大きくなると  $(n, p)$  反応断面積が大きくなっている。また、図 4.6 に、図 4.3、図 4.4、図 4.5 のデータから求めた励起エネルギー毎の残留核の存在比を示す。本実験の結果と比較するために、断面積の値を粒子数とみなして計算している。残留核の存在比と反応断面積を単純に比較することは難しいが、図 4.6 の傾向を見ると残留核の励起エネルギーが大きくなると陽子放出が多くなり  $^{58}\text{Co}$  の割合が大きくなることが予想される。しかし、今回の実験の結果は励起エネルギーが大きくなっても  $^{58}\text{Ni}$  の割合が多いままとなっている。現時点では、このような結果になる原因は不明であるが、今後このデータを元に反応機構を理解することが重要である。

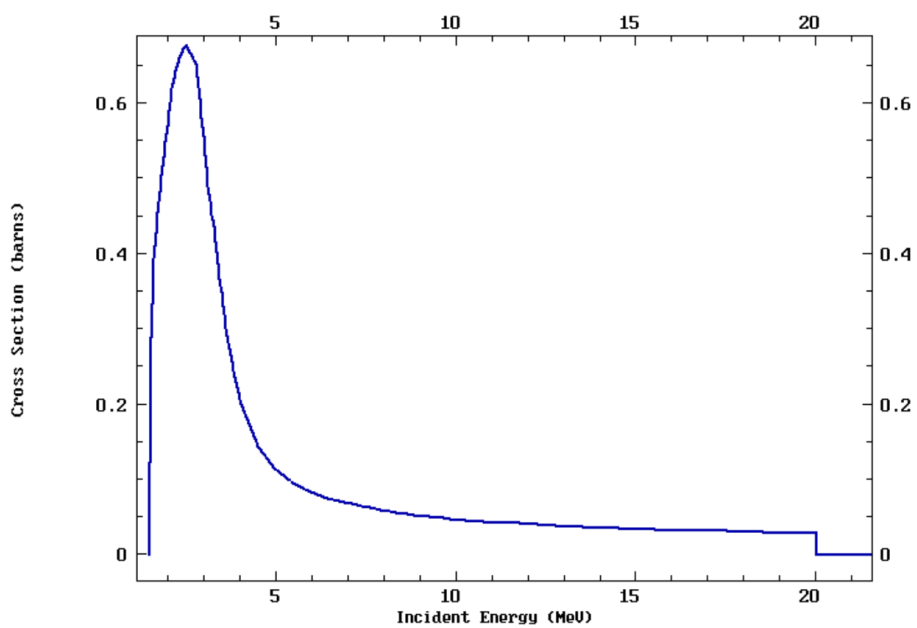


図 4.3: 直接測定による  $^{58}\text{Ni}$  の  $(n, n)$  反応断面積 [20]。

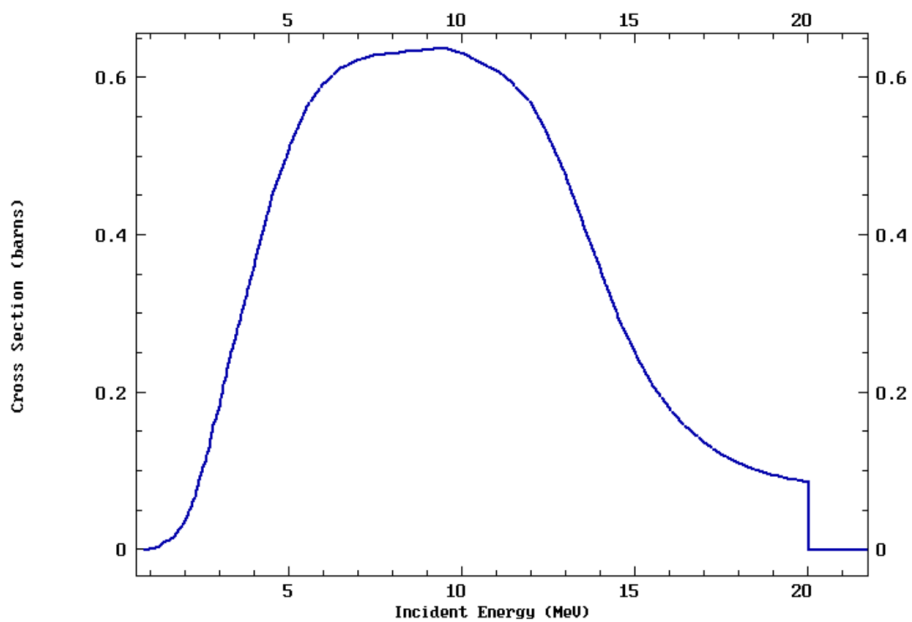


図 4.4: 直接測定による  $^{58}\text{Ni}$  の  $(n, p)$  反応断面積 [21]。

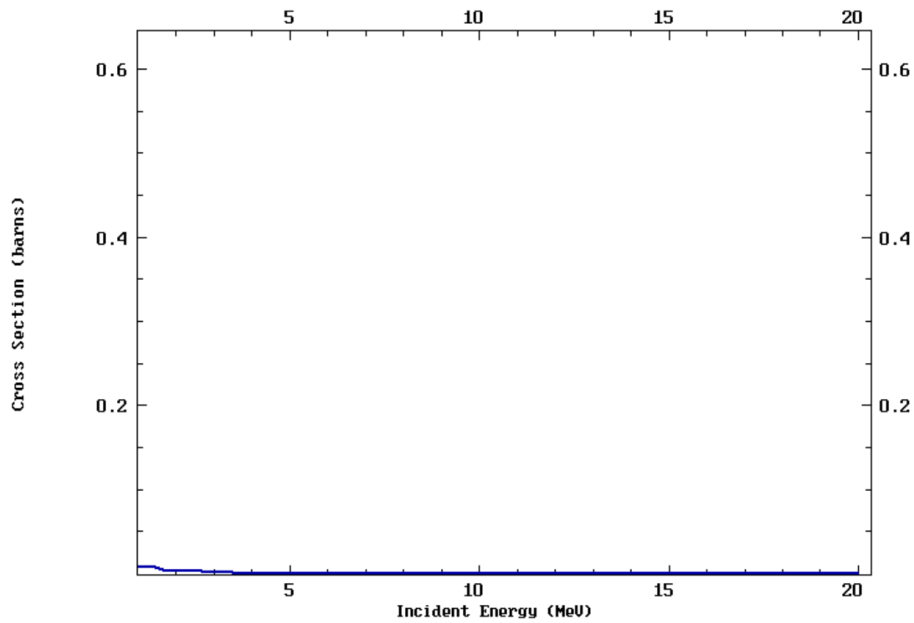


図 4.5: 直接測定による  $^{58}\text{Ni}$  の  $(n, \gamma)$  反応断面積。図 4.3 と図 4.4 と軸の範囲を同じにしているため少し見えづらいが、 $(n, n)$ 、 $(n, p)$  にくらべてかなり小さいことが分かる。

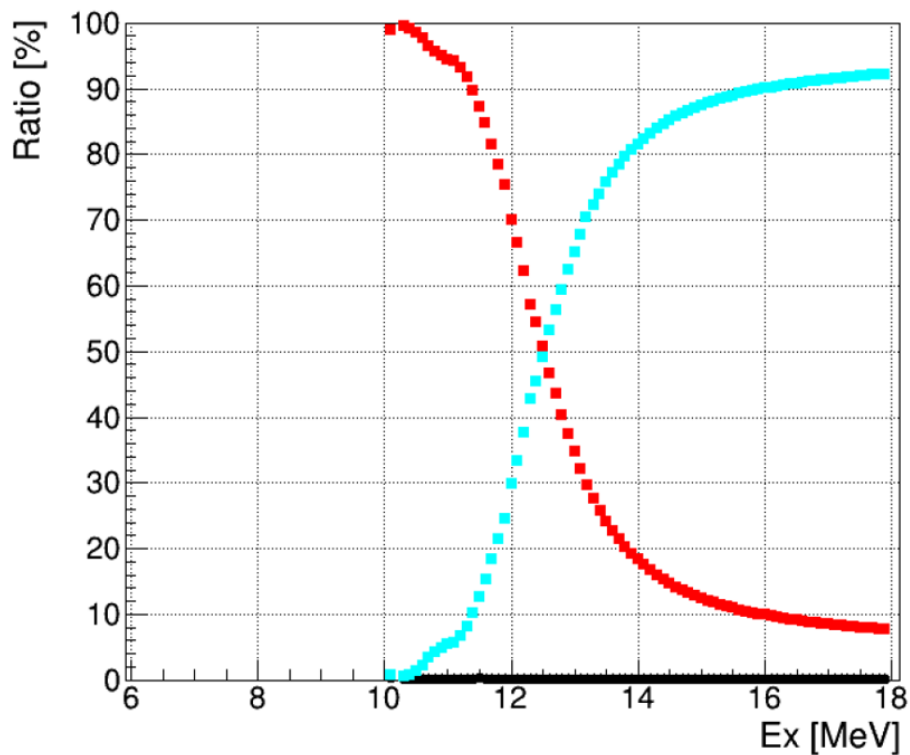


図 4.6: 図 4.3、図 4.4、図 4.5 のデータから求めた残留核の存在比。断面積の値を粒子数とみなして計算している。

## 第5章

# まとめと今後の展望

理化学研究所仁科加速器センターの RI ビームファクトリー (RIBF) で  $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  反応の断面積測定のための逆運動学の  $^{56}\text{Ni}(d,p)$ 、 $^{58}\text{Ni}(d,p)$  実験を行った。

p 核の起源の解明には、 $\nu p$  プロセスの感度分析から  $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  反応断面積の精密測定が重要であることが分かった。しかし、標的とビームの不安定性から  $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  反応の直接測定は極めて難しい。そこで、RI ビームを用いたサロゲート反応によって断面積を間接的に評価することができる逆運動学の  $^{56,58}\text{Ni}(d,p)$  実験を行った。 $^{56,58}\text{Ni}(d,p)$  で生成される  $^{57,59}\text{Ni}^*$  は、 $(n,p)$  の他に  $(n,n)$ 、 $(n,\gamma)$  が競合するため、本論文ではこれらの崩壊割合を求めるまでの流れを確立することを目指した。

解析では、主に SR-PPAC による  $^{58}\text{Ni}$  ビームの識別、TiNA による残留核の励起エネルギー導出、IC のデータを用いた残留核の同定を行った。そして、それらの結果を用いて、 $(d,p)$  反応で生成された複合核の崩壊チャンネルを同定し、その崩壊割合を導出するまでの流れを確立した。その中で、 $^{58}\text{Ni}(d,p)$  反応で生成された  $^{59}\text{Ni}^*$  は、粒子放出閾値を境に崩壊が始まることが確認された。しかし、励起エネルギーが粒子放出閾値を超えた領域では、励起エネルギーが高くなっても中性子放出によって生成される  $^{58}\text{Ni}$  の割合が大きいままであった。同時に、陽子放出によって生成される  $^{58}\text{Co}$  の割合も大きく変化しないという結果が得られた。これは直接測定の実験データと整合しないことを示唆し、その原因は不明である。そのため、このデータを用いて反応機構を理解することが重要となる。

最後に今後の展望を述べる。本論文では  $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  反応断面積の導出と評価は行っていない。そのため、ここまでの流れを  $^{56}\text{Ni}(d,p)$  反応のデータにも適用し、サロゲート比率法を用いて  $^{56}\text{Ni}(n,p)^{56}\text{Co}$  反応断面積を導出すること

が次の目標となる。今後の技術的な課題としては、ICの原子番号 $Z$ の分解能の向上とSR-PPACの改良が挙げられる。残留核の $Z$ 分布のピークが分かれておらず、 $^{58}\text{Ni}$ と $^{58}\text{Co}$ 、つまり中性子放出イベントと陽子放出イベントの分離が十分ではないため、 $Z$ の分解能の向上が求められる。また、SR-PPACのゲインの位置依存性は、粒子通過位置の導出に大きな影響を及ぼすため、カソード面とアノード面の距離の非均一性の低減などによってゲインのずれを解消することが求められる。



## Appendix A

# IC のブラックカーブ

イオンチェンバーの各パッドにおけるエネルギー損失から、粒子のブラックカーブを得ることが出来る（図 A.1）。本解析では、原子番号  $Z$  の識別に最初の 3 パッドの平均エネルギー損失を用いたが、フィットによって得られるピークの高さ等を使うこともできる。

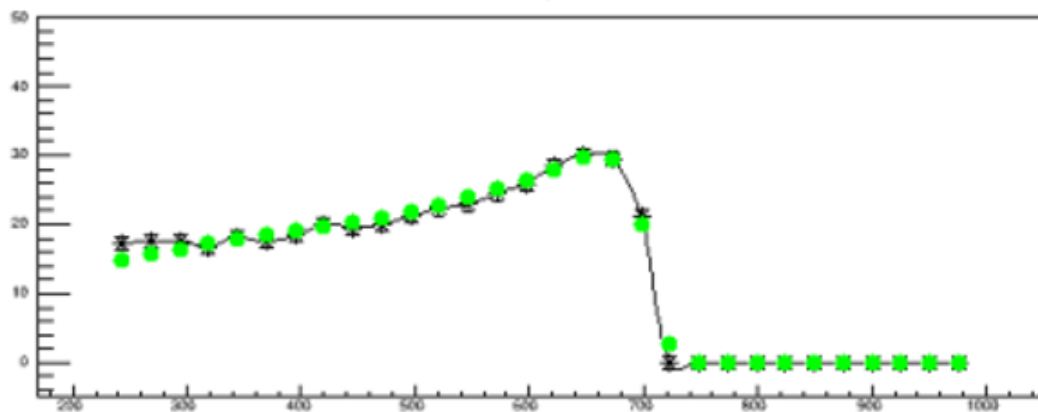


図 A.1: IC におけるエネルギー損失から得られる 1 イベントのブラックカーブ。黒がデータ点、緑がフィットを表す。

図 A.2 に、パイルアップと思われるイベントのブラックカーブを示す。ピークが二つあり、1 イベントの正確なエネルギー損失を得られない可能性がある。本解析では、ブラックカーブフィットの  $\chi^2$  分布（図 A.3）のゲートを掛けることでパイルアップイベントの除去を試みた。図 A.4 に、最初の 3 パッドの平均エネルギー損失分布の  $\chi^2$  ゲートによる変化を示す。全体的にイベントが減り、検出電荷が大きい領域は分布の形が変わっている。これは、パイルアップにより電荷が大きくなっているイベントが除去されることでピークの形が変わっていると考えられる。

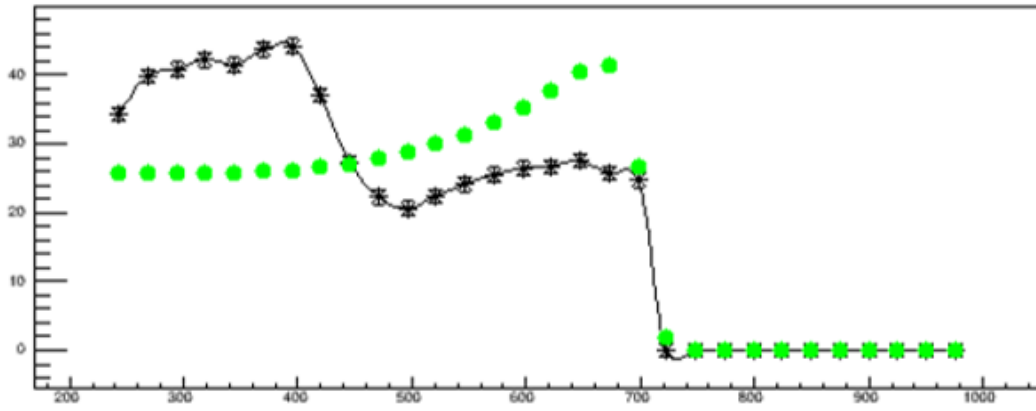


図 A.2: IC のパイラップと思われるイベント。ピークが二つあり、1 イベントの正確なエネルギー損失を得られない可能性がある。

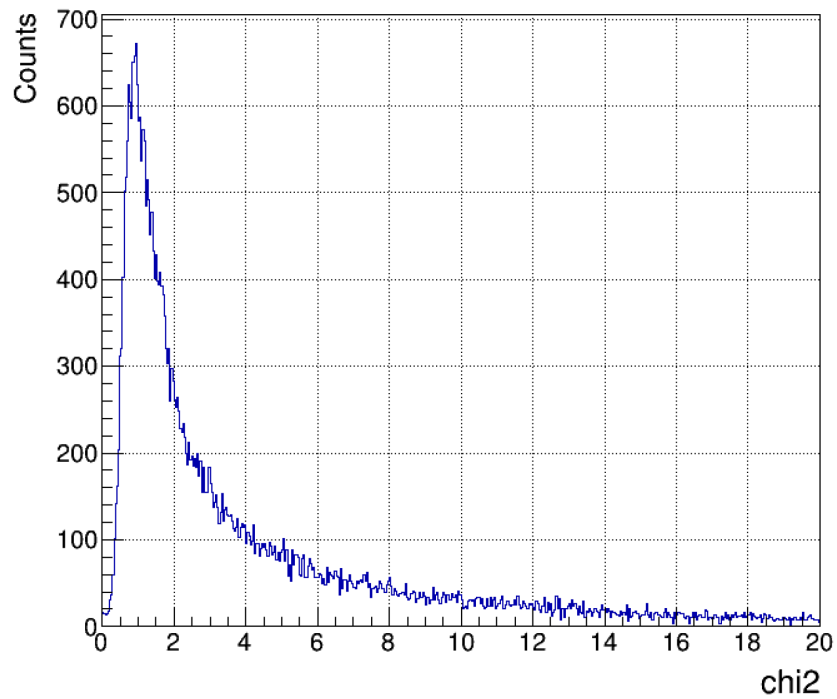


図 A.3: ブラックカーブフィットの  $\chi^2$  分布。

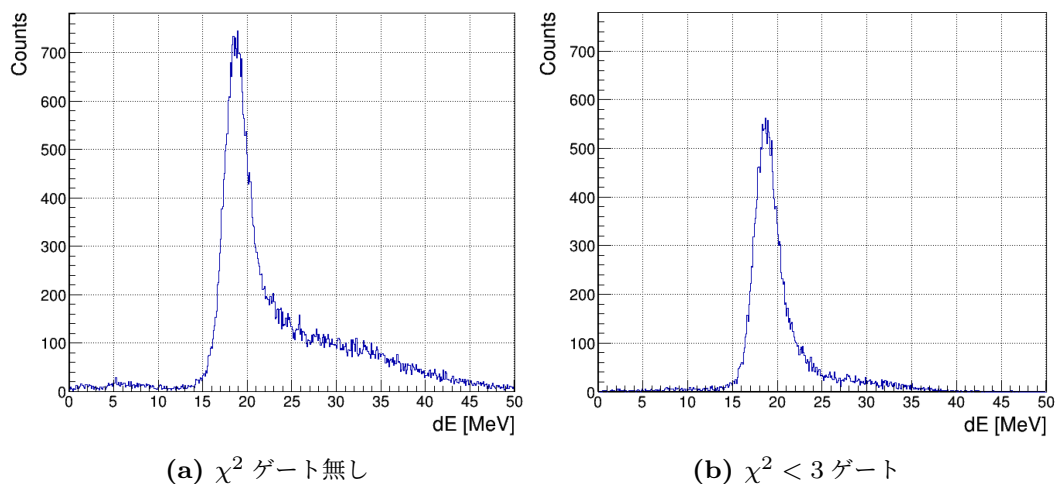


図 A.4: IC におけるエネルギー損失の  $\chi^2 < 3$  ゲートによる変化。  $\chi^2 < 3$  ゲートによって、全体的にイベントが減り、検出電荷の大きい領域の形が変わっている。

次に、図 A.5 に、図 A.1 のブラッグカーブが 0 に落ちる地点（レンジ）の分布を示す。イオンチェンバーの入り口からの距離を mm で表している。ピーク幅と同じ幅のギザギザした構造が見える。これは、IC のデータ点が少なく、フィットから得られるレンジの分解能が悪くなっていることが原因と考えられる。本解析ではこのデータは使用していないが、使用する際は注意する必要がある。

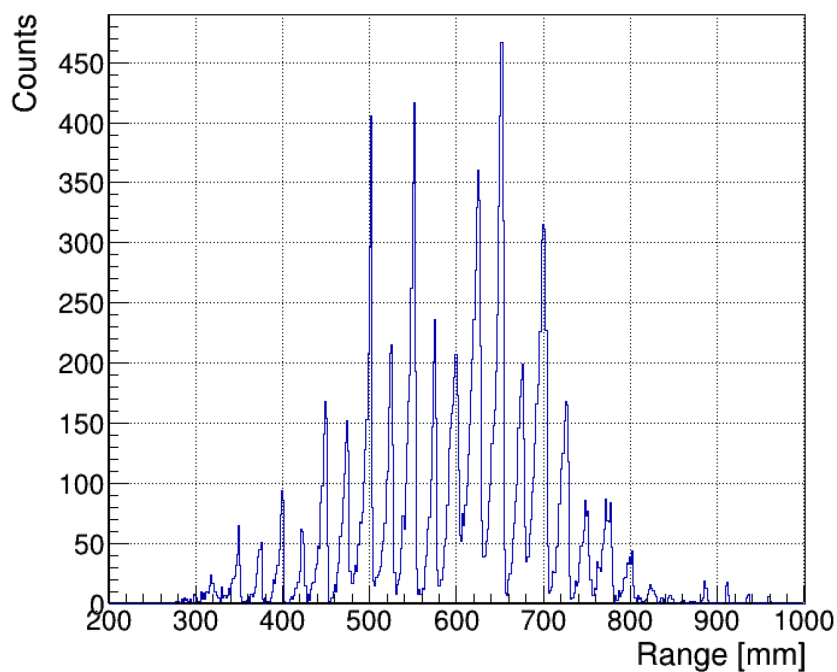


図 A.5: ブラッグカーブのレンジの分布。レンジはブラッグカーブが 0 に落ちる地点を表す。

## 参考文献

- [1] E. M. Burbidge et al., *Rev.Mod.Phys.*29 (1957) 547-650.
- [2] C. E. Rolfs, W. S. Rodoney, *Cauldrons in the Cosmos* (1988).
- [3] T. Rauscher et al.,*Rep.Prog.Phys.*76 (2013) 066201.
- [4] M. Arnould and S. Goriely, *Phys. Rep.* 384 (2003) 1-84
- [5] S. Wanajo et al., *ApJ* 647 (2006) 1323-1340
- [6] C. Fröhlich et al., *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 142502
- [7] N. Nishimura et al., *MNRAS* 489 (2019) 1379 – 1396
- [8] B. Mauss, D. Suzuki, *Prop. Nucl. Phys. Exp. RIBF.*, RIBF NP-PAC-20 (2019).
- [9] J.E. Escher et al., *Rev. Mod. Phys.* 84 (2012) 353 – 397
- [10] 萩之内 大雅, master's thesis of Tohoku University (2023).
- [11] 理研 RIBF, <https://www.nishina.riken.jp/facility/RIBFfacility.html>
- [12] N. Fukuda et al., *J. Part. Accel. Soc. Jpn.* 17, 4 (2020) 224-235.
- [13] 東大 CNS, <https://www.cns.s.u-tokyo.ac.jp/>
- [14] 熊谷 秀和, 理研の PPAC slide (2008)
- [15] H. Kumagai et al., *Nucl. Instrum. Meth. B* 317 (2013) 717-727.
- [16] 花井 周太郎, master's thesis of University of Tokyo (2021).
- [17] E. C. Pollacco et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 887 (2018) 81-93.
- [18] O. Iwamoto et al., *Nucl. Phys. A*576 (1994) 387-408
- [19] M. Baglin, *Nucl. Dat. She.* 95, 215(2002) 272-315
- [20] ENDF/B-VIII.0, #22670 NI-58(N,N)NI-58-L1,SIG
- [21] ENDF/B-VIII.0, #22668 NI-58(N,P)CO-58,SIG
- [22] 佐久間 啓介, master's thesis of Tohoku University (2021).

# 謝辞

本研究及び修士論文の執筆にあたり、大変多くの方々のご協力やご助言を賜りました。この場をお借りして厚く御礼申し上げます。

指導教員の岩佐直仁准教授には、3年間にわたり大変お世話になりました。本研究や東海村での実験に参加する機会をいただき、貴重な経験をさせていただきました。また、毎週のミーティングでは、原子核物理に関する様々な知識を熱心に教えていただき大変勉強になりました。心より感謝申し上げます。

理化学研究所仁科加速器科学研究センターの鈴木大介研究員には、本実験に参加してから約1年半にわたり大変お世話になりました。初めて実験に参加した際、趣味の話を交えて暖かく迎えてくださったことが印象に残っています。毎週のミーティングでは、知識や経験の乏しい私に物理学や解析に関して丁寧にご指導いただき、様々な経験をさせていただきました。心より感謝申し上げます。

東京大学原子核科学研究センター (CNS) の今井伸明准教授には、実験に取り組む姿勢、各種検出器の知識、解析の進め方など様々なことを教えていただきました。また、知識を深めるための的確なアドバイスもいただき解析に活かすことが出来ました。深く感謝申し上げます。

東北大学の遠藤史隆さん、昨年東北大学をご卒業された萩之内大雅さんには、同じ研究室の先輩として大変お世話になりました。実験に参加して間もないころには、個別のミーティングを開いていただき、解析方法に関してご指導いただきました。また、仙台にいない期間が長いお二人と久しぶりにお会いした時には、食事をともにさせていただき楽しい時間を過ごすことができました。本当にありがとうございました。

九州大学の寺西高准教授、田中久登さん、東大 CNS の Chillery Thomas William 特任研究員、李嘉泰さんには、毎週の解析ミーティングで様々なアドバイスをいただき大変お世話になりました。Thomasさんと李さんには解析に必要なプログラムを提供いただき、円滑に解析を進めることができました。また、田中さんとは同じ手法の解析を進めていることもあり、お互いに助け合いながら作業ができたため心強い存在でした。皆様に感謝申し上げます。

東北大学の松江隼輝さんと沼澤匠吾さんとは東海村での実験を共にし、2人に支えられながら実験をやり遂げることができ、貴重な経験となりました。ありがとうございました。

最後に、6年間の大学、大学院生活を常に支えてくれていた、両親、家族に心からの感謝を申し上げます。