

平成21年度修士論文
不安定核の陽子非弾性散乱による
新魔法数 $N=16$ の研究



田中 佳奈

学籍番号 : 08M01100

東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻

2010年3月2日

概要

近年、重イオン加速器の発達に伴い大強度の不安定核ビーム生成が可能となり、安定線から中性子束縛限界(ドリップライン)に至る中性子過剰な不安定核領域において、実験、理論の両面より研究が進展しつつある。このような中性子過剰領域では、核構造の変化により安定核で見られていた魔法数の消失や、新たな魔法数の出現といった特異な現象が明らかにされつつある。本研究では中性子ドリップライン核 ^{24}O およびその近傍核 ^{23}O に着目した。中性子過剰な酸素同位体では、 $N=16$ という新魔法数の出現が示唆されており、実験的に $N=16$ のシェルギャップの大きさを測定することは、新魔法数 $N=16$ の存在を確かめ、 $N=16$ の閉殻構造を定量的に理解する上で重要である。

本研究では、 ^{23}O および ^{24}O の核構造を知るために理化学研究所の加速器研究施設 RARF の入射核破砕片分離装置 RIPS を用いて、陽子非弾性散乱実験を行った。RIPS で生成された ^{23}O および ^{24}O の不安定核ビームを液体水素標的に入射させ、非弾性散乱によって励起した $^{23}\text{O}^*$ を生成した。この $^{23}\text{O}^*$ が脱励起する際に放出される ^{22}O 、中性子の運動量ベクトルを測定し、不変質量法により、 ^{23}O の低励起準位を求めた。さらに ^{24}O ビームの一中性子ノックアウト反応により ^{24}O のスペクトロスコピック因子について考察できる。

本研究では、 $N=16$ のシェルギャップを求めるための第一段階として、 ^{23}O 核の相対エネルギー分布を導出した。その結果、 ^{23}O 核の第一・第二励起準位に対応する相対エネルギーのピークを 0MeV 付近、1MeV 付近に観測した。

Abstract

Shell evolution with increasing A/Z ratio is a key characteristics which plays an important role in describing the structure of nuclei towards the drip line. The stability of the shell closures can be investigated by the size of the shell gaps measured as energy difference between the single particle states associated with different major shells. By changing the number of neutrons in a specific isotopic chain, the energy of the shell gaps also changes due to the residual interaction between protons and neutrons. In the oxygen isotopes near the neutron drip line, the appearance of the new magic number 'N=16' has been suggested. It is thus important to deduce the size of the shell gap of 'N=16'.

In the present study, we have investigated unbound excited states of ^{23}O by the invariant mass method. The experiment was performed at the RIPS facility at RIKEN. The secondary ^{23}O and ^{24}O ion beams at 62MeV/u produced by RIPS were incident on a liquid-hydrogen target. We measured the momentum vectors of both outgoing charged particle ^{22}O and the neutron. The relative energy of ^{23}O has been measured by the two different reaction. One of the reaction is (a)the proton inelastic scattering of ^{23}O . The other is (b)the neutron knock-out reaction of ^{24}O .

From these reaction, the peak at around 0MeV and 1MeV have been observed in the relative energy spectra of ^{23}O .

目次

第1章 序	1
1.1 新魔法数 $N=16$	2
1.2 ^{23}O の低励起準位の測定	5
第2章 実験手法	14
2.1 不変質量法	14
第3章 実験	16
3.1 不安定核ビーム	16
3.1.1 一次ビーム・一次標的	16
3.1.2 二次ビーム・二次標的	19
3.2 実験セットアップ	21
3.3 二次ビーム測定系	23
3.3.1 サイクロトロンの加速タイミング (RF)	23
3.3.2 F1PPAC	23
3.3.3 F2 シリコン半導体 (F2SSD)	23
3.3.4 F2 プラスチックシンチレーター (F2Pla)	23
3.3.5 ビーム用ドリフトチェンバー (NDC)	23
3.4 γ 線測定系	26
3.4.1 NaI(Tl) シンチレーター (DALI)	26
3.5 荷電粒子測定系	27
3.5.1 ドリフトチェンバー (MDC)	27
3.5.2 双極子電磁石 (B-mag)	28
3.5.3 ドリフトチェンバー (FDC)	28
3.5.4 プラスチックシンチレーター (Hodoscope)	28
3.6 中性子測定系	30
3.6.1 Veto Counter(VETO)	30
3.6.2 Neutron Counter(NEUT)	31
3.7 トリガー回路	32
第4章 解析	34
4.1 データセット	34
4.2 二次ビーム測定系	35
4.2.1 二次ビームの粒子識別	35
4.2.2 NDC の解析	40
4.3 荷電粒子測定系	45
4.3.1 Hodoscope の解析	45

4.3.2	MDC の解析	50
4.3.3	FDC の解析	52
4.3.4	出射粒子の質量数の識別	54
4.4	中性子測定系	59
4.4.1	入射位置の導出	59
4.4.2	スルー補正	61
4.4.3	エネルギーキャリブレーション	69
4.4.4	タイミングキャリブレーション	72
第 5 章	実験結果と議論	74
5.1	^{23}O ビームの陽子非弾性散乱	74
5.2	^{24}O ビームの一中性子ロックアウト反応	74
5.3	^{23}O の相対エネルギー分布	77
5.3.1	バックグラウンドイベントの除去	77
第 6 章	まとめと今後の展望	83
第 7 章	付録	84
7.1	酸素同位体の準位図	84
7.2	NEUT の印加電圧	86
7.3	A/Z=2 のビームを用いたキャリブレーション	88
7.3.1	F0-F2 間の TOF のオフセット	90
7.3.2	F2SSD のエネルギー較正	90
7.4	磁場の行列表示	92
7.5	NEUT のシンチレーション光の伝搬速度	93
7.6	中性子の検出方法	94
7.7	相対エネルギー E_{rel} の求め方	96
7.8	^{24}O の励起準位、陽子非弾性散乱の微分散乱断面積の理論予想	97

目次

1.1	核図表 (Z=20 まで)	1
1.2	Z=6,8,10,12 核の偶偶核における第一 2^+ 準位エネルギーの実験値	2
1.3	N=20 核の effective Single Particle Energy(SPE) の系統性	3
1.4	テンソル力による軌道の変化の概念図	4
1.5	基底状態、励起エネルギー、一中性子分離エネルギーの関連の概念図	5
1.6	Z.Elekes らが測定した ^{23}O の励起エネルギー分布	6
1.7	Z.Elekes らが測定した反応断面積の散乱角度分布	7
1.8	Z.Elekes らが測定したとされる ^{23}O の励起準位の概念図	7
1.9	A.Schiller らが測定した ^{23}O の相対エネルギー分布	8
1.10	A.Schiller らが測定したとされる ^{23}O の励起準位の概念図	9
1.11	A.Schiller らが示唆した ^{23}O の励起準位	9
1.12	^{23}O の励起準位 (理論計算による予想値と実験値)	10
1.13	本研究で取り扱う 2 つの反応	11
1.14	$^{23}\text{O}(p,p')^{23}\text{O}$ の散乱断面積の角度分布 (理論計算)	12
2.1	^{23}O 核の陽子非弾性散乱 (模式図)	14
3.1	加速器研究施設 RARF	17
3.2	入射核破砕片分離装置 RIPS のレイアウト	19
3.3	実験のセットアップ	22
3.4	NDC のワイヤ構成	24
3.5	DALI の配置	26
3.6	MDC のワイヤ構成	27
3.7	Hodoscope の構成	29
3.8	VETO の構成	30
3.9	NEUT の構成	31
3.10	トリガー回路	32
4.1	二次ビームの PI(Z の選択)	35
4.2	二次ビームの PI(A/Z の選択)	36
4.3	二次ビームの Z,A/Z 分布 (^{23}O ビームの場合)	37
4.4	二次ビームの Z,A/Z 分布 (^{24}O ビームの場合)	39
4.5	NDC のドリフト時間分布	40
4.6	NDC の STC	41
4.7	NDC1,2 の X 面 (1~4 面の和) の残差分布	42
4.8	NDC1,2 による標的でのビーム像	44
4.9	出射粒子の PI(Z の選択)	46

4.10	出射粒子の PI(IHodoscope ID=6,7)	47
4.11	出射粒子の PI(Hodoscope ID=1)	47
4.12	出射粒子の Z 分布 (^{23}O ビームの場合)	48
4.13	出射粒子の Z 分布 (^{24}O ビームの場合)	49
4.14	MDC のドリフト時間分布	50
4.15	MDC の STC	50
4.16	MDC の X 面の残差分布	51
4.17	FDC のドリフト時間分布	52
4.18	FDC の STC	52
4.19	FDC の X 面の残差分布	53
4.20	出射粒子の磁気硬度の導出	54
4.21	出射粒子の質量数の導出	55
4.22	出射荷電粒子の質量数 A の分布 (^{23}O ビームの場合)	56
4.23	出射荷電粒子の質量数 A の分布 (^{24}O ビームの場合)	57
4.24	出射粒子の質量数と TOF(二次標的-NEUT) の相関	58
4.25	宇宙線の計測における NEUT の dT 分布	60
4.26	スルー現象の模式図	61
4.27	スルー補正前の標的-NEUT 間の TOF と発光量 A_L , A_R の相関	63
4.28	スルー補正後の標的-NEUT 間の TOF と発光量 A_L , A_R の相関	64
4.29	スルー補正後の標的-NEUT 間の TOF(ns) 分布	66
4.30	宇宙線の入射位置分布	68
4.31	$\langle A \rangle$ と dT の相関	70
4.32	宇宙線計測による $\langle A \rangle$ 分布	71
4.33	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$ 反応における中性子の TOF(ns) の時間分解能 (1σ)	73
5.1	${}^{24}\text{O}$ 核での ${}^{23}\text{O}$ と中性子の配位の例 (模式図)	75
5.2	反応 (a) バックグラウンドの除去	78
5.3	反応 (b) バックグラウンドの除去	79
5.4	バックグラウンド除去後の反応 (a) ${}^{23}\text{O}$ の相対エネルギー分布	80
5.5	バックグラウンド除去後の反応 (b) ${}^{23}\text{O}$ の相対エネルギー分布	81
7.1	${}^{20}\text{O}$ の準位図	84
7.2	${}^{21}\text{O}$ の準位図	85
7.3	${}^{22}\text{O}$ の準位図	85
7.4	A/Z=2 ビームの粒子識別	89
7.5	A/Z=2 の核種に関する F2SSD の波高 (ch) のスペクトル	91
7.6	中性子の運動エネルギーと各反応の反応断面積の相関	95
7.7	${}^{24}\text{O}$ の励起準位 (理論計算による予想値)	97
7.8	${}^{24}\text{O}(p,p'){}^{24}\text{O}$ の散乱断面積の角度分布 (理論計算)	98

表 目 次

3.1	一次ビームの詳細	18
3.2	一次標的の詳細	18
3.3	Neutron Counter のキャリブレーションランの際の一次ビームの詳細	18
3.4	二次ビームの詳細	20
3.5	二次標的の詳細	20
3.6	Neutron Counter のキャリブレーションランの際の二次標的の詳細	20
3.7	NDC1,2 の仕様および実験時の印加電圧	25
3.8	MDC の仕様および実験時の印加電圧	28
3.9	FDC の仕様および実験時の印加電圧	28
3.10	Hodoscope の実験時の印加電圧	29
3.11	VETO の実験時の印加電圧	31
3.12	本実験のトリガー条件	33
4.1	本実験の RIPS パラメータの設定値	34
4.2	キャリブレーションランにおける RIPS パラメータの設定値	34
4.3	二次ビームの Z の分解能 (^{23}O ビームの場合)	38
4.4	二次ビームの A の分解能 (^{23}O ビームの場合)	38
4.5	二次ビームの Z の分解能 (^{24}O ビームの場合)	39
4.6	二次ビームの A の分解能 (^{24}O ビームの場合)	39
4.7	出射粒子の Z の分解能 (^{23}O ビームの場合)	48
4.8	出射粒子の Z の分解能 (^{24}O ビームの場合)	49
4.9	出射荷電粒子の質量分解能 (^{23}O ビームの場合)	56
4.10	出射荷電粒子の質量分解能 (^{24}O ビームの場合)	57
4.11	NEUT キャリブレーションのためのデータセット	59
4.12	スルー補正前と補正後の NEUT の TOF の時間分解能 (1σ)	67
4.13	$^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$ 反応における中性子の TOF(ns) の時間分解能 (1σ)	72
7.1	Long NEUT(LN1、LN2) の印加電圧	86
7.2	Short NEUT(SN1、SN2) の印加電圧	87
7.3	A/Z=2 ビームにおける RIPS パラメータの設定値	88
7.4	A/Z=2 の核種の TOF 絶対値の計算	90
7.5	NEUT のシンチレーション光の伝搬速度	93
7.6	中性子検出のための主な反応の種類と検出される粒子	94

第1章 序

近年重イオン加速器技術の発展により、中性子過剰な領域の原子核の研究が急速に進みつつある。図 1.1 に、横軸に中性子数、縦軸に陽子数を取った $Z=20$ までの核図表を示す。青の四角は安定核、ピンクの四角は不安定核を示している。中性子を過剰に含む中性子ドリプライン近傍の領域では、魔法数の消失といった核構造の変化や、中性子ハロー核、中性子スキン核などの特異構造を持つ原子核の出現など、 β 安定線付近の原子核では見られなかった現象が多数確認されている。

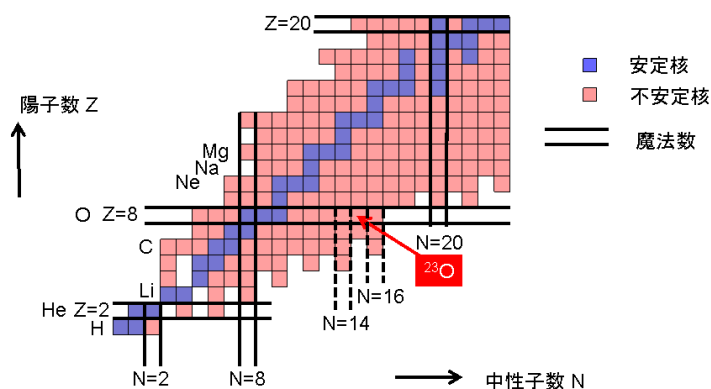


図 1.1: 核図表 ($Z=20$ まで)。青の四角は安定核、ピンクの四角は不安定核である。

原子核の中性子束縛メカニズムを知る上で重要な要素の一つとして魔法数がある。魔法数は原子核の構造を特徴づける数であり、通常、陽子数 Z や中性子数 N が魔法数 (2,8,20,28,...) を持つ原子核では、閉殻構造を持つことにより安定になることが分かっている。このことは、一中性子分離エネルギーが大きくなることや、偶偶核における第一 $2+$ 準位の励起エネルギーが高くなることなどから知ることができる。魔法数は殻模型 (shell model) によって説明され、多くの原子核がこの殻模型で良く記述されると考えられてきた。

しかし近年、魔法数を持つにも関わらず閉殻性が消失することが明らかにされた。中性子を過剰に含む中性子ドリプライン近傍の原子核では、2,8,20,28,... といった従来の魔法数の消失や、安定核では見られなかった新しい魔法数の出現という特異な現象が現れることが様々な実験で確認されている (例えば $N=20$ の消失に関しては [1] など)。

1.1 新魔法数 N=16

最近の研究により一中性子分離エネルギー S_n や偶偶核における第一 2^+ 準位の励起エネルギーの系統的变化の様相から、ドリップライン近傍領域において新しい魔法数 $N=16$ の出現が理論・実験の両面から示唆されている。

図 1.2 は、 $Z=6,8,10,12$ 核の偶偶核における第一 2^+ 準位のエネルギーの実験値を、中性子数の関数として系統的に示した図である ([2] より引用)。酸素同位体 ($Z=8$) について中性子数が増えた場合、安定線近傍の核で見られる従来の魔法数 $N=8$ 、および中性子ドリップライン近傍領域で新魔法数と示唆される $N=16$ において、第一 2^+ 準位のエネルギーが高いこと、すなわち $N=8,16$ のシェルギャップが大きい様子がわかる。酸素同位体の $N=16$ の第一 2^+ 準位のエネルギーは C.R.Hoffman らが 2008 年に測定したデータであり、中性子ドリップライン近傍領域で、新魔法数 $N=16$ が出現することの証拠として考えられている [2],[3]。

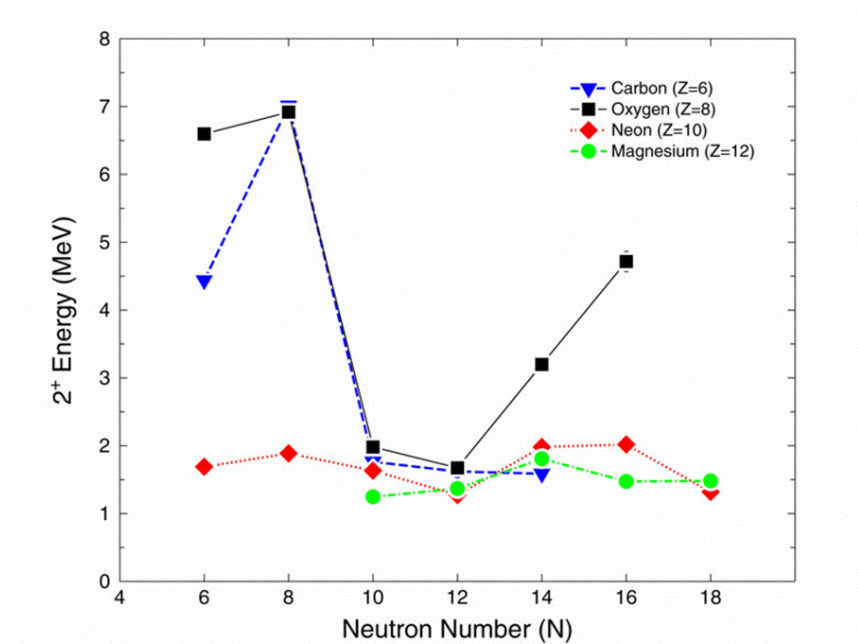


図 1.2: $Z=6,8,10,12$ 核の偶偶核における第一 2^+ 準位エネルギーの実験値 ([2] より引用)。酸素同位体 ($Z=8$) について中性子数が増えた場合、従来の魔法数 $N=8$ 、新魔法数と示唆される $N=16$ で第一 2^+ 準位のエネルギーが高いこと、すなわち $N=8,16$ のシェルギャップが大きい様子がわかる。

図 1.3 は $N=20$ 核の effective Single Particle Energy(SPE) を陽子数の関数として、理論的に計算した結果である ([4] より引用)。ある一つの軌道の effective SPE は、その軌道の一中性子分離エネルギーとして定義されている。 $N=20, Z=20$ の二重魔法数を持つ安定核 ^{40}Ca 近傍の原子核では、 $0d_{3/2}$ 軌道と $0f_{7/2}$ 軌道の間大きなシェルギャップが存在し、 $N=20$ が魔法数となることを示している。一方、陽子数の数を減らすと、 $1s_{1/2}$ 軌道と $0d_{3/2}$ 軌道の間大きなシェルギャップが生じる。このような殻構造の変化により、中性子過剰領域では、従来の魔法数 $N=20$ では閉殻性が消失し、新魔法数 $N=16$ が出現すると示唆されている。酸素同位体のドリップラインが $N=20$ の ^{28}O ではなく、 $N=16$ の ^{24}O であることもこのように殻構造の変化により説明できると考えられている。

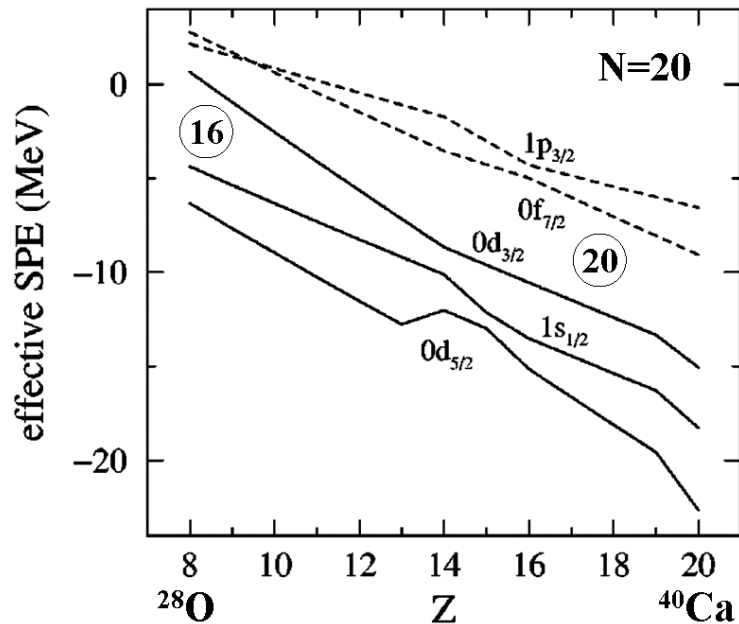


図 1.3: $N=20$ 核の effective Single Particle Energy(SPE) の系統性 ([4] より引用)。陽子数の数を減らすと、 $1s_{1/2}$ 軌道と $0d_{3/2}$ 軌道の間大きなシェルギャップが生じることから、中性子過剰領域では、従来の魔法数 $N=20$ が消失し、新魔法数 $N=16$ が出現すると示唆している。

酸素同位体において新魔法数 $N=16$ が出現するのは、核子間 (主に陽子-中性子間) にはたらくテンソル力に起因していると考えられている [5],[6]。テンソル力は角運動量 l が同じ値でスピンの異なる陽子-中性子の二準位間にはたらく相互作用である。図 1.4 は、 ^{30}Si , ^{24}O について、 $s_{1/2}$ 軌道に対する中性子の effective SPE(ESPE) を示した図である ([5] より引用)。 $Z=14$ の ^{30}Si では、 $d_{5/2}$ 軌道の陽子と $d_{3/2}$ 軌道の中性子の間にテンソル力 (引力) がはたらくが、 $Z=8$ の ^{24}O では、 $d_{5/2}$ 軌道の陽子がなくなるため、テンソル力がなくなり、 $s_{1/2}$ 軌道と $d_{3/2}$ 軌道間に大きなシェルギャップが生じると考えられる。

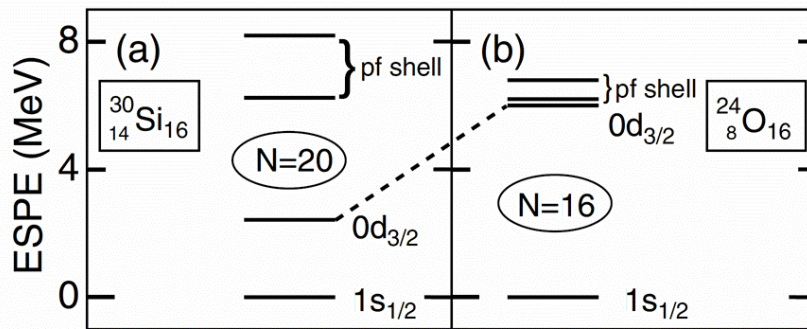


図 1.4: テンソル力による軌道の変化の概念図 ([5] より引用)。角運動量 l が同じ値でスピンの異なる陽子-中性子の二準位間にテンソル力がはたらく。 ^{30}Si では d 軌道に引力のテンソル力がはたらくが、 ^{24}O では d 軌道にはたらくテンソル力がなくなることにより、 $s_{1/2}$ 軌道と $d_{3/2}$ 軌道間に大きなシェルギャップが生じると考えられる。

1.2 ^{23}O の低励起準位の測定

酸素同位体における $N=16$ のシェルギャップの大きさを決定することは、酸素だけでなくその近傍核の中性子束縛のメカニズムを知る上で非常に重要である。特に ^{23}O 、 ^{24}O の低励起準位は酸素同位体における $N=16$ のシェルギャップの大きさを決定する上で非常に重要な量である。しかし、未だに実験による観測例が少なく、励起準位の特定が難しい段階である。本研究は、 ^{23}O 、 ^{24}O の低励起準位を特定し、 $N=16$ のシェルギャップの大きさを決定することを目的としている。

^{23}O 、 ^{24}O の低励起準位の測定はこれまで以下のように行われてきた。酸素同位体 ^{23}O 、 ^{24}O におけるインビームガンマ線の測定では、いかなる γ 線ピークも検出されなかった [7]¹。このことから、 ^{23}O 、 ^{24}O の第一励起準位は中性子分離エネルギーより高くに位置しており、 $N=16$ のシェルギャップが大きいことが示されている (図 5.4)。

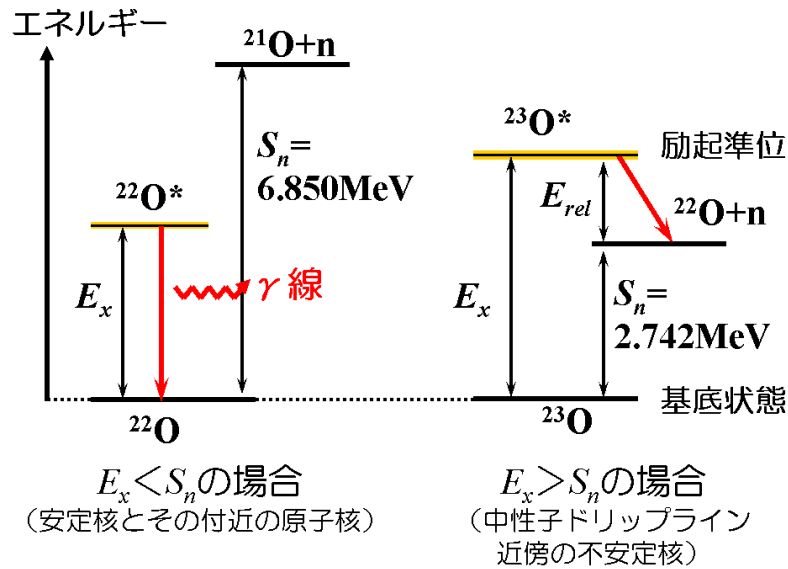


図 1.5: 基底状態、励起エネルギー (E_x)、一中性子分離エネルギー (S_n) の関連の概念図。酸素同位体 ^{23}O 、 ^{24}O におけるインビームガンマ線の測定では、いかなる γ 線ピークも検出されなかった [7] ことから、 ^{23}O 、 ^{24}O の第一励起準位は中性子分離エネルギーより高くに位置することが示されている。

¹付録 7.1 章を参照。

Z.Elekes らは RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator) において、34A MeV の ^{22}O ビーム、 CD_2 標的 (厚さ $30\text{mg}/\text{cm}^2$) を用いた $^{22}\text{O}(\text{d},\text{p})^{23}\text{O}$ 反応 (neutron transfer reaction) から、 ^{23}O の $4.00(2)\text{MeV}$, $5.30(4)\text{MeV}$ の励起準位を観測した [8](図 1.6)。さらに反応断面積の散乱角度分布を求め、殻模型計算との比較から、 $4.00(2)\text{MeV}$ の励起準位の角運動量が $l=2$ であるとし、 $d_{3/2}$ 軌道の一粒子状態であると考察した (図 1.7, 1.8)。 $5.30(4)\text{MeV}$ の励起準位に関しては、 sd 殻をモデルスペースにとった殻模型計算の結果と一致しなかったことから、 fp 殻からの寄与であると推定している。 $4.00(2)\text{MeV}$ の励起準位から、 $N=16$ のシェルギャップの大きさに対応する、 $s_{1/2}$ 軌道と $d_{3/2}$ 軌道のエネルギー差が $4.00(2)\text{MeV}$ であり、 $N=16$ に大きなシェルギャップが存在することを示唆した。

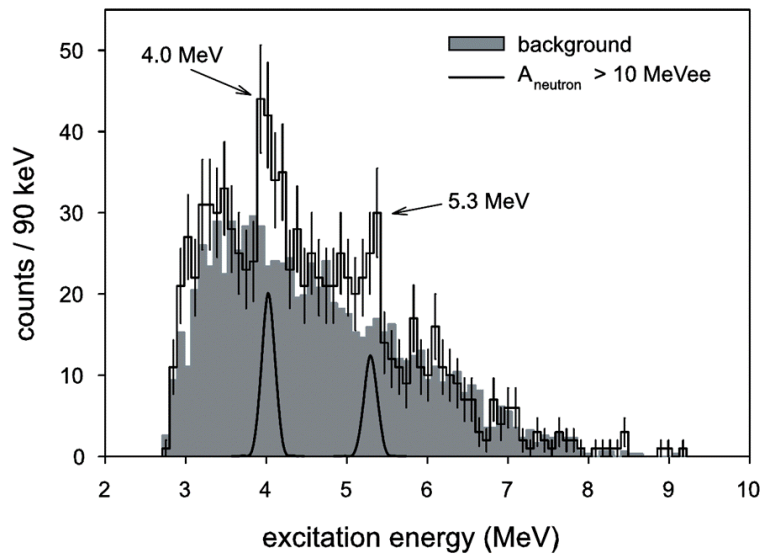


図 1.6: Z.Elekes らが測定した ^{23}O の励起エネルギー (E_x) 分布 ([8] より引用)。 $d_{3/2}$ 軌道の一粒子状態と考えられる $E_x=4.00(2)\text{keV}$ のピークが見えている。

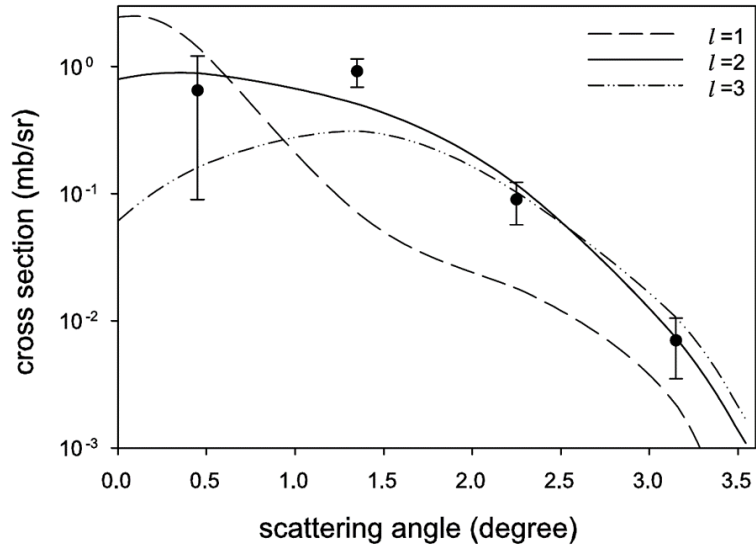


図 1.7: Z.Elekes らが測定した反応断面積の散乱角度分布 ([8] より引用)。殻模型計算との比較から、4.00(2)MeV の励起準位の角運動量が $l=2$ であるとし、測定した励起準位が $d_{3/2}$ 軌道の一粒子状態であることを示唆した。

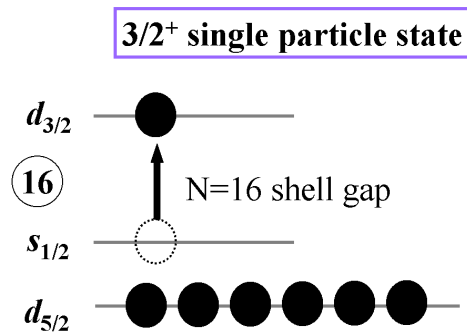


図 1.8: Z.Elekes らが測定したとされる ^{23}O の励起準位の概念図。 $s_{1/2}$ 軌道の中性子が $d_{3/2}$ 軌道に励起した一粒子状態である。

A.Schiller らは MSU(ミシガン州大学) の NSCL(National Superconducting Cyclotron Laboratory) において、86A MeV の ^{26}Ne ビーム、Be 標的 (厚さ $893\text{mg}/\text{cm}^2$) を用いた $^{26}\text{Ne} + \text{Be}$ $^{23}\text{O} + \text{X}$ (2p+1n removal reaction) から、 ^{23}O の $2.8(1)\text{MeV}$ の励起準位を観測した [9],[10] (図 1.9)。A.Schiller らは測定した励起準位が $d_{5/2}$ 軌道の一空孔状態であると示唆 (図 1.10) し、 ^{23}O の励起準位を図 1.11 のように示唆した。

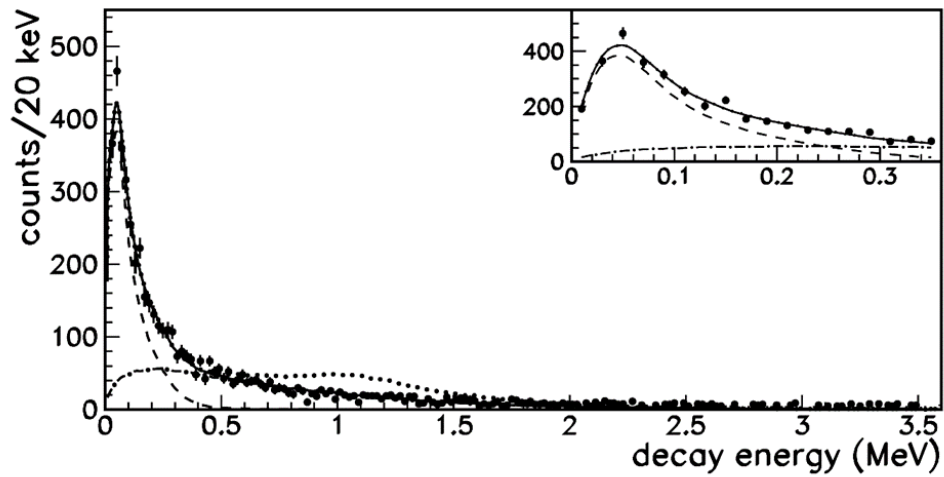


図 1.9: A.Schiller らが測定した ^{23}O の相対エネルギー (E_{rel}) 分布 ([9] より引用)。 $E_{rel}=45(2)\text{keV}$ のピークが見えている。励起エネルギー E_x はこれに一中性子分離エネルギー $S_n=2.74(13)\text{keV}$ を足した値となる ($E_x = E_{rel} + S_n=2.8(1)\text{MeV}$)。

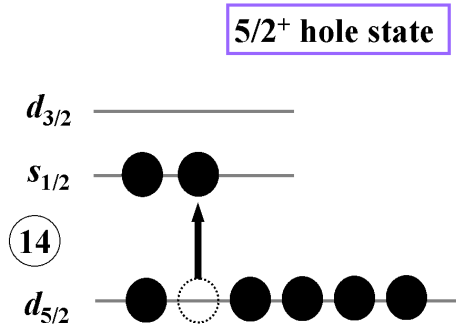


図 1.10: A.Schiller らが測定したとされる ^{23}O の励起準位の概念図。 $d_{5/2}$ 軌道の中性子が $s_{1/2}$ 軌道に励起した一空孔状態である。

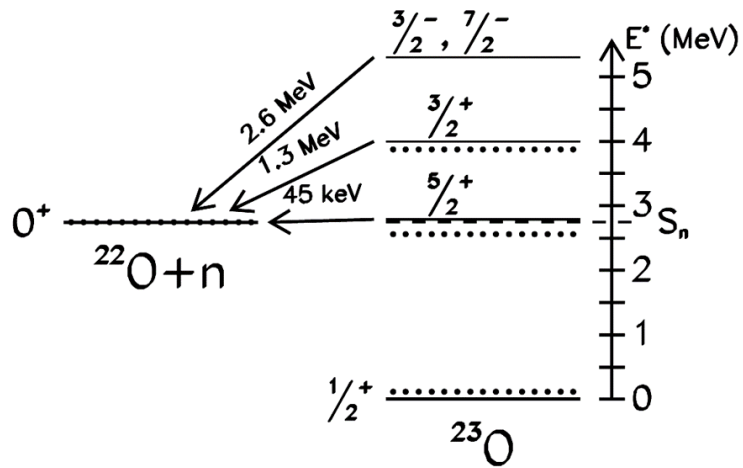


図 1.11: A.Schiller らが示唆した ^{23}O の励起準位 ([9] より引用)

図 1.12 は ^{23}O の励起準位と中性子分離エネルギーについて、理論計算による予想値とこれまでの実験値を示した図である。いくつかの殻模型計算 (W model, USDa model, USDb model²⁾ の結果を比較している。 ^{23}O の励起準位に関しては、実験データが少なく、理論予想値が model によってばらついているのが現状である。

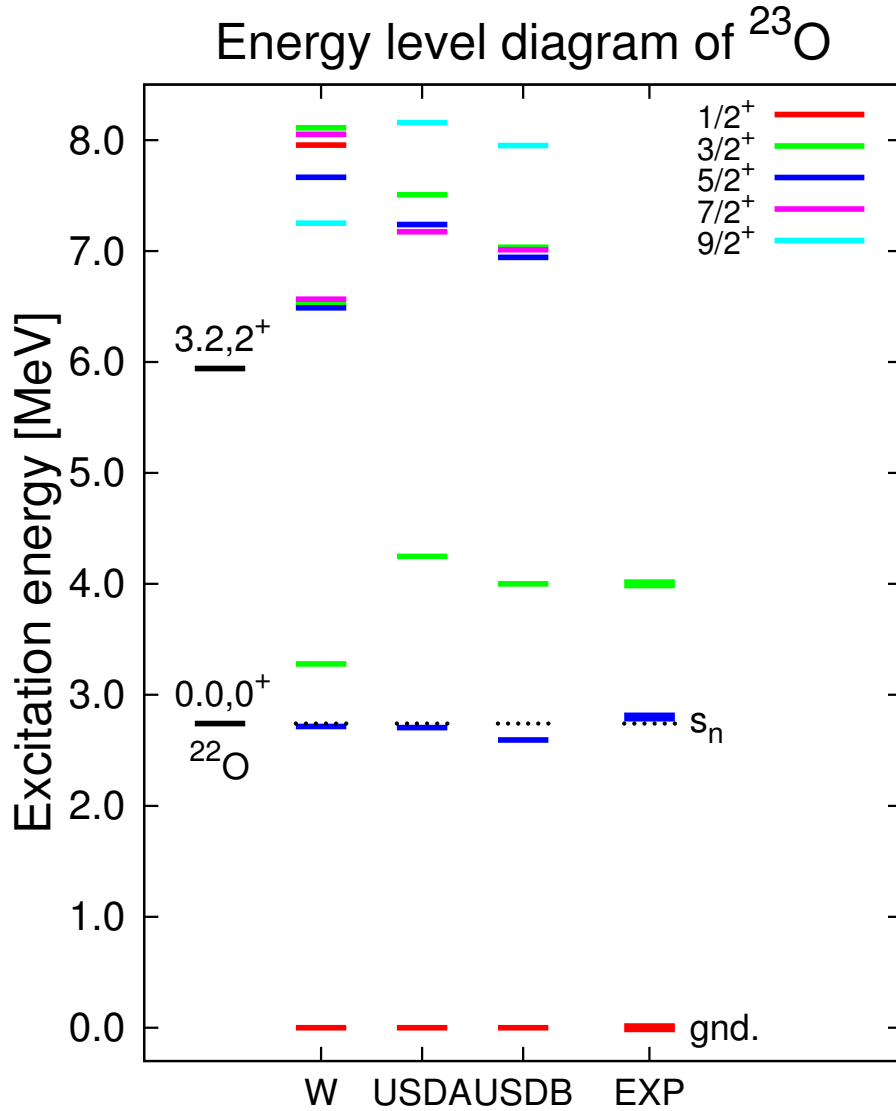
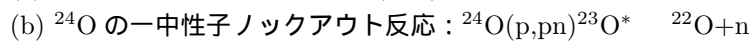
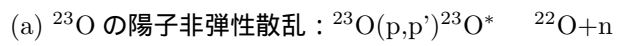


図 1.12: ^{23}O の励起準位 (理論計算による予想値と実験値)

²USDa model, USDb model は USD model の改良版で、USDa, USDb ではフィット時に採用した実験値の個数が異なる。

本研究では、



という 2 つの反応から、 ^{23}O 、 ^{24}O の微視的構造を求め、 $N=16$ のシェルギャップの精密な特定を目指す。図 1.13 に本研究で取り扱う 2 つの反応の模式図を示した。

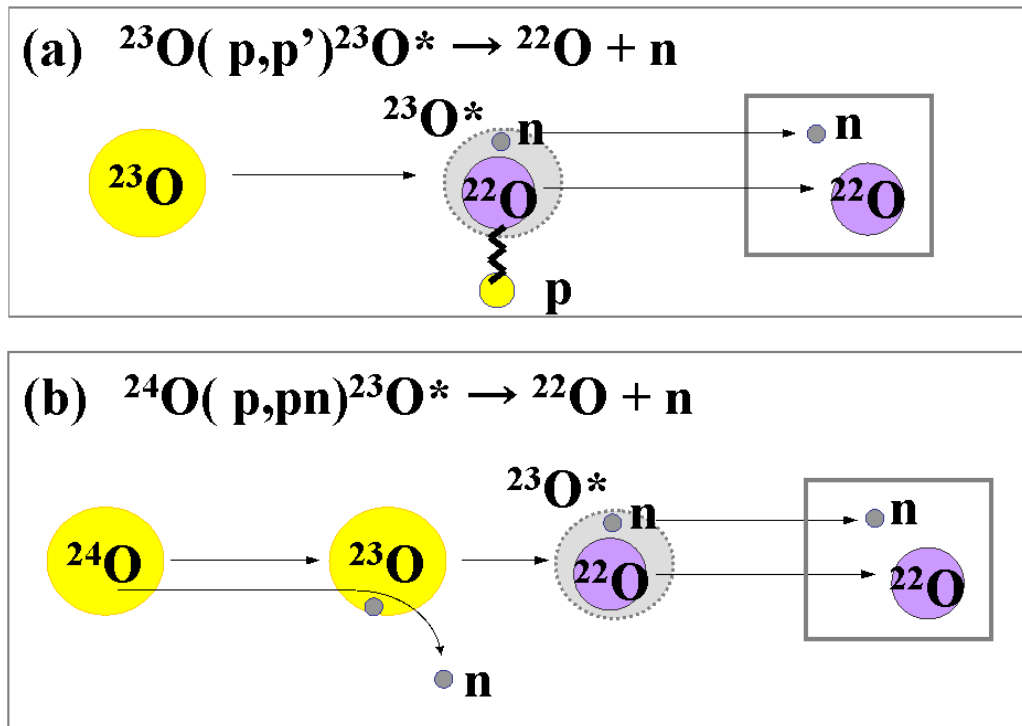


図 1.13: 本研究で取り扱う 2 つの反応

反応 (a) : ^{23}O の陽子非弾性散乱 $^{23}\text{O}(p,p')^{23}\text{O}$ からは、酸素同位体 ^{23}O の非束縛な低励起準位の励起エネルギーを測定し、これまでの Z.Elekes、A.Schiller らの観測を確認する。また、励起エネルギーの測定のみならず、微分散乱断面積の角度分布を測定する。

ここで、 ^{23}O の陽子非弾性散乱の場合、微分散乱断面積の角度分布は、殻模型により図 1.14 のように計算される。微分散乱断面積と DWBA 計算との比較から、 ^{23}O の低励起準位について、その微視的構造が明らかにされる。

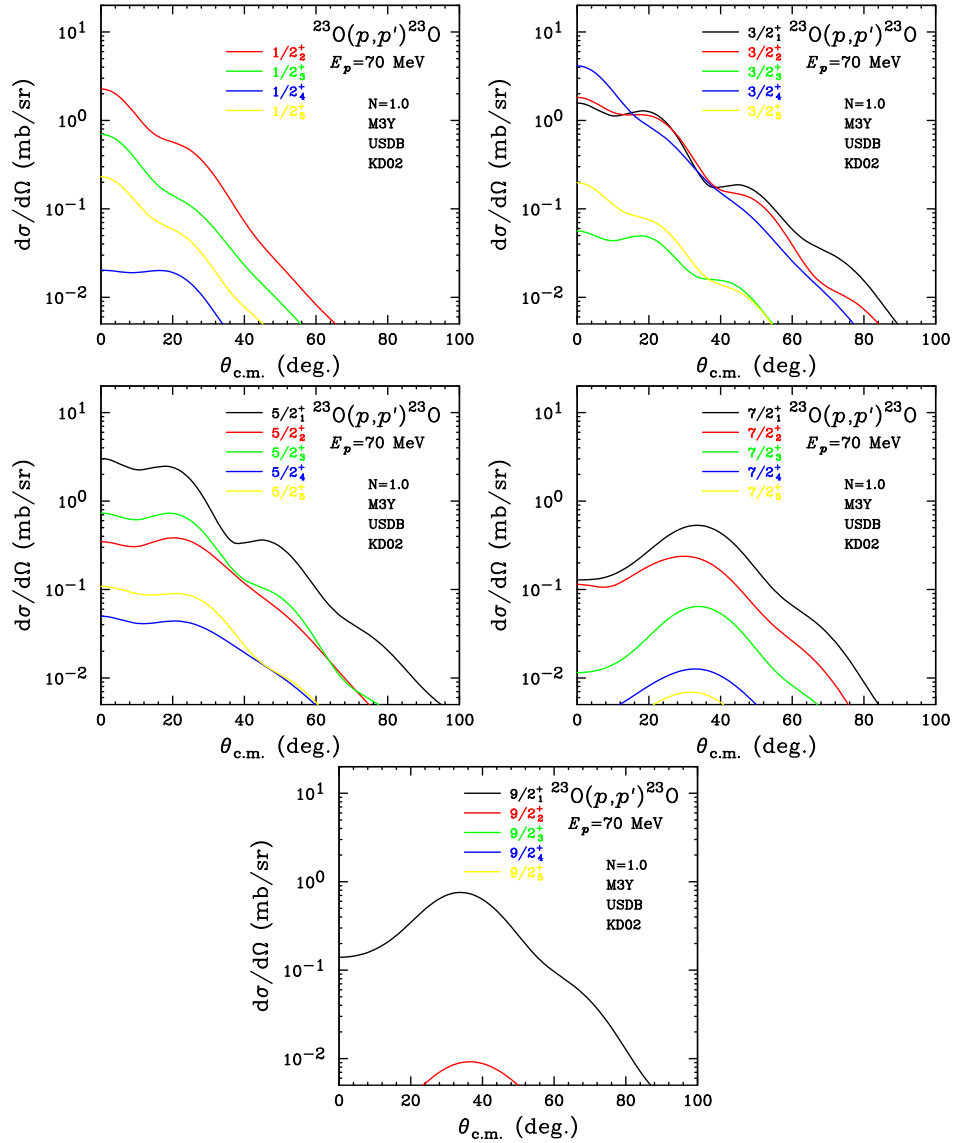


図 1.14: $^{23}\text{O}(p,p')^{23}\text{O}$ の散乱断面積の角度分布 (理論計算)

反応 (b) : ^{24}O の一中性子ノックアウト反応 $^{24}\text{O}(p,pn)^{23}\text{O}^*$ では、以下のように ^{24}O 内の中性子の占有率であるスペクトロスコピック因子 (spectroscopic factor) の導出を目指す。 ^{24}O 核は ^{23}O と中性子の様々な配位の線形結合として

$$\begin{aligned}\Psi(^{24}\text{O}) &= \sqrt{C^2S(1/2^+)}|^{23}\text{O}(1/2^+) \otimes \nu s_{1/2} \rangle \\ &+ \sqrt{C^2S(5/2^+)}|^{23}\text{O}(5/2^+) \otimes \nu d_{5/2} \rangle \\ &+ \sqrt{C^2S(3/2^+)}|^{23}\text{O}(3/2^+) \otimes \nu d_{3/2} \rangle \\ &+ \dots\end{aligned}$$

と書ける。一中性子ノックアウト反応の断面積から、スペクトロスコピック因子 $C^2S(5/2^+)$ 、 $C^2S(3/2^+)$ 等の情報を引き出せる。これは ^{24}O における $s_{1/2}$ 軌道と $d_{5/2}$ 軌道の一粒軌道エネルギーの差を得ることになり、 $N=16$ がどのくらい安定した殻であるかがわかる。これまでに ^{24}O の $s_{1/2}$ 軌道のスペクトロスコピック因子に関しては、R.Kanungo らにより $C^2S(5/2^+)=1.74(19)$ と求められた [11]。本実験ではさらに、 ^{23}O の低励起準位への遷移を観測することで、新たに $d_{5/2}$ 軌道、 $d_{3/2}$ 軌道のスペクトロスコピック因子を測定することを目指す。

実験は 2009 年 7 月、理化学研究所の入射核破碎分離器 RIPS を用いて行った。 ^{23}O の陽子非弾性散乱、および ^{24}O の一中性子ノックアウト反応により励起状態 $^{23}\text{O}^*$ を生成する。 $^{23}\text{O}^*$ の崩壊の際に放出される荷電粒子と中性子を同時検出し、荷電粒子と中性子の運動量ベクトルの測定から不変質量法に基づき、 ^{23}O の励起エネルギーを導出した。本論文では ^{23}O の相対エネルギー分布を求め、その結果について考察する。

第 2 章では実験手法について、第 3 章では実験のセットアップについて、第 4 章では実験データの解析について、第 5 章では解析結果について、第 6 章では本研究のまとめについて述べる。

第2章 実験手法

2.1 不変質量法

実験手法として用いた不変質量法について述べる。 ^{23}O はインビームガンマ線分光法を用いた研究により束縛励起準位の存在が否定されている [7]。そのため、非束縛準位の測定が重要となる。そこで不変質量法を用いて酸素同位体の非束縛共鳴励起状態の探索実験を行う。図 2.1 に ^{23}O 核の陽子非弾性散乱におけるエネルギーの関係を示す。

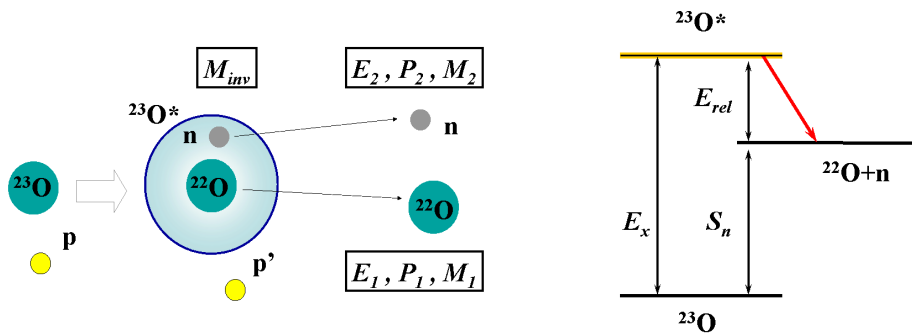


図 2.1: ^{23}O 核の陽子非弾性散乱 (模式図)

静止質量 M_{inv} の粒子が n 個の粒子に崩壊した際、不変質量は以下のように表される。

$$M_{inv} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2 - \left|\sum_{i=1}^n \vec{P}_i\right|^2} \quad (2.1)$$

E_i, \vec{P}_i はそれぞれ放出粒子のエネルギーと運動量ベクトルである。放出粒子の静止エネルギーを M_i で表すと、崩壊前の粒子と放出粒子の相対エネルギー E_{rel} は

$$E_{rel} = M_{inv} - \sum_i^n M_i \quad (2.2)$$

と表せる (ただし光速 $c=1$ とした)。したがって、全放出粒子の静止質量が既知の時、全放出粒子の運動量ベクトルの測定から相対エネルギー分布を導出することで、励起準位の励起エネルギー E_x を求めることができる。

不変質量法は、吟味の対象となる原子核がビームとして供給される逆運動学条件下では以下のような特徴を持つため、不安定核の非束縛準位のエネルギーの測定に適している。

- ・入射ビームのエネルギーや運動量ベクトルによらず励起エネルギーを測定できるため、これらが大きな広がりを持ち、決定精度が低い二次ビームを用いた実験においても分解能を損なうことがない
- ・逆運動学条件下では放出粒子が前方に集中するため、検出器のアクセプタンスが比較的小さい場合でも高い収量効率を得られる
- ・欠損質量法に比べて高いエネルギー分解能が得られる (相対エネルギーが 1MeV の時、rms 値 (root mean square) で 150keV 程度)

本研究では非束縛励起状態 $^{23}\text{O}^*$ が崩壊する際に放出される ^{22}O と中性子の運動量ベクトルを同時測定することで、 ^{23}O の励起エネルギーを導出する。

第3章 実験

実験は2009年7月に理化学研究所のRIPSを用いて行われた。本章では、不安定核 ^{23}O ビームおよび ^{24}O ビームの生成方法について述べる。また、実験に使用した検出器のセットアップ、データ収集システムについてまとめる。

3.1 不安定核ビーム

3.1.1 一次ビーム・一次標的

実験は理化学研究所の加速器研究施設RARFの入射核破砕片分離装置RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator) [12]を用いて行われた。図3.1にRARFのレイアウトを示す。本施設RARFでは、リングサイクロトロンを主加速器としており、最大エネルギー135MeV/u、最大強度 $1\text{p}\mu\text{A}$ の $A/Z=2$ の重イオンビームの生成が可能である。

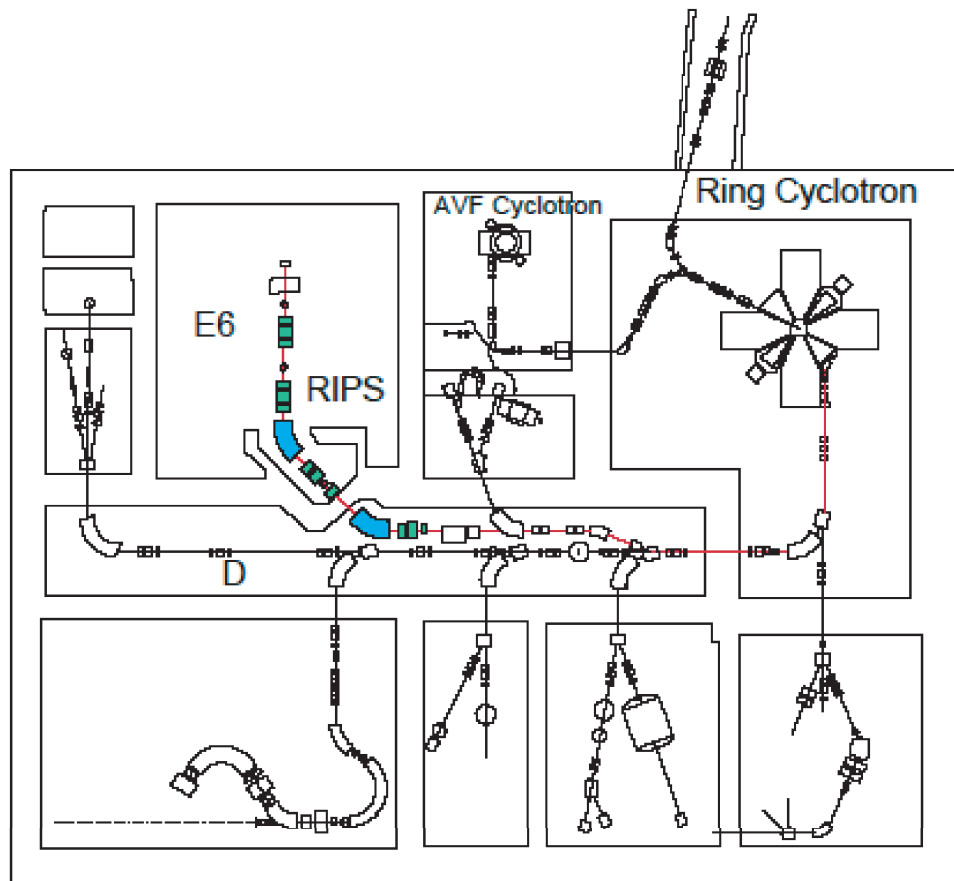


図 3.1: 理化学研究所の加速器研究施設 RARF のレイアウト。イオン源で生成した ^{40}Ar を、AVF サイクロトロンとリングサイクロトロンにより二段階で加速し、E6 実験室へと輸送して、95AMeV の ^{40}Ar ビームを一次標的 ^9Be に入射させた。赤いラインがビーム (一次ビームおよび二次ビーム) の輸送経路である。

本実験では、イオン源で生成した ^{40}Ar ビームを AVF サイクロトロンにより前段加速した後、リングサイクロトロンでさらに加速し、四重極電磁石により収束を保ちつつ、双極子電磁石によりその軌道を曲げながら E6 実験室へと輸送し、95A MeV の ^{40}Ar ビームを一次標的 ^9Be に入射させた。図 3.1 中の赤いラインがビーム (一次ビームおよび二次ビーム) の輸送経路である。表 3.1、3.2 に一次ビーム、一次標的の詳細を示す。

また Neutron Counter のキャリブレーションのための $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ 反応の測定に、一次ビームに陽子ビームを用いた。表 3.3 にキャリブレーションランの際の一次ビームの詳細を示す。

一次ビーム	エネルギー	強度
^{40}Ar	95A MeV	80 pA

表 3.1: 一次ビームの詳細

一次標的	標的厚
^9Be	277.2 mg/cm ² (1.5mm)

表 3.2: 一次標的の詳細

一次ビーム	エネルギー
陽子	70 MeV/u

表 3.3: Neutron Counter のキャリブレーションランの際の一次ビームの詳細。一次標的は空標的である。

3.1.2 二次ビーム・二次標的

図 3.2 に入射核破砕片分離装置 RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator) [12] および E6 実験室のレイアウトを示す。図 3.2 中の Q は四重極磁石 (Quadrupole Magnet)、D は双極子磁石 (Dipole Magnet)、F は焦点面 (Focal Plane) を表している。

リングサイクロトロンによって 95 A MeV に加速された一次ビーム ^{40}Ar が F0 に位置する一次標的 ^9Be に入射すると、入射核破砕反応により不安定核が生成される。生成された不安定核は様々な核種を含んでいるため、RIPS により分離を行う。磁気硬度 ($B\rho$) の違いと、エネルギー減衰板におけるエネルギー損失の違いを利用して、目的となる核種を二次ビームとして選び出す。

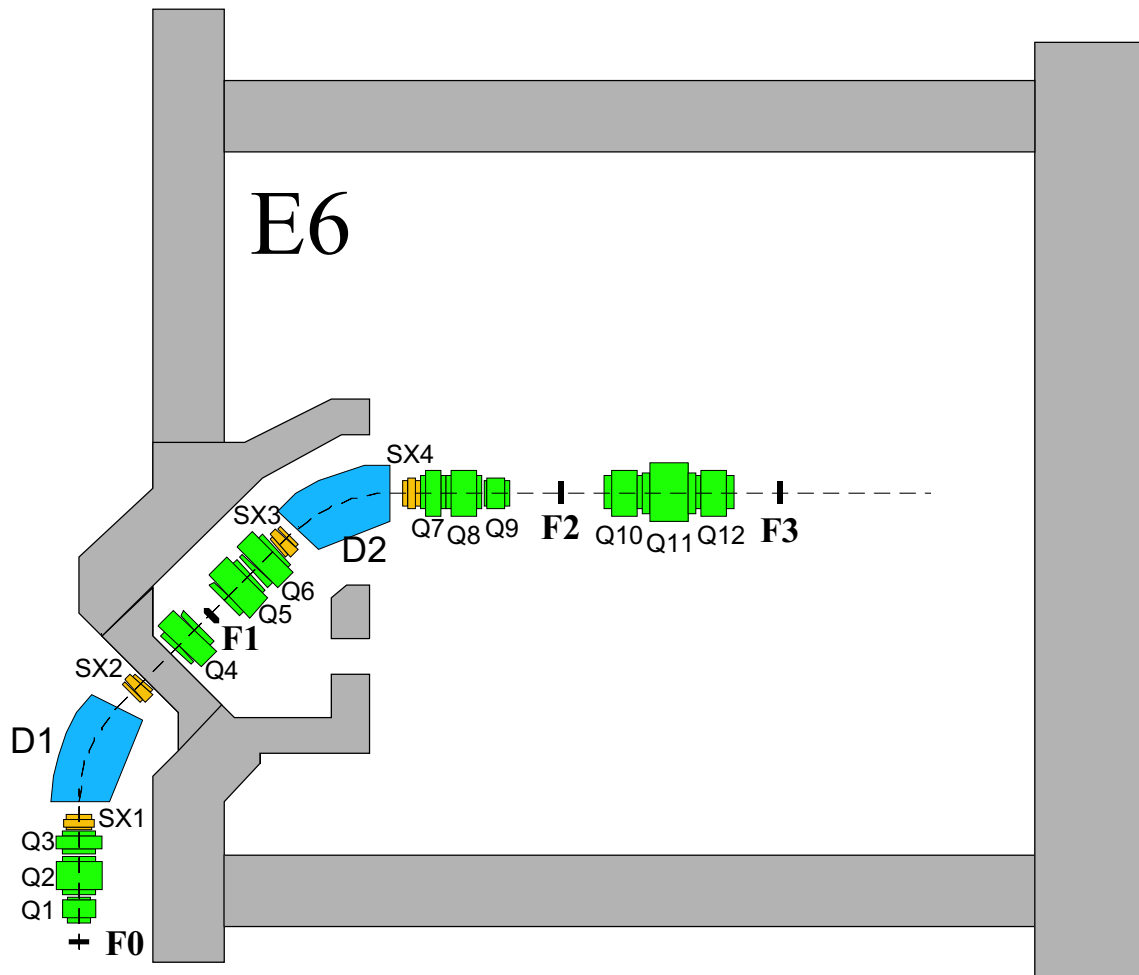


図 3.2: 入射核破砕片分離装置 RIPS のレイアウト。一次ビームが F0 に位置する一次標的に入射すると、核破砕反応により様々な核種が生成される。RIPS では、磁気硬度 ($B\rho$) の違いとエネルギー減衰板におけるエネルギー損失の違いを利用して目的となる核種を選び出す。本実験では二次ビームとして ^{23}O および ^{24}O を選び出し、F3 に位置する二次標的に入射させた。

本実験では二次ビームとして ^{23}O および ^{24}O を選び出し、F3 に位置する二次標的に入射させた¹。表 3.4 に二次標的位置 F3 における二次ビームの詳細を示す。

二次ビームは F3 に位置する二次標的に入射する。本実験では二次標的として液体水素標的 [13] を用いた。二次標的の詳細を表 3.5 に示す。

二次ビーム	エネルギー (MeV/u)	強度 (cps)	Purity
^{23}O	62.0	11.4	8.92 %
^{24}O	62.9	3.6	9.68 %

表 3.4: 二次ビームの詳細。エネルギーは二次標的中心での平均エネルギーである。

二次標的	標的厚
液体水素	$1.6 \times 10^2 \text{ mg/cm}^2$

表 3.5: 二次標的の詳細

二次標的に液体水素を用いる利点は以下の通りである。

- ・質量数が $A=1$ と小さいため、単位面積密度あたりの標的数が多く、統計を稼ぐことができる²。
 - ・電荷が $Z=1$ であるため、クーロン多重散乱を小さく抑えられる。
 - ・本実験で問題となるエネルギー領域 ($E \leq 100 \text{ MeV}$) では、陽子が不活性であるため、標的が励起するなどして発生するバックグラウンドがない。
 - ・非弾性散乱の断面積を評価する微視的反応理論の枠組が整備されている。
- ただしデメリットとして Z/A 値が 1 と、他の元素に比べておよそ 2 倍大きいいため、標的中のエネルギー損失は約 2 倍になることが挙げられる。

また Neutron Counter のキャリブレーションのための $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ 反応の測定に、二次標的に Li 標的を用いた。表 3.6 にキャリブレーションランの際の二次標的の詳細を示す。

二次標的	標的厚
Li	238.2 mg/cm^2 (4.4607mm)

表 3.6: Neutron Counter のキャリブレーションランの際の二次標的の詳細

¹二次ビームの粒子識別については 4.2 章で述べる。

²実験で期待される生成量 Yield は、 I :ビーム量、 N_A :アボガドロ数、 A :質量数、 σ :散乱断面積、 ϵ :検出効率を用いて、以下のように表される。

$$\text{yield} = I \cdot \frac{N_A}{A} \cdot \sigma \cdot \epsilon \quad (3.1)$$

水素は質量数 $A=1$ なので、非弾性散乱のイベント数の面で大きく期待できる。

3.2 実験セットアップ

本実験のセットアップを図 3.3 に示す。

まず、二次標的前に配置した二つのドリフトチェンバー (NDC1,2) によって RIPS で生成された二次ビーム (^{23}O など) の二次標的への入射飛跡を測定した。その後、二次ビームは二次標的 (液体水素 Lq.H_2) と反応し、励起した粒子 ($^{23}\text{O}^*$ など) が生成される。励起した粒子の励起エネルギー E_x と一中性子分離エネルギー S_n の大小関係から、以下のように検出方法が分類される。

$E_x < S_n$ の場合：

励起した粒子は γ 崩壊によりただちに脱励起する。励起した粒子が脱励起する際に放出される γ 線を、二次標的の周囲に配置した NaI(Tl) シンチレーターにより検出した。

$E_x > S_n$ の場合：

励起した粒子は中性子崩壊により荷電粒子と中性子に崩壊する。荷電粒子は、二次ビームとほぼ同じ速度で直進する。一方、二次標的で生成された中性子は、磁場の影響を受けずに直進する。

荷電粒子については、ドリフトチェンバー (MDC) により出射飛跡の測定を行った。その後双極子磁石によって飛跡を曲げ、ドリフトチェンバー (FDC) により双極子磁石通過後の位置と角度を、プラスチックシンチレーター (Hodoscope) によりエネルギー損失と飛行時間を測定した。中性子については、プラスチックシンチレーター (Veto Counter、Neut Counter) により運動量を測定した。

実験では、二次ビーム、放出される荷電粒子、中性子、 γ 線を同時測定した。以下では二次ビーム測定系、 γ 線測定系、荷電粒子測定系、中性子測定系、トリガー回路についてそれぞれ説明する。

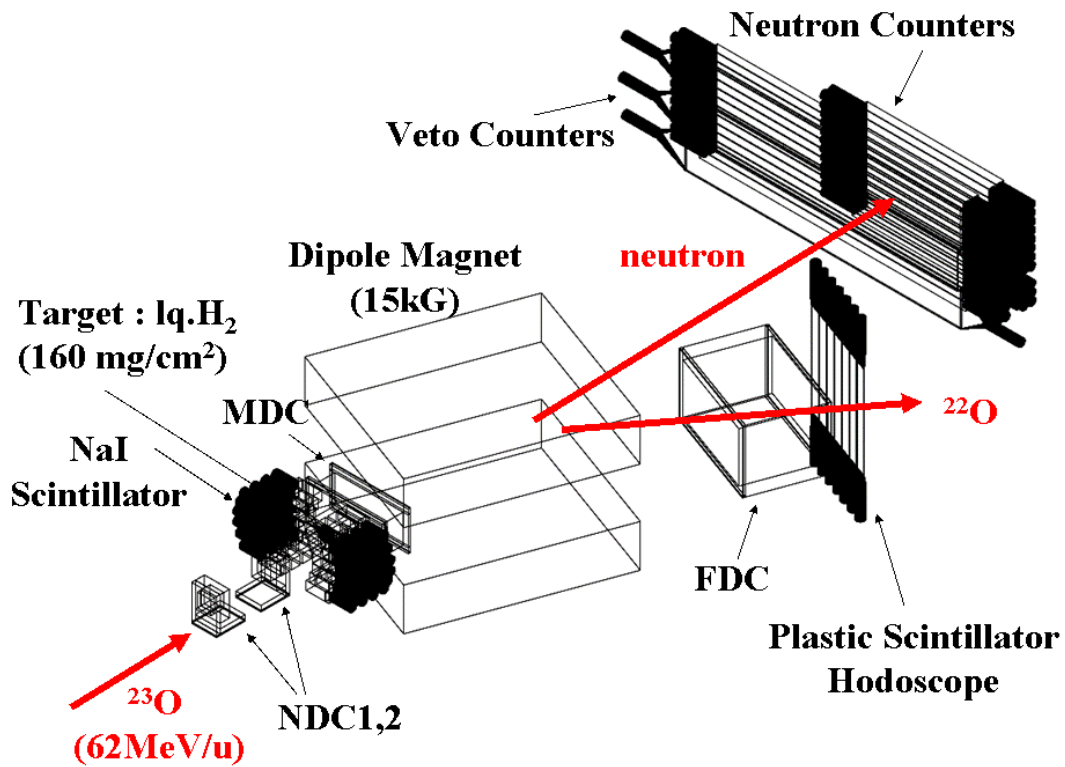


図 3.3: 実験のセットアップ。NDC1,2で二次ビーム (この図では ^{23}O) の二次標的への飛跡測定を行った。その後二次ビームは二次標的と反応し、励起して荷電粒子と中性子を放出する。荷電粒子については、MDCにより出射飛跡を、FDCにより双極子電磁石通過後の位置と角度を、Hodoscopeによりエネルギー損失と飛行時間を測定した。一方磁場の影響を受けずに直進する中性子については、Veto Counter、Neut Counterにより運動量を測定した。また、二次標的の周囲に配置したNaI(Tl)シンチレーターにより励起した粒子からの γ 線を検出した。

3.3 二次ビーム測定系

3.3.1 サイクロトロン加速タイミング (RF)

粒子が放出される時間情報を得るため、サイクロトロンによる等間隔の加速に同期したタイミング (RF) を測定した。

3.3.2 F1PPAC

PPAC(parallel plate avalanche counter) は荷電粒子の飛跡を測定するガス検出器である。F1(第一焦点) は、Dispersive focus であるため、水平方向の位置情報から二次ビームの運動量が求まる。この情報を、二次ビームの A/Z の識別に利用した。F1PPAC は印加電圧-810V で使用した。

3.3.3 F2 シリコン半導体 (F2SSD)

厚さ 350 μ m の Si 半導体をビームライン上にセットし、二次ビームのエネルギー損失を測定した。F2SSD のエネルギー損失と一次標的から F2 までの二次ビームの飛行時間の相関から、二次ビームの Z の識別を行った。

3.3.4 F2 プラスチックシンチレーター (F2Pla)

F2Pla は厚さ 1mm、面積 80 \times 80mm² のプラスチックシンチレータである。シンチレーターには両読みの PMT が取いており、時間情報を読み出す。F2Pla の時間情報と RF の時間情報の差から、二次ビームの一次標的から F2 までの飛行時間を測定した³。F2Pla の左右の PMT の印加電圧はそれぞれ-1400V、-1300V とした。Neutron Counter のキャリブレーションのための陽子ビームの際は、左右の PMT の印加電圧はそれぞれ-2000V、-2000V とした。

3.3.5 ビーム用ドリフトチェンバー (NDC)

NDC_{1,2}[14],[15] は、二次標的直前に配置された 2 台のドリフトチェンバーである。NDC_{1,2} を用いて二次標的に入射する二次ビームの飛跡の測定を行い、標的での位置および入射角度を求めた。図 3.4、表 3.7 に NDC のワイヤ構造と仕様および実験時の印加電圧を示す。NDC_{1,2} はそれぞれ、鉛直方向 96mm、水平方向 96mm の有感領域を持ち、一面 16 本のアノードワイヤを持ったセンス面が、X、X'、Y、Y' 面に各 2 面ずつの 8 面、カソード面が 9 面で構成される。センス面はアノードワイヤとポテンシャルワイヤが並行かつ交互に張られた面でポテンシャルワイヤの間隔であるセルサイズは 3mm となっている。X、X' 面は、ワイヤが鉛直方向に張られた面で、二次ビームの水平方向の位置の測定に用いる。Y、Y' 面は、ワイヤが水平方向に張られた面で、二次ビームの鉛直方向の位置の測定に用いる。X' 面は X 面を半セルサイズ-X 方向にずらした面、Y' 面は Y 面を半セルサイズ+Y 方向にずらした面に相当する。センス面とカソード面の間隔は 1.5mm となっている。

³厳密に言えば、測定している時間差はサイクロトロンから F2 までの飛行時間であるが、サイクロトロンから一次標的までは、全ての粒子が一定の速度 (光速の約 30%) で飛ぶため、これを一次標的から F2 までの飛行時間と考えることができる。

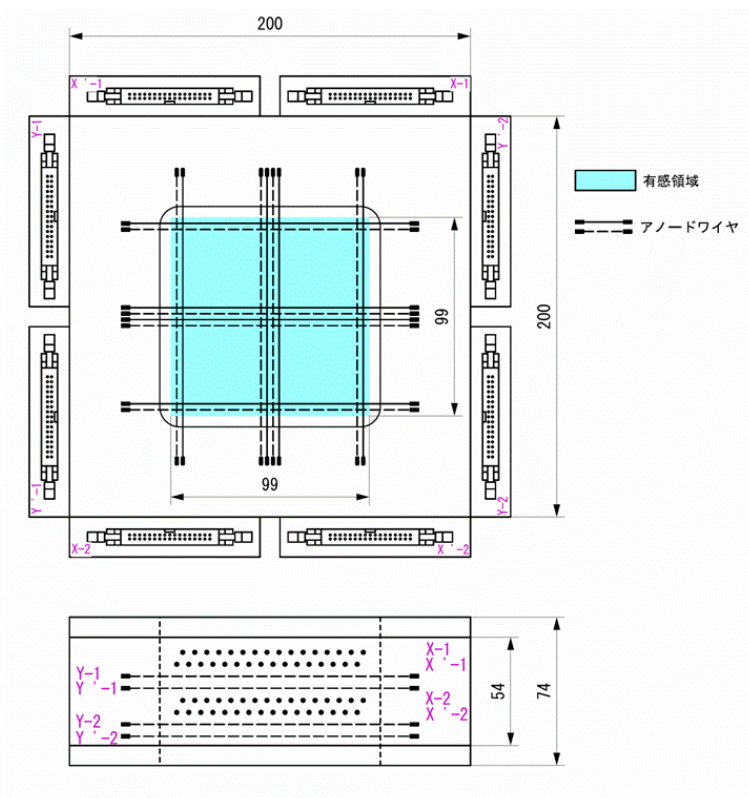


図 3.4: NDC のワイヤ構成。上図は NDC を二次ビーム入射方向から見た図。有感領域は 96mm×96mm であり、青色で示してある。下図は NDC を上から見た図。センス面は、X が 4 面、Y が 4 面あり、' を付した面は' を付さない面に対してワイヤ位置を半セルだけずらしてある。

有効面積	96 mm×96 mm
セルサイズ (anode-potential 間)	3 mm
数量 (センス面)	アノードワイヤー 16 本 ×8 面 (X4 面、Y4 面)
印加電圧	NDC1(Cathode,Potential)=(-1050V,-1050V) NDC2(Cathode,Potential)=(-1100V,-1100V)
印加電圧 (陽子ビームの際)	NDC1(Cathode,Potential)=(-1400V,-1400V) NDC2(Cathode,Potential)=(-1400V,-1400V)

表 3.7: NDC1,2 の仕様および実験時の印加電圧

3.4 γ 線測定系

3.4.1 NaI(Tl) シンチレーター (DALI)

DALI は、二次標的の周囲に置かれた NaI(Tl) シンチレータ群である。図 3.5 に DALI の配置を示す。DALI は結晶の大きさが $66 \times 66 \times 150\text{mm}^3$ の NaI(Tl) シンチレータ計 48 本、4 層から構成される。DALI を用いて二次標的において励起した粒子が脱励起する際に放出する γ 線を測定した。

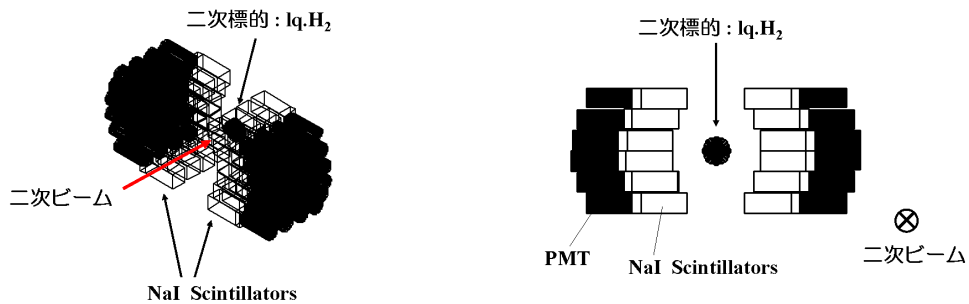


図 3.5: DALI の配置。左図は DALI を斜め上から見た図である。右図は DALI を二次ビーム入射方向から見た図である。二次標的を左右上下から囲むように配置し、4 層から構成される。

3.5 荷電粒子測定系

二次標的で散乱された荷電粒子は、ドリフトチェンバー MDC を通った後、双極子磁石によってその飛跡を曲げられ、ドリフトチェンバー FDC、プラスチックシンチレータ Hodoscope へと入射する。本実験では、双極子磁石、FDC、Hodoscope は、ビーム軸に対して 20° 傾けて配置している。また、MDC-FDC 間は粒子のエネルギー損失を抑えるために、He bag で満たしている。

3.5.1 ドリフトチェンバー (MDC)

MDC[16],[17] は、二次標的から下流 190.8mm の位置 (二次標的の中心から MDC 前面までの距離) に配置されたドリフトチェンバーである。MDC を用いて、二次標的と散乱して放出される荷電粒子の標的での位置および角度を測定した。図 3.6、表 3.8 に MDC のワイヤ構成と仕様および実験時の印加電圧を示す。MDC は水平方向 190mm、鉛直方向 140mm の有感領域を持ち、一面 12 本のアノードワイヤを持ったセンス面が、X 面に 4 面、U 面に 2 面、V 面に 2 面の計 8 面、カソード面が 9 面で構成される。センス面はアノードワイヤとポテンシャルワイヤが並行かつ交互に張られた面でセルサイズは 16mm となっている。X 面はワイヤが鉛直方向に張られた面で、荷電粒子の水平方向の位置の測定に用いる。U、V 面は、ワイヤがビーム上流から見てそれぞれ右下がり 45 度方向、右上がり 45 度方向に張られた面で、荷電粒子の斜め方向の位置の測定に用いる。センス面とカソード面の間隔は 8mm となっている。

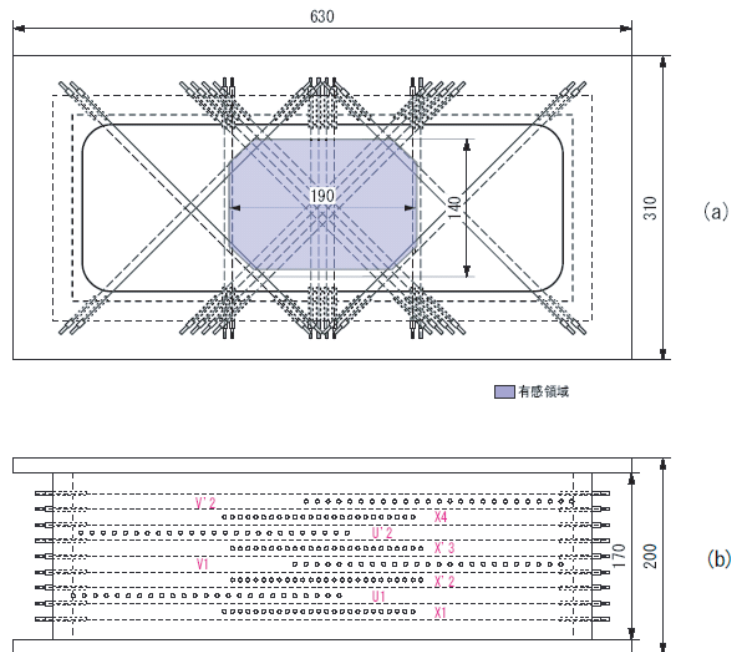


図 3.6: MDC のワイヤ構成。上図は MDC を二次ビーム入射方向から見た図。有感領域は 190mm×140mm であり、紫色で示してある。下図は MDC を上から見た図。センス面は X が 4 面、U,V 面が各 2 面ずつある。

有効面積	140 mm×190 mm
セルサイズ (anode-potential 間)	16 mm
数量 (センス面)	アノードワイヤー 12 本 ×8 面 (X4 面、U2 面、V2 面)
印加電圧	MDC(Cathode,Potential)=(-1700V,-1700V)
印加電圧 (陽子ビームの際)	MDC(Cathode,Potential)=(-1900V,-1900V)

表 3.8: MDC の仕様および実験時の印加電圧

3.5.2 双極子電磁石 (B-mag)

B-mag は二次標的から下流 1099.3mm の位置 (二次標的の中心から B-mag 中心までの距離) に配置された双極子電磁石である。B-mag,FDC,Hodoscope の系は、ビーム上流から見て、ビーム軸に対して 20° 右に回転した軌道に沿って配置されている。B-mag の磁束密度は 15kGauss である。

3.5.3 ドリフトチェンバー (FDC)

FDC は、双極子磁石から下流 1661.5mm の位置 (B-mag 中心から FDC 前面までの距離) に配置されたドリフトチェンバーである。FDC を用いて、双極子磁石通過後の荷電粒子の飛跡および運動量の中心軌道からのずれの測定を行う。運動量が A/Z に比例していることを用いて、二次標的と散乱して放出された荷電粒子の粒子識別を行う。表 3.9 に FDC の仕様および実験時の印加電圧を示す。FDC は X 面 5 面、Y 面 4 面の計 9 面からなるセンス面と、18 面のカソード面で構成される。センス面はアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーが並行かつ交互に張られた面でセルサイズは 40mm となっている。X 面はワイヤーが鉛直方向に張られた面で、荷電粒子の水平方向の位置の測定に用いる。Y 面はワイヤーが水平方向に張られた面で、鉛直方向の位置の測定に用いる。

セルサイズ (anode-potential 間)	40 mm
数量 (センス面)	アノードワイヤー 16 本 ×9 面 (X5 面,Y4 面)
印加電圧	FDC(Anode,Field)=(-700V,-2500V)
印加電圧 (陽子ビームの際)	FDC(Anode,Field)=(-700V,-2500V)

表 3.9: FDC の仕様および実験時の印加電圧

3.5.4 プラスチックシンチレーター (Hodoscope)

Hodoscope^[18] は、FDC の下流 250.5mm の位置 (FDC 最下流面から HODO 前面までの距離) に設置されたプラスチックシンチレーター群である。荷電粒子のエネルギー損失および飛行時間情報を得ることができる。図 3.7、表 3.10 に Hodoscope の構成および実験時の印加電圧の設定値を示す。Hodoscope は鉛直方向に縦置きした計 7 本のプラスチックシンチレーターから成る。各シンチレータの厚さは 5mm、面積は 100×450 mm² であり、全体として有感領域 700×450 mm² の検出器となっている。シンチレーター両端には PMT が取り付けられており、波高と時間情報を読み出す。標的から Hodoscope までの荷電粒子の飛行時間の測定から、標的での運動量の絶対値を求め

る。また、波高と飛行時間 (Hodoscope 間) の相関から、二次標的との散乱により放出された荷電粒子の Z の識別を行う。

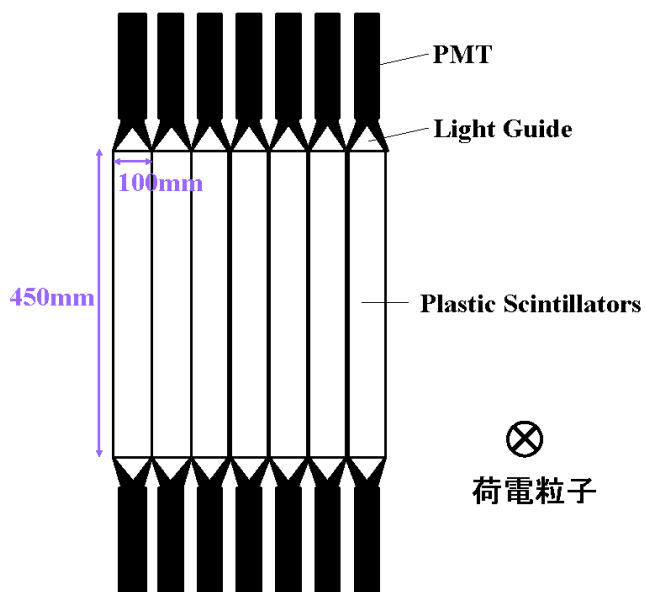


図 3.7: Hodoscope の構成。7 枚のプラスチックシンチレーターからなる、厚さ 5mm、有感領域 $700 \times 450 \text{ mm}^2$ の検出器。両端の PMT から荷電粒子のエネルギー損失と飛行時間情報が得られる。

ID	Up HV	Down HV
1	U:-1400V	D:-1350V
2	U:-1460V	D:-1360V
3	U:-1370V	D:-1430V
4	U:-1510V	D:-1400V
5	U:-1420V	D:-1430V
6	U:-1430V	D:-1380V
7	U:-1320V	D:-1340V

表 3.10: Hodoscope の実験時の印加電圧。オフラインで ^{60}Co 線源を検出器の中心に置き、 ^{60}Co 線源のコンプトンエッジの波高が Timing Delay 後に -6mV になるように、各シンチレータの gain 調整を行った後、さらに -200V を加えた印加電圧とした。

3.6 中性子測定系

二次標的での反応によって中性子が生成された場合、放出される中性子は、双極子磁石によって軌道を曲げられることなく直進し、Veto Counter、Neutron Counter において検出される。

3.6.1 Veto Counter(VETO)

VETO は、Neutron Counter 前面に設置されたプラスチックシンチレーター群である。図 3.8、表 3.11 に VETO の構造および実験時の印加電圧を示す。VETO は二次ビーム入射方向に対して Neutron Counter を完全に覆うように配置され、厚さ 11mm、面積 $290 \times 2210 \text{ mm}^2$ のプラスチックシンチレーター計 3 本から構成される。両読みの光電子増倍管を用いて、波高と時間情報を得ることができる。

Neutron Counter の上流に配置し、Neutron Counter へ到達した荷電粒子を排除するために用いる。中性子は電荷を持たないため、ほとんどが薄い VETO では反応せずに通り抜ける。一方、荷電粒子は電離作用によりエネルギー損失を起こすため、VETO によって検出される。このため VETO で検出されたイベントを荷電粒子と見なし、取り除くことで、Neutron Counter に到達した粒子(中性子と荷電粒子)のうち、荷電粒子を排除することができる。以下の解析では「VETO で検出されたイベント」を、「一本のシンチレータの左右両方の波高情報および時間情報 (A_L, A_R, T_L, T_R) が全て得られたイベント」と定義した。

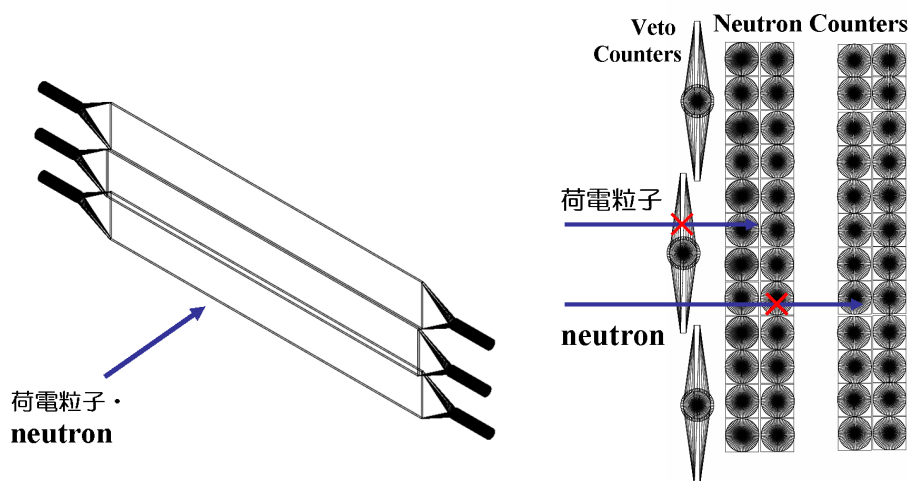


図 3.8: (左図)VETO の構成。(右図)Veto Counter と Neutron Counter の側面図。

VETO は二次ビーム入射方向に対して Neutron Counter を完全に覆うように Neutron Counter の上流に設置された、計 3 本のプラスチックシンチレーターからなる検出器である。VETO では、荷電粒子のみが検出されると考えられるため、Neutron Counter で検出されたイベントのうち荷電粒子を排除することができる。

ID	Left HV	Right HV
1	L:-1410V	R:-1500V
2	L:-1510V	R:-1500V
3	L:-1520V	R:-1540V

表 3.11: VETO の実験時の印加電圧。オフラインで ^{60}Co 線源のコンプトンエッジが PMT 直後で -30mV になるように、各シンチレータの gain 調整を行った。

3.6.2 Neutron Counter(NEUT)

NEUT は中性子測定系の最下流に位置するプラスチックシンチレーター群である。図 3.9 に NEUT の構成を示す。また付録 7.2 章 (表 7.1、7.2) に NEUT の実験時の印加電圧を示した。NEUT は計 4 層、48 本のプラスチックシンチレーターから構成される。上流から数えて 1 層目 (LN1), 2 層目 (LN2) は、大きさが $60 \times 60 \times 2140$ (ビームランでの有効距離 2100mm) mm^3 のプラスチックシンチレーターをそれぞれ 12 本ずつ積んだものである。続いて 2 層目から 80mm 離れた距離 (2 層目後面から 3 層目前面までの距離) に置かれた 3 層目 (SN1), 4 層目 (SN2) は、大きさが $60 \times 60 \times 1120$ (ビームランでの有効距離 1060mm) mm^3 のプラスチックシンチレーターをそれぞれ 12 本ずつ積んだものである。各シンチレータの両端には光電子増倍管がついており、波高と時間情報を読み出す。標的中心から LN1, LN2, SN1, SN2 中心までの距離はそれぞれ、4512.1mm, 4575.1mm, 4716.6mm, 4778.6mm である。

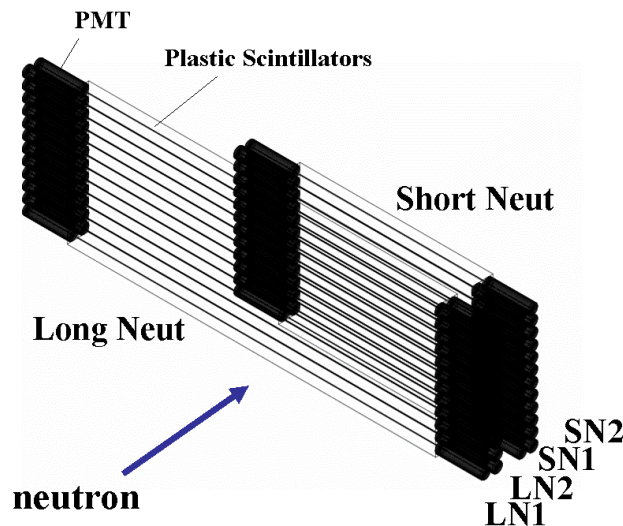


図 3.9: NEUT の構成。4 面 48 本のプラスチックシンチレーターから成る。上流から 1, 2 面 (LN1, LN2) は、大きさが $60 \times 60 \times 2140 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレーター 12 本ずつ、3, 4 面 (SN1, SN2) は、大きさが $60 \times 60 \times 1160 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレーター 12 本ずつから成る。両読みの PMT から、波高と時間信号が得られる。

3.7 トリガー回路

各検出器からの信号は、図 3.10 のようなトリガー回路を用いて、ある条件を満たした時にコンピュータにデータを取り込むよう、トリガー回路を設定した。

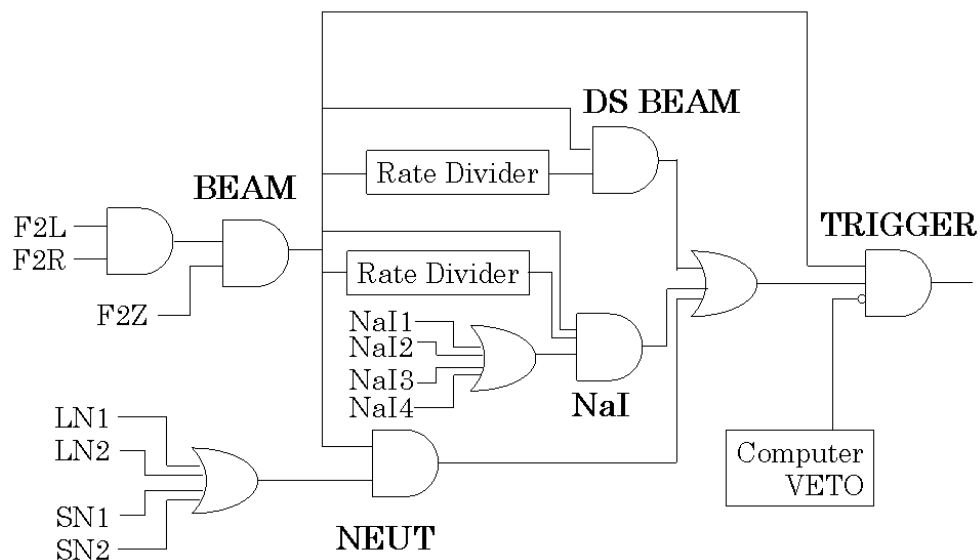


図 3.10: トリガー回路

- **BEAM** ($F2L \cap F2R \cap F2Z$)
 $F2L, F2R$: $F2$ で二次ビームの時間情報が検出された
 $F2Z$: $F2$ で特定の波高が検出された
- **DSBEAM** ($BEAM \cap \text{Rate Divider}$)
 Rate Divider : **BEAM** トリガー数を間引いたもの
- **NEUT** ($LN1 \cup LN2 \cup SN1 \cup SN2$)
 $LN 1\sim 2, SN 1\sim 2$: Neutron Counter の 1~4 層目のいずれかで検出された
- **NaI** ($NaI1 \cup NaI2 \cup NaI3 \cup NaI4$)
 $NaI 1\sim 4$: NaI シンチレータの 1~4 層目のいずれかで検出された
- **TRIGGER** ($(BEAM, DS BEAM, NEUT, NaI \text{ の組合せ}) \cap \text{Computer VETO}$)
 Computer VETO : コンピュータがデータを取り込み中または電子デバイスが各検出器からの信号をデータに変換中に、データ収集をストップさせる信号

BEAM、DS BEAM、NEUT、NaI はそれぞれ組み合わせても独立しても、トリガーとしても使用可能である。表 3.12 に本実験のビームランで用いたトリガー条件を示す。

二次ビーム	トリガー
^{23}O	BEAM/5 \cap NEUT \cap NaI
^{24}O	BEAM/1
陽子 (キャリブレーションラン)	BEAM/1000 \cap NEUT \cap NaI/5

表 3.12: 本実験のトリガー条件

第4章 解析

この章では実験データの解析について述べる。

実験データには様々な崩壊チャンネルが含まれているため、その中から $^{23}\text{O}^*$ $^{22}\text{O}+n$ という崩壊チャンネルを選び出す必要がある。以下の解析では、イベントごとに RIPS で生成された二次ビームの粒子識別と二次標的から放出される出射荷電粒子の Z,A の識別を行う。二次ビームとして ^{23}O , ^{24}O を選択し、出射荷電粒子として ^{22}O を選択することで、 ^{22}O と中性子の運動量ベクトルから、 ^{23}O の相対エネルギースペクトルを導出する。

4.1 データセット

本実験で二次ビーム ^{23}O , ^{24}O を得た際の RIPS パラメータの設定値を表 4.1 に示す。また、キャリブレーションランにおける RIPS パラメータの設定値を表 4.2 に示す。

F1Slit は二次ビームの運動量の広がり調整のために用いた。F1Slit が $\pm 72\text{mm}$ の場合、二次ビームの運動量の広がり $\Delta P/P = \pm 3\%$ に対応する。

二次ビーム	一次標的	B ρ 1 [Tm]	F1 slit [mm]	degrader [mg/cm ²]	F1PPAC	B ρ 2 [Tm]	F2 slit [mm]	二次標的
^{23}O	Be 1.5	3.8232	± 72	Al 426(#3)	in	3.6084	15	液体水素
^{23}O	Be 1.5	3.8232	± 72	Al 426(#3)	in	3.6084	15	empty
^{24}O	Be 1.5	3.9916	± 72	Al 426(#3)	in	3.7773	15	液体水素
^{24}O	Be 1.5	3.9916	± 72	Al 426(#3)	in	3.7773	15	empty

表 4.1: 本実験で二次ビーム ^{23}O 、 ^{24}O を得た際の RIPS パラメータの設定値。バックグラウンドの評価のために空標的のランのデータも収集した。

二次ビーム	一次標的	B ρ 1 [Tm]	F1 slit [mm]	degrader [mg/cm ²]	F1PPAC	B ρ 2 [Tm]	F2 slit [mm]	二次標的
陽子	empty	2.4583	± 50	empty	out	2.4597	50	Li

表 4.2: キャリブレーションランにおける RIPS パラメータの設定値

4.2 二次ビーム測定系

4.2.1 二次ビームの粒子識別

RIPS での入射核破碎反応により生成された二次ビームには様々な核種が含まれている。そのため、イベントごとに二次ビームの粒子識別を行い、目的とする核種 (^{23}O , ^{24}O) を選び出す必要がある。ここでは、二次ビームとして ^{23}O を選択する際の解析方法を示す。 ^{24}O を選択する際も同様の解析を行う。

まず F2SSD でのエネルギー損失 ΔE と、RF-F2Pla 間の時間差から求めた F0-F2 間の飛行時間 TOF(Time of Flight) を用いて二次ビームの Z の識別を行った。図 4.1 は横軸に F0-F2 間の TOF(ns)、縦軸に F2SSD でのエネルギー損失 $\Delta E(\text{MeV})$ を取った図である¹。

物質中でのエネルギー損失 ΔE は、荷電粒子の速度を v として、ベータ・プロッホの式より

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 \text{TOF}^2 \quad (4.1)$$

という関係がある。そのため図 4.1 のように TOF と ΔE の相関を取ることで、二次ビームの Z の識別を行うことができる。計算値²と比較することで、酸素同位体 (Z=8) を選び出した。

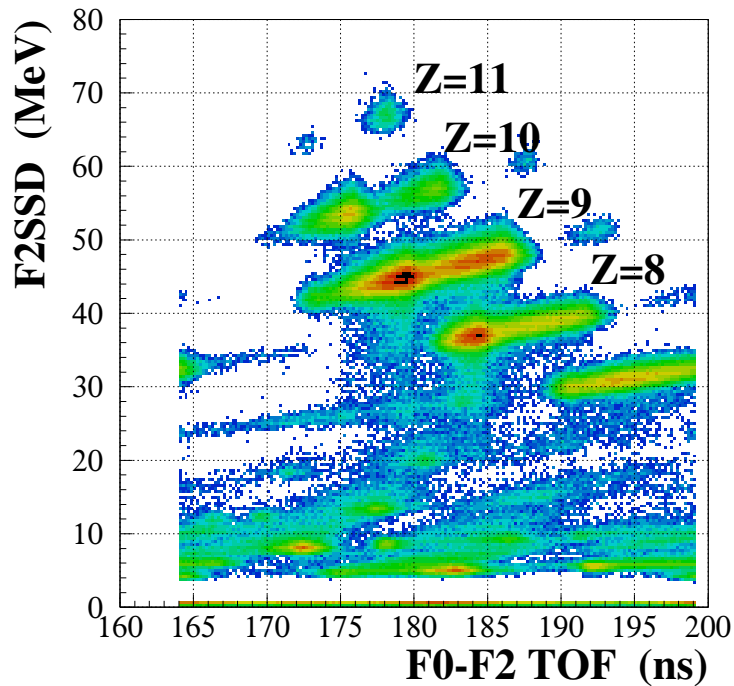


図 4.1: F0F2 間の TOF(ns) と F2SSD でのエネルギー損失 (MeV) の相関。二次ビームの Z の識別を行い、酸素同位体 (Z=8) を選び出した。

¹F0-F2 間のタイミングキャリブレーションおよび F2SSD のエネルギーキャリブレーションについては、二次ビームが $A/Z=2$ の粒子であるキャリブレーションランを用いて行った。付録 7.3 章を参照。

²計算値の導出には O.B.Tarasov らによって開発された計算コード'LISE++'[19],[20], [21] を用いた。

図 4.2 は、 $Z=8$ として選び出された酸素同位体について、横軸に F1PPAC での水平方向の位置 F1X(mm)、縦軸に F0-F2 間の TOF(ns) を取った図である。

RIPS の双極子電磁石における磁場 B (T)、曲率半径 $\rho=3.6$ m を用いると磁気硬度 $B\rho$ (T·m) には

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z} \propto \frac{1}{\text{TOF}} \frac{A}{Z} \quad (4.2)$$

という関係が成り立つ。

また、磁気硬度の中心値を $B\rho_0$ 、二次ビームの運動量の広がり と F1Slit の幅の比例定数を $D=24.0$ (mm/%) とすると、

$$B\rho = B\rho_0 \left(1 + \frac{\text{F1X}}{D} \right)$$

の関係から、F1PPAC での水平方向の位置情報 F1X(mm) はイベントごとの $B\rho$ 値に相当する物理量である。したがって、F1X と TOF の相関から図 4.2 のように、二次ビームの A/Z の識別を行うことができる。

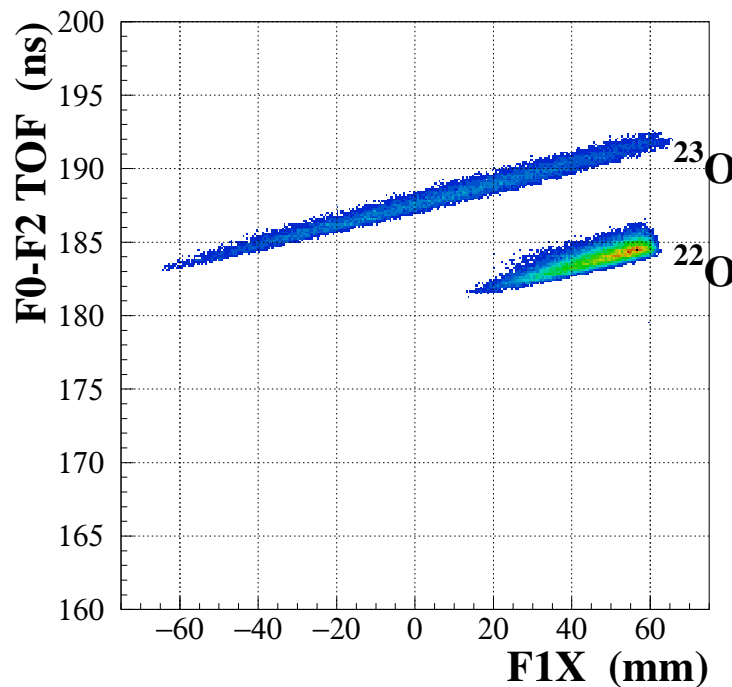


図 4.2: $Z=8$ として選び出された酸素同位体における、F1PPAC での水平方向の位置 X(mm) と F0F2 間の TOF(ns) の相関。二次ビームの A/Z を識別した。

以上のように粒子の選択を行い、 $Z, A/Z$ 値へのキャリブレーションを行った結果、二次ビームの $Z, A/Z$ 分布は図 4.3 となった。二次ビームの Z, A の分解能を表 4.3、4.4 に示した。以下の解析では、 ^{23}O ビームとして

$^{23}\text{O} : 7.5 \leq Z \leq 8.5, 2.8125 \leq A/Z \leq 2.9375$ (すなわち $22.5 \leq A \leq 23.5$)

を選択した。二次ビーム中の ^{23}O の割合 (purity) は 8.92%、 ^{23}O の強度は 11.4cps であった。

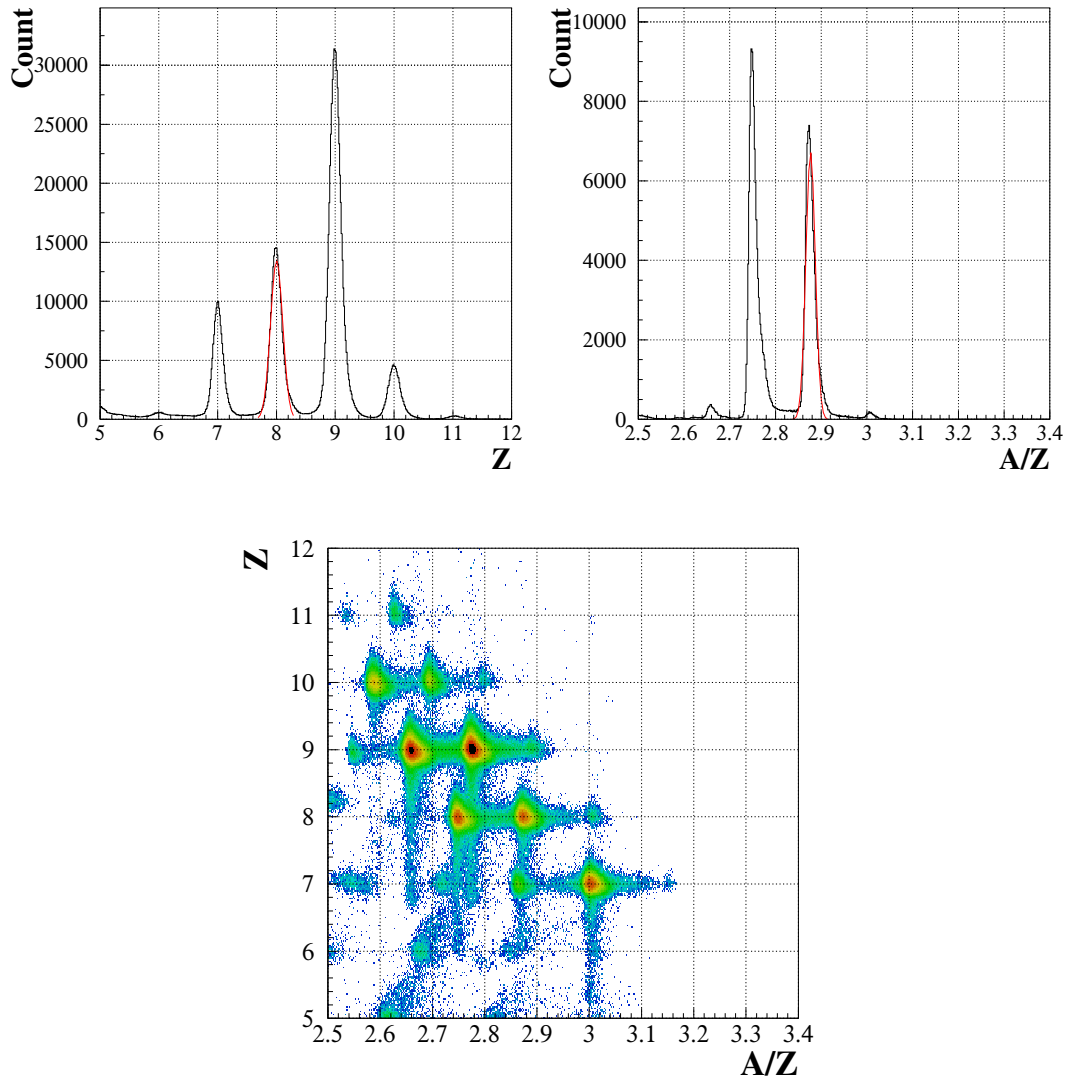


図 4.3: 二次ビームの $Z, A/Z$ 分布 (^{23}O ビームの場合)。 ^{23}O ビームの強度が最大となるように RIPS パラメータを設定している。 ^{23}O の purity は 8.92%、強度は 11.4cps であった。以下の解析では、 ^{23}O として、 $7.5 \leq Z \leq 8.5, 2.8125 \leq A/Z \leq 2.9375$ (すなわち $22.5 \leq A \leq 23.5$) の粒子を選択した。

Z	7	8	9	10
Zのピーク値	7.00	8.00	9.00	10.0
$\Delta Z(\text{FWHM})$	0.216	0.246	0.248	0.248
分解能 $Z/\Delta Z(\text{FWHM})$	32.4	32.5	36.3	40.3

表 4.3: 二次ビームの Z の分解能 (^{23}O ビームの場合)

A	22	23
Aのピーク値	22.0	23.0
$\Delta A(\text{FWHM})$	0.163	0.193
分解能 $A/\Delta A(\text{FWHM})$	135	119

表 4.4: 二次ビームの A の分解能 (^{23}O ビームの場合)

以上の解析と同様に、二次ビームとして ^{24}O を選択する解析を行った結果、二次ビームとして ^{24}O を選択したランでの二次ビームの $Z, A/Z$ 分布は図 4.4 となった。二次ビームの Z, A の分解能を表 4.5、4.6 に示した。解析では ^{24}O ビームとして

$^{24}\text{O} : 7.5 \leq Z \leq 8.5, 2.9375 \leq A/Z \leq 3.0625$ (すなわち $23.5 \leq A \leq 24.5$)

を選択した。 ^{24}O の purity は 9.68%、強度は 3.6cps であった。

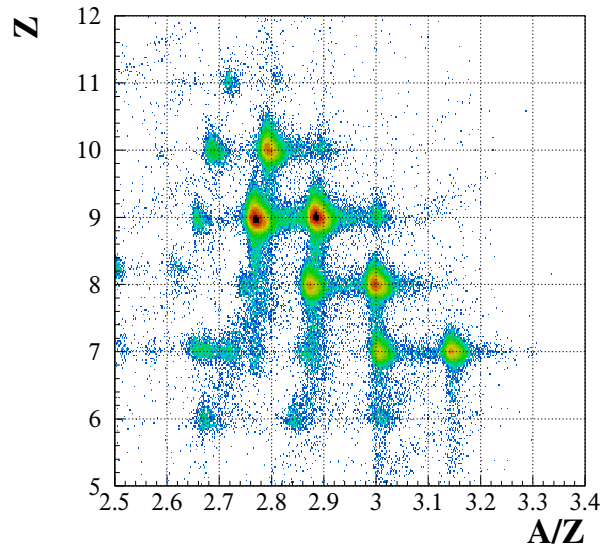


図 4.4: 二次ビームの $Z, A/Z$ 分布 (^{24}O ビームの場合)。 ^{24}O ビームの強度が最大となるように RIPS パラメータを設定している。 ^{24}O の purity は 9.68%、強度は 3.6cps であった。以下の解析では、 ^{24}O として、 $7.5 \leq Z \leq 8.5, 2.9375 \leq A/Z \leq 3.0625$ (すなわち $23.5 \leq A \leq 24.5$) の粒子を選択した。

Z	7	8	9	10
Z のピーク値	7.01	8.00	8.99	10.0
ΔZ (FWHM)	0.236	0.249	0.247	0.258
分解能 $Z/\Delta Z$ (FWHM)	29.7	32.1	36.4	38.7

表 4.5: 二次ビームの Z の分解能 (^{24}O ビームの場合)

A	23	24
A のピーク値	23.0	24.0
ΔA (FWHM)	0.171	0.188
分解能 $A/\Delta A$ (FWHM)	135	128

表 4.6: 二次ビームの A の分解能 (^{24}O ビームの場合)

4.2.2 NDCの解析

標的上流に配置された2台のNDC1,2を用いて、入射粒子の飛跡を導出する。荷電粒子がDCを通過するとDC内の気体分子を電離する。電離された電子はDC内の電場によりアノードワイヤーに到達しその時間信号(ドリフト時間)が記録される。ドリフト時間からドリフト距離を求め、最小自乗法により、各面での位置情報から飛跡を導出する。解析は以下の条件のもと、 ^{24}O ビームのランについて行った。

- ・ BEAM トリガー
- ・ 二次ビーム： ^{24}O
- ・ NDC1,2：Golden event(各面で1セルが1個だけ時間情報を持つイベント)

まず、ドリフト時間 t からドリフト距離 $x(t)$ を導く。二次ビームがDCに一樣に入射していると仮定する(第0次近似)と、計測されるイベント数 N は入射位置 x によらず一定となる。

$$\frac{dN}{dx} = \frac{dN}{dt} \cdot \frac{dt}{dx} = \text{const.} \quad (4.3)$$

このため

$$x(t) = C \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt' \quad (4.4)$$

となり、ドリフト時間分布を積分することでドリフト距離が得られる。このような変換をSTC(Space-Time Conversion)という。

図4.5はNDC1のX3面を例としたドリフト時間分布である。

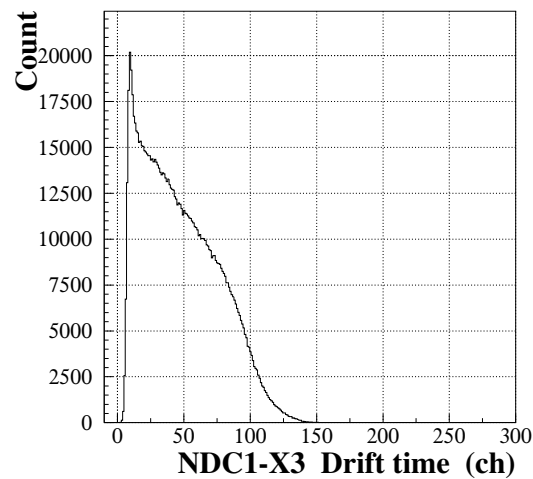


図 4.5: NDC1-X3 面のドリフト時間分布

図 4.6 は横軸にドリフト時間分布、縦軸にドリフト時間を積分してセルサイズで規格化して得られるドリフト距離 (mm) をとった図であり、ドリフト時間分布からドリフト距離への変換 (STC) を表している。2 台の NDC1,2 の X1~4 面の各面に対して、同様の操作を行った。STC より得られた各面でのドリフト距離を、最小二乗法により直線でフィッティングすることで入射粒子の飛跡が得られる。

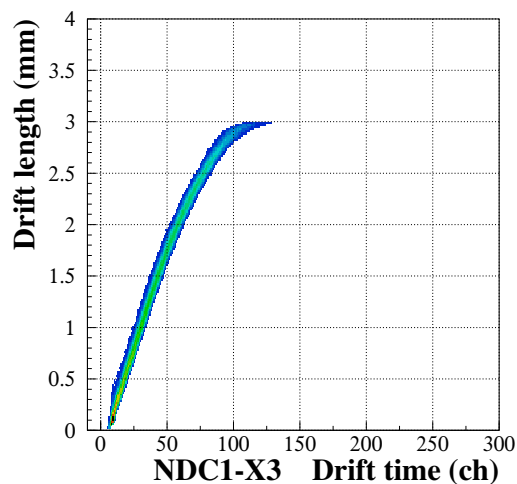


図 4.6: NDC1-X3 面の STC

ここまでの STC では二次ビームが DC に一様に入射していると仮定 (第 0 次近似) しているが、実際にはビームが一様に入射するという仮定は粗いため、最適な STC とは言えない。より最適な STC を求めるため、第 0 次近似 STC によるドリフト距離 x_1 と飛跡のフィッティングによるドリフト距離 x_2 の差 $dx = x_1 - x_2$ (残差) が小さくなるように STC の補正を行う (残差補正)。新たに得られた STC を用いて、再び残差補正を行う。NDC1,2 の各面についてこの操作を繰り返すことで、最適な STC を求めた。

図 4.7 は、STC 最適化後に得られた NDC1,2 の X 面 (1~4 面の和) の残差分布である。残差分布をガウス関数でフィットすることで、NDC1 の X,Y 方向の位置分解能 (1σ) は $65.7\mu\text{m}, 68.1\mu\text{m}$ 、NDC2 の X,Y 方向の位置分解能 (1σ) は $75.4\mu\text{m}, 89.8\mu\text{m}$ と求めた。

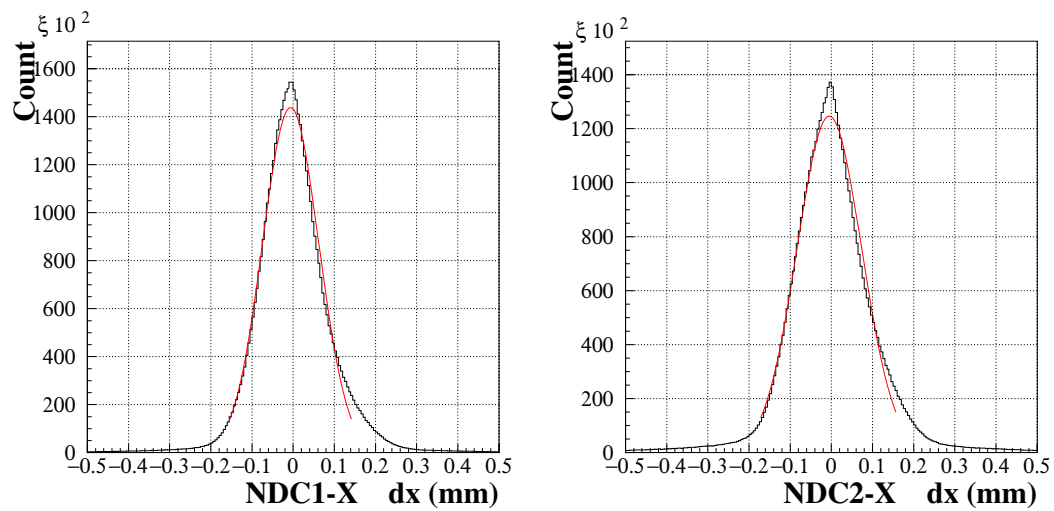


図 4.7: NDC1,2 の X 面 (1~4 面の和) の残差分布

NDC1,2 の位置情報より得られた入射粒子の飛跡を、二次標的へ外挿することで二次ビームの標的位置での入射位置、入射角度を得た。NDC1,2 を用いて飛跡解析を得た効率 (tracking efficiency) は ^{24}O と粒子識別された二次ビームに対して NDC1 が 97.2%、NDC2 が 97.1% で、両 NDC を合わせて 97.1% であった³。

図 4.8 は標的での ^{24}O のビーム像である。ただし座標の原点は標的中心である。ここで、標的中心から標的での入射位置までの距離を $R(=\sqrt{X^2 + Y^2})$ とする。標的中心から 20mm 以上離れたイベントは標的のフレームに入射している可能性があり、以降の解析のバックグラウンドの原因となるため、図 4.8(右下図) のように $R \leq 20\text{mm}$ を満たすイベントのみをビームと定義した。この条件を満たすイベントは、標的への飛跡解析が成功した全 ^{24}O のうち 96.2% であった。

同様に ^{23}O ビームのランについても解析を行った。その結果、NDC1 の X,Y 方向の位置分解能 (1σ) は $68.9\mu\text{m}, 68.3\mu\text{m}$ 、NDC2 の X,Y 方向の位置分解能 (1σ) は $78.7\mu\text{m}, 88.8\mu\text{m}$ と求めた。また、tracking efficiency は ^{23}O と粒子識別された二次ビームに対して NDC1 が 97.8%、NDC2 が 97.8% で、両 NDC を合わせて 97.8% であった。また、 $R \leq 20\text{mm}$ を満たすイベントは全 ^{23}O のうち 95.4% であった。

³NDC1,2 の tracking efficiency は、それぞれ以下の条件をすべて満たすものと定義した。

- ・ X4 面のうち 3 面以上で信号が検出された
- ・ Y4 面のうち 3 面以上で信号が検出された
- ・ X 面の tracking に関して最小自乗法 $\chi_{ndf}^2 \leq 100$
- ・ Y 面の tracking に関して最小自乗法 $\chi_{ndf}^2 \leq 100$

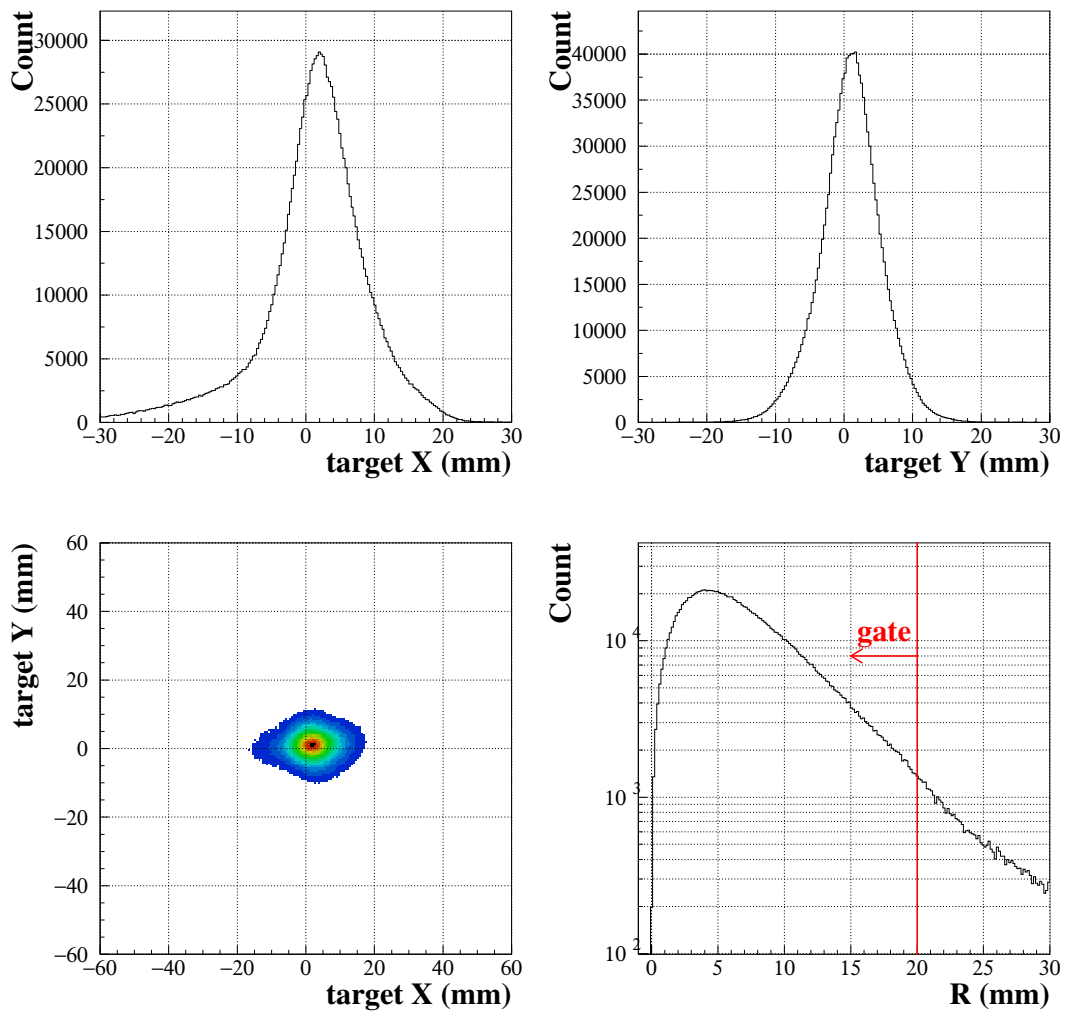


図 4.8: NDC1,2 による標的でのビーム像。R<20mm を満たすイベントをビームと定義する。標的への飛跡解析が成功した全 ^{24}O のうち、ビームとして定義されたイベントの割合は 96.2% であった。

4.3 荷電粒子測定系

二次標的から放出される荷電粒子には二次ビームの様々な反応チャンネルが含まれているため、荷電粒子測定系を用いて、荷電粒子の粒子識別を行う。まず、荷電粒子側の最下流に位置する Hodoscope を用いて、二次標的-Hodoscope 間の TOF および Hodoscope での荷電粒子のエネルギー損失 ΔE の相関から、荷電粒子の Z の識別を行う。次に FDC の位置、角度の測定から、核種による双極子電磁石での磁気硬度 $B\rho$ 値を求め、荷電粒子の質量数 A の識別を行う。また、二次標的の下流に設置された MDC によって、二次標的の反応直後の荷電粒子の位置、散乱角度、運動量ベクトルを導出する。

4.3.1 Hodoscope の解析

まず Hodoscope により出射荷電粒子の Z の識別を行う。ここでは二次ビームが ^{23}O の場合について詳細に述べる。 ^{24}O ビームについても同様の解析を行った。

- ・ BEAM トリガー
- ・ 二次ビーム： ^{23}O

二次ビームの Z の識別・式 (4.1) と同様に、以下の式を用いる。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 \text{TOF}^2$$

図 4.9 は、横軸に二次標的-Hodoscope 間の TOF、縦軸に Hodoscope ID=3 で得られる波高 (物質中での荷電粒子のエネルギー損失 ΔE に対応している) を取った図である (Hodoscope の ID はビーム入射方向から見て左のシンチレータから順に 1~7 の番号をつけた)。原子番号 Z の違いによって分離している様子がわかる。ただし、Hodoscope ID=6,7 に関しては、荷電粒子が物質中で全エネルギーを損失して止まるパターンが多く、粒子識別が難しい (図 4.10)。Hodoscope ID=1 は収量が少なく、粒子識別が難しい状況である (図 4.11)。以下の解析では Hodoscope ID=2~5 について粒子識別を行い、 $Z=8$ の出射粒子を選択した。

Z 値へキャリブレーションした結果、Hodoscope (ID=2~5 の和) の Z 分布は図 4.12 となった。表 4.7 は図 4.12 の各 Z のピークをガウス関数でフィッティングした際の Z の分解能である。酸素同位体に相当する $Z=8$ での分解能は $Z/\Delta Z(\text{FWHM})=30.7$ であった。

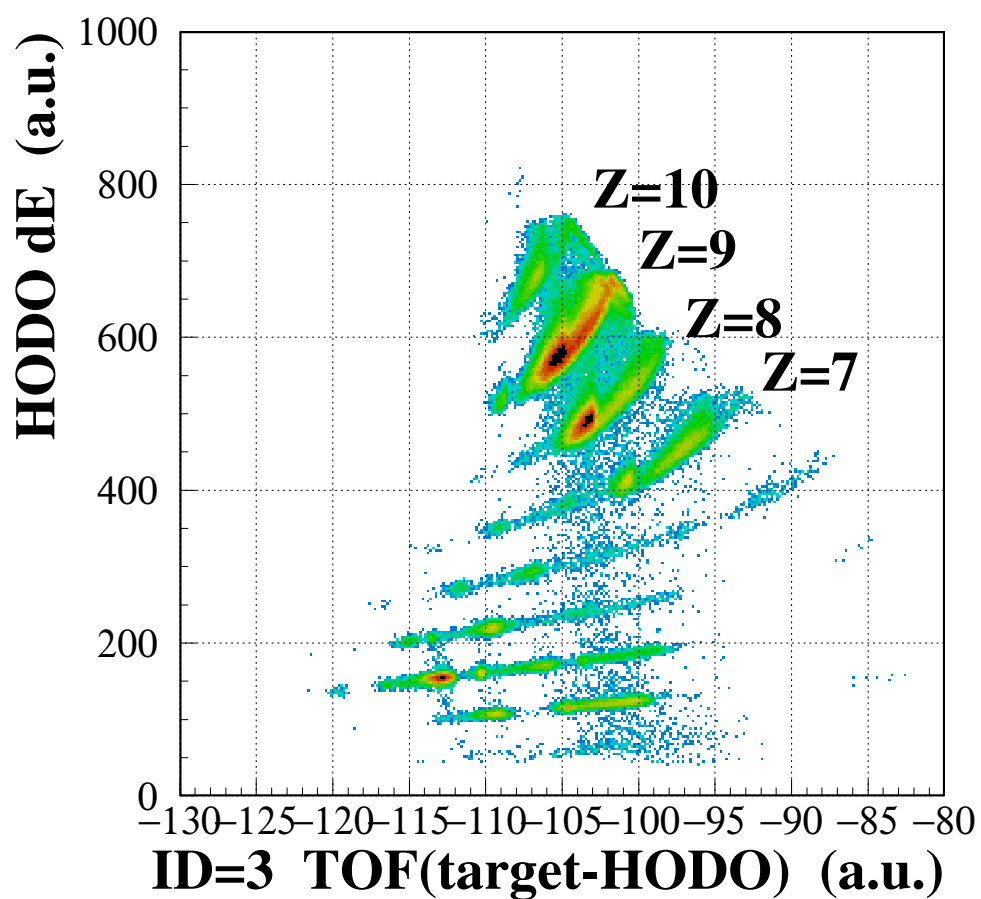


図 4.9: 二次標的-Hodoscope 間 TOF と Hodoscope でのエネルギー損失の相関。式 (4.1) に従い、原子番号 Z の違いによって分離している様子がわかる。

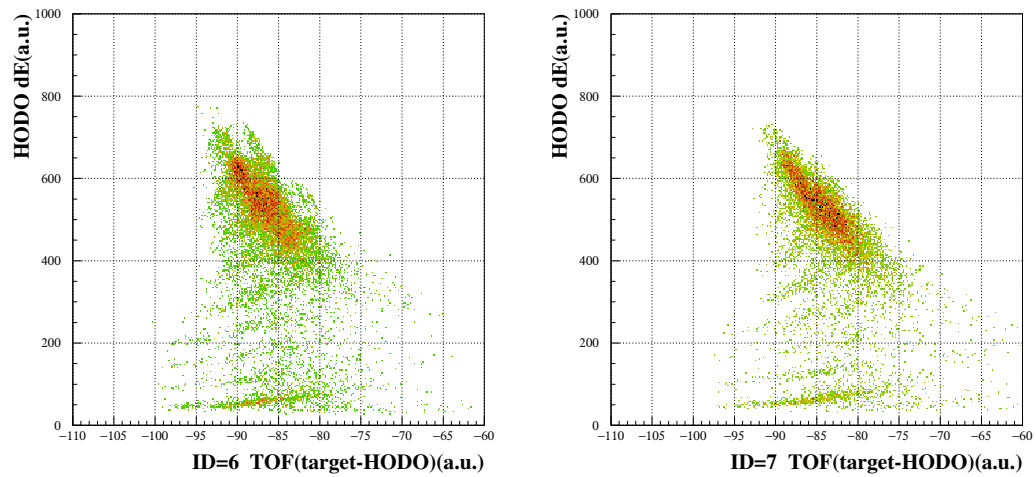


図 4.10: Hodoscope ID=6,7 での、二次標的-Hodoscope 間 TOF と Hodoscope でのエネルギー損失の相関。荷電粒子が物質中で全エネルギーを損失して止まったパターンが多く、粒子識別が難しいため本論文では解析を行わなかった。

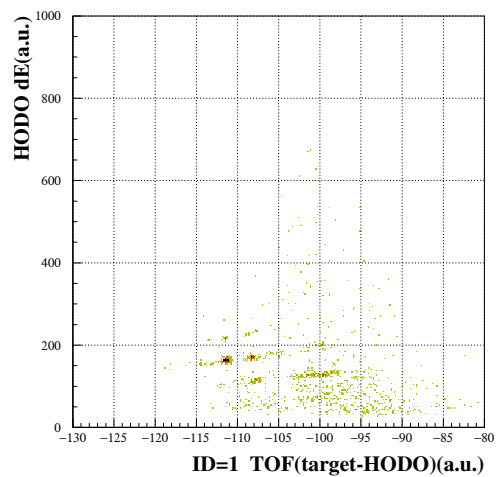


図 4.11: Hodoscope ID=1 での、二次標的-Hodoscope 間 TOF と Hodoscope でのエネルギー損失の相関。収量が少なく、粒子識別が難しいため本論文では解析を行わなかった。

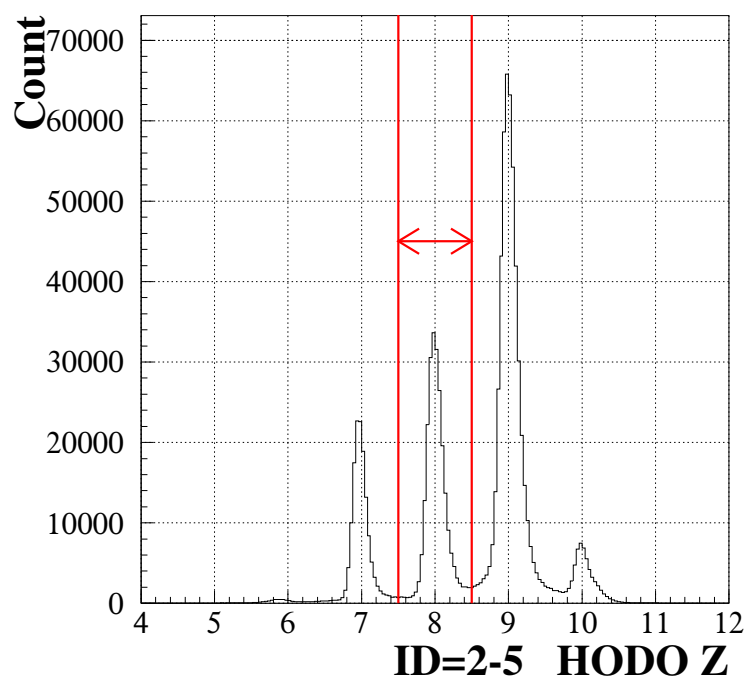


図 4.12: 出射粒子の Z 分布 (^{23}O ビームの場合)。酸素同位体に相当する $Z=8$ での分解能は $Z/\Delta Z(\text{FWHM})=30.7$ であった。

Z	7	8	9	10
Zのピーク値	6.98	8.01	9.01	10.0
$\Delta Z(\text{FWHM})$	0.222	0.261	0.290	0.301
分解能 $Z/\Delta Z(\text{FWHM})$	31.5	30.7	31.0	33.2

表 4.7: 出射粒子の Z の分解能 (^{23}O ビームの場合)

同様に、二次ビームが ^{24}O の場合について Z の識別を行った結果、Hodoscope(ID=2~5の和)の Z 分布は図 4.13 となった。表 4.8 は図 4.13 の各 Z のピークをガウス関数でフィッティングした際の Z の分解能である。酸素同位体に相当する $Z=8$ での分解能は $Z/\Delta Z(\text{FWHM})=36.4$ であった。

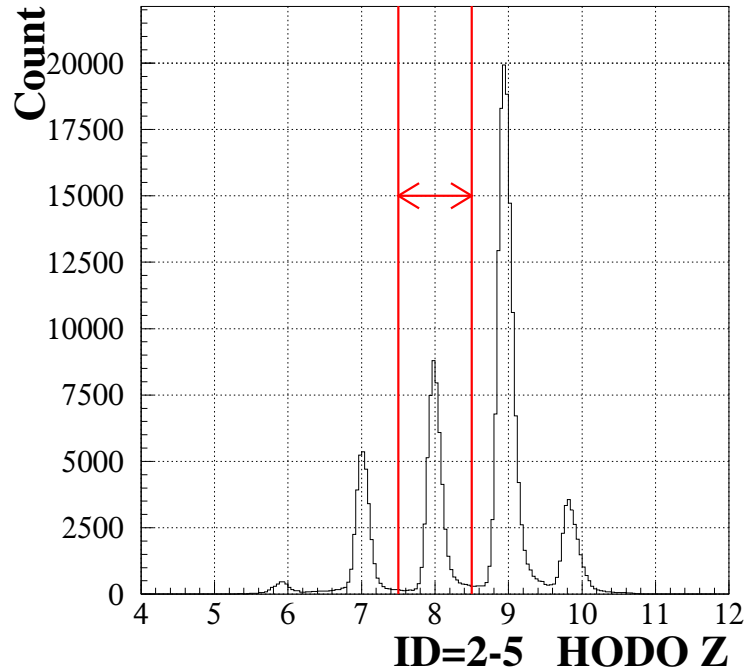


図 4.13: 出射粒子の Z 分布 (^{24}O ビームの場合)。酸素同位体に相当する $Z=8$ での分解能は $Z/\Delta Z(\text{FWHM})=36.4$ であった。

Z	7	8	9	10
Z のピーク値	7.02	8.00	8.96	9.85
$\Delta Z(\text{FWHM})$	0.216	0.220	0.232	0.269
分解能 $Z/\Delta Z(\text{FWHM})$	32.4	36.4	38.6	36.6

表 4.8: 出射粒子の Z の分解能 (^{24}O ビームの場合)

4.3.2 MDC の解析

二次標的の下流に設置された MDC を用いて出射粒子の飛跡を導出する。NDC の解析 (4.2.2 章) と同様にドリフト時間からドリフト距離への変換 STC を求める。解析は以下の条件のもと、 ^{24}O ビームの標的ありのランについて行った。

- ・ BEAM トリガー
- ・ 二次ビーム： ^{24}O
- ・ MDC：Golden event (各面で 1 セルが 1 個だけ時間情報を持つイベント)
- ・ 出射荷電粒子： $Z=8$

図 4.14 は MDC の X1 面を例としたドリフト時間分布である。図 4.15 は横軸にドリフト時間分布、縦軸に半セルサイズで規格化して得られるドリフト距離 (mm) をとった、MDC の STC である。

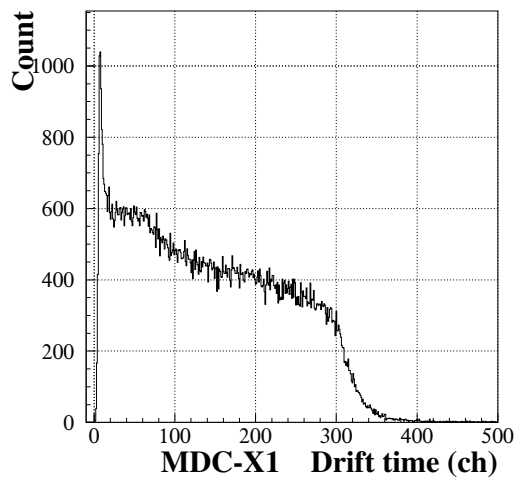


図 4.14: MDC-X1 面のドリフト時間分布

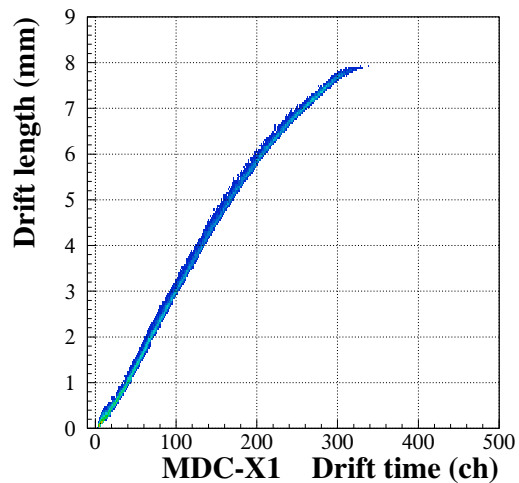


図 4.15: MDC-X1 面の STC

図 4.16 は、STC 最適化後に得られた MDC の X 面 (1~4 面の和) の残差分布である。残差分布をガウス関数でフィットすることで、MDC の X 方向の位置分解能 (1σ) は $69.7\mu\text{m}$ と求めた。MDC の飛跡解析の効率 (tracking efficiency) は、出射荷電粒子の電荷が $Z=8$ と識別されたイベントに対して 99.3% であった⁴。

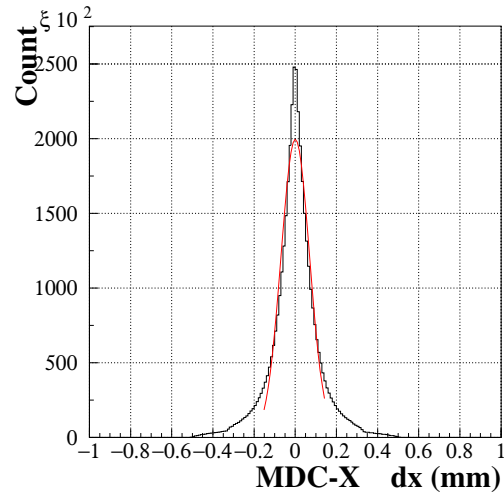


図 4.16: MDC の X 面の残差分布

⁴MDC の tracking efficiency は、以下の条件をすべて満たすものと定義した。

- X4 面のうち 3 面以上で信号が検出された
- U2 面 V2 面の計 4 面のうち 3 面以上で信号が検出された
- X 面の tracking に関して最小自乗法 $\chi^2_{ndf} \leq 8$
- 全面の tracking に関して最小自乗法 $\chi^2_{ndf} \leq 20$

4.3.3 FDC の解析

双極子電磁石の下流に設置された FDC を用いて出射粒子の飛跡を導出する。NDC, MDC の解析 (4.2.2 章, 4.3.2 章) と同様にドリフト時間からドリフト距離への変換 STC を求める。解析は以下の条件のもと、 ^{24}O ビームの標的ありのランについて行った。

- ・ BEAM トリガー
- ・ 二次ビーム： ^{24}O
- ・ FDC：Golden event (各面で 1 セルが 1 個だけ時間情報を持つイベント)
- ・ 出射荷電粒子： $Z=8$

図 4.17 は FDC の X1 面を例としたドリフト時間分布である。図 4.18 は横軸にドリフト時間分布、縦軸に半セルサイズで規格化して得られるドリフト距離 (mm) をとった、FDC の STC である。

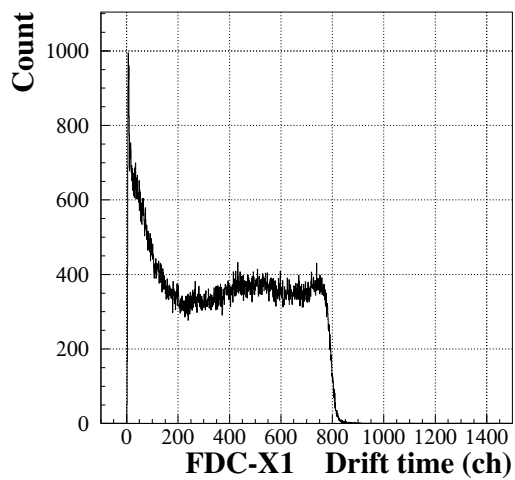


図 4.17: FDC-X1 面のドリフト時間分布

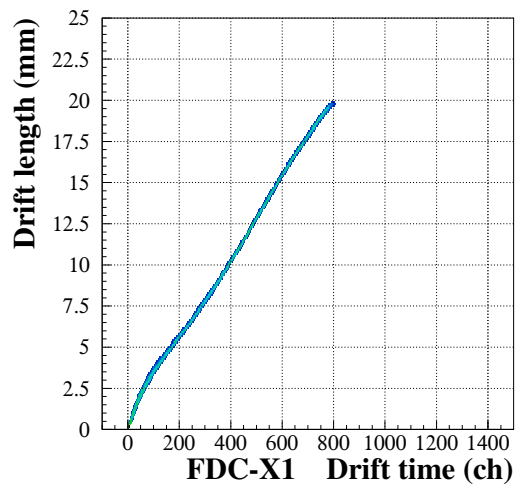


図 4.18: FDC-X1 面の STC

図 4.19 は、STC 最適化後に得られた FDC の X 面 (1~5 面の和) の残差分布である。残差分布をガウス関数でフィットすることで、FDC の X 方向の位置分解能 (1σ) は $152.0\mu\text{m}$ と求まった。FDC の飛跡解析の効率 (tracking efficiency) は、出射荷電粒子の電荷が $Z=8$ と識別されたイベントに対して 96.0% であった⁵。

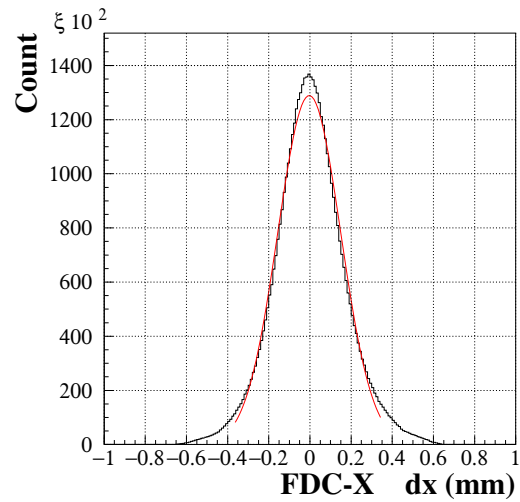


図 4.19: FDC の X 面の残差分布

⁵FDC の tracking efficiency は、以下の条件をすべて満たすものと定義した。

- X5 面のうち 4 面以上で信号が検出された
- Y4 面のうち 3 面以上で信号が検出された
- X 面の tracking に関して最小自乗法 $\chi_{ndf}^2 \leq 30$
- Y 面の tracking に関して最小自乗法 $\chi_{ndf}^2 \leq 50$

4.3.4 出射粒子の質量数の識別

次に FDC によって得られた B-mag 後の荷電粒子の位置、角度を用いて、出射荷電粒子の質量を識別する。解析は以下の条件のもと行った。ここでは ^{23}O ビームのランについて示す。

- ・ BEAM トリガー
- ・ 二次ビーム： ^{23}O
- ・ 出射荷電粒子： $Z=8$

まず、出射粒子の位置 x と角度 θ の相関から運動量 δ を求める。付録 7.4 章より

$$\delta_{\text{FDC}} \propto -(x_{\text{FDC}} - x_{\text{tgt}}) - a_{12}\theta_{\text{FDC}} \quad (4.5)$$

と表せる。図 4.20(左図) は Hodoscope において $Z=8$ と選択された荷電粒子について横軸に $x_{\text{FDC}} - x_{\text{tgt}}$ 、縦軸に $\tan \theta_{\text{FDC}}$ を取った図である。ただし Hodoscope のアクセプタンスにより、一部が欠落した分布になっている。この図を回転させることにより、

$$\delta = \frac{P - P_0}{P_0} \propto \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0}$$

に相当する量 (以下 $B\rho$) を座標軸とする図 4.20(右図) に変換した。ただし P_0 、 $B\rho_0$ はそれぞれ中心軌道の粒子が持つ運動量、磁気硬度である。

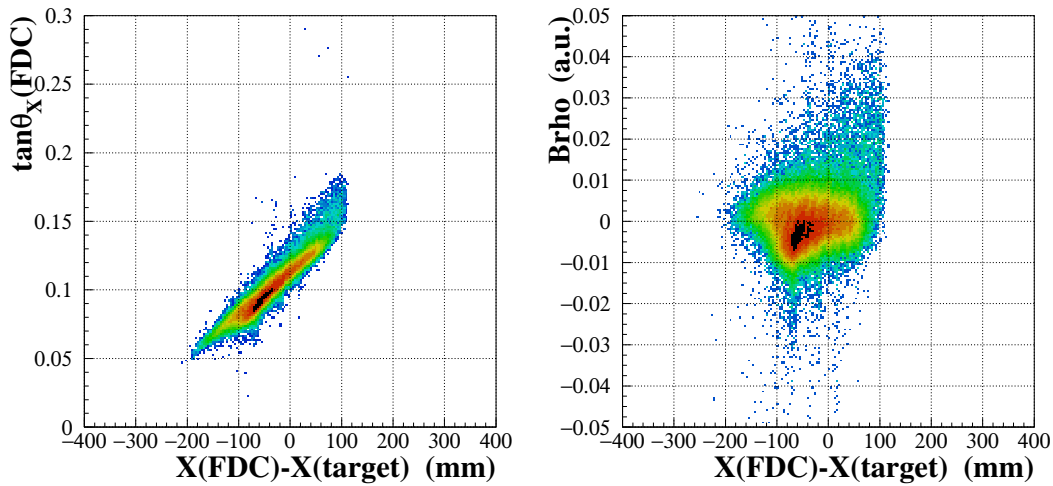


図 4.20: 出射粒子の磁気硬度の導出。 $x_{\text{FDC}} - x_{\text{tgt}}$ と $\tan \theta_{\text{FDC}}$ の相関 (左図) を回転させることにより、縦軸を $B\rho$ に相当する量とした (右図)。

さらに、

$$B\rho \propto \frac{A}{Z} \propto \frac{A}{Z} \frac{1}{\text{TOF}}$$

の関係から、Hodoscope によって $Z=8$ された荷電粒子に対して、質量数 A の識別が可能である。

図 4.21 は横軸に二次標的-Hodoscope 間の TOF、縦軸に $B\rho$ を取った図である。ただし、 $A \leq 22$ の出射粒子を見やすくするために、BEAM \otimes DALI トリガーを用いている⁶。

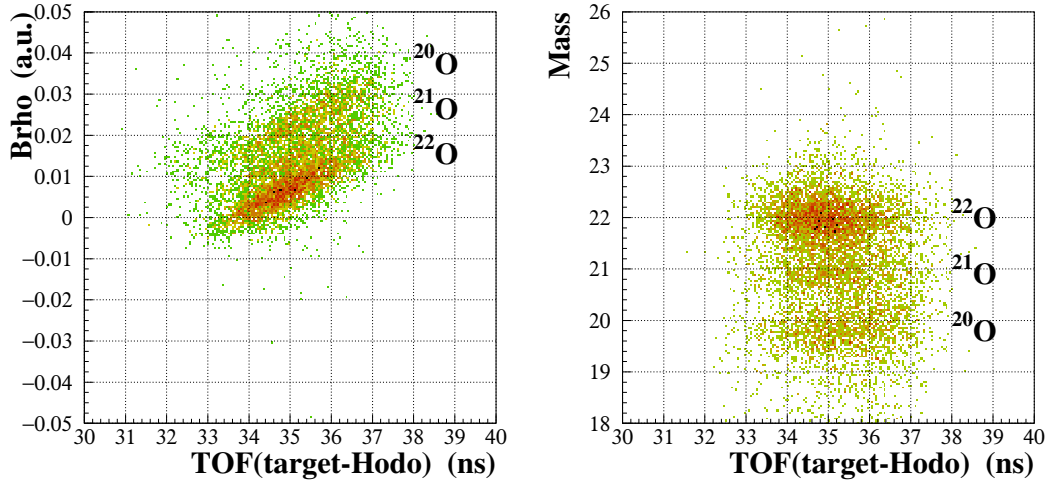


図 4.21: 出射粒子の質量数の導出。HODT と $B\rho$ の相関 (左図) を回転させ、縦軸を質量数 A 値へキャリブレーションすることで縦軸を $B\rho$ に出射粒子の質量数とした (右図)。

⁶BEAM トリガーのみを用いると、二次標的で反応せずそのまま通過してくる二次ビーム ^{23}O ばかりとなり、核種を識別しにくい。DALI トリガーを加えることで、 γ 線を放出しない ^{23}O [7] を排除することができる。

図 4.22 は以上のようにして得られた出射荷電粒子の質量数 A の分布である。ただし、

- BEAM \otimes NEUT トリガー
- VETO : Multiplicity=0
- NEUT : Multiplicity \geq 1
- NEUT 発光量 : $A \geq 6\text{MeVee}$

という条件を加えている。この条件により、 ^{23}O (または ^{24}O) ビームと液体水素標的との様々な反応から、中性子を放出する反応チャンネルを選び出したことになる。

表 4.9 は図 4.22 の各粒子にガウス関数をフィットすることによって得られた出射粒子の質量分解能である。以下の解析では、出射荷電粒子として

^{22}O : $7.5 \leq Z \leq 8.5$ 、 $21.5 \leq A \leq 22.5$

を選択した。

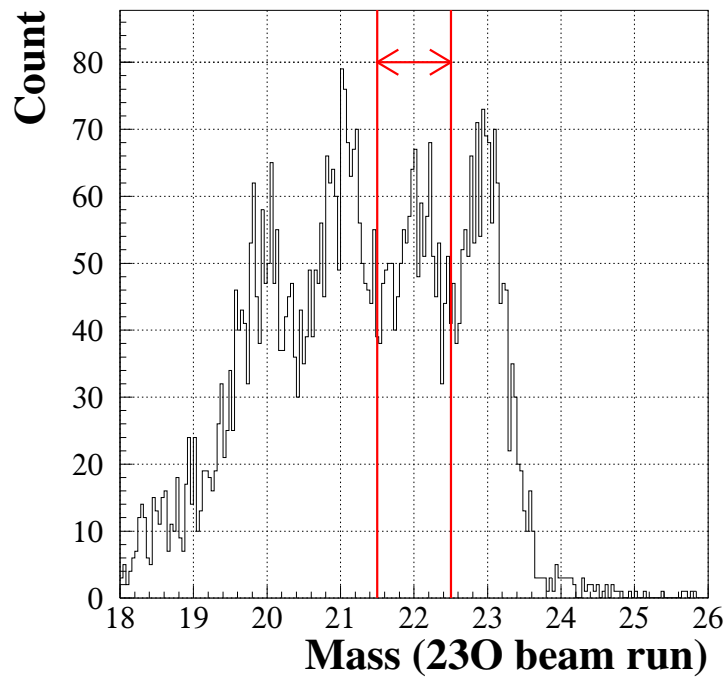


図 4.22: 出射荷電粒子の質量数 A の分布 (^{23}O ビームの場合)。出射荷電粒子 ^{22}O を識別した。

A	20	21	22	23
A のピーク値	20.0	21.0	22.1	22.9
ΔA (FWHM)	1.24	1.13	0.980	0.824
分解能 $A/\Delta A$ (FWHM)	16.2	18.6	22.5	27.8

表 4.9: 出射荷電粒子の質量分解能 (^{23}O ビームの場合)

同様に、二次ビームが ^{24}O の場合についても質量数の識別を行った。図 4.23 は ^{24}O ビームの場合の出射荷電粒子の質量数 A の分布である。表 4.10 は図 4.23 の各粒子にガウス関数をフィットすることによって得られた出射粒子の質量分解能である。以下の解析では、出射荷電粒子として

$^{22}\text{O} : 7.5 \leq Z \leq 8.5, 21.5 \leq A \leq 22.5$

を選択した。質量数分布 (図 4.23) に関しては、5.2 章で考察を行う。

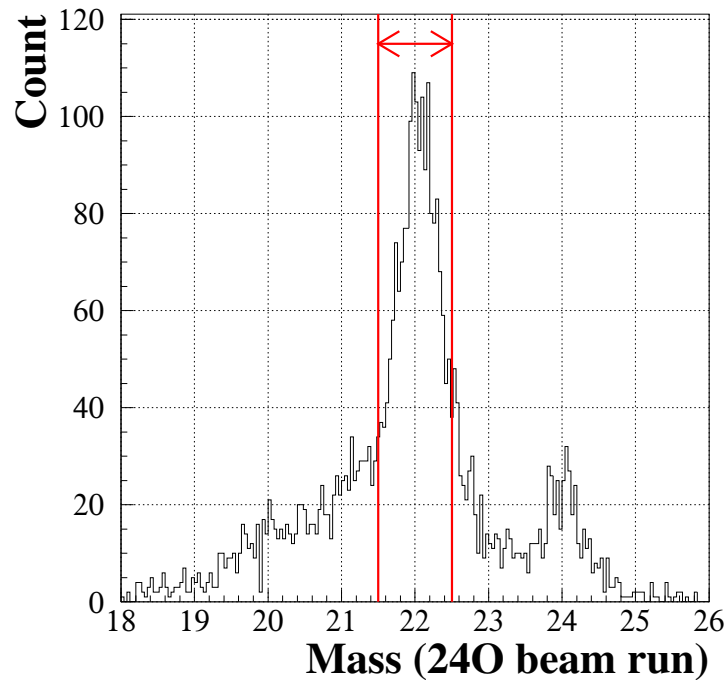


図 4.23: 出射荷電粒子の質量数 A の分布 (^{24}O ビームの場合)。出射荷電粒子 ^{22}O を識別した。

A	22	24
A のピーク値	22.1	24.0
$\Delta A(\text{FWHM})$	0.855	0.690
分解能 $A/\Delta A(\text{FWHM})$	25.8	34.8

表 4.10: 出射荷電粒子の質量分解能 (^{24}O ビームの場合)

図 4.22(あるいは図 4.23) において ^{23}O (あるいは ^{24}O) の位置にピークが見えるのは、中性子が放出されたチャンネルではなく、標的で反応しなかった二次ビーム ^{23}O (あるいは ^{24}O) が FDC を通過し Hodoscope に入り、Hodoscope 中の物質と散乱して反跳し、VETO を鳴らすことなく NEUT で検出された場合と考えられる。このため、NEUT での検出時間は、本来標的との反応で放出される中性子が到達する時間よりも遅れる。図 4.24 は、横軸に出射粒子の質量数 A、縦軸に NEUT での検出時間を取った図である⁷。出射荷電粒子が二次ビーム ^{23}O と識別されたイベントの場合は、NEUT での検出時間が他粒子よりも 10ns 程度遅れている様子がわかる。

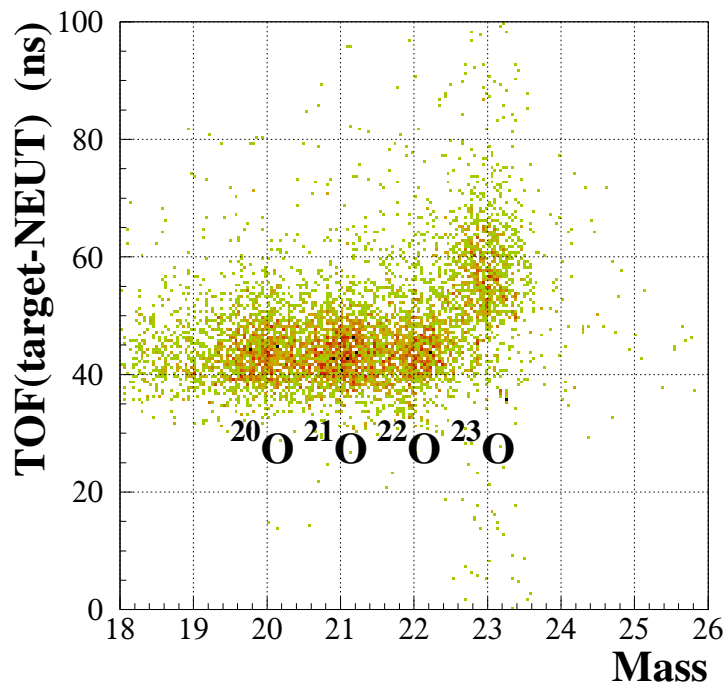


図 4.24: 出射粒子の質量数と TOF(二次標的-NEUT) の相関。出射荷電粒子が二次ビーム ^{23}O の場合は、NEUT での検出時間が他粒子よりも遅れている様子がわかる。

⁷NEUT の解析については 4.4 章で述べる。

4.4 中性子測定系

NEUT を用いて放出中性子の測定を行う。二次標的-NEUT 間の TOF および二次標的の入射位置と NEUT の入射位置を用いて中性子の運動量ベクトルを導出する。

NEUT のキャリブレーションには表 4.11 のようなデータを使用した。

用いたデータ	目的
宇宙線	入射位置の導出 (4.4.1 章)
Li(p, n)Be 反応による中性子	スルー補正 (4.4.2 章)
宇宙線	エネルギーキャリブレーション (4.4.3 章)
Li(p, n)Be 反応による中性子	タイミングキャリブレーション (4.4.4 章)

表 4.11: NEUT キャリブレーションのためのデータセット

4.4.1 入射位置の導出

NEUT を構成する各プラスチックシンチレーターの両端に接合された光電子増倍管 (PMT) の時間信号 T_L, T_R の時間差 $dT = T_L - T_R$ から、NEUT の入射位置 X を導出する。ただし、ビーム入射方向から見て左の PMT の時間信号を T_L 、右の PMT の時間信号を T_R とした。

まず、TDC キャリブレーションによって T_L, T_R を ch 単位から ns 単位に変換した。次に宇宙線計測における dT 分布から NEUT の各プラスチックシンチレータ (48 本) の中心位置を合わせる。時間情報 T_L, T_R はそれぞれ、入射粒子 (宇宙線や中性子) の飛行時間 TOF、入射粒子がシンチレータで物質と反応してから左右の PMT で検出されるまでにかかる時間 (τ_L, τ_R) (光がシンチレータ中を伝わる時間+ PMT の信号処理に要する時間)、左右の PMT で検出されてからデータ収集回路までにケーブル等を伝わる時間 (τ'_L, τ'_R) の和である。

$$T_L = \text{TOF} + \tau_L + \tau'_L$$

$$T_R = \text{TOF} + \tau_R + \tau'_R$$

$$dT = T_L - T_R = (\tau_L - \tau_R) + (\tau'_L - \tau'_R)$$

$\tau'_L - \tau'_R$ の項は物理的意味を持たない時間情報であるため、これを打ち消すように dT のオフセットを決定する必要がある。図 4.25 は、宇宙線計測における LN1-01 (上流から見て 1 層目 LN1 の、上から 1 本目のシンチレータ) の dT 分布である。宇宙線はシンチレータに一樣に入射するため、矩形型の分布になる。図 4.25 の左図は左右の時間差 $dT (= T_L - T_R)$ の分布である。宇宙線の dT 分布はシンチレータの中心を軸に左右対称となるはずだが、 $\tau'_L - \tau'_R$ の項により、 dT 分布の両端の中心が 0 になっていない様子がわかる。図 4.25 の右図は dT 分布の両端の中心が 0 になるようにオフセットした後の $dT (= \tau_L - \tau_R)$ 分布である。

$$dT = \tau_L - \tau_R$$

同様のことを NEUT の各プラスチックシンチレータ (48 本) について行い、 dT 分布のオフセットを求めた。以降の解析では、このようにして中心位置を合わせた後の $dT (= \tau_L - \tau_R)$ を用いた。

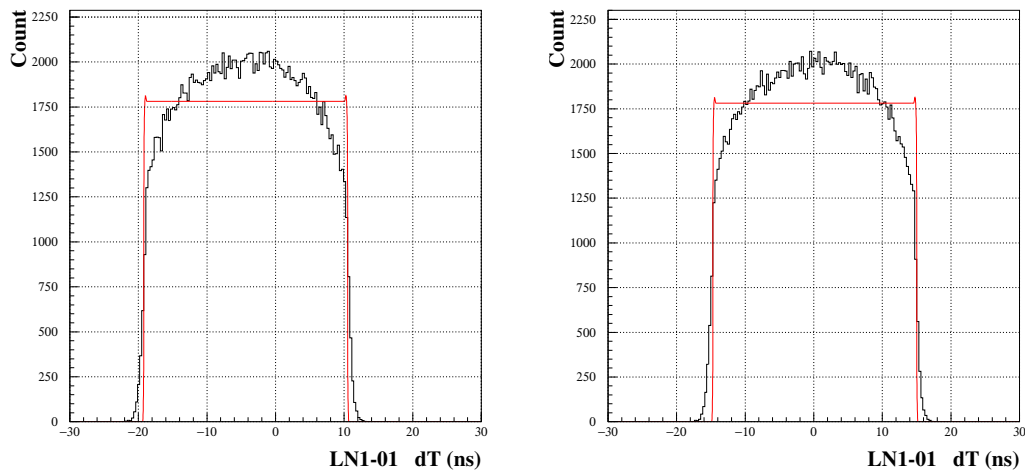


図 4.25: 宇宙線の計測における NEUT の dT 分布。宇宙線はシンチレータに一様に入射するため矩形型に分布し、 dT 分布はシンチレータの中心を軸に左右対象となるはずである。左図は NEUT の左右の時間差 $dT(= T_L - T_R)$ 分布、右図は左図での dT 分布の両端の中心値が 0 になるようにオフセットした後の $dT(= \tau_L - \tau_R)$ 分布である。また、 dT 分布の全幅はシンチレータの水平方向の長さに相当する。

ビーム入射方向から見て左を X の正の方向とし、シンチレータの中心を $X = 0$ 、シンチレータの端点を $X = \pm X_1$ 、入射粒子（宇宙線や中性子）がシンチレータで物質と反応した位置を $X = X$ とする。

プラスチックシンチレータ中のシンチレーション光の伝搬速度を v_0 とすると、入射粒子がシンチレータで物質と反応してから左右の PMT で検出されるまでにかかる時間 (τ_L, τ_R) は

$$\tau_L = \frac{X_1 - X}{v_0}$$

$$\tau_R = \frac{X_1 + X}{v_0}$$

と表せる。 $dT = \tau_L - \tau_R$ を用いて、

$$X = -\frac{dT}{2} \times v_0 \quad (4.6)$$

と表せる。図 4.25 の dT の矩形の全幅が、シンチレータの水平方向の長さ (Long NEUT : 2140mm、Short NEUT : 1120mm) に相当することから、各シンチレータ (48 本) に対して伝搬速度 v_0 を決定した。 v_0 は各シンチレータでおよそ 140 mm/ns であった⁸。

⁸付録 7.5 章の表を参照。

4.4.2 スルー補正

中性子はそれ自身に電荷がないため、荷電粒子のように電磁相互作用を用いた直接的な検出を行うことはできない。そのため、強い相互作用によって生じた2次的な荷電粒子を検出する間接的な検出方法がとられる⁹。中性子との反応で生じた荷電粒子の持つエネルギーは中性子との反応過程でイベントごとに異なる。さらに荷電粒子の蛍光エネルギーによっても異なるため、同じ運動エネルギーを持つ中性子が入射しても検出されるパルスの波高はイベントごとに異なる。データ収集回路における時間信号は波高が設定した閾値(スレッシュホールド)を越えた瞬間をスタートタイミングとするため、中性子が同じ飛行時間 TOF を持って検出器に到達した場合でも、イベントごとの波高の違いにより検出される時間にずれが生じる。この現象をスルーという。図 4.27 はスルー現象を模式的に表した図であり、波高が小さいイベントほどスルーの効果が顕著に現れる。

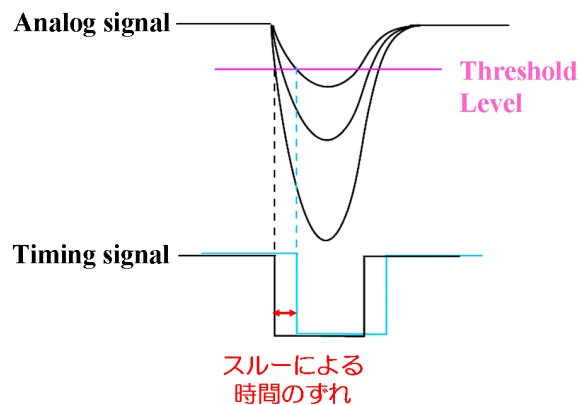


図 4.26: スルー現象の模式図。同じ時刻に入射したイベントでも、イベントごとの波高の違いにより検出される時間信号のスタートタイミングにずれが生じる。スルーは波高が小さいイベントほど顕著に現れる。

⁹付録 7.6 章を参照。

スルーによる時間のずれは、NEUT の時間分解能の低下の原因となるため、以下のように NEUT のスルー補正を行った。

一次ビームに 70MeV(単色エネルギー) の陽子ビーム、二次標的の位置に Li 標的を用いて、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応 (g.s.+0.43MeV) ([22],[23],[24],[25]) から放出される中性子を解析した¹⁰。

解析ではまず ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(g.s.+0.43\text{MeV})$ 反応によって放出された中性子 (1 個) を選ぶために、以下の条件を用いた。

- ・ BEAM \otimes NEUT トリガー
- ・ VETO : Multiplicity=0(VETO での検出がない)
- ・ NEUT : Multiplicity=1(NEUT48 本のシンチレータのうち 1 本でのみ信号が検出された)

さらに

- ・ NEUT 検出位置 : $-150\text{mm} \leq X \leq 150\text{mm}$ (X の原点はビーム軸)

という条件を加えることで ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(g.s.+0.43\text{MeV})$ 反応から放出される中性子の散乱角度が小さいイベントを選択した。すなわちほぼ単色のエネルギーを持ち、二次標的から NEUT までの飛行時間 TOF がイベントによらず同じになる中性子のイベントを選んだことになる。

図 4.27 は LN1-01 について、横軸にスルー補正前の二次標的-NEUT 間の TOF :

$$\text{TOF} = \frac{T_L + T_R}{2}$$

縦軸にシンチレータ左右の発光量 A_L 、 $A_R(\text{ch})$ をとった図である。同じ TOF を持つイベントを選択したにもかかわらず、スルーによる効果で、発光量が小さいイベントほどタイミングが遅れている様子が見られる。

¹⁰ ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(g.s.+0.43\text{MeV})$ の反応は、
・ $\Delta L=0$ 反応であるため、散乱角度が 0° に集中する
・ 入射エネルギーによらず、断面積がほぼ一定
という特徴があり、中性子検出器のタイミングキャリブレーションや検出効率を求める上で有用な測定量である。
 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(g.s.+0.43\text{MeV})$ の反応断面積は、すでに T.N. Taddeucci らによって測定されている [25]。

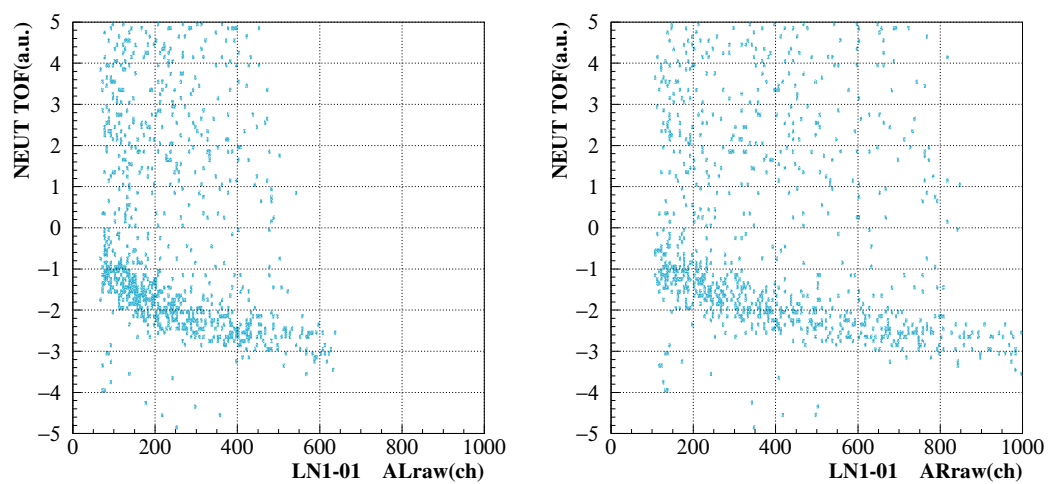


図 4.27: スルー補正前の標的-NEUT 間の TOF と発光量 A_L 、 A_R の相関。
 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$ 反応から放出された同じ TOF を持つ中性子イベントを選択したにもかかわらず、スルーによる効果で、発光量が小さいイベントほどタイミングが遅れている様子がわかる。

ここで、スルーの効果が定数 C_L, C_R を用いて

$$\Delta T_L \propto \frac{C_L}{\sqrt{A_L}}$$

$$\Delta T_R \propto \frac{C_R}{\sqrt{A_R}}$$

の関係にあると仮定する¹¹。図 4.27 にこの関数をフィッティングし定数 C_L, C_R を求め、 T_L, T_R からそれぞれ $\Delta T_L, \Delta T_R$ を差し引くことでスルー補正を行った。図 4.28 は LN1-01 について、横軸にスルー補正後の二次標的-NEUT 間の TOF :

$$\text{TOF} = \frac{T_L + T_R}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{C_L}{\sqrt{A_L}} - \frac{C_R}{\sqrt{A_R}} \right)$$

縦軸にシンチレータ左右の発光量 $A_L, A_R(\text{ch})$ をとった図である。ただし、TOF の絶対値は 0ns にオフセットしてある。発光量によらず TOF が一定になっていることが確認できる。

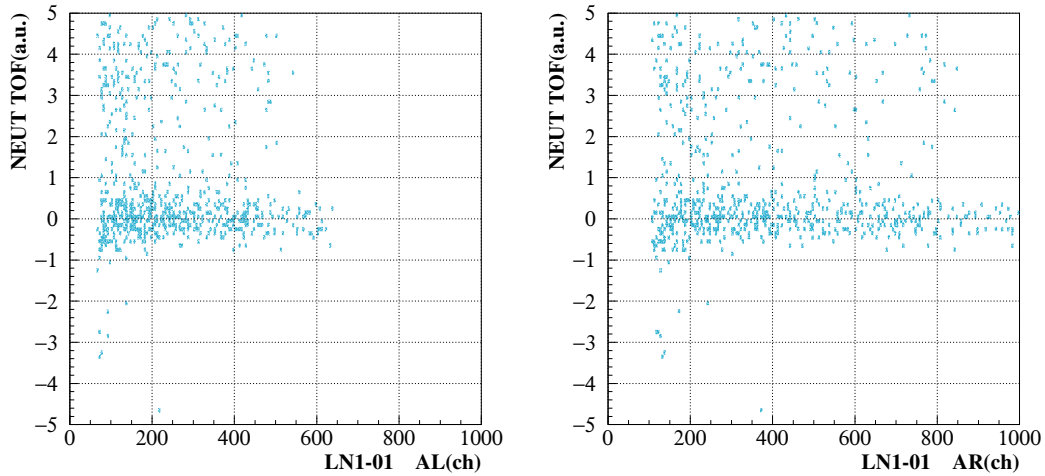


図 4.28: スルー補正後の標的-NEUT 間の TOF と発光量 A_L, A_R の相関。発光量によらず TOF が一定になっている。

¹¹パルスの波高を V 、パルスの時間の広がりをもととすると、パルスの立ち上がり部分が二次関数 $V \propto t^2$ で表せると仮定した。スタートタイミングのずれを Δt とすると $V \propto \Delta t^2$ すなわち $\Delta t \propto 1/\sqrt{V}$ である。波高 V がデータ収集される QDC の電荷量 (すなわち発光量) A に比例すると考えると、 $\Delta t \propto 1/\sqrt{A}$ である。

スルー補正後は、時間情報 T_L, T_R がずれるため、4.4.1 章で行った dT 分布の中心位置合わせのオフセット値、シンチレータ中の光の伝搬速度 v_0 の値が変化する。スルー補正後の時間情報

$$T_L = T_L - \frac{C_L}{\sqrt{A_L}}$$

$$T_R = T_R - \frac{C_R}{\sqrt{A_R}}$$

を用いて、再び 4.4.1 章と同様の操作を行い、スルー補正後の dT 分布の中心位置合わせ、シンチレータ中の光の伝搬速度 v_0 の値を求めた¹²。

さらに、この補正により入射位置 X の情報が変わるため、入射位置 X を使った散乱角度の小さなイベントの選び方も変化する。このため、新しく得られた入射位置 X に対して、再び散乱角度の小さなイベントを選び出し、スルー補正を行う。この操作を繰り返すことで NEUT の TOF と発光量 A の整合性をとることができる。

同様の解析を 48 本のシンチレータ全てに対して行い、スルー補正後の TOF を得た。

¹²先に 4.4.1 章で位置情報 X の解析を行ったのは、スルー補正で中性子の散乱角度を制限する条件を加えるためである。

図 4.29 は、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$ 反応から放出された中性子について、スルー補正後の標的-NEUT 間の TOF(ns) の分布を NEUT の各層 (LN1~SN2) に対して示した図である。ただし TOF の絶対値は 0ns にオフセットしてある。また、発光量が 6MeVee 以上という条件をかけている¹³。TOF のピークは ${}^7\text{Be}$ の基底状態と第一励起状態 (0.43MeV) への遷移によるものだが、NEUT の時間分解能ではそれらを分けることができないために一つのピークに重なって見えている。バックグラウンドは ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He}+{}^3\text{He}$ などの反応によるものと考えられる。

表 4.12 に、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$ 反応から放出された中性子について、スルー補正前と補正後の NEUT の各層における TOF(ns) の時間分解能 (1σ) を示す。ただし、TOF の絶対値は各シンチレータで 0ns にオフセットしている。TOF の絶対値合わせは 4.4.4 章で行う。また、発光量が 6MeVee 以上という条件をかけている。

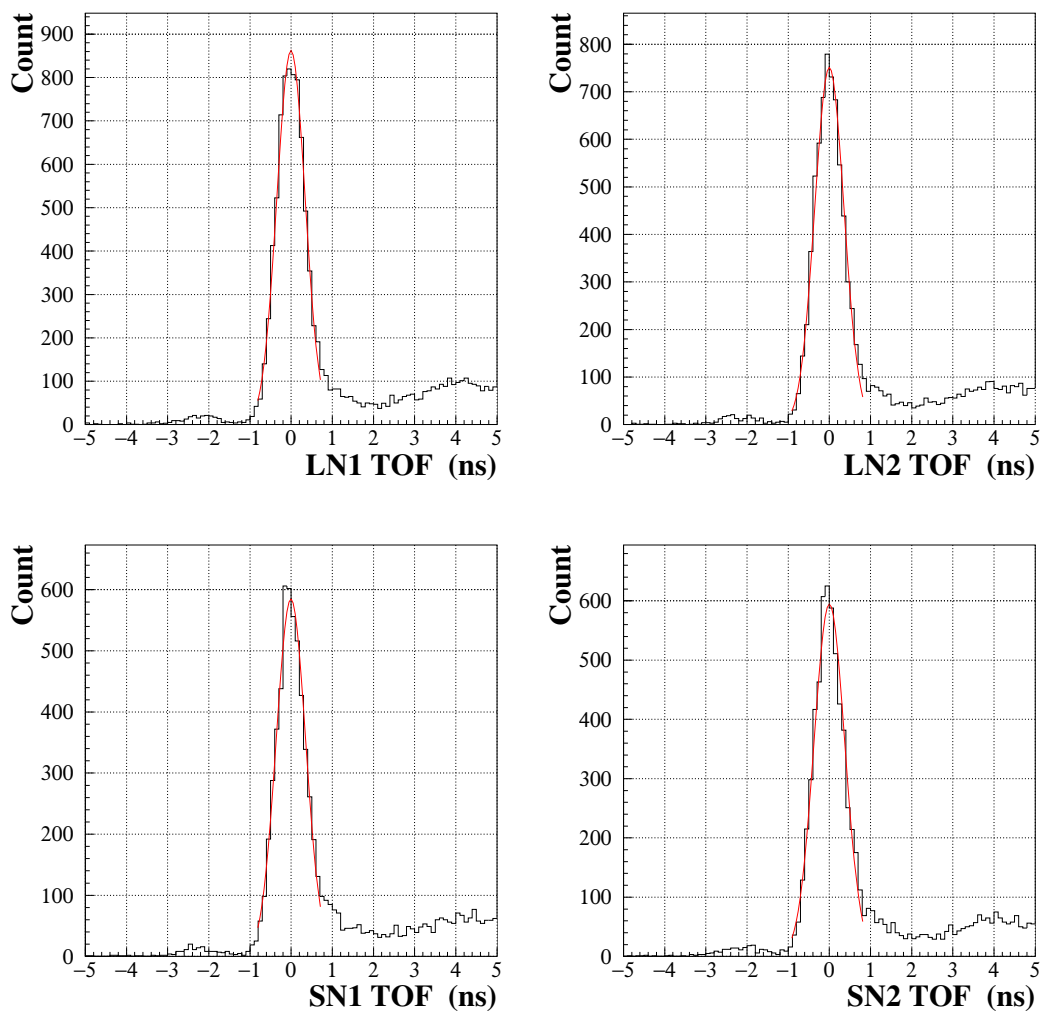


図 4.29: ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$ 反応から放出された中性子の、スルー補正後の標的-NEUT 間の TOF 分布 (LN1~SN2)。ただし各シンチレータについて TOF の絶対値が 0ns となるようにオフセットしてある。また発光量が 6MeVee 以上という条件をかけている。

¹³NEUT のエネルギーキャリアレーションの解析については 4.4.3 章で述べる。

	スルー補正前 (ns)	スルー補正後 (ns)
LN 1	0.682	0.338
LN 2	0.703	0.344
SN 1	0.676	0.349
SN 2	0.685	0.359

表 4.12: ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$ 反応から放出された中性子の、スルー補正前と補正後の NEUT の各層における TOF(ns) の時間分解能 (1σ)。ただし各シンチレータについて TOF の絶対値が 0ns となるようにオフセットしてある。スルー補正により NEUT の時間分解能が 50% ほど向上した。

図 4.30 は、スルー補正後に得られた T_L, T_R を用いて、宇宙線計測における中性子の入射位置分布を NEUT の各層 (LN1~SN2) に対して示した図である。横軸はビーム軸を原点とした水平方向の位置 X (mm)、縦軸はビーム軸を原点とした垂直方向の位置 Y (mm) であり、ビーム入射方向から見て、水平方向左向きを X の正、鉛直方向上向きを Y の正としている。

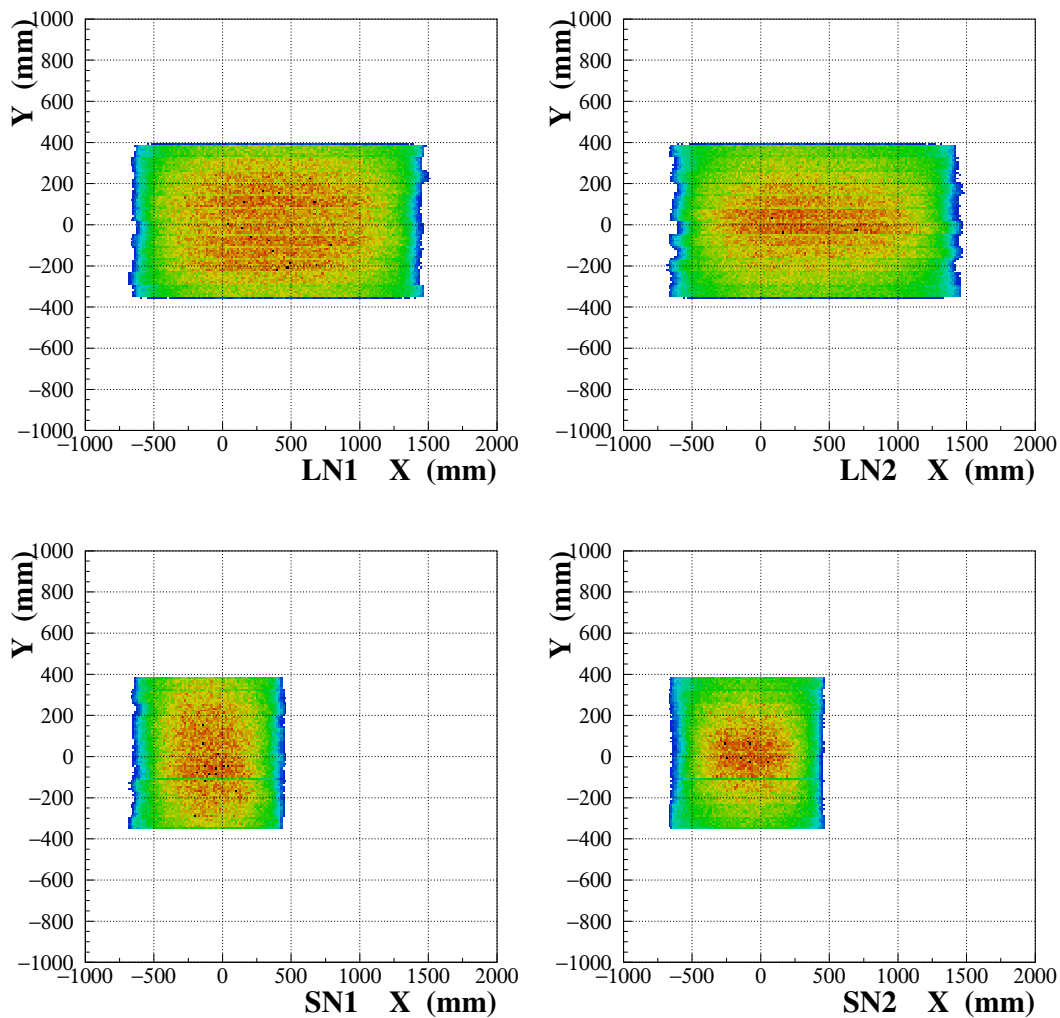


図 4.30: 宇宙線の入射位置分布。スルー補正後の T_L, T_R を用いて、入射位置 X を導出した。

4.4.3 エネルギーキャリブレーション

次に NEUT のエネルギーキャリブレーションについて述べる。NEUT のシンチレータ内での真の発光量を A_t とすると、左右の PMT から得られる発光量 A_L, A_R は、シンチレータの端点 $X = \pm X_1$ 、シンチレータでの検出位置 X 、シンチレータの減衰長 λ を用いて、

$$A_L = A_t \exp\left(-\frac{X_1 - X}{\lambda}\right)$$

$$A_R = A_t \exp\left(-\frac{X_1 + X}{\lambda}\right)$$

と表せる。シンチレータ左右での発光量 A_L, A_R の相乗平均を取ることで、

$$\langle A \rangle = \sqrt{A_L A_R} = A_t \exp\left(-\frac{X_1}{\lambda}\right) \quad (4.7)$$

発光量 $\langle A \rangle$ は、検出位置 X によらず、シンチレータ内での真の発光量を A_t を表す量となる。発光量 $\langle A \rangle$ は、中性子検出のバックグラウンドとなる γ 線¹⁴を排除するための、スレッシュホールドの設定の際に使われる。

まず各シンチレータの A_L, A_R のペDESTAL (ch)¹⁵を求め、オフセットした。これは発光量 $\langle A \rangle$ が 0MeVee の時、0ch の信号を出すことに相当し、エネルギーキャリブレーションのための 1 点を決めたことになる。

¹⁴付録 7.6 章を参照。

¹⁵信号が何も無い時にデータ収集回路のモジュール QDC に立つピーク (ch) のことである。

$\langle A \rangle$ は、左右の PMT の発光量の平均値を取ることで、シンチレータ中で光が減衰する効果を打ち消しているが、PMT 近傍では波高が高くなる傾向が残る。そこでこの $\langle A \rangle$ の位置依存性を補正する必要がある。

宇宙線の計測を用いて $\langle A \rangle$ の位置依存性を補正した。鉛直方向に突き抜ける宇宙線の信号を選ぶために、以下の条件を満たすイベントでのみ解析を行った。

- NEUT 各層：Multiplicity=12 (12 本のシンチレータ全てで信号が検出された)

図 4.31(左図) は LN1-02 について、横軸に $dT(\text{ns})$ 、縦軸に位置依存性補正前の $\langle A \rangle(\text{ch})$ をとった図である。 dT は位置情報 X に相当する物理量である。宇宙線の検出がプラスチックシンチレータの両端に近い位置、すなわち PMT に近い位置で起こった場合は、光の集光率が高く、発光量 $\langle A \rangle$ が大きくなっている様子がわかる。シンチレータ中での宇宙線の発光量 $\langle A \rangle$ が、位置によらず一定となるように、関数

$$\langle A \rangle = p_1 + p_2 dT^2 + p_3 dT^4 \quad (4.8)$$

をフィッティングし、差し引くことで、 $\langle A \rangle$ の位置依存性を補正した。図 4.31(右図) は補正後の $\langle A \rangle$ と dT の相関である。位置によらず $\langle A \rangle$ が一定となっている様子がわかる。

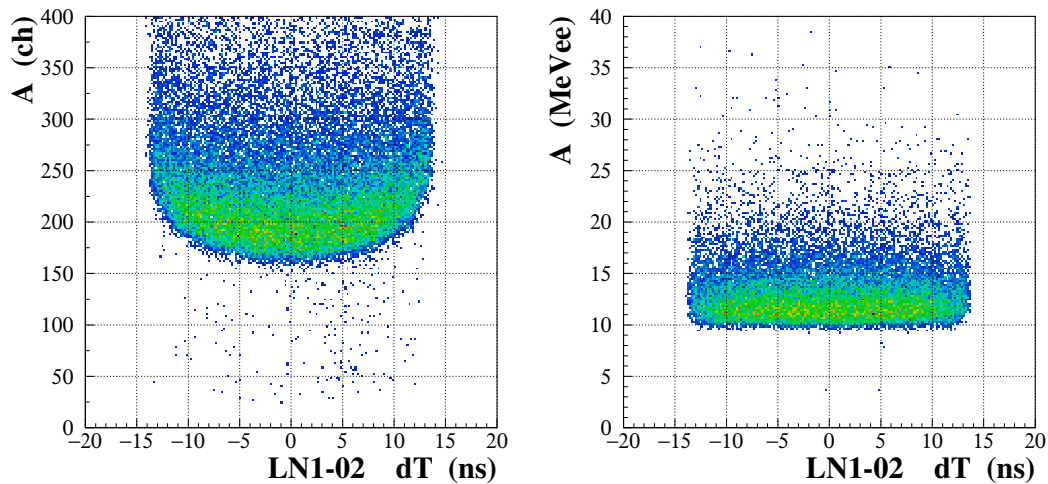


図 4.31: $\langle A \rangle$ と dT の相関。シンチレータ中での宇宙線の発光量が、位置によらず一定となるように、 $\langle A \rangle$ の位置 (dT) 依存性を補正した。

次に $\langle A \rangle$ の単位を ch から MeVee 単位へ変換する。エネルギーキャリブレーションのための 1 点はペDESTALより求めている。もう 1 点は、宇宙線が NEUT を通過する際の、エネルギー損失に伴う発光量を用いる。図 4.32(左図) は LN1-02 について、エネルギーキャリブレーション前の宇宙線計測による $\langle A \rangle$ (ch) 分布である。薄い物質 (プラスチックシンチレータの場合 30cm 程度まで) を通過する際の宇宙線のエネルギー損失の分布は、ランダウ分布に従うことが知られている [27]。各シンチレータでの発光量の最頻値 (ランダウ分布のピーク値) は、11.7MeVee であることがモンテ・カルロ計算による以前の解析より分かっている [26] ため、ランダウ分布によるフィッティングを行い、ランダウ分布のピーク値が 11.7MeVee となるように ch から MeVee へのエネルギーキャリブレーションを行った。図 4.32(右図) はエネルギーキャリブレーション後の $\langle A \rangle$ (MeVee) の分布である。

以降の中性子の解析では中性子検出のバックグラウンドになる γ 線を排除するために発光量 $\langle A \rangle$ が 6MeVee 以上という条件のもとで行った。

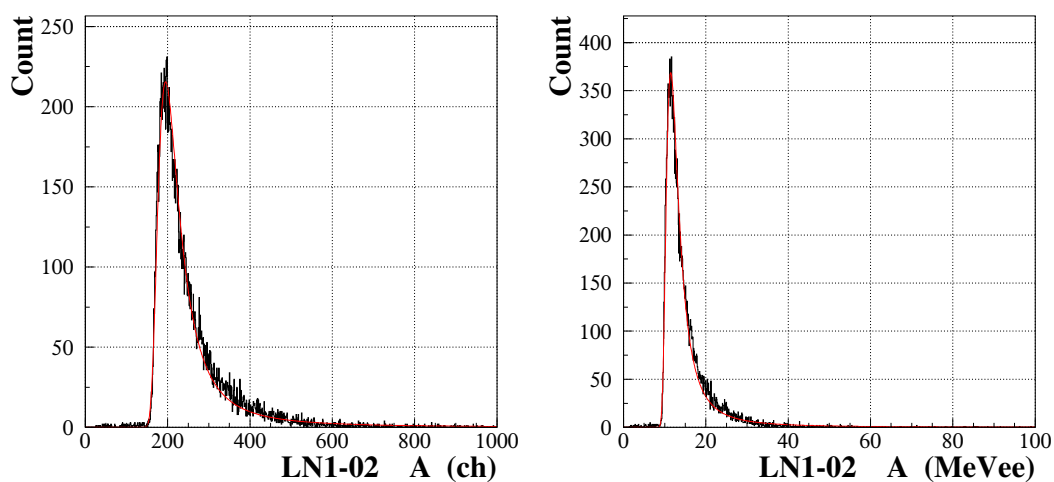


図 4.32: 宇宙線計測による $\langle A \rangle$ 分布。ランダウ分布によるフィッティングを行い、ランダウ分布のピーク値が 11.7MeVee となるように ch から MeVee へのエネルギーキャリブレーションを行った。

4.4.4 タイミングキャリブレーション

NEUT の TOF の絶対値合わせには、運動学的に求められる ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$ 反応の計算値を用いた。まず、

- ・ F0 における陽子ビームのエネルギーが単色 (70MeV)
- ・ Li 標的中心における陽子ビームのエネルギーが単色 (69.1MeV)
- ・ Li 標的の中心で反応が起こった
- ・ NEUT の各シンチレータについて、ビーム軸上 ($X = 0$)・シンチレータの中心で検出されたという仮定のもと、48 本のシンチレータそれぞれについて、運動学から ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応における中性子の TOF を計算した。

次に 4.4.2 章と同様、以下の条件で解析を行った。

- ・ BEAM \otimes NEUT トリガー
- ・ VETO : Multiplicity=0
- ・ NEUT : Multiplicity=1
- ・ NEUT 検出位置 : $-150\text{mm} \leq X \leq 150\text{mm}$ (X の原点はビーム軸)
- ・ NEUT 発光量 : $A \geq 6.0\text{MeVee}$

NEUT の TOF はシンチレータ内の水平方向 X の検出位置に依存した値を持つ。Long NEUT の場合、シンチレータ内での水平方向の検出位置の違いにより最大 5.8% 程度 (TOF で 2.4ns 程度)、TOF が広がるのが運動学の計算からわかる。NEUT の TOF をより精度良く合わせるために、ここでは、検出位置がビーム軸中央付近 $\pm 150\text{mm}$ となるイベントのみを選ぶことで TOF の絶対値合わせを行った。この条件では、 X 方向の検出位置の違いによる TOF の広がり $\pm 0.075\%$ 以下と見積もることができ、NEUT の時間分解能に比べて十分小さい。

図 4.33 は、NEUT の TOF を計算値に合わせた後に得た各層の ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応における中性子の TOF の分布である。表 4.13 は、図 4.33 のピークにガウス関数をフィットすることで得た、各層の TOF の時間分解能である。ここでの NEUT の時間分解能は、検出器の固有の時間分解能の他に、Li 標的中の陽子ビームのエネルギー損失の広がり、シンチレータの厚さ (60mm) による飛行距離の違いを含んでいる。

	TOF ピーク値 (ns)	TOF 分解能 (1σ)(ns)
LN 1	41.89	0.344
LN 2	42.47	0.343
SN 1	43.77	0.349
SN 2	44.35	0.371

表 4.13: $\text{Li}(p,n)\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$ 反応における中性子の TOF(ns) の時間分解能 (1σ)

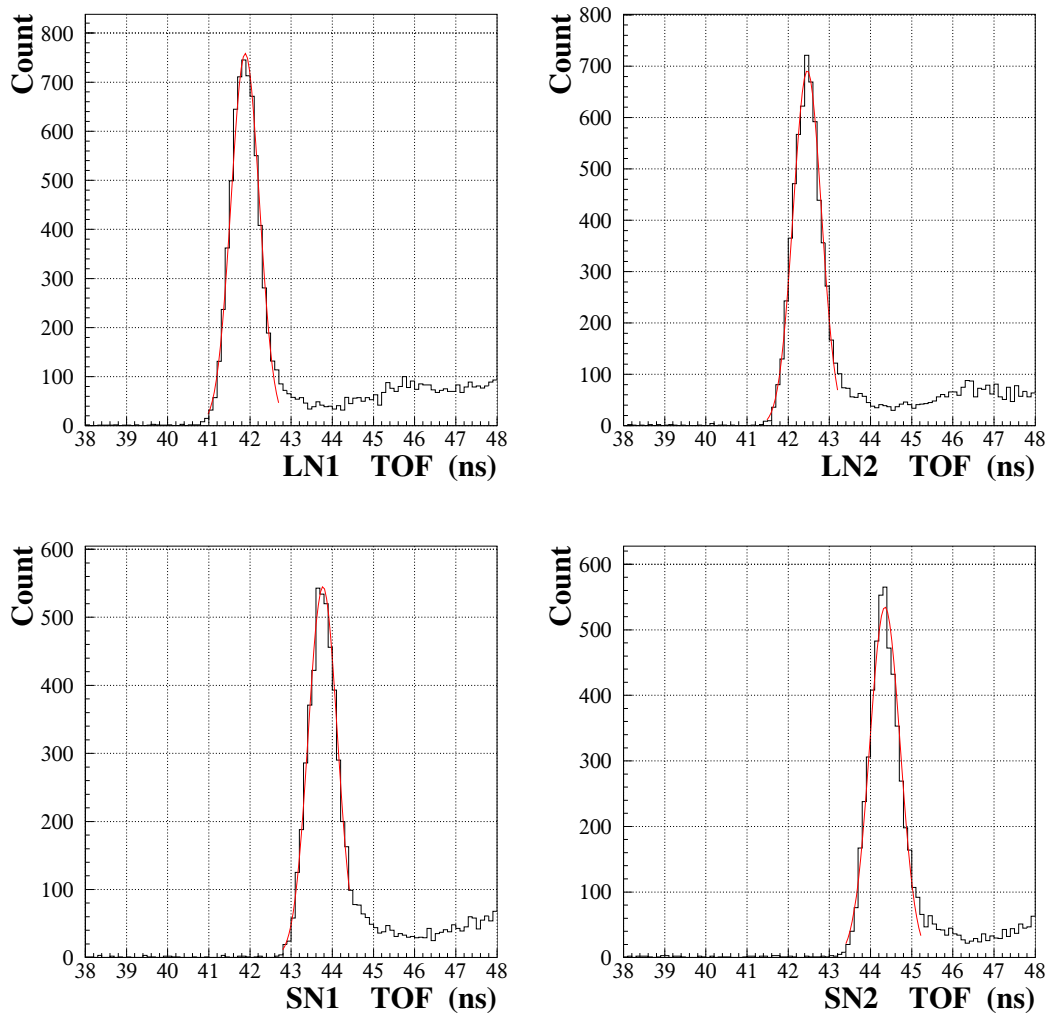
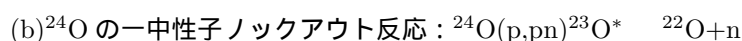
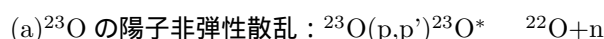


図 4.33: $\text{Li}(p,n)\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{MeV})$ 反応における中性子の TOF(ns) の時間分解能 (1σ)。

二次ビームが ^{23}O 、 ^{24}O であるランにおいては、F2Pla の印加電圧の設定値を変えたため、F2 の時間情報が一定値だけずれる。NEUT の各シンチレータ間の相対的な時間は上述の解析によって合わせられているため、二次ビームが ^{23}O 、 ^{24}O であるランについては、二次ビームと中性子の一核子あたりの運動量の差の分布のピークが $\Delta P = P_{beam} - P_n = 0 (\text{MeV}/c/u)$ となるように、TOF のオフセットを決定した。

第5章 実験結果と議論

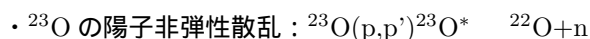
ここでは解析結果と議論について述べる。解析により得られた ^{22}O 、中性子の運動量ベクトルから不変質量法を用いて非束縛励起状態 $^{23}\text{O}^*$ の相対エネルギー分布を導出した。本研究では、



という2つの反応を議論の対象とする。

5.1 ^{23}O ビームの陽子非弾性散乱

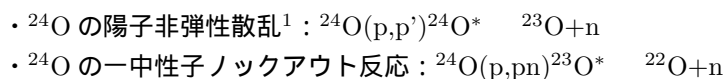
^{23}O ビームを用いた場合は、



について考える。出射荷電粒子 ^{22}O と中性子の運動量ベクトルから不変質量法により ^{23}O の相対エネルギー分布を導出した。

5.2 ^{24}O ビームの一中性子ノックアウト反応

^{24}O ビームを用いた場合、起こりうる反応として



が考えられる。

^{24}O ビームの場合、出射荷電粒子の質量数分布 (図 4.23) を見ると、 ^{24}O ビームの出射荷電粒子は ^{23}O よりも ^{22}O の方がはるかに多いことがわかる。これは、中性子ノックアウト反応の反応断面積が陽子非弾性散乱よりも大きいためだと考えられる。

^{24}O の陽子非弾性散乱からは、 ^{24}O の低励起準位を求めることができる。 ^{24}O の低励起準位は、 $N=16$ のシェルギャップを直接的に知ることのできる重要な量であるにも関わらず、これまで精度の良い実験データがほとんど得られていないのが現状である。本実験で陽子非弾性散乱により ^{24}O

¹特に ^{24}O の低励起準位への励起を仮定している。 ^{24}O が高い励起準位への励起した場合、 $^{24}\text{O}(p,p')^{24}\text{O}^* \rightarrow ^{23}\text{O}^*+n \rightarrow ^{22}\text{O}+2n$ 等の崩壊過程も考えられるが、付録 7.8 章に示した ^{24}O の励起準位、陽子非弾性散乱の微分散乱断面積の理論予想から、高い励起準位への励起は微分散乱断面積が小さいことが予想される。

の低励起準位を求めるには、出射荷電粒子の質量分解能を上げ、 ^{23}O をより精度良く選ぶ必要がある。現段階の解析では、質量分解能が十分ではなく、隣の核である ^{22}O のしみ出しが多く混じっているため、 ^{23}O を選ぶことができない(図 4.23)。今後の解析で質量分解能を上げ、 ^{22}O の混じり具合を評価し、 ^{24}O の励起準位を求めることは、 $N=16$ のシェルギャップの大きさを得る上で重要な課題である。

一方、 ^{24}O の一中性子ロックアウト反応からは、 ^{24}O 核中の中性子の占有率であるスペクトロスコピック因子 (spectroscopic factor) を得ることができる。スペクトロスコピック因子は、 ^{24}O 内の核構造を知る上で重要な値である。図 5.1 は、 ^{24}O 核での ^{23}O と中性子の配位の例を模式的に表した図である。 ^{24}O は ^{23}O と中性子の様々な配位の線形結合として

$$\begin{aligned} \Psi(^{24}\text{O}) = & \sqrt{C^2 S(1/2^+)} |^{23}\text{O}(1/2^+) \otimes \nu s_{1/2} \rangle \\ & + \sqrt{C^2 S(5/2^+)} |^{23}\text{O}(5/2^+) \otimes \nu d_{5/2} \rangle \\ & + \sqrt{C^2 S(3/2^+)} |^{23}\text{O}(3/2^+) \otimes \nu d_{3/2} \rangle \\ & + \dots \end{aligned}$$

と書ける。各配位の寄りを表す係数 $C^2 S$ がスペクトロスコピック因子 (spectroscopic factor) である。

✳️ ノックアウトされる中性子

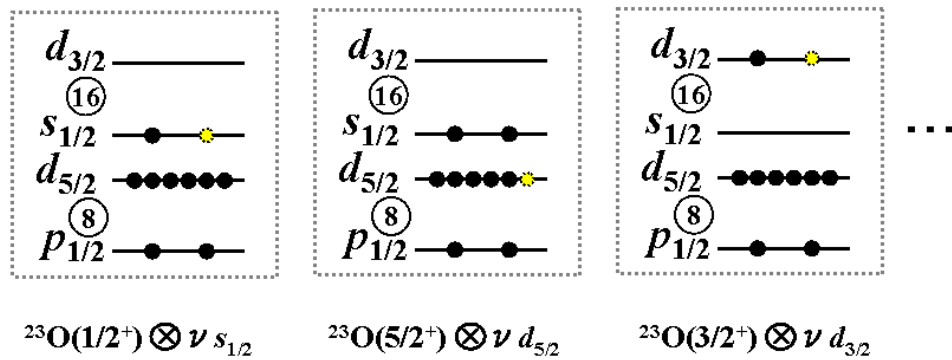


図 5.1: ^{24}O 核での ^{23}O と中性子の配位の例 (模式図)

$^{23}\text{O}(1/2^+) \otimes \nu s_{1/2}$ の配位の場合、中性子ロックアウト反応によって散乱される ^{23}O 核は基底状態 ($1/2^+$) となるため、 ^{22}O と中性子への崩壊チャンネルは開かない。一方、 $^{23}\text{O}(5/2^+) \otimes \nu d_{5/2}$ や $^{23}\text{O}(3/2^+) \otimes \nu d_{3/2}$ といった配位の場合は、中性子ロックアウト反応によって生成される ^{23}O 核が $5/2^+$ や $3/2^+$ といった非束縛な励起状態であるため、ただちに ^{22}O と中性子への崩壊する。本実験ではこのような ^{23}O の低励起準位への遷移を観測することで、 $d_{5/2}$ 軌道、 $d_{3/2}$ 軌道のスペクトロスコピック因子を得ることができる。

本論文では、スペクトロスコピック因子導出の第一段階として、出射荷電粒子 ^{22}O と中性子の運動量ベクトルから不変質量法により ^{23}O の相対エネルギー分布を導出した。

5.3 ^{23}O の相対エネルギー分布

以下の2つの反応について、 ^{23}O の相対エネルギー分布を導出した。

(a) ^{23}O の陽子非弾性散乱： $^{23}\text{O}(p,p')^{23}\text{O}^* \rightarrow ^{22}\text{O}+n$

(b) ^{24}O の一中性子ノックアウト反応： $^{24}\text{O}(p,pn)^{23}\text{O}^* \rightarrow ^{22}\text{O}+n$

E_{rel} の導出²には以下の条件を用いた。

- BEAM \otimes NEUT トリガー
- 二次ビーム： ^{23}O または ^{24}O
- 出射荷電粒子： ^{22}O
- VETO：Multiplicity=0
- NEUT：Multiplicity=1
- NEUT 発光量： $A \geq 6.0\text{MeVee}$

5.3.1 バックグラウンドイベントの除去

NEUT では、中性子だけではなく、VETO で検出されなかった二次ビームや Hodoscope によって反跳された荷電粒子が検出される場合がある。空標的を用いたランで液体水素標的と同じ条件のもとで E_{rel} を求め、バックグラウンドを排除した。

図 5.2、5.3 はそれぞれ反応 (a)、(b) による ^{23}O の相対エネルギー分布とそのバックグラウンドを示した図である。バックグラウンドは入射した二次ビームの数によって規格化してある。規格化定数は ^{23}O ビームの場合が $S/N=4.846$ 、 ^{24}O ビームの場合が $S/N=3.328$ であった。

² E_{rel} を導出する際に用いた式は付録 7.7 章を参照。

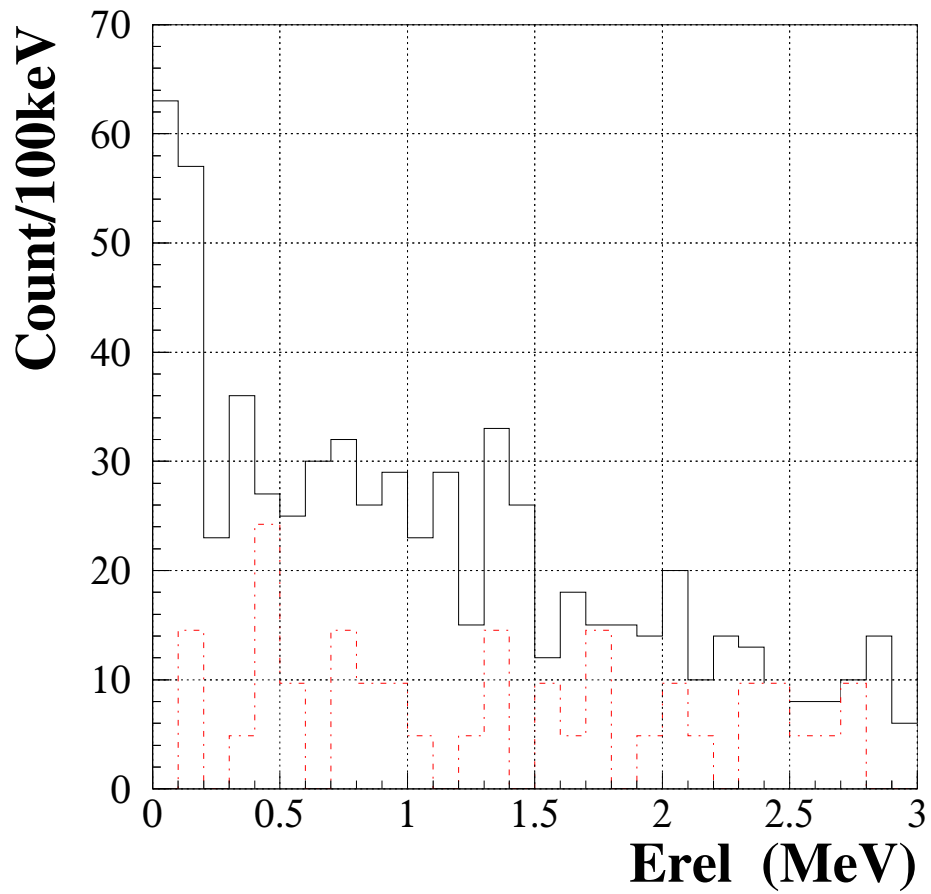


図 5.2: 反応 (a) による ^{23}O の相対エネルギー分布 (count/100keV)。赤線は空標的によるバックグラウンドを表しており、入射した二次ビーム ^{23}O の数によって規格化されている。規格化定数は 4.846 であった。

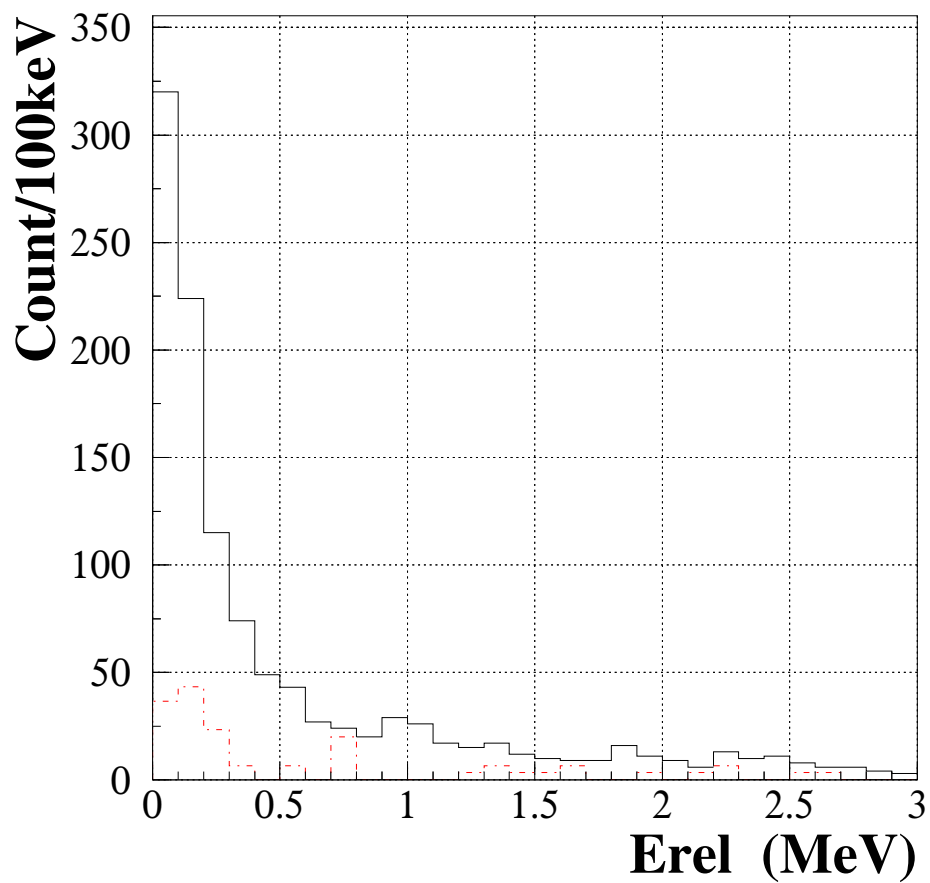


図 5.3: 反応 (b) による ^{23}O の相対エネルギー分布 (count/100keV)。赤線は空標的によるバックグラウンドを表しており、入射した二次ビーム ^{24}O の数によって規格化されている。規格化定数は 3.328 であった。

図 5.4、5.5 はそれぞれバックグラウンド除去後の反応 (a),(b) による ^{23}O の相対エネルギー分布である。

反応 (a) では 0MeV 付近に鋭いピークを観測した。これは、これまでに測定された実験値 [9] や理論計算 (図 1.12) との比較から、相対エネルギーが 45keV の ^{23}O の第一励起状態 $5/2^+$ に相当するピークだと考えられる。相対エネルギーが 1.26MeV の第二励起状態 $3/2^+$ に相当するピーク [8] の有無に関しては、現在詳細な解析を進めており、今後の課題である。

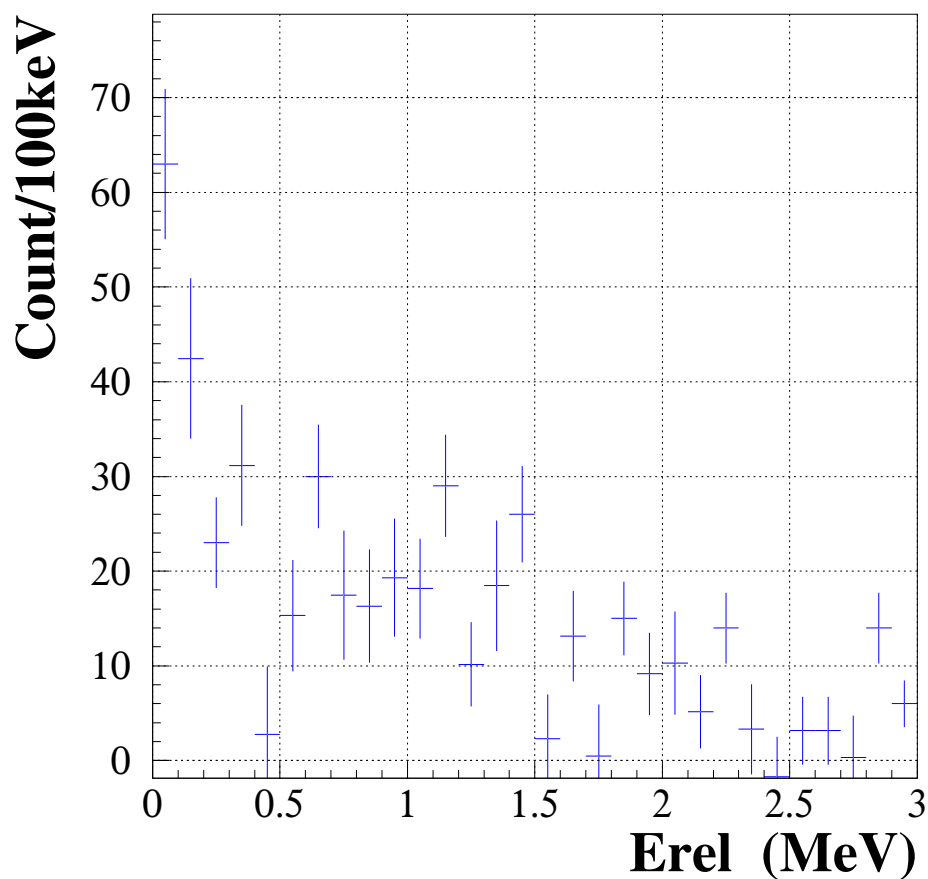


図 5.4: バックグラウンド除去後の反応 (a) による ^{23}O の相対エネルギー分布 (count/100keV)。0MeV 付近に ^{23}O の第一励起状態 $5/2^+$ に相当するピークが見えている。第二励起状態 $3/2^+$ に相当するピークの有無に関しては現在詳細な解析を進めている。

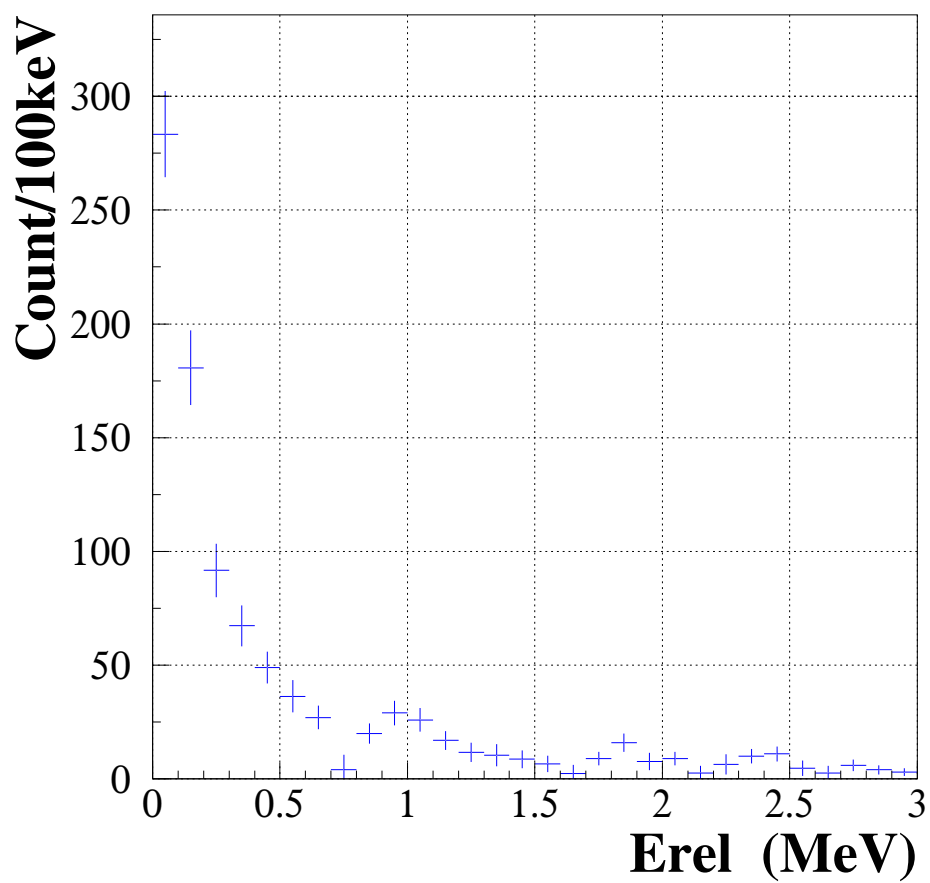


図 5.5: バックグラウンド除去後の反応 (b) による ^{23}O の相対エネルギー分布 (count/100keV)。0MeV 付近に ^{23}O の第一励起状態 $5/2^+$ に相当するピークが見えている。カウント数に注目すると $^{23}\text{O}(5/2^+) \otimes \nu d_{5/2}$ のスペクトロスコピック因子が大きいことが示唆される。

反応 (b) では 0MeV 付近に鋭いピークを観測した。これは、これまでに測定された実験値 [9] や理論計算 (図 1.12) との比較から、相対エネルギーが 45keV の ^{23}O の第一励起状態 $5/2^+$ に相当するピークだと考えられる。1MeV 付近に見えているピークが、第二励起状態 $3/2^+$ に相当するピーク [8] であるかどうかは、現在詳細な解析を進めており、今後の課題である。さらに、0MeV 付近のピークのカウント数と 0~3MeV の全カウント数の比を求めると、

(a) ^{23}O の陽子非弾性散乱 :

$$\frac{\text{カウント数 } (0 \leq E_{rel} \leq 0.3\text{MeV})}{\text{カウント数 } (0 \leq E_{rel} \leq 3\text{MeV})} = \frac{128}{460} = 0.278$$

(b) ^{24}O の一中性子ノックアウト反応 :

$$\frac{\text{カウント数 } (0 \leq E_{rel} \leq 0.3\text{MeV})}{\text{カウント数 } (0 \leq E_{rel} \leq 3\text{MeV})} = \frac{555}{963} = 0.576$$

となる。ただし、0MeV 付近のピークのカウント数は、ピークの半値幅となる 0~0.3MeV のカウント数とした。アクセプタンス補正前の数値であるため、定量的な議論はできないが、反応 (a) に比べて、 ^{24}O の一中性子ノックアウト反応 (b) は、全イベントのうちの励起状態 $5/2^+$ の割合が高く、 $^{23}\text{O}(5/2^+) \otimes vd_{5/2}$ のスペクトロスコピック因子が大きいことが示唆される。

今後は、まず出射荷電粒子の散乱角度を求める。さらに、検出器の大きさとジオメトリーによって決まっているアクセプタンスは、モンテ・カルロ計算により見積もることができるため、出射粒子の散乱角度と相対エネルギーの関数としてアクセプタンスを補正する。MDC,FDC,NEUT の検出効率を加味することで、反応 (a)、(b) の微分散乱断面積を導出する。

さらに反応 (a) では ^{23}O の各励起準位ごとに DWBA 計算 (図 1.14) と比較を行うことによって、各励起準位のスピン・パリティを決定する。また、ピークの共鳴幅を導出する。反応 (b) では ^{23}O の各励起準位ごとに Glauber 計算と比較を行うことによって、 ^{24}O 内の中性子の占有率であるスペクトロスコピック因子を導出する。 ^{24}O のスペクトロスコピック因子に関しては、これまで R.Kanungo により $s_{1/2}$ 軌道の中性子に関する値しか求められていない [11]。 $d_{5/2}$ 軌道、 $d_{3/2}$ 軌道の中性子のスペクトロスコピック因子は全く新しい測定量であり、中性子ドリップライン近傍で新魔法数 $N=16$ がどれほど安定した閉殻性を持つかを定量的に知る上で、今後の重要な課題と言える。

第6章 まとめと今後の展望

本研究では、 $N=16$ の閉殻構造の定量的な理解を目的に不安定核ビーム ^{23}O 、 ^{24}O を用いて二つの物理量を測定することを目指した。一つ目は、(a) ^{23}O の陽子非弾性散乱による ^{23}O の低励起準位の測定であり、 $N=16$ に相当するシェルギャップの大きさを決定する。二つ目は、(b) ^{24}O の一中性子ノックアウト反応による ^{24}O のスペクトロスコピック因子の測定である。

実験は理化学研究所の不安定核ビーム生成ライン RIPS を用いて行った。RIPS によって得られた中性子過剰核ビーム ^{23}O 、 ^{24}O を核子当たり約 62MeV で液体水素標的に入射させ非束縛励起状態 $^{23}\text{O}^*$ を生成した。放出粒子 ^{22}O と中性子の運動量ベクトルを測定することで、不変質量法により ^{23}O の相対エネルギー分布を導出した。

反応 (a) から得られた ^{23}O の相対エネルギー分布では、0MeV 付近に ^{23}O の第一励起状態 $5/2^+$ に相当するピークを観測した。反応 (b) から得られた ^{23}O の相対エネルギー分布では、0MeV 付近に ^{23}O の第一励起状態 $5/2^+$ に相当するピークを観測し、そのカウント数が大きいことから、 ^{24}O 核中での配位として $^{23}\text{O}(5/2^+) \otimes \nu d_{5/2}$ のスペクトロスコピック因子が大きいことが示唆された。

今後は反応断面積を導出し、 ^{23}O の励起準位のスピン・パリティ、励起準位のエネルギーの共鳴幅、 ^{24}O のスペクトロスコピック因子を導出し、より定量的な議論を行う。これにより、 $N=16$ のシェルギャップの精密な測定データを得られると共に、酸素同位体の中性子ドリップライン近傍核 ^{23}O 、 ^{24}O の微視的構造、新魔法数 $N=16$ での閉殻構造について、新たな理解が深まると期待される。

第7章 付録

7.1 酸素同位体の準位図

^{20}O , ^{21}O , ^{22}O の準位図を示す ([7] より引用)。 ^{23}O , ^{24}O についてはいかなる γ 線ピークも見付からなかったことから、第一励起準位が中性子分離エネルギーより高く位置すると確認された ([7])。

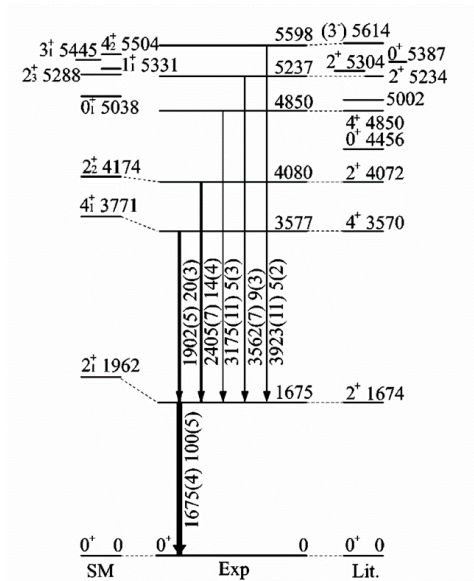


図 7.1: ^{20}O の準位図

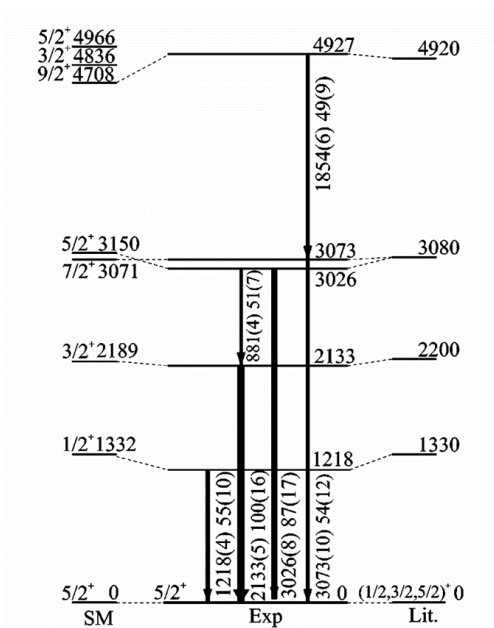


図 7.2: ^{21}O の準位図

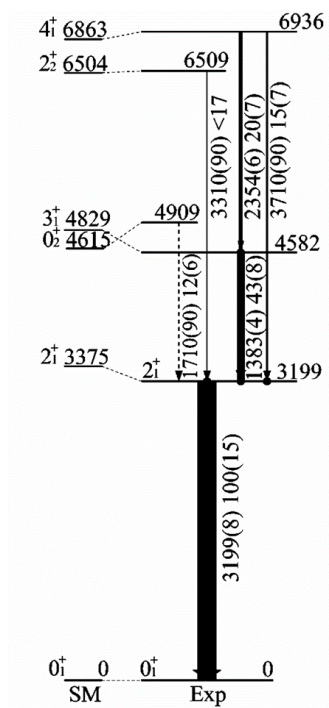


図 7.3: ^{22}O の準位図

7.2 NEUTの印加電圧

NEUTでは両読みのPMTで、波高と時間情報を得た。本実験でのNEUT4層の左右のPMTの印加電圧の設定値を表7.1、7.2にまとめる。ただし、各層で鉛直方向上のシンチレータから若いID番号をつけた。

層	ID	Left HV	Right HV
LN1	01	L:-1450V	R:-1480V
	02	L:-1480V	R:-1510V
	03	L:-1430V	R:-1560V
	04	L:-1660V	R:-1390V
	05	L:-1450V	R:-1410V
	06	L:-1570V	R:-1530V
	07	L:-1470V	R:-1540V
	08	L:-1500V	R:-1390V
	09	L:-1400V	R:-1490V
	10	L:-1440V	R:-1470V
	11	L:-1420V	R:-1500V
	12	L:-1590V	R:-1580V
LN2	21	L:-1430V	R:-1460V
	22	L:-1420V	R:-1430V
	23	L:-1560V	R:-1520V
	24	L:-1410V	R:-1490V
	25	L:-1480V	R:-1460V
	26	L:-1490V	R:-1520V
	27	L:-1460V	R:-1380V
	28	L:-1560V	R:-1590V
	29	L:-1540V	R:-1520V
	30	L:-1510V	R:-1430V
	31	L:-1470V	R:-1480V
	32	L:-1460V	R:-1510V

表 7.1: Long NEUT(LN1、LN2)の印加電圧。オフラインで ^{60}Co 線源のコンプトンエッジがPMT直後で-30mVになるように、各シンチレータのgain調整を行った後、さらに-100Vを加えた印加電圧とした。

	ID	Left HV	Right HV
SN1	41	L:-1610V	R:-1880V
	42	L:-1600V	R:-1650V
	43	L:-1600V	R:-1800V
	44	L:-1720V	R:-1580V
	45	L:-1520V	R:-1530V
	46	L:-1550V	R:-1740V
	47	L:-1630V	R:-1620V
	48	L:-1630V	R:-1530V
	49	L:-1610V	R:-1580V
	50	L:-1750V	R:-1640V
	51	L:-1680V	R:-1720V
	52	L:-1580V	R:-1590V
SN2	61	L:-1620V	R:-1690V
	62	L:-1630V	R:-1840V
	63	L:-1770V	R:-1820V
	64	L:-1650V	R:-1620V
	65	L:-1640V	R:-1560V
	66	L:-1590V	R:-1910V
	67	L:-1730V	R:-1700V
	68	L:-1550V	R:-1540V
	69	L:-1770V	R:-1620V
	70	L:-1850V	R:-1560V
	71	L:-1750V	R:-1570V
72	L:-1580V	R:-1720V	

表 7.2: Short NEUT(SN1、SN2) の印加電圧。オフラインで ^{60}Co 線源のコンプトンエッジが PMT 直後で -30mV になるように、各シンチレータの gain 調整を行った後、さらに -100V を加えた印加電圧とした。

7.3 A/Z=2のビームを用いたキャリブレーション

二次ビームが A/Z=2 ビームのランを用いて、F2SSD のエネルギーキャリブレーションおよび F0-F2 間の TOF のオフセットを行った。このランの RIPS パラメータの設定値は表 7.3 の通りである。

二次ビーム	一次標的 [mm]	B ρ 1 [Tm]	F1 slit [mm]	degrader [mg/cm ²]	B ρ 2 [Tm]	F2 slit [mm]
A/Z=2	W 0.2	2.3184	2.4($\Delta P/P=\pm 0.1\%$)	empty	2.3279	50

表 7.3: A/Z=2 ビームにおける RIPS パラメータの設定値

まず、式 (4.2) により二次ビームの A/Z の粒子識別を行う。式 (4.2) により、A/Z=2 の粒子は B ρ 値が一定 (中心軌道の粒子) の場合、TOF がある一定の値になることを用いる。

図 7.4 は、横軸にオフセット前の F0-F2 間の TOF、縦軸にエネルギーキャリブレーション前の F2SSD の波高を取った図である。TOF がほぼ一定値となる筋が A/Z=2 の粒子と識別できる。A/Z が同じ値の粒子に対して、TOF は完全に一定値となるべきだが、図 7.4 では F2SSD の波高が小さい領域、すなわち二次ビームの粒子のエネルギー損失が小さな領域で、TOF がゆるやかなカーブを描いている。これはスルーによる効果である。本来スルー補正を行うべきだが、本実験で対象としている酸素同位体周辺の核種の F2SSD でのエネルギー損失は十分大きい (図 7.4 の縦軸で 400~600ch 付近に相当する) ため、スルーによる効果を無視できるとした。

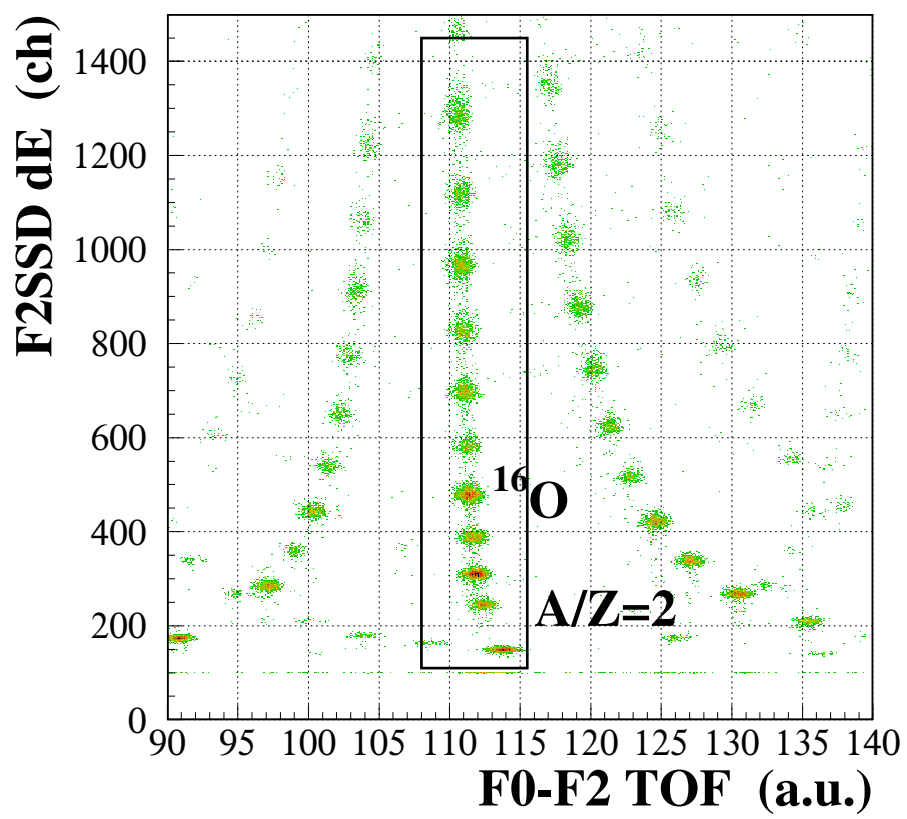


図 7.4: $A/Z=2$ ビームの粒子識別

7.3.1 F0-F2間の TOF のオフセット

F0-F2間の TOF のオフセットは、 $A/Z=2$ のビームを用いて行った。ただし、ここでは ^{16}O のみを選択した¹。

TOF の絶対値は、中心軌道の粒子に対して RIPS の二つの双極子磁石 D1 と D2 の磁場の値から表 7.4 のように求める。計算値 206.75ns になるように F0-F2 間の TOF の較正を行った。

	飛行距離 (m)	$B\rho(\text{Tm})$	β	飛行時間 TOF(ns)
F0-F1	10.380	2.3184	0.34954	98.9862
F1-F2	11.341	2.3279	0.35080	107.763
F0-F2(TOF 絶対値)	21.721			206.7

表 7.4: $A/Z=2$ の核種の TOF 絶対値の計算

7.3.2 F2SSD のエネルギー較正

図 7.5 は $A/Z=2$ の核種に関する F2SSD の波高 (ch) のスペクトルである。 ^8Be は安定に存在しないことが知られているため、 ^8Be に相当する位置にピークは見られない。このことを利用して、 $A/Z=2$ ビームの質量数 A の識別を行った。

ベータプロットの式 (4.1) より、各核種の F2SSD でのエネルギー損失 (MeV) を計算することができる。図 7.5 における波高のピーク値 (ch) とエネルギー損失の計算値 (MeV) の関係を一次直線で表すことにより、F2SSD のエネルギー補正に関するパラメータを得た。

¹波高の小さい領域の核種はスルーにより TOF が本来の TOF からずれるため、TOF のオフセットを決めるのに適さない。スルーの効果を無視することができる波高の大きい領域の核種としてここでは ^{16}O を選んだ。A の粒子識別に関しては 7.3.2 章を参照。

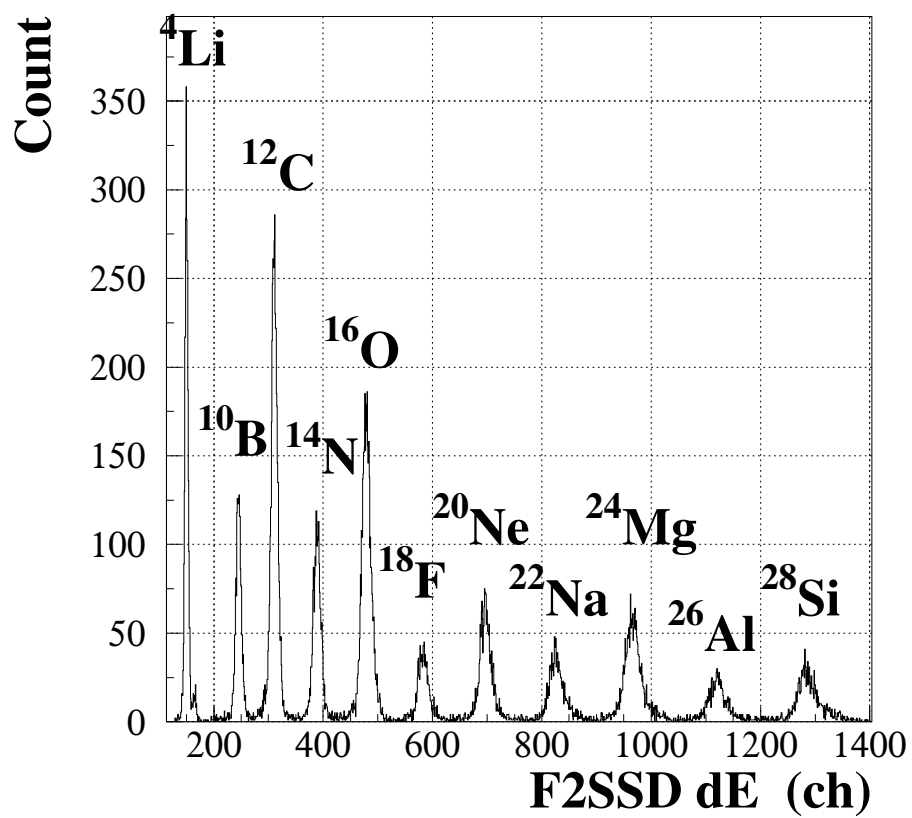


図 7.5: A/Z=2 の核種に関する F2SSD の波高 (ch) のスペクトル

7.4 磁場の行列表示

双極子・四重極電磁石によるビーム光学はトランスファー行列で表すことができる。

二次標的での粒子の位置 x_{tgt} 、角度 θ_{tgt} 、運動量変化量 δ_{tgt} と、FDC での粒子の位置 x_{FDC} 、角度 θ_{FDC} 、運動量変化量 δ_{FDC} は、トランスファー行列を用いて以下のような関係を満たす。ただし運動量変化量 δ とは中心軌道の粒子が持つ運動量、磁気硬度をそれぞれ P_0 、 $B\rho$ として、

$$\delta = \frac{P - P_0}{P_0} \propto \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0}$$

であり、中心軌道の粒子が持つ運動量からのずれを表す。

$$\begin{pmatrix} x_{tgt} \\ \theta_{tgt} \\ \delta_{tgt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_{FDC} \\ \theta_{FDC} \\ \delta_{FDC} \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

$$x_{tgt} = a_{11}x_{FDC} + a_{12}\theta_{FDC} + a_{13}\delta_{FDC} \quad (7.2)$$

$$\delta_{FDC} \propto (x_{tgt} - a_{11}x_{FDC}) - a_{12}\theta_{FDC} \quad (7.3)$$

本解析では $a_{11}=1$ と仮定し、式 (4.5) を得た。

7.5 NEUT のシンチレーション光の伝搬速度

NEUT プラスチックシンチレータ中のシンチレーション光の伝搬速度 v_0 (mm/ns) の値を表 7.5 にまとめる。ただし表には $v_0/2$ の値を示した。各層で ID は鉛直方向上のシンチレータから若い ID 番号をつけた。

ID	LN1	LN2	SN1	SN2
1	71.00	69.98	70.23	70.97
2	70.49	70.90	67.69	69.97
3	71.32	70.71	69.01	66.22
4	70.93	69.42	70.52	70.05
5	70.81	70.69	70.98	70.12
6	70.74	70.08	70.16	67.53
7	70.53	70.24	68.98	69.60
8	70.43	70.15	67.96	70.00
9	69.79	71.16	68.19	70.20
10	69.75	70.81	69.96	70.23
11	69.77	70.11	67.43	68.98
12	70.62	70.84	68.14	67.72

表 7.5: NEUT プラスチックシンチレータ中のシンチレーション光の伝搬速度 v_0 (mm/ns) の値をまとめた。ただし表には $v_0/2$ の値を示した。

7.6 中性子の検出方法

中性子はそれ自身に電荷がないため、荷電粒子のように電磁相互作用を用いた直接的な検出を行うことはできない。そのため、強い相互作用によって生じた2次的な荷電粒子を検出する間接的な検出方法がとられる。入射中性子は、強い相互作用によってプラスチックの構成元素である炭素や水素と様々な反応をする。中性子との反応で生じた荷電粒子は、シンチレータを通過する際にエネルギー的に許される限り、電磁相互作用を繰り返して、運動エネルギーを損失する。失われた運動エネルギーの一部が、物質中の分子内電子(主に π 電子)を励起し、励起エネルギーの一部が蛍光エネルギーに変換される。表7.6に中性子の検出に關与する、プラスチック中の主な反応と荷電粒子を示した。

プラスチック中で起こりうる反応	検出される二次荷電粒子
1. $n+p \rightarrow n+p$	p
2. $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+^{12}\text{C}$ (弾性散乱)	^{12}C
3. $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+^{12}\text{C}^*+\gamma$ (非弾性散乱)	γ 線または ^{12}C
4. $n+^{12}\text{C} \rightarrow \alpha+^9\text{Be}$	α または ^9Be
5. $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+3\alpha$	α
6. $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+p+^{11}\text{B}, n+n+^{11}\text{C}, p+^{12}\text{B}$	p, ^{11}B , ^{11}C , ^{12}B

表 7.6: 中性子検出のための主な反応の種類と検出される粒子

反応1.、反応2. は中性子と陽子、および中性子と炭素の弾性散乱によって中性子を検出する反応である。弾性散乱におけるエネルギー移行率は標的核となる荷電粒子の種類によって異なる。入射中性子の運動エネルギーを E_n 、反跳核(陽子や炭素)の運動エネルギーを E 、反跳核の散乱角を θ 、 $M = (\text{標的核の質量})/(\text{中性子の質量})$ とすると、エネルギー保存則と運動量保存則から

$$\frac{E}{E_n} = 4 \cos^2 \theta \frac{M}{(1+M)^2} \quad (7.4)$$

の関係が成り立つ。質量が同程度の中性子和陽子との散乱の場合は、 $M=1$ であり、エネルギー移行率が高く、1回の散乱で中性子のエネルギーの大部分が反跳核である陽子に移行する。特に $\theta=0^\circ$ の場合、入射中性子の運動エネルギーが全て陽子に移行するため、水素は最も有効な減速材と言える。一方、炭素などの重い原子核との散乱の場合は、 $M=12$ と大きくなり、エネルギー移行率が低くなる。

反応3. は、励起した ^{12}C が脱励起する際に放出される γ 線(第一 2^+ 準位に励起した場合4.43MeV)がシンチレータ中の電子とコンプトン散乱を起こした際に発せられる蛍光を検出する反応である。中性子の情報とは無関係な反応であるため、解析を行う際に適当なスレッシュホールドを設定して、 γ 線の検出を取り除く必要がある。このため、本解析では、4.4.3章でNEUTのエネルギーキャリブレーションを行い、NEUTの解析において6MeVeeというスレッシュホールドを設定した。

反応6. は陽子または中性子のノックアウト反応である。反応 $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+n+^{11}\text{C}$ では、2次的な中性子が放出される。2次的な中性子は入射中性子と同様にプラスチックシンチレータの中で反応を起こす。これは入射中性子の情報ではないため、本解析では1回目に検出された中性子を取り扱うことにした。

図 7.6 は、横軸に入射中性子の運動エネルギー (MeV)、縦軸に各反応の反応断面積 (barn) をとった図である。これは R.A.Cecil らによって開発された計算コード'NEUT'[28] で使用されている反応断面積をプロットした図であり、これまでの実験結果を良く表している。本実験で測定した中性子のエネルギー領域 (50~70MeV) では、反応 6. や反応 1. によって中性子の検出が行われていたことがわかる。

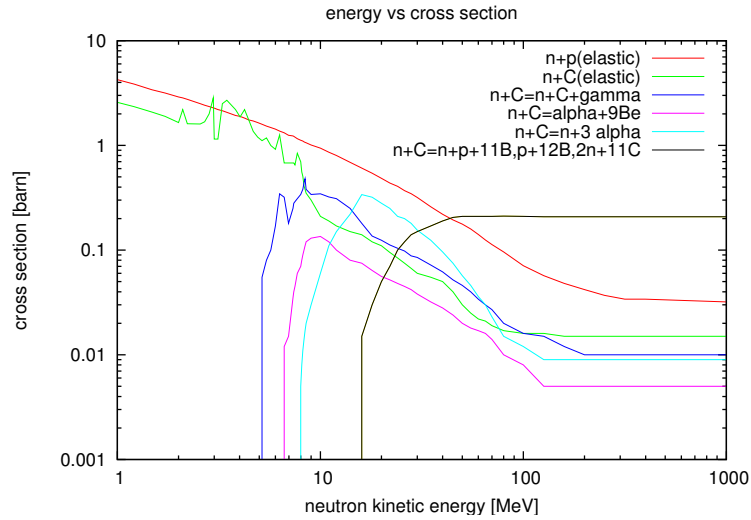


図 7.6: 中性子の運動エネルギーと各反応の反応断面積の相関。本実験で測定した中性子のエネルギー領域 (50~70MeV) では、反応 6. や反応 1. によって中性子の検出が行われていたことがわかる。

7.7 相対エネルギー E_{rel} の求め方

ここでは実験の測定量である荷電粒子の運動量ベクトル P_c と中性子の運動量ベクトル P_n からの

$$E_{rel} = M_{inv} - (M_c + M_n) \quad (7.5)$$

の求め方を示す。

不変質量は

$$M_{inv}^2 = (E_c + E_n)^2 - |\vec{P}_c + \vec{P}_n|^2 \quad (7.6)$$

と表せる。アインシュタインの特殊相対性理論により運動する物体のエネルギーは $E^2 = M^2 + P^2$ と表せることと、全エネルギー E は静止エネルギー M と運動エネルギー T の和で表せること ($E = M + T$) を用いて、式 (7.6) を展開すると、

$$\begin{aligned} M_{inv}^2 &= M_c^2 + M_n^2 + 2(E_c E_n - P_c P_n \cos \theta) \\ &= (M_c + M_n)^2 + 2(E_c E_n - M_c M_n - P_c P_n \cos \theta) \\ &= (M_c + M_n)^2 + 2(E_c E_n - M_c M_n - P_c P_n) + 4P_c P_n \sin^2 \frac{\theta}{2} \\ &= (M_c + M_n)^2 + T_c T_n \left(\frac{P_c}{T_c} - \frac{P_n}{T_n} \right)^2 + 4P_c P_n \sin^2 \frac{\theta}{2} \end{aligned}$$

ここで θ は荷電粒子の運動量ベクトル P_c と中性子の運動量ベクトル P_n のなす角である。

第2項を $F_l = T_c T_n \left(\frac{P_c}{T_c} - \frac{P_n}{T_n} \right)^2$ 、第3項を $F_t = 4P_c P_n \sin^2 \frac{\theta}{2}$ とすると、

$$M_{inv}^2 = (M_c + M_n)^2 + F_l + F_t \quad (7.7)$$

式 (7.5) に代入すると、相対エネルギーは

$$E_{rel} = \frac{F_l + F_t}{\sqrt{(M_c + M_n)^2 + F_l + F_t} + (M_c + M_n)} \quad (7.8)$$

と得ることができる。

実験の測定量である荷電粒子の運動量ベクトル P_c と中性子の運動量ベクトル P_n から、 F_l, F_t を導出し、式 (7.8) により相対エネルギーを得た。

7.8 ^{24}O の励起準位、陽子非弾性散乱の微分散乱断面積の理論予想

図 7.7 に ^{24}O の励起準位の理論計算による予想値を示す。中性子分離エネルギーについては実験値である。また、図 7.8 に、理論計算による ^{24}O の陽子非弾性散乱の微分散乱断面積の角度分布を示す。

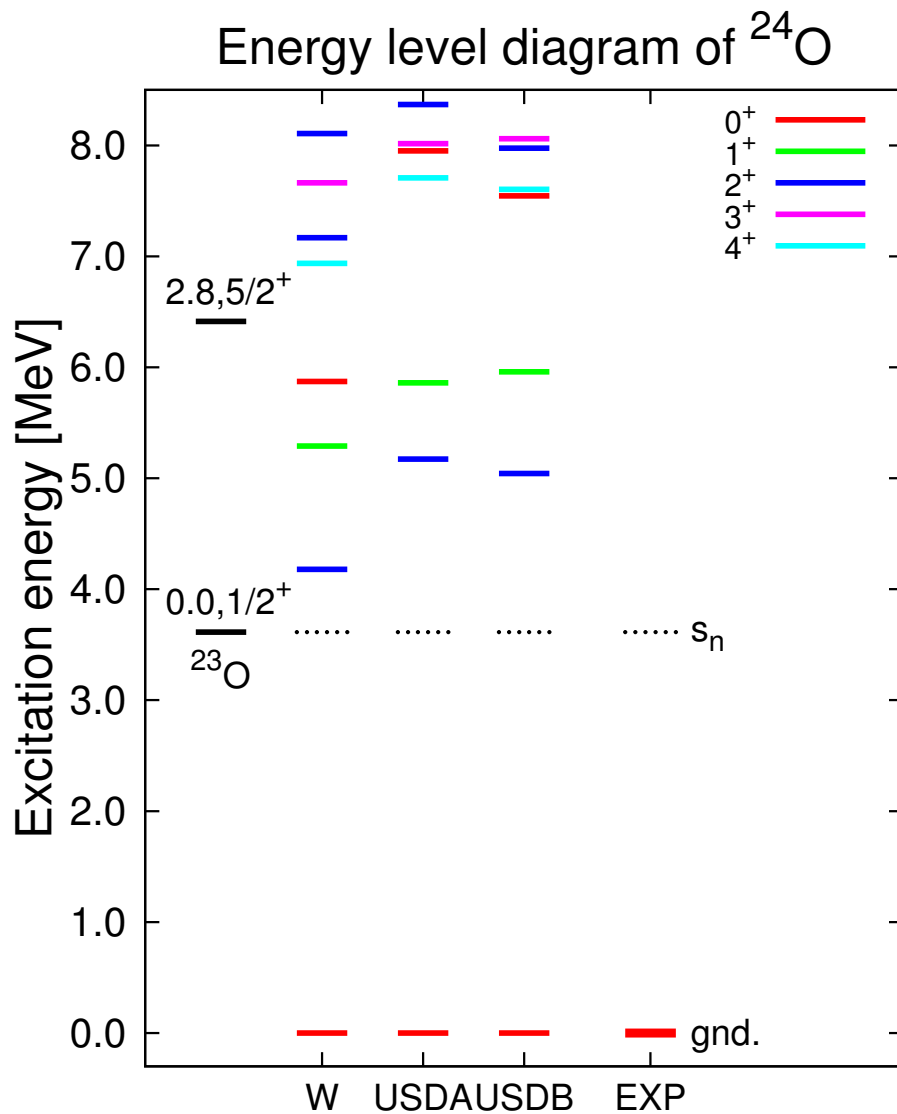


図 7.7: ^{24}O の励起準位 (理論計算による予想値)

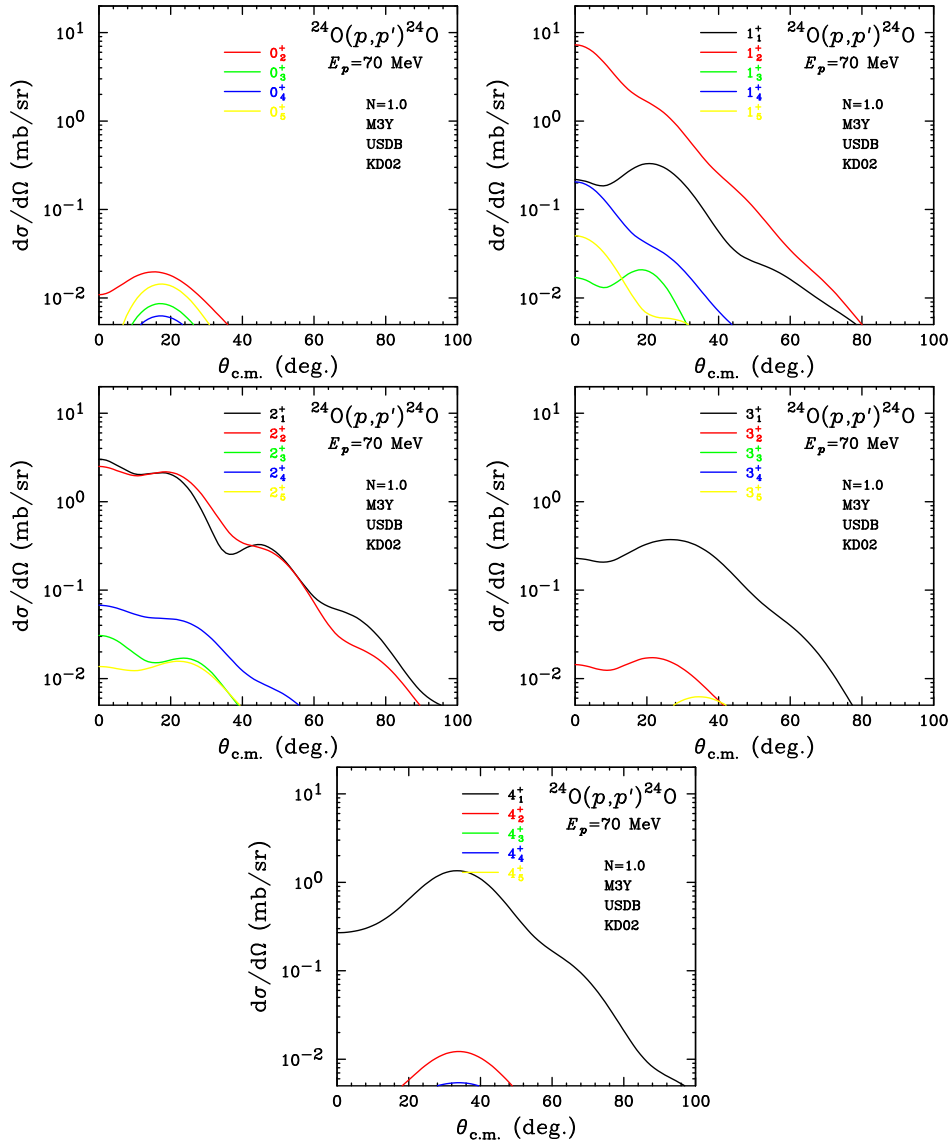


図 7.8: $^{24}\text{O}(p,p')^{24}\text{O}$ の散乱断面積の角度分布 (理論計算)

関連図書

- [1] T.Motobayashi *et al.*, Phys. Lett.B **346**.9(1995)
- [2] C.R.Hoffman *et al.*, Phys.Lett.B **672**.17(2009).
- [3] C.R.Hoffman *et al.*, Phys.Rev.Lett. **100**.152502(2008).
- [4] Y.Utsuno *et al.*, Phys. Rev. C **60**.054315(1999)
- [5] T.Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**.082502(2001)
- [6] T.Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**.232502(2005)
- [7] M.Stanoiou *et al.*, Phys.Rev.C **69**.034312(2004).
- [8] Z.Elekes *et al.*, Phys.Rev.Lett.B **98**.102502(2007).
- [9] A.Schiller *et al.*, Phys.Rev.Lett. **99**.112501(2007).
- [10] N.Frank *et al.*, Nucl.Phys.A **813**.199(2008).
- [11] R.Kanungo *et al.*, Phys.Rev.Lett. **102**.152501(2009).
- [12] T.Kubo *et al.*, Nucl.Inst.Meth. **B70**.309(1992).
- [13] 田中直樹, 卒業論文, 東京工業大学 (2009).
- [14] 中山佳晃, 修士論文, 東京工業大学 (2009).
- [15] 出口茂樹, 卒業論文, 東京工業大学 (2009).
- [16] 中林彩, 卒業論文, 東京工業大学 (2004).
- [17] 松井信行, 修士論文, 東京工業大学 (2005).
- [18] 小林信之, 卒業論文, 東京工業大学 (2008).
- [19] D.Bazin *et al.*, Nucl.Inst.Meth. **A482**.307(2002).
- [20] O.B.Tarasov *et al.*, Nucl.Phys. **A746**.411(2004).
- [21] O.B.Tarasov, Eur.Phys.J. **A25**.751(2005).
- [22] C.J.Batty *et al.*, Nucl.Phys. **A120**.297(1968).
- [23] J.W.Watson *et al.*, Phys.Rev.C **40**.22(1989).
- [24] J.Rapaport *et al.*, Phys.Rev.C **41**.1920(1990).

- [25] T.N.Taddeucci *et al.*, Phys.Rev.C **41**.2548(1990).
- [26] 福田直樹, 博士論文, 東京大学 (2004).
- [27] L.Landau, J.Physics(USSR) **8**.201(1944).
- [28] R.A.Cecil *et al.*, Nucl.Inst.Meth. **161**.439(1979).

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご指導、助言いただきました。

指導教官である中村隆司氏には、本論文の構成や文章の書き方、研究の指針に関する助言や研究の基本である定性的かつ定量的な判断の仕方を教えていただきました。助教の近藤洋介氏には、より具体的な解析手順の指導やテーマの提案、些細な疑問点の解決をして頂きました。

中村研究室のメンバーの方々には、日頃から私の些細な質問に一つ一つ丁寧な対応をして頂きました。小林信之氏、河田鷹介氏には、解析環境の整備やソフトウェアの使い方などの面でサポートしてもらい大きな助けとなりました。本実験の解析を共に進めた田中直樹氏、出口茂樹氏とは、有用な結果を出し合い、解析に関する詳細な議論をタイムリーに行うことができました。

理化学研究所重イオン核物理研究室の方々をはじめ、本実験 R405n の共同実験者の方々には丁寧で適切な指導をして頂きました。

I would like to thank 佐藤義輝氏 and Dr. K.Tshoo (from SNU) for the useful advice in detail not only during the experiment but also at the analysis meeting in Seoul.

本研究は多くの方々のご指導、助言により行うことができました。心より深く感謝致します。

RIKEN-R405n Collaborators(敬称略)² ;

中村隆司、近藤洋介、中山佳晃、小林信之、河田鷹介、田中直樹、出口茂樹、
佐藤義輝^A、K. Tshoo^A、H.C. Bhang^A、S.H. Choi^A、
本林透^B、櫻井博儀^B、大津秀暁^B、青井考^B、柳澤善行^B、武内聡^B、米田健一郎^B、梅野泰宏^B、
市原正泰^B、H.J. Ong^C、下浦亨^D、小林俊雄^E、松田洋平^E、松下昌史^F、本多崇成^F、
炭竈聡之^G、宮下雄樹^G、吉永健太^G、N.A. Orr^H、F.M. Marques^H、J. Gibelin^H、F. Delaunay^H、
D. Sohler^I、T. Zheng^J、Z.H. Li^J、Z.X. Cao^J

²東京工業大学、A: Seoul National Univ.、B: 理化学研究所、C: 東京大学、D: 東京大学原子核科学研究センター (CNS)、E: 東北大学、F: 立教大学、G: 東京理科大学、H: Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen、I: Institute of Nuclear Physics (ATOMKI)、J: Peking Univ.