

修士論文

中性子ノックアウト反応を用いた
中性子ハロー核 ^{19}C の殻構造の研究

中林 彩

指導教官 中村 隆司



東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻

平成 18 年 8 月 22 日

概要

近年、不安定核ビームを用いた非弾性散乱実験により、不安定核の核構造や核反応の研究が進められ、中性子過剰領域において原子核の殻構造の変化や中性子物質と陽子物質の異なる変形性の発見など新しい現象が明らかになってきた。

本論文では、一中性子ストリッピング反応を用いて、中性子ハロー核 ^{19}C の一粒子軌道配位の研究を行う。 ^{19}C の基底状態は、ハロー構造を規定する $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s_{1/2}$ 配位およびコア変形した $^{18}\text{C}(2^+) \otimes 1d_{2/5}$ 配位などから構成される。しかし、これらのとり得る配位の構成比(分光学的因子)は、これまで独立に求められていない。この分光学的因子は、 ^{19}C の微視的な構造、特に核変形やハロー構造を議論する上で重要である。

実験は、理化学研究所の加速器施設 RARF において実施した。同所内の入射核破砕片分離装置 RIPS によって生成・分離された不安定核ビーム ^{19}C を陽子標的に入射し、一中性子ノックアウト反応により生成される ^{18}C および ^{18}C からの脱励起 γ 線を同時測定した。また、この γ 線の解析により ^{18}C のエネルギー準位を同定し、各準位への分岐比を求めた。この結果から、 ^{19}C の配位を決定し、 ^{18}C の基底状態および第三励起状態の成分が重要であることが判明した。

Recently, direct reactions such as inelastic scatterings, knockout reactions etc. have been successfully applied to study exotic structures and reactions of very neutron rich nuclei. In this thesis, single-particle configurations of the neutron-halo nucleus ^{19}C has been studied by the one-neutron knockout reaction on proton target. The ground state of ^{19}C is expected to be composed of $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s_{1/2}$ and others. However, the configurations have not yet been fully determined experimentally. Furthermore, the spectroscopic factors for all the possible configuration has not yet been measured, either. Such spectroscopic information is very important in discussing the halo property and the shell melting in very neutron rich nuclei. The experiment has been performed ... The gamma rays were measured in coincidence with the ^{18}C ejectile to determine the final state of the knockout decay of ^{19}C . We observed gamma-gamma coincidence events to determine the excited levels of the daughter ^{18}C nucleus. These studies has led to determine the three single-particle configurations of ^{19}C related to the ^{19}C excited states. In particular, the cross section to the third excited state was found to be significant, which may be a key to understand the ^{19}C property.

目次

第1章	序	1
第2章	実験概要	4
2.1	中性子過剰核の γ 線分光法	4
2.1.1	インビーム γ 線分光法	4
2.2	不安定核ビームの生成	5
2.2.1	リングサイクロトロン	5
2.2.2	入射核破砕片分離装置 (RIPS)	6
2.3	実験セットアップ	7
2.3.1	入射粒子測定系	7
2.3.2	反応標的系	10
2.3.3	γ 線検出器系	11
2.3.4	出射荷電粒子測定系	12
2.4	データ収集システム	16
2.4.1	トリガー回路	16
第3章	データ解析	18
3.1	二次粒子測定系	18
3.1.1	二次ビームの粒子識別	18
3.1.2	PPACの解析	20
3.2	出射荷電粒子測定系	22
3.2.1	原子番号 Z による識別	22
3.2.2	質量数 A による識別	23
3.3	γ 線検出器系	32
3.3.1	NaI検出器のエネルギー較正	32
3.3.2	NaIシンチレータの時間情報	33
3.3.3	ドップラー補正	34
3.4	^{19}C —中性子ノックアウト反応	35
3.4.1	γ 線のエネルギースペクトル	35
3.4.2	反応断面積の導出	40
3.4.3	GEANT3シミュレーションの誤差	48

第4章	結果と議論	51
第5章	まとめ	56
第6章	付録	57
6.1	Bethe-Bloch の式	57
6.2	スケーラー情報	57

目次

1.1	核図表	1
1.2	18 からの脱励起 γ 線スペクトルおよび $^{18,19}\text{C}$ のエネルギー準位	2
2.1	RIPS の全体図	6
2.2	実験のセットアップ	8
2.3	PPAC	9
2.4	液体水素標的装置	10
2.5	NaI 検出器の配置	11
2.6	MDC の概観	12
2.7	Hodoscope	15
2.8	トリガー回路	16
3.1	粒子識別図	19
3.2	標的位置での二次ビーム像	20
3.3	PPAC a の XY 方向の時間信号の和	21
3.4	Z による識別図および Z	22
3.5	Hodoscope 6,7 番の陽子数スペクトル	23
3.6	MDC の飛跡解析結果	25
3.7	FDC の飛跡解析結果	27
3.8	二次標的以降のセットアップ	29
3.9	散乱粒子の質量数による識別図	30
3.10	質量数スペクトル	31
3.11	NaI シンチレータのエネルギー較正	32
3.12	NaI シンチレータのエネルギー校正	33
3.13	NaI シンチレータの時間スペクトル	34
3.14	ドップラー補正後の γ 線スペクトル	35
3.15	得られた γ 線のエネルギースペクトル	36
3.16	γ 線同時計測 1	37
3.17	γ 線同時計測 2	39
3.18	エネルギー準位図	40
3.19	バックグラウンドを引いた質量数スペクトル	42

3.20	全崩壊様式	44
3.21	γ 線スペクトルを GEANT3 の応答関数でフィッティングした図 . . .	46
3.22	検出効率の見積もり	50
4.1	得られたエネルギー準位と過去の実験および理論計算との比較 . . .	52
4.2	γ 線スペクトルを GEANT3 の応答関数でフィッティングした図 . . .	53
4.3	γ 線スペクトルを GEANT3 の応答関数でフィッティングした図 . . .	54

表目次

2.1	使用したビームの property	7
2.2	使用した標的	7
2.3	NaI 検出器の z 方向の位置	11
2.4	MDC センス面のワイヤ構成表	13
2.5	FDC センス面のワイヤ構成表	14
3.1	陽子数 Z による粒子識別の分解能	23
3.2	δ_1 から構成した質量数 A による粒子識別の分解能	28
3.3	δ_2 から構成した質量数 A による粒子識別の分解能	28
3.4	質量数 A による粒子識別の分解能	31
3.5	標準 γ 線源の種類と光電ピークエネルギー	32
3.6	得られた γ 線の光電ピークエネルギー	36
3.7	得られた γ 線の光電ピークエネルギー	38
3.8	^{18}C ビームの数	41
3.9	崩壊様式とイベント数およびエネルギーと測定数の対応関係	43
3.10	応答関数を得るための解析イベント数	45
3.11	各崩壊様式のイベント数	47
3.12	各準位に存在したイベント数	47
3.13	断面積計算で用いた値	48
3.14	標準線源測定のプロパティ	48
3.15	シミュレーションイベント数	49
3.16	実測とシミュレーションイベントの比	49
4.1	得られた γ 線の光電ピークエネルギー	51
4.2	求めた ^{18}C のエネルギー準位。	51
4.3	断面積と分岐比の実験値および理論値。	54
4.4	禁止遷移を仮定した場合の断面積	55
6.1	各測定毎のスケーラー情報	58

第1章 序

近年、重イオン加速器の技術革新により、核破碎反応を用いた不安定核ビームの生成が可能となった。これに伴い、これまで研究困難であった不安定核領域において原子核の研究が進展しつつある。

横軸に中性子数、縦軸に陽子数をとってプロットした核図表を図1.1に示す。図の右限および左限はそれぞれ、中性子ドリップライン、陽子ドリップラインと呼ばれ、それぞれ中性子束縛限界および陽子束縛限界を表している。中性子ドリップライン近傍の原子核について、中性子ハロー [1] や中性子スキン [2] など、安定線付近の原子核には見られない特異な構造が観測され、注目されている。中性子ハロー核とは、フェルミ面近傍の価中性子が量子トンネル効果によって、一粒子ポテンシャルの外に浸み出した状態として理解されている。これは、中性子分離エネルギーが小さくかつ価中性子の軌道角運動量が小さい(s 軌道や p 軌道) 場合に見られ、中性子過剰核固有の現象である。また、中性子過剰核領域において、中性子数 $N=8, 20$ など魔法数が消失した核が発見されており [3]、その発現機構の解明に向けた実験・理論両面からの研究が進んでいる。

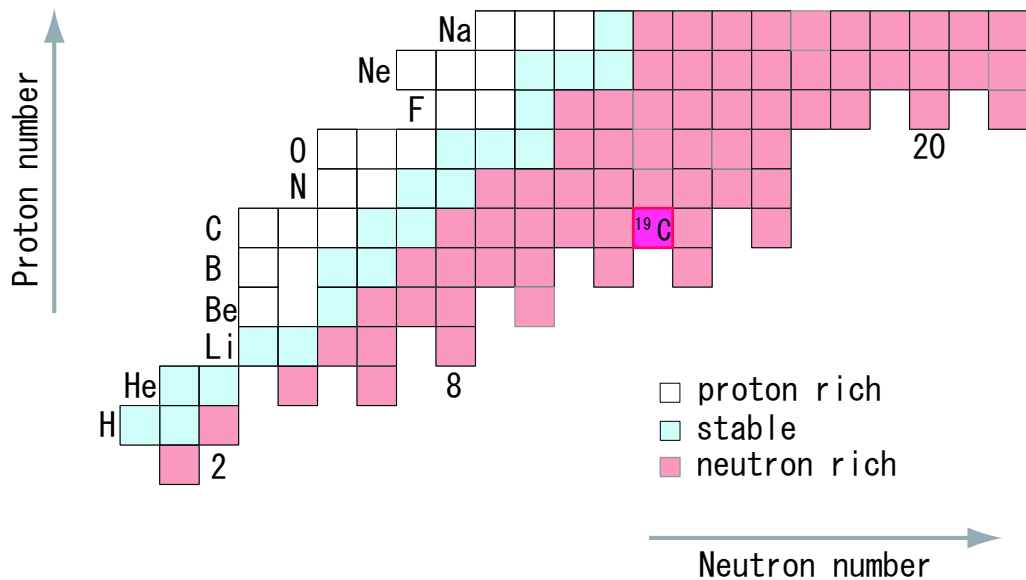


図 1.1: $Z \leq 11$ に関して縦軸に陽子数、横軸に中性子数を取った核図表

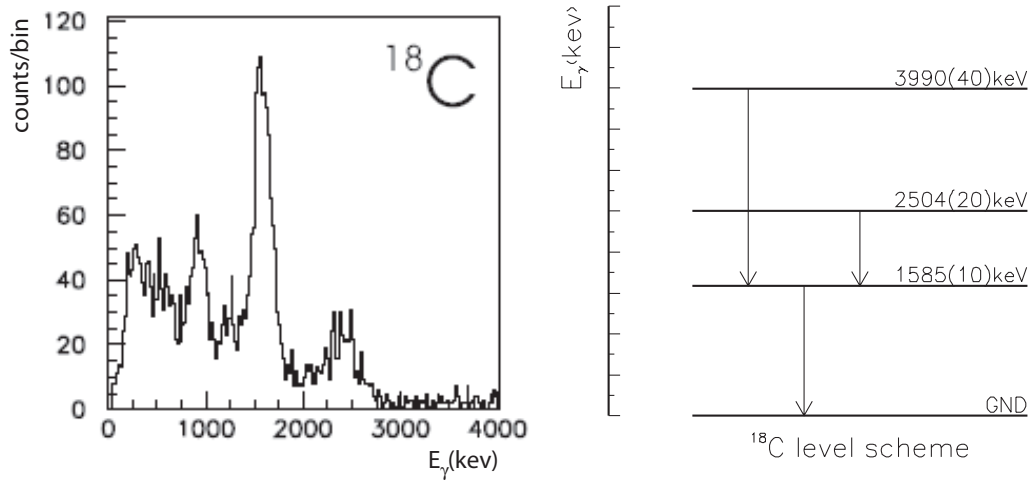


図 1.2: 過去の実験で得られた、 ^{18}C からの脱励起 γ 線スペクトル (文献 [7] 参照) および $^{18,19}\text{C}$ のエネルギー準位図。

このような興味ある現象を理解するために、原子核の離散準位のエネルギーやスピンパリティ、さらには一粒子軌道の配位に関する情報を得ることが重要となる。本研究で対象とする ^{19}C は、奇数個の中性子を持つ炭素同位体の中で、最もドリップラインに近い原子核である。また、これまでに行われたクーロン分解実験 [4] により、一中性子ハロー核と同定されている。

^{19}C が基底状態にある場合、価中性子は sd 軌道を占め、次の配位をとると考えられている。

$$|^{19}\text{C}(1/2^+)\rangle = \alpha |^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s_{1/2}\rangle + \beta |^{18}\text{C}(2^+) \otimes 1d_{5/2}\rangle + \dots$$

しかし、これらとりうる配位の構成比 (分光学的因子) α, β は、これまで独立に求められていない。この分光学的因子は、微視的な核構造理論と実験での測定を結びつける重要な量であり、核の変形がハロー構造とどのような関係にあるか議論する上で重要な意味を持つ。実験的に得られる物理量と、分光学的因子は以下の関係で結ばれている [6]。

$$\sigma(I^\pi) = \sum_j C^2 S(I^\pi, nlj) \sigma_{\text{sp}}(S_n, nlj)$$

ただし、 $I^\pi, C^2 S, \sigma_{\text{sp}}$ はそれぞれ反応の終状態における核スピン、一粒子の量子数 (n, l, j) によって規定される一核子ストリップングに対する分光学的因子および純一核子ストリップング反応の断面積を表す。このように、一核子ストリップング

反応の各終状態に対する断面積を測定することは、微視的な核構造を研究する上でひとつの有力な手法といえる。

本論文では、一中性子ノックアウト反応を用いた中性子過剰核 ^{19}C の研究を行う。これまでに行われたクーロン分解反応を用いた研究により、 ^{19}C の一中性子分離エネルギー $S_n = 530 \pm 130 \text{ keV}$ と求められた [4]。また、 ^{19}C のコアを規定する ^{18}C に関して、M.Stanoiu らが GANIL(Grand Accelérateur National D'ions Lourds @Caen,France) で行った実験により、919(10)keV,1585(10)keV,2415(30)keV の三本の光電ピークが観測された [7][8]。また、 γ 線の同時測定イベントの解析により、919keV と 2415keV の γ 線がそれぞれ 1585keV の γ 線とカスケード崩壊していることを示唆していた。しかし、この測定は双方向で確認された結果では無く、準位構造を決定するに至っていない。図1.2に、観測されたエネルギースペクトルおよび示唆されるエネルギー準位を示す。一方、V.Maddalena らは NSCL(National Superconducting Cyclotron Laboratory@Michigan,US) において実験を行い、入射エネルギー 57MeV/nucleon での $^9\text{Be}(^{19}\text{C},^{18}\text{C})X$ 反応の全断面積および励起準位の断面積(準位の区別はしていない)をそれぞれ $264 \pm 80 \text{ mb}$ 、 $116 \pm 45 \text{ mb}$ と求め、WBP相互作用 [9] を用いた理論計算から得られる分光学的因子および純一粒子ストリッピング反応の断面積から求めた理論断面積との比較を行った。[10]。

本論文では、第二章で今回行った実験の概要、第三章で得られたデータの解析、第四章で得られた結果についてそれぞれ述べ、第五章で論文のまとめと展望についてそれぞれ述べる。

第2章 実験概要

本章では、 γ 線分光法、不安定核ビームの生成、実験で使用した各種検出器系およびデータ収集システムについてそれぞれ述べる。

2.1 中性子過剰核の γ 線分光法

励起した原子核が基底状態に遷移するさい、励起準位のエネルギーと対応したエネルギーを持つ γ 線を放出する。この放出 γ 線のエネルギーや角度分布、角相関などを測定することによって、遷移の情報や原子核構造の情報を得ることができる。

以下、今回用いたインビーム γ 線分光法について述べる。

2.1.1 インビーム γ 線分光法

インビーム γ 分光法とは、入射核と標的核の反応により生成される反応生成物の脱励起 γ 線を測定することにより、分光学的に原子核の構造を研究するための一手法である。脱励起 γ 線と反応標的から放出される出射粒子を同時測定することによって、 γ 線の起源を同定することができる。反応標的として、原子番号の大きな核を用いた場合、クーロン相互作用が支配的な反応となり、陽子の励起に敏感になる。逆に、原子番号が小さい標的を用いると、核力相互作用が支配的となり、陽子・中性子問わず励起できるようになる。このように、反応標的を選択することで、測定に用いる核反応を選択することができる。ただし、インビーム γ 分光法では、測定対象の原子核が光速の30～40%で飛行しているため、放出される γ 線はドップラー効果を受け、実験室系での測定エネルギーがシフトする。このため、データ解析においてこのエネルギーシフトを補正する必要がある(3.3.3参照)。

2.2 不安定核ビームの生成

本研究では、理化学研究所加速器施設 RIBF 内にある、入射核破砕片分離装置 RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator) を使用し、目的とする原子核 ^{19}C を生成した。不安定核の生成法は大きく分けて、入射核破砕片分離装置を用いる方法と ISLO(Isotope Separator On Line) 方式がある。以下、今回用いた入射核破砕片分離装置による方法について述べる。

RIBF では AVF 加速器とリングサイクロトロンによる二段階の加速により、 $A/Z = 2$ の重イオンを最大エネルギー 135MeV/u、最大ビーム強度約 $1\mu\text{A}$ まで加速することができる。この加速された一次粒子 (primary beam) を、一次標的 (primary target) に入射し、核破砕反応を用いて不安定核ビーム (RI beam) を生成する。

以下、不安定核ビームの生成に使用したリングサイクロトロンおよび入射核破砕片分離装置 RIPS について述べる。

2.2.1 リングサイクロトロン

磁場に垂直な面で回転運動する荷電粒子に、回転と同期した高周波電界を加えることで荷電粒子を加速するサイクロトロンの一方式。複数個の独立したセクター電磁石から構成され、加速領域全域に渡って等時性の条件が成り立つよう、軌道半径により磁場強度を変化させる。これによりビームの収束性を高め、より高エネルギーまで粒子を加速できるよう工夫された加速器をリングサイクロトロン (セパレートセクタ型サイクロトロン) という。

今回使用した理研リングサイクロトロンは、重さ約 530t のセクター電磁石 4 基と高周波共振器 2 基から構成された、高さ 6m、直径 13m (イオン取り出し半径 3.56m) の加速器である。

2.2.2 入射核破砕片分離装置 (RIPS)

核破砕反応では生成核種の選択ができないため、得られる二次粒子線 (secondary beam) は様々な核種を含む。この中から、目的とする核種を分離するために、RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator) を用いた。

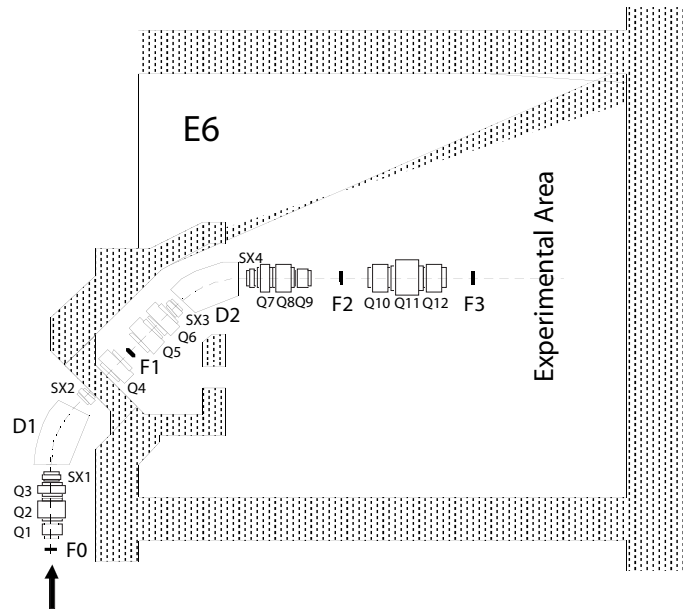


図 2.1: RIPS の全体図

図2.1に RIPS の全体図を示す。RIPS は、二段の双極磁石と四段の三連四重極磁石およびエネルギー減衰板から構成されている。これにより、核種による磁気硬度 $B\rho$ 値とエネルギー損失の違いを用いて、目的とする核を分離することができる。図中の F,Q,D は、それぞれ焦点面 (focal plane)、四重極磁石、双極子磁石を表している。F0 に一次 (生成) 標的、F3 に二次 (反応) 標的をそれぞれ設置した。

RIPS の特徴を以下にまとめる。1) 運動学的収束効果を受け、生成物質が前方に集中するため収集効率が低い。2) 中・高エネルギーのビームにより、比較的厚い生成標的を用いることが可能であり生成量が多い。3) 生成核種による制限を受けない。4) 高速 (光速の 30 ~ 40% 程度) のビームを用いるため短寿命核の測定も可能である。このような特徴から、使用できる不安定核の種類および生成量が飛躍的に増加した。

今回の実験で使用した粒子線 (一次、二次) および標的 (一次、二次) についてそれぞれ表2.1、2.2¹⁾にまとめる。

¹⁾(注) 標的厚は設計段階の値

	核種	エネルギー	強度
一次ビーム	^{22}Ne	110MeV/nucleon -	
二次ビーム	^{19}C	68.6MeV/nucleon	300 cps

表 2.1: 実験で使用したビームの property

	物質	標的厚 (mg/cm ²)
一次標的 (生成標的)	^9Be	1109mg/cm ²
二次標的 (反応標的)	液体水素	100mg/cm ²

表 2.2: 実験で使用した標的と標的厚

2.3 実験セットアップ

図2.2に、ビーム上流左側から見た実験セットアップを示す。RIPSによって生成・分離された二次ビームは、入射粒子測定系(2.3.1参照)を用いて測定し、粒子識別を行った。また、反応標的との反応により生成・放出される荷電粒子、 γ 線、中性子はそれぞれ出射荷電粒子測定系(2.3.4参照)、 γ 線測定系(2.3.3参照)および中性子測定系によって測定した。図中の双極子磁石は、二次ビームの中心軌道から 20° 傾けて設置されている。この双極子磁石により、反応生成物中の荷電粒子と中性子を分離し、出射荷電粒子測定系および中性子測定系によってそれぞれ測定を行うことができる。なお本実験では、反応標的出口まで全て真空中で測定を行った。また、ドリフトチェンバー MDC 出口から下流のプラスチックシンチレータ Hodoscope まで、多重極散乱を軽減するためヘリウムガスを満たしたヘリウムバックを設置した。

以下、本研究で解析を行った出射荷電粒子測定系、 γ 線測定系および反応標的系について述べる。中性子検出器系について、本論文では扱わない。

2.3.1 入射粒子測定系

RIPSによって生成・分離された二次ビームは、目的核以外の核種を含む場合がある。このため、反応標的(secondary target)入射前に粒子識別(Particle Identification)を行う必要がある。本実験では、RIPSの第二焦点面に設置したSF2プラスチックシンチレータから得られる、粒子のエネルギーロスに対応した波高情報および飛行時間情報から目的核を識別した。また、第三焦点面に設置した二台のPPAC(ParallelPlete Avalanche Counter)を用いて粒子の飛跡(位置)を求め、反応標的に入射するイベントを選別した。

以下、目的核の粒子識別および位置情報の取得に用いた、SF2プラスチックシンチレータおよびPPACについて述べる。

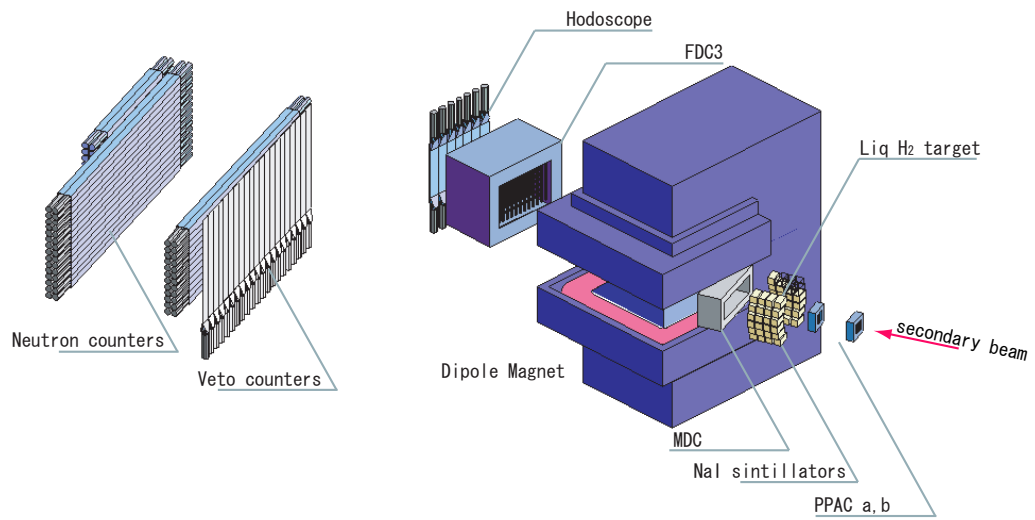


図 2.2: 実験のセットアップ

SF2 プラスチックシンチレータ

RIPS の第二焦点面に設置した厚さ 1 mm、面積 80×80 mm のプラスチックシンチレータ。このシンチレータによって、粒子のエネルギーロスに対応した波高情報および時間情報を取得する。RIPS によって生成・分離された粒子線のうち、SF2 プラスチックシンチレータによって検出された粒子を二次粒子と定義し、データ収集系のトリガー信号およびゲート信号を作った。また、ここで得られた波高情報と時間情報から求められる粒子の飛行時間 (Time Of Flight) 情報から、二次粒子の識別を行うことができる。

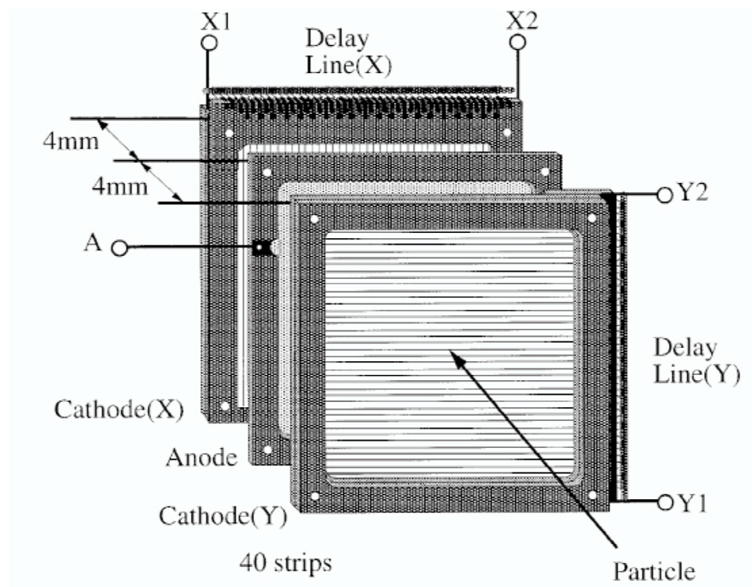


図 2.3: PPAC (文献 [15] より引用)

PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter)

RIPS の第三焦点面に設置した位置検出用ガスカウンター。図2.3に、PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) の概観図を示す。

PPAC は、それぞれ 4 mm の間隔で配置された、三枚の電極 (陽極 × 1、陰極 × 2) から構成されている。各電極は、delay-line によって 0.15 mm の間隔でつながった、幅 2.4 mm のストリップ 40 本からなる。陰極の上下・左右の時間信号の差から、有感領域 $100 \times 100 \text{ mm}^2$ の範囲において、二次粒子の位置を測定することができる。二次標的上流に設置した二台の PPAC の位置情報から、二次粒子の飛跡を求め、入射粒子の標的上における位置および角度を求めることができる。

本論文では、二台の PPAC から求まる飛跡情報をもとにして、標的セルに入射する粒子の選別を行った。

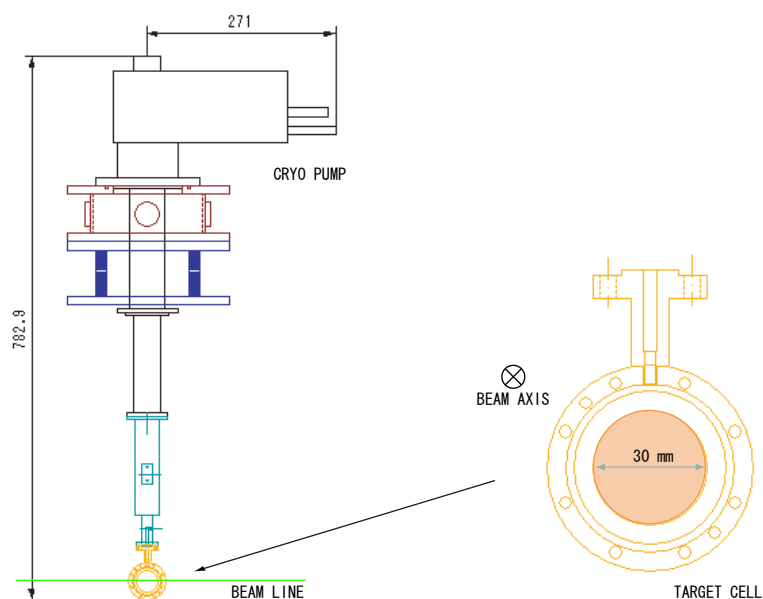


図 2.4: 液体水素標的装置

2.3.2 反応標的系

本実験では、対象とする原子核 ^{19}C を反応標的 (reaction target) へ入射し、反応生成物 ^{18}C の脱励起 γ 線の測定を行う。今回の実験では、反応標的として液体水素を使用した。

以下、液体水素標的装置について述べる。

液体水素標的

今回使用した液体水素標的装置の概要を、図2.4に示す。この装置は、クライオポンプを用いて気体水素を液化温度まで冷却し、生成された液体水素を標的のセル内に溜める構造となっている。半径 30mm の二次ビーム入射および出射ウィンドウは、多重極散乱を抑えるため $12\mu\text{m}$ のハーバー膜 (havar foil) を用いて真空と切っている。このため、膜の膨らみによる標的厚の変化を考慮する必要がある。本実験では、液体水素標的を、およそ 1atm, 17Kelvin でオペレートした。

陽子を標的として用いる利点は、クーロン相互作用が小さく核力相互作用が支配的となるため、移行可能な運動量、スピンならびに荷電スピンの大きくなり、様々な多極度で準位を励起可能であることなどがあげられる。

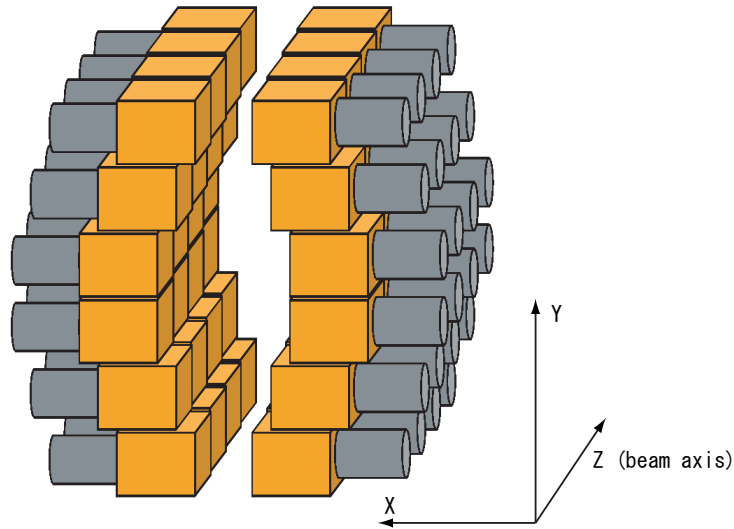


図 2.5: NaI 検出器の配置

2.3.3 γ 線検出器系

本研究では、目的核 ^{19}C の一中性子ノックアウト反応によって生成される ^{18}C の脱励起 γ 線の測定を通じて、 ^{19}C の核構造を議論する。 γ 線の測定には、反応標的を覆うよう配置した 48 個の NaI シンチレータを用いた。図 2.5 に γ 線検出器の配置図を示す。図中、z 軸が二次ビーム進行方向を表しており、上流から見て左手を x 軸、上方を y 軸正方向とそれぞれ定義している。ひとつの検出器の結晶は、大きさ $66 \times 66 \times 150\text{mm}^3$ であり、これを標的を囲むよう 4 層に分けて配置した。解析では、各検出器毎にエネルギー較正を行った。

表 2.3 に、NaI 検出器各面の z 方向位置を示す。なお、反応標的の中心を 0 とし、上流から順に Layer 1,2,3,4 とした。

Layer	1	2	3	4
position (mm)	-188.5	-166.5	-44.5	27.5

表 2.3: NaI 検出器の z 方向の位置

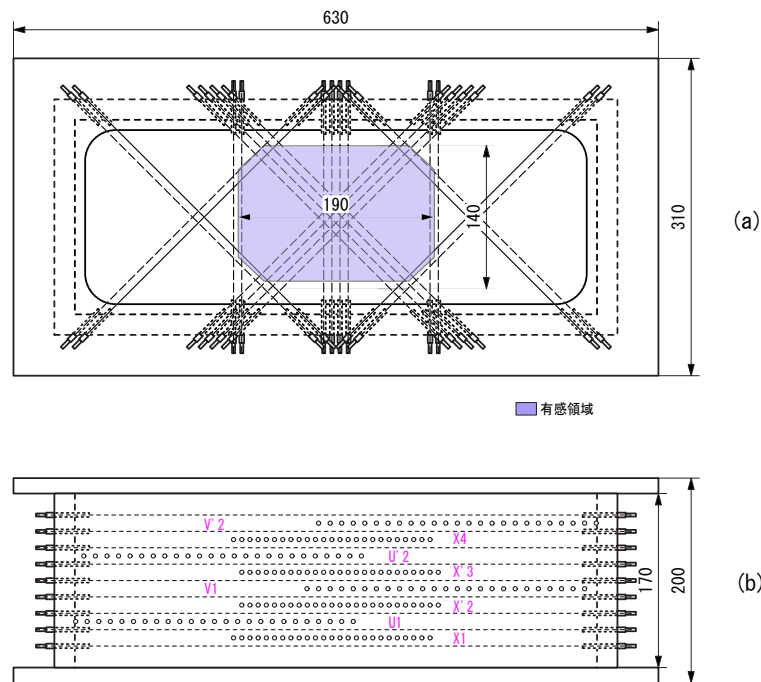


図 2.6: (a)MDC を粒子入射方向から見た図。色が塗られている部分が MDC の有感領域を示す。(b)MDC を上方から見た図。センス面の構成を示す。

2.3.4 出射荷電粒子測定系

液体水素標的から出射する反応生成物は、様々な核種を含んでいる。この中から ^{19}C ー中性子ノックアウト反応によって生成される ^{18}C を識別する必要がある。

本研究では、反応標的の下流に設置した二台のマルチワイヤードリフトチェンバー (MDC, FDC3)、双極子磁石および Hodoscope (プラスチックシンチレータ郡) から得られる粒子の飛跡 (位置・角度) 情報、運動量変化量、飛行時間情報およびエネルギーロス情報から ^{18}C の識別を行った。

以下、飛跡 (位置) 情報の取得に用いた二台のマルチワイヤードリフトチェンバー (MDC, FDC3) および飛行時間情報およびエネルギーロス情報取得に用いた Hodoscope について述べる。

マルチワイヤードリフトチェンバー MDC

反応標的直後に設置し、主に双極磁石による磁気分析前に荷電粒子の位置および角度の情報取得に用いるマルチワイヤードリフトチェンバー。今回、検出ガスには $\text{He} + \text{C}_2\text{H}_6$ を用いた。図2.6に MDC の概観図を示す。チェンバ - の外寸は、高さが 310 mm、幅 630 mm、奥行き 200 mm であり、 $190 \times 140\text{mm}^2$ の有感領域を有する。

表2.4に MDC のワイヤ構成表を示す。MDC は、八面のセンス面 (X、U、V 面各二面ずつ) と、九面のカソード面から構成されている。X 面はセンスワイヤ (anode wire) がビーム上流から見て鉛直に張られた面であり、粒子の水平方向の位置を測定するのに用いる。U 面および V 面はセンスワイヤ (anode wire) がビーム上流から見て、それぞれ、右下がり 45 度方向および右上がり 45 度方向で張られた面であり、粒子の斜め方向の位置を測定するのに用いる。

センス面は anode wire と potential wire が 8 mm 間隔²で張られた面であり、カソード面は cathode wire が水平方向に 6 mm 間隔で張られた面である。

六つのセンス面を粒子入射方向から順に、X1 面、U1 面、X'2 面、V1 面、X'3 面、U'2 面、X4 面および V'2 面と呼ぶ (図2.6(b) 参照)。プライムを付した面は、プライムを付していない面に対して半セル分ワイヤの位置をずらしてある。これにより anode-wire の捕らえたパルスが、左右どちらからドリフトしてきたパルスであるかという不確定性を解消している。

面の構成	アノードワイヤ-ポテンシャルワイヤ間隔	ワイヤ方向	アノードワイヤ本数	ポテンシャルワイヤ本数
X1	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
U1	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
X'2	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
V1	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
X'3	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
U'2	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
X4	8.0 mm	鉛直方向	12 本	13 本
V'2	11.3 mm	斜め 45 度	12 本	13 本
合計			96 本	104 本

表 2.4: MDC センス面のワイヤ構成表

²U、V 面は水平方向間隔 11.3 mm。wire 間隔は $\frac{11.3}{\sqrt{2}} = 7.99 \dots \approx 8$ mm

マルチワイヤードリフトチェンバー FDC

主に荷電粒子の運動量変化を測定する目的で双極子磁石の下流に設置したドリフトチェンバーである。検出ガスには、MDC 同様 He + C₂H₆ を使用した。チェンバーの寸法は、610 × 410 × 490 mm² である。ワイヤを鉛直方向に張った面を 5 面、水平方向に張った面を 4 面有している。

表 2.5 に、FDC のワイヤ構成表を示す。荷電粒子の水平方向位置を測定するための面を 5 面、鉛直方向の位置を測定するための面を 4 面有する。カソード面はセルの形成にのみ使用されるので、センス面と平行に計 18 面存在する。また、カソードワイヤは 5 mm 間隔で張られており、1 つのセルに対して 5 本のカソードワイヤを使っている。さらに、そのカソードワイヤに電圧を抵抗分割して印可することにより、1 つのセル内において電場勾配を作り出している。これにより、アノードワイヤから離れた場所の電子も、アノードワイヤに引き寄せやすくなる。これは FDC3 が、MDC に比べ最大ドリフト長 20mm とセル間隔が大きいいためである。

面の構成	アノードワイヤ-ポテンシャルワイヤ間隔	ワイヤ方向	アノードワイヤ本数	ポテンシャルワイヤ本数
X1	20.0 mm	鉛直方向	15 本	16 本
X2	20.0 mm	鉛直方向	14 本	15 本
X3	20.0 mm	鉛直方向	14 本	15 本
X4	20.0 mm	鉛直方向	15 本	16 本
X5	20.0 mm	鉛直方向	14 本	15 本
Y1	20.0 mm	水平方向	10 本	11 本
Y2	20.0 mm	水平方向	10 本	11 本
Y3	20.0 mm	水平方向	10 本	11 本
Y4	20.0 mm	水平方向	10 本	11 本
合計			115 本	124 本

表 2.5: FDC センス面のワイヤ構成表

Hodoscope

出射荷電粒子のエネルギーロスおよび飛行時間情報を取得する目的でFDC3下流に設置した、7枚のプラスチックシンチレータ郡。図2.7に、Hodoscopeの概観を示す。各プラスチックシンチレータは厚さ10mm、面積 $100 \times 450 \text{ mm}^2$ であり、両端に光電子増倍管を取り付け荷電粒子のエネルギーロスに対応した波高情報および時間情報を測定している。これを7枚すき間無く配置し、有感領域 $700 \times 450 \text{ mm}^2$ の検出器として使用する。解析は各シンチレータ毎に行い、結果を線形結合させた。

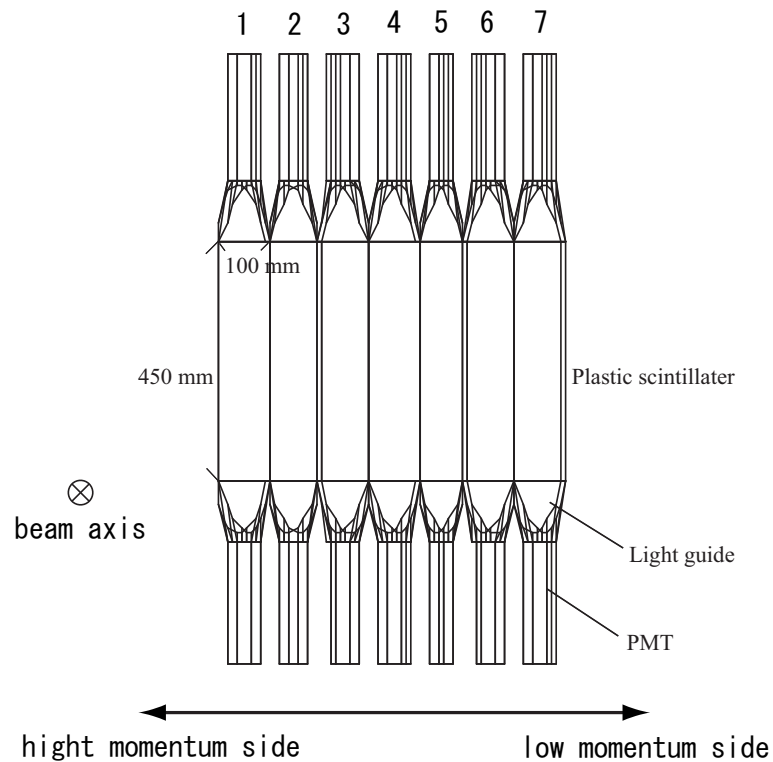


図 2.7: Hodoscope

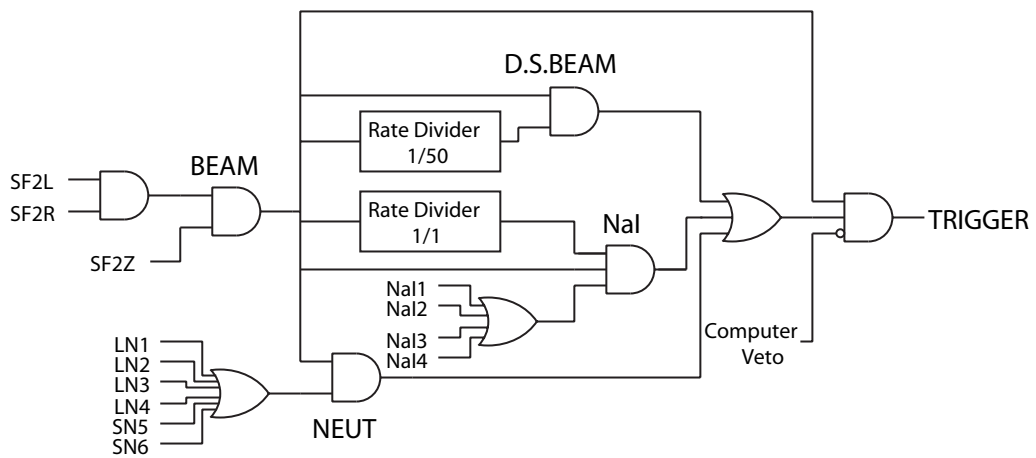


図 2.8: 実験で使用したトリガー回路

2.4 データ収集システム

本項では、実験で使用したデータ収集システムについて述べる。

2.4.1 トリガー回路

実験データは、イベント毎に収集しコンピュータに取り込んだ。各検出器からの信号をコンピュータで収集するさい、トリガー回路を介して条件を課した。図 2.8に、今回用いたトリガー回路を示す。イベントトリガー条件 (TRIG) は以下のように決めた。

$$\text{BEAM} = \text{SF2} \cap \text{SF2Z}$$

$$\text{DS - BEAM} = \text{BEAM} \times n \quad (n : \text{downscale factor})$$

$$\text{NaI} = (\text{NaI1} \cup \text{NaI2} \cup \text{NaI3} \cup \text{NaI4}) \cap \text{BEAM}$$

$$\text{NEUT} = (\text{LN1} \cup \text{LN2} \cup \text{LN3} \cup \text{LN4} \cup \text{SN1} \cup \text{SN2}) \cap \text{BEAM}$$

$$\text{TRIG} = (\text{DS - BEAM} \cap \text{NaI} \cap \text{NEUT}) \cup \overline{\text{ComputerVeto}} \cap \text{BEAM}$$

ただし、記号はそれぞれ以下を意味する。

BEAM	: BEAM トリガー
DS-BEAM	: Down Scale BEAM トリガー
NEUT	: Neutron トリガー
NaI	: NaI トリガー
SF2L,R	: SF2 で粒子を検出
SF2Z	: SF2 で閾値以上の波高を検出
LN1~4,SN5,6	: Neutron counter1~6 面のいずれかで粒子を検出
NaI1~4	: NaI シンチレータの 1~4 面のいずれかで検出
Computer Veto	: コンピュータがデータ取り込み中、もしく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

BEAM、DS-BEAM(Down Scale BEAM)、NEUT、NAIの各トリガーは、イベント毎に記録され解析時に選択し、独立または組み合わせて使用することができる。以下、DS-BEAMトリガーをBEAMトリガーと略して用いる。

測定は、設定の最適化やデータの再現性、データ保全等を考慮し、数回に分けて行った。付録6.2に、トリガー毎のスケーラー情報を各測定それぞれについて示した。この情報は、Computer Vetoによりコンピュータに収集されなかったイベントを含んでおり、実際のトリガー数を表すものではない。このスケーラー情報は、3.4.2項でデータ収集系の収集効率(Live Time)を求める際に用いる。

第3章 データ解析

本章では、 ^{19}C の一中性子ノックアウト反応のデータ解析について述べる。解析は、核破碎反応によって生成した二次ビーム (secondary beam) の粒子識別、反応標的 (secondary target) から放出される反応生成物の粒子識別および γ 線スペクトルの解析から成る。以下、詳細を述べる。

3.1 二次粒子測定系

本節では、反応標的前の二次粒子について解析を行う。解析は、二次ビームの粒子識別および PPAC の時間情報解析からなる。以下、詳細を述べる。

3.1.1 二次ビームの粒子識別

RIPS によって生成・分離された二次ビームの粒子識別を、SF2 プラスチックシンチレータにおけるエネルギー損失 ΔE およびサイクロトロン RF 信号と SF2 の時間信号との時間差から求めた生成標的-SF2 間の飛行時間 (TOF) によって行った。本実験のエネルギー領域において、SF2 でのエネルギー損失 ΔE と飛行時間は、¹Bethe-Bloch の式から近似的に以下の関係を満たす。

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

ただし、 Z, v, TOF はそれぞれ荷電粒子の原子番号、速度および TOF を表す。また、RIPS で選択される磁気硬度 $B\rho$ 値は、近似的に以下の関係を満たす。

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

ただし、 A は、粒子の質量数を表す。この二つの関係式から、SF2 の ΔE と生成標的-SF2 の間 TOF の相関を取ることにより、陽子数 Z および質量数 A を識別することができる。

¹6.1参照

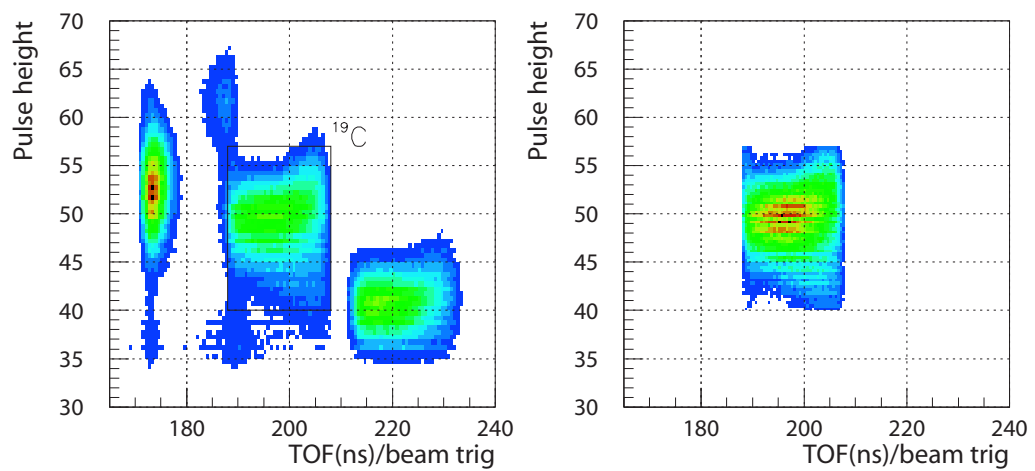


図 3.1: (black) 縦軸に SF2 プラスチックシンチレータの波高、横軸に一次標的から SF2 プラスチックシンチレータまでの飛行時間をとって、プロットした粒子識別図。(b) は、 ^{19}C を選択した様子を示す。

図3.1に二次ビームのSF2における ΔE と TOF の相関図 (粒子識別図) をビームトリガーについて示す。図中の黒枠で囲まれた粒子が、今回対象とする ^{19}C と判別されたイベントである。これより、二次ビームに占める ^{19}C の割合は、ビームトリガーにおいて 23.2% と求められた。以降の解析では、ここで ^{19}C と識別された粒子のみ選択し、解析を進める。

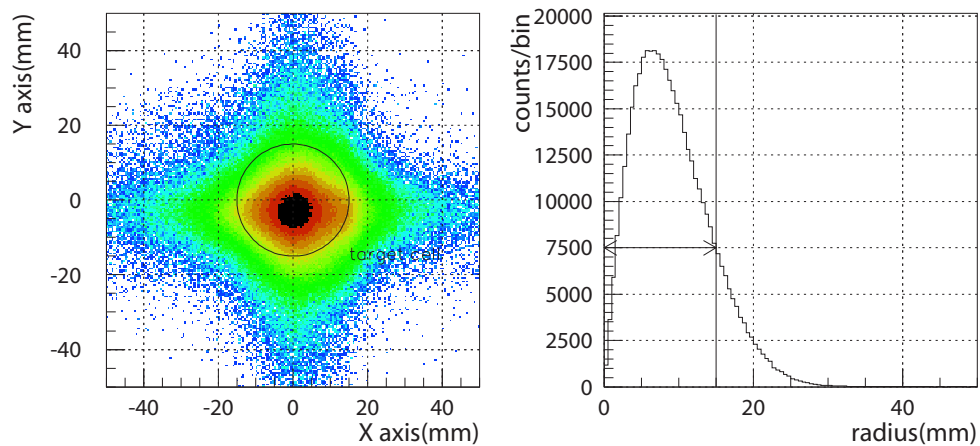


図 3.2: PPAC を用いて外挿した標的位置での二次ビームの像および標的中心からの半径

3.1.2 PPAC の解析

反応標的上流に設置した、二台の PPAC(a,b) から得られる位置情報を外挿することにより、二次ビームの標的位置における位置および角度を求めることができる。図 3.2 に二台の PPAC を用いて外挿した、標的位置における二次ビームの像および標的中心からの半径を示した。液体水素標的の標的セルは、半径 15mm の円柱形状をしている。この標的に入射していることを保証するため、以降の解析では半径 15mm(図中の両矢印) 内の粒子のみを解析する。

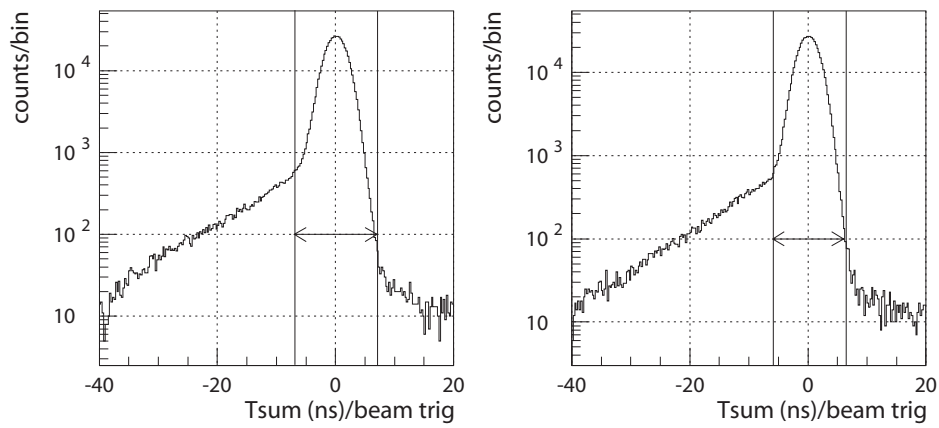


図 3.3: PPAC a の XY 方向の時間信号の和。両矢印で示した範囲がビームと同期した信号

また、PPAC は上下・左右の時間信号の差から粒子の位置を求めており、時間信号の和 T_{sum} は一定となる。図3.3に PPAC a の上下・左右の時間信号の和をとったスペクトルを示す。図中、両矢印で示された範囲が二次ビームと同期した信号であり、その他はバックグラウンドと考えられる。同様の条件を PPAC b についても検討し、以降の解析ではこれを排除した。

3.2 出射荷電粒子測定系

本節では、二次標的の下流に設置した二台のドリフトチェンバー (MDC,FDC3) および最下流に設置した Hodoscope の解析について述べる。ここでは MDC,FDC3 を用いて、反応標的から出射する荷電粒子の反応直後の位置と角度、および双極磁石による磁気分析後の位置と角度をそれぞれ求める。また、Hodoscope を用いて、出射荷電粒子の ΔE に対応した波高および反応標的-Hodoscope 間の飛行時間 (TOF) を求める。以上の情報を基に、出射荷電粒子の陽子数 Z 、質量数 A の識別を行う。

3.2.1 原子番号 Z による識別

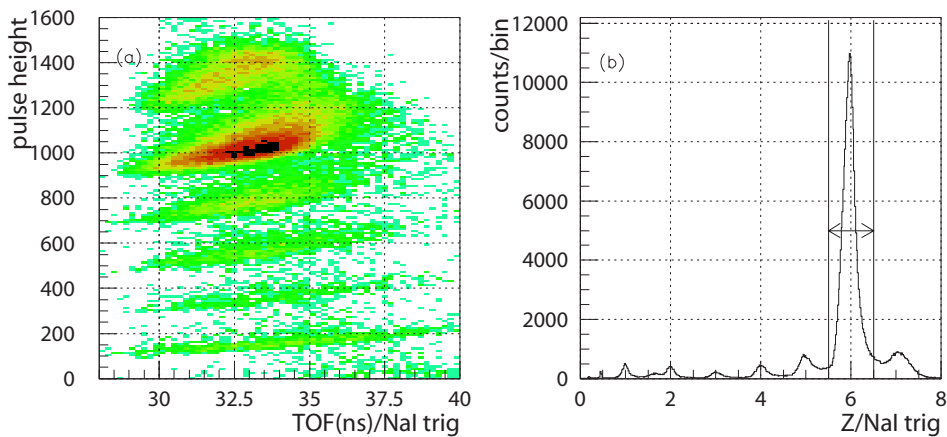


図 3.4: (a) 横軸に標的-Hodoscope 間の TOF、縦軸に波高を取ってプロットした図。(b)(a) を回転・補正し、波高の軸に投影した図。ただし、波高を原子番号 Z に規格化している。

原子番号 Z による識別は、二次ビーム識別時と同様に以下の関係式を用いて行った。

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

ここで、 ΔE および反応標的-Hodoscope 間の TOF は、Hodoscope の波高情報および時間情報より求めた。

図 3.4(a) に、Hodoscope(識別番号 3) で測定された出射荷電粒子の波高と反応標的-Hodoscope 間 TOF との相関図、(b) に (a) を回転・補正して波高の軸に投影した図を示す。ただし、横軸は原子番号 Z に規格化している。識別番号 1 - 7 の Hodoscope それぞれに同様の解析を行い、最後に全ての和をとった。図 3.4(b) から、陽子数 Z による粒子識別の分解能 ΔZ (FWHM) を求め、表 3.1 に結果をまとめる。なお、Hodoscope 6,7 番 (低運動量側) において、窒素 ($Z=7$) がシンチレータ内で止まり炭

Z	1	2	3	4	5	6	7
$\Delta Z(\text{FWHM})$	0.547	0.313	0.300	0.296	0.294	0.248	0.237
$Z/\Delta Z(\text{FWHM})$	1.8	6.4	10.0	13.5	17.0	24.2	29.5

表 3.1: 陽子数 Z による粒子識別の分解能

素 (Z=6) のローカスに混じりが生じていた。図3.5に、Hodoscope6,7 番の陽子数スペクトルを示す。

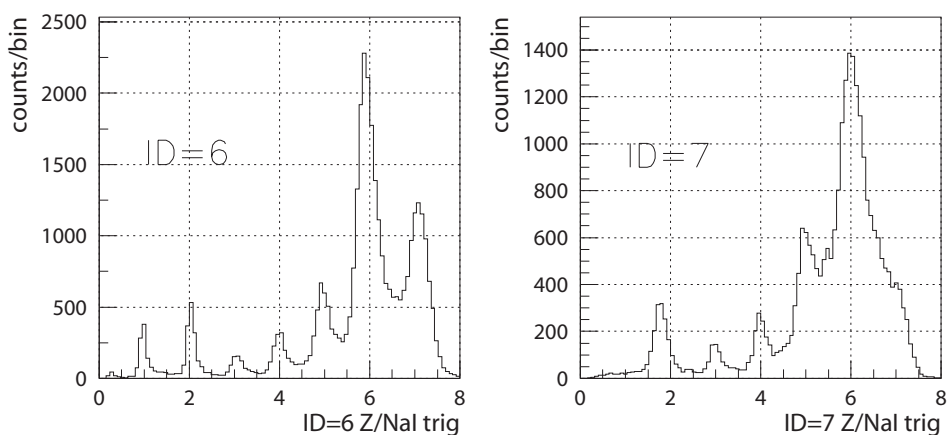


図 3.5: Hodoscope 6,7 番の陽子数スペクトル。窒素 (N=7) が炭素 (N=6) に混じり込んでいる様子が分かる。

これより、Z=6,7 の分解能が悪化している様子が分かる。Hodoscope6,7 番を除いて解析を行った場合、最終的に ^{18}C と判別される粒子数が約一割減少する。このため、以降の解析に Hodoscope6,7 番を含めることとした。

3.2.2 質量数 A による識別

質量数 A による識別は、双極磁石の上流と下流の位置、角度および粒子の運動量変化 $\Delta P/P$ を用いて行った。運動量変化 $\Delta P/P$ は双極磁石中における荷電粒子の中心軌道からのズレを表しており、本質的に $\Delta B\rho/B\rho$ と等しい物理量である。

以下、双極磁石上下流において位置・角度を決定するために使用した、二台のマルチワイヤードリフトチェンバーの飛跡計算、イオン光学計算コード OPTRACE[17][18][19] を用いたトランスファー行列の計算についてそれぞれ述べ、質量数 A による識別を行う。

荷電粒子の飛跡計算 (MDC)

双極磁石上流において、磁気分析前の出射荷電粒子の位置・角度を求めるため、マルチワイヤードリフトチェンバー MDC の解析を行った。

粒子が各セルに一樣に当たっているとすると、計数されるイベント数 N は anode wire からの距離 x に依存しない。よって

$$\frac{dN}{dx} = \text{const.}$$

と表せる。これより

$$\frac{dN}{dt} \frac{dt}{dx} = \text{const.} \rightarrow x(t) = c \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt'$$

を得る。ただし、 t, c はそれぞれドリフト時間および定数を表す。この関係式を用い、MDC で得られるドリフト時間の情報をドリフト距離に変換する。MDC の各ワイヤー面においてドリフト距離を求め、得られた位置情報の最小二乗をとり粒子の飛跡を求めた。

図3.6に、MDC の飛跡解析結果を示す。図3.6(a)は、MDC の X 面について横軸にドリフト時間、縦軸に時間情報からキヨリ情報への変換式より求めたドリフト距離と飛跡解析から求めたドリフト距離との差をプロットした図である。また、(b)は(a)を y 軸に投影した残差分布、(c)は一面目と二面目の位置情報の和、(d)は MDC 入射面での荷電粒子の X 方向の位置分布および (e)は MDC 入射面での荷電粒子の角度をそれぞれ表す。図3.6(a)より、測定で得たドリフト距離と飛跡解析で得たドリフト距離の差が、ドリフト時間に依存せず 0 となっている様子が分かる。また図 3.6(c) から、最大ドリフト長である 8mm にピークが立っていることが分かる。また、このピークの幅が MDC の²分解能に対応しており、これを正規分布を仮定してフィッティングすることで、分解能(標準偏差)で $116\mu\text{m}$ を得る。以上より、出射荷電粒子の位置・角度を求めることができた。

荷電粒子の飛跡計算 (FDC)

双極磁石下流において、磁気分析後の荷電粒子の位置・角度を求めるため、マルチワイヤードリフトチェンバー FDC の解析を行った。

MDC と同様に、各ワイヤー面で測定したドリフト時間をドリフト距離に変換し、得られた各ワイヤー面での位置情報の最小二乗をとり粒子の飛跡を求めた。図 3.7に、解析結果を示す。図3.7(a)は、FDC の X 面について横軸にドリフト時間、縦軸に時間情報からキヨリ情報への変換式より求めたドリフト距離と飛跡解析から求めたドリフト距離との差をプロットした図である。また、(b)は(a)を y 軸に投影した残差分布、(c)は一面目と二面目の位置情報の和、(d)は FDC 入射面での荷電

²二面のドリフト距離の和を取っているため、3.6(c)のピーク幅を $\sqrt{2}$ して分解能を求める。

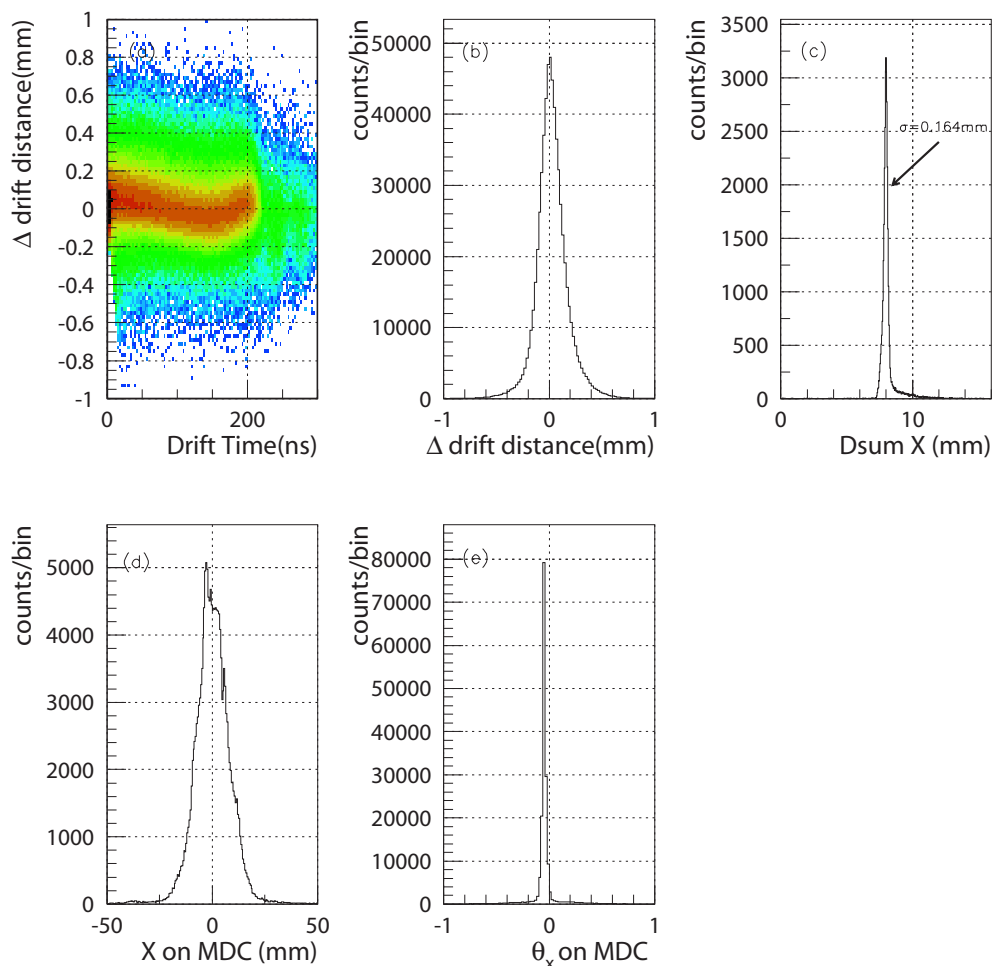


図 3.6: MDC の飛跡解析結果。(a) は MDC の X 面について、横軸にドリフト時間、縦軸に時間情報からキヨリ情報への変換式から求めたドリフト距離と飛跡解析から求めたドリフト距離との差、(b) は (a) をドリフト距離の残差の軸に投影した残差分布、(c) は一面目と二面めのドリフト距離の和 (最大ドリフト長 8mm にピークが立つ)、(d) は MDC 位置における X 方向の位置、(e) は MDC 位置における角度をそれぞれ表してる。

粒子の X 方向の位置分布および (e) は FDC 入射面での荷電粒子の角度をそれぞれ表す。これより、ドリフト距離をそれぞれとってプロットした図である。3.7(a) より、測定で得たドリフト距離と飛跡解析で得たドリフト距離の差が、ドリフト時間に依存せず 0 となっている様子が分かる。また (b) の残差分布が FDC の分解能に対応しており、このピークを正規分布を仮定してフィッティングすることで、位置分解能 (標準偏差) $129\mu\text{m}$ を得る。以上より、出射荷電粒子の位置・角度を求めることができた。

トランスファー行列の計算

図3.8に、二次標的から FDC3 までの実験のセットアップを上方から見た図を示す。今回の解析で用いる磁気分析系の収差係数を、イオン光学計算コード OPTRACE[17][18][19] を用いて求めた。光学計算では、始点 (A 系原点) を二次標的位置、終点 (D 系原点) を FDC3 背面位置にそれぞれとった。D 系原点は、中心軌道上から高運動量側に 10cm ずれている³。各座標系において、ビーム上流から見て左側を x 軸の正方向、ビーム進行方向を z 軸の正方向はおよび鉛直上方を y 軸の正方向とした。

磁気分析前の位置 (x_0, y_0, z_0) 、角度 (θ_0, ϕ_0) および運動量変化量 δ_0 と、磁気分析後の位置 (x_1, y_1, z_1) 、角度 (θ_1, ϕ_1) および運動量変化量 δ_1 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。

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ y_1 \\ \phi_1 \\ z_1 \\ \delta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{16} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{26} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{61} & a_{62} & \dots & a_{66} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ y_0 \\ \phi_0 \\ z_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix}$$

これより、運動量変化量 δ_0 を以下に示す通り独立に二通り求めることができる。

$$\begin{aligned} \delta_0^1 &= (x_1 - a_{11}x_0 - a_{12}\theta_0)/a_{16} \\ \delta_0^2 &= (\theta_1 - a_{21}\theta_0 - a_{22}\phi_0)/a_{26} \end{aligned}$$

シミュレーションにより求めたトランスファー行列 M を以下に示す。ただし、今回 x 方向成分の変位のみ考慮し y, z 方向成分の変位は考慮していない。

³FDC3 の中心線からのずれは 15cm

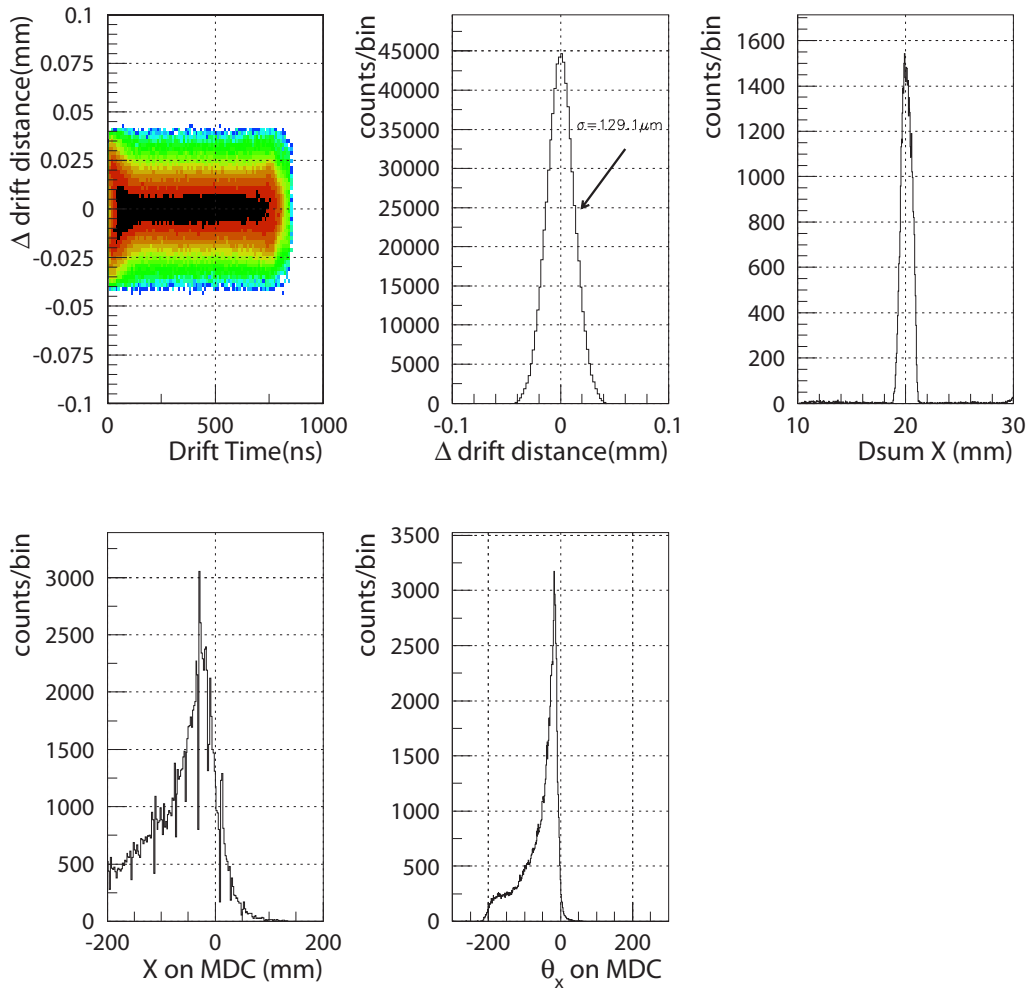


図 3.7: FDC の飛跡解析結果。(a) は FDC の X 面について、横軸にドリフト時間、縦軸に時間情報からキヨリ情報への変換式から求めたドリフト距離と飛跡解析から求めたドリフト距離との差、(b) は (a) をドリフト距離の残差の軸に投影した残差分布、(c) は一面目と二面めのドリフト距離の和 (最大ドリフト長 20mm にピークが立つ)、(d) は FDC 位置における X 方向の位置、(e) は FDC 位置における角度をそれぞれ表してる。

$$M = \begin{pmatrix} 1.14556 & 0.34284 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.79265 \\ 0.57520 & 1.04527 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 3.63556 \\ 0.00000 & 0.00000 & 1.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 1.00000 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 1.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 1.00000 \end{pmatrix}$$

質量数 A の識別

前項までで求めた情報を基に、出射荷電粒子の質量数 A の識別を行う。図3.9に、 δ_1 、 δ_2 から求めた粒子識別図を示す。なお、これは NaI トリガーで取得したデータである。図3.9(a) は、 δ_1 と反応標的-Hodoscope 間の TOF との相関を取ってプロットした図である。(b) は、(a) を回転・補正して縦軸に投影した図である。ただし、横軸を質量数 A に規格化している。同様に、図3.9(c) は δ_2 と反応標的-Hodoscope 間の TOF との相関を取ってプロットした図であり、(d) は (c) を回転・補正して縦軸に投影した図である。横軸は、同様に質量数 A に規格化している。また、表3.2、3.3に δ_1 、 δ_2 から求めた質量数の分解能をそれぞれ示す。

A	13	14	15	16	17	18	19
$\Delta A(\text{FWHM})$	0.556	1.013	0.806	0.704	0.713	0.622	0.460
$A/\Delta A(\text{FWHM})$	23.2	13.8	18.6	22.7	23.9	28.9	41.2

表 3.2: δ_1 から構成した質量数 A による粒子識別の分解能

A	13	14	15	16	17	18	19
$\Delta A(\text{FWHM})$	0.533	1.018	0.780	0.713	0.716	0.639	0.477
$A/\Delta A(\text{FWHM})$	24.2	13.7	19.2	22.3	23.7	28.2	39.8

表 3.3: δ_2 から構成した質量数 A による粒子識別の分解能

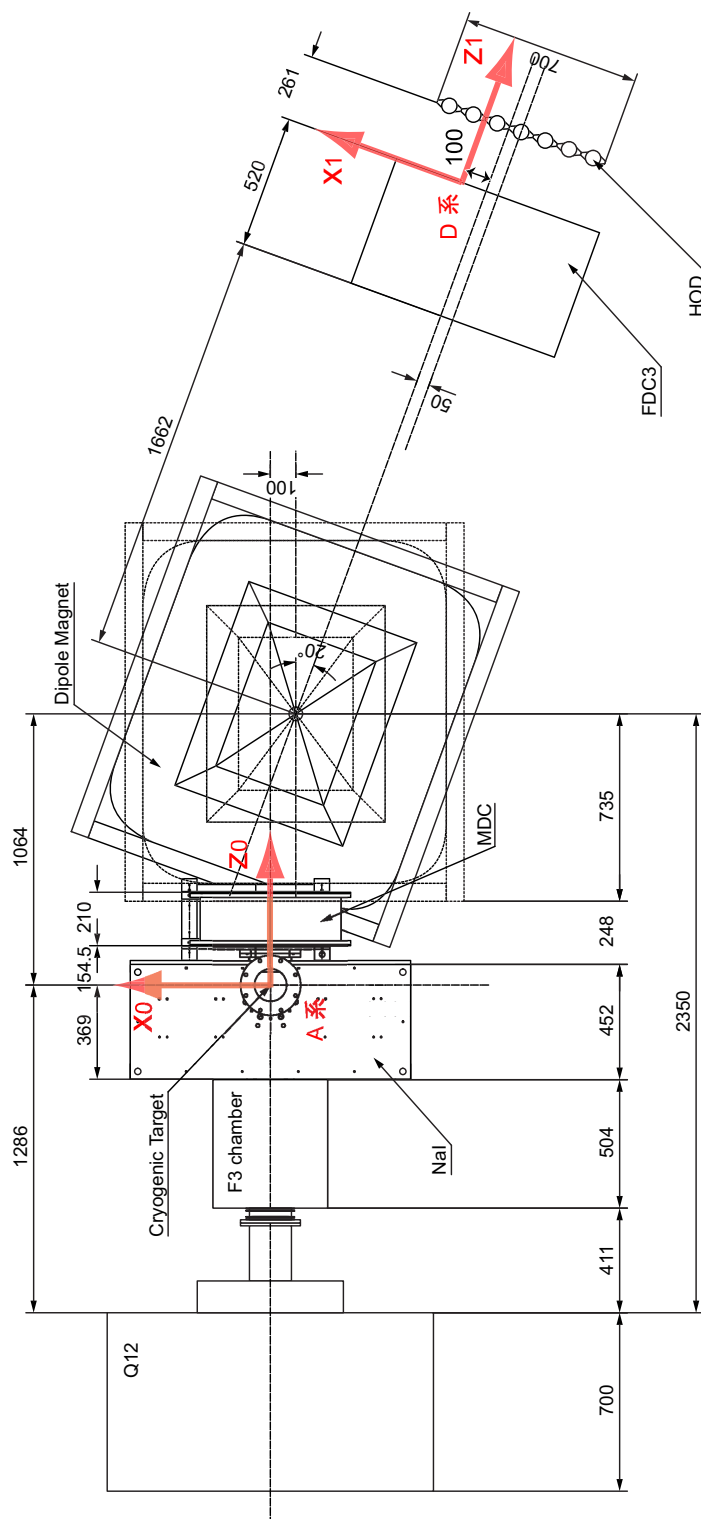


図 3.8: オンライン実験の二次標的以降のセットアップ。トランスファー行列の計算で想定した A 系と D 系を合わせて示す。寸法単位は mm。

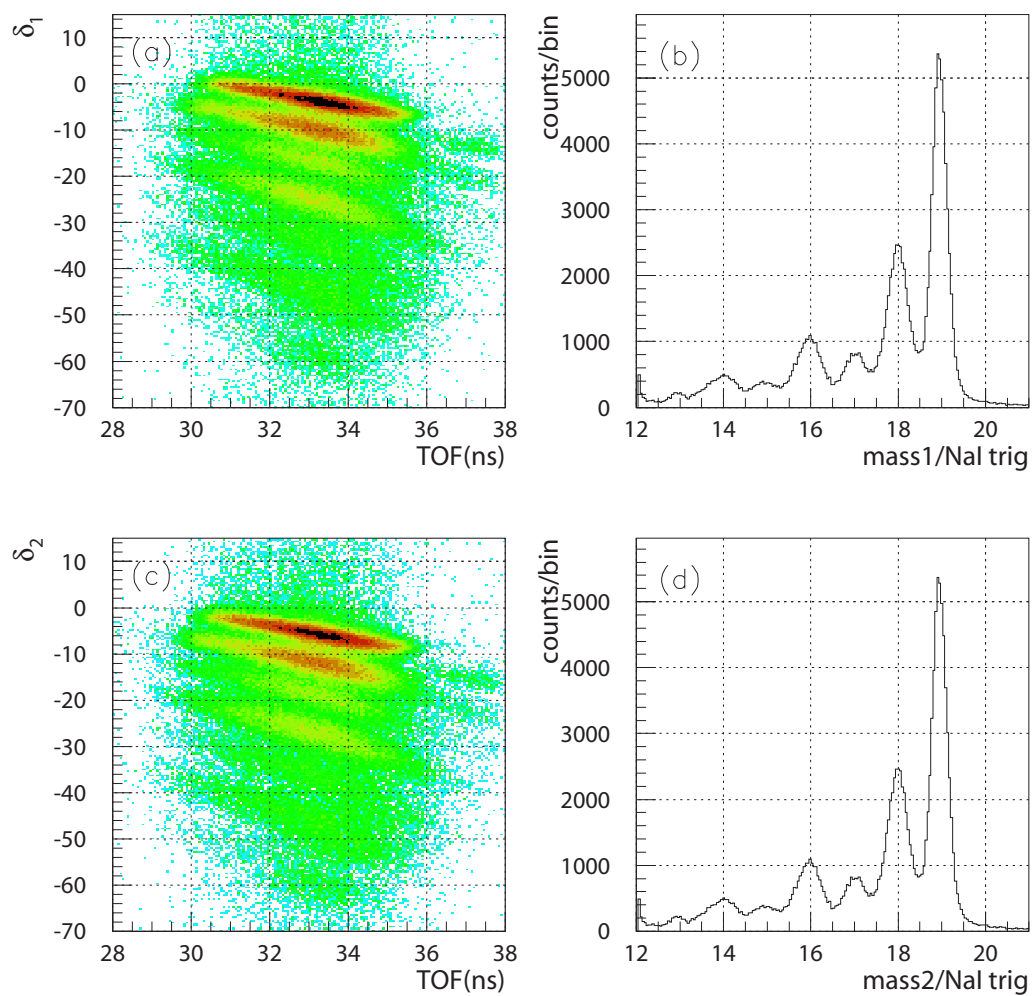


図 3.9: 散乱粒子の質量数による識別図。(a)、(c) は横軸に出射荷電粒子の飛行時間 (反応標的-Hodoscope 間)、縦軸に δ_1 、 δ_2 をとってプロットした図。(b)、(d) は (a)、(c) を回転・補正し投影した図。ただし、横軸を質量数に直してある。

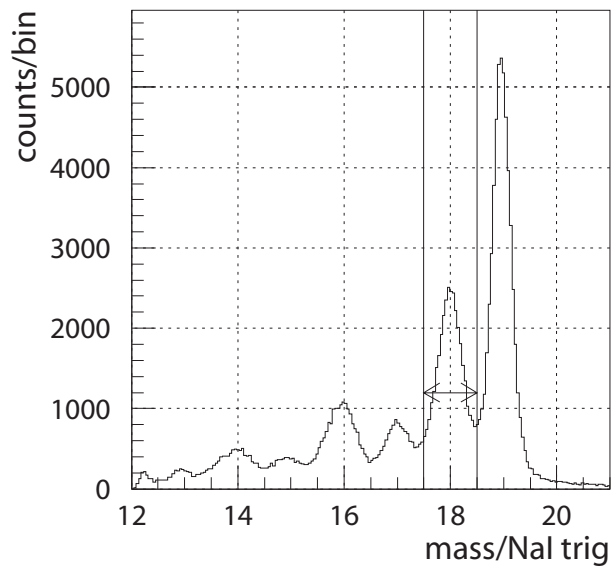


図 3.10: δ_1 、 δ_2 から求めた質量数 $A(\delta_1)$ 、 $A(\delta_2)$ の平均。図中、両矢印内の粒子を ^{18}C と判定する。

独立に求めた、二通りの質量数スペクトル mass_1 および mass_2 の平均値を取った質量数スペクトルを図3.10に示す。また、表3.4に得られた質量数スペクトルの分解能を示す。図3.10の両矢印内のイベントを ^{18}C と判定する。以降ここで ^{18}C と判別されたイベントを選択して解析を行う。

A	13	14	15	16	17	18	19
$\Delta A(\text{FWHM})$	0.589	0.990	0.783	0.715	0.691	0.625	0.460
$A/\Delta A(\text{FWHM})$	21.9	14.1	19.1	22.3	24.6	28.8	41.2

表 3.4: 質量数 A による粒子識別の分解能

3.3 γ 線検出器系

本節では、 γ 線検出器系の解析について述べる。解析は、NaI 検出器のエネルギー校正、NaI 検出器の時間情報を用いたバックグラウンドイベントの除去およびエネルギースペクトルのドップラー補正からなる。以下、詳細を述べる。

3.3.1 NaI 検出器のエネルギー校正

三種類の標準 γ 線源 (^{22}Na , ^{60}Co , ^{132}Cs) を用いて、ADC(Analog to Digital Converter) のエネルギー校正を行う。表3.5 に、エネルギー校正で使用した標準 γ 線源とそのエネルギーをまとめる。

^{133}Ba	^{60}Co	^{132}Cs
80.998 keV	1173.238 keV	661.657 keV
356.017 keV	1332.502 keV	

表 3.5: エネルギー校正に用いた標準 γ 線源の種類と光電ピークエネルギー

標準線源から得られる 5 点の光電ピークを、一次関数を仮定して最小二乗フィッティングし、校正線を得る。図3.11に、例として識別番号 1 番の NaI 検出器の校正線を示す。

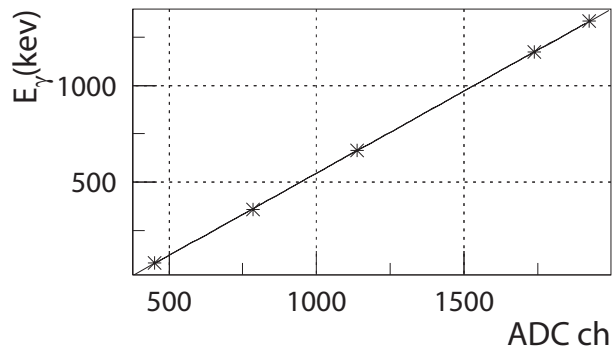


図 3.11: 識別番号 1 番の NaI 検出器に対する校正線。同様の校正線を 48 本全ての検出器について求め、NaI 検出器系の校正を行った。

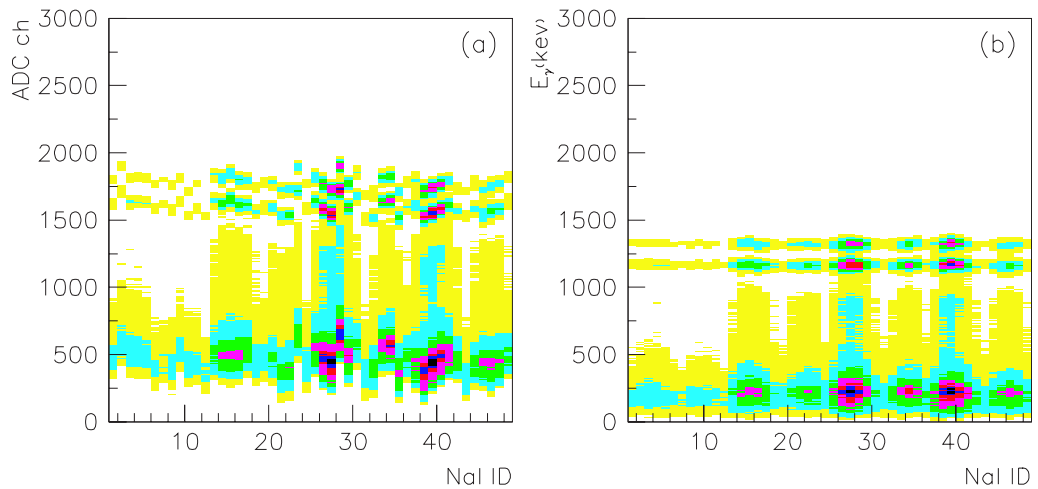


図 3.12: NaI の ID と出力の相関図。(a) エネルギー校正前。(b) エネルギー校正後。ADC の出力が検出器に依らず、較正されている。

48 本全ての NaI シンチレータについて、同様に較正線を求め NaI シンチレータのエネルギー校正を行った。図3.12に、標準 γ 線源 ^{60}Co を測定した際の、NaI 検出器の ID と出力波高との相関図を示す。図 (a) は、校正前の相関を表し、(b) は校正後の相関を表している。これより、ID に依らず出力が校正されている様子が確認できる。

3.3.2 NaI シンチレータの時間情報

図3.13に NaI シンチレータの NaI トリガーにおける時間スペクトルを示す。図中のピーク部分が二次ビームと同期したイベントであり、その他一定部分は荷電粒子や中性子、測定対象以外の γ 線、環境放射線などのバックグラウンドイベントと考えられる。よって以降の解析では、図中両矢印内のイベントのみ解析を行い、それ以外を排除する。

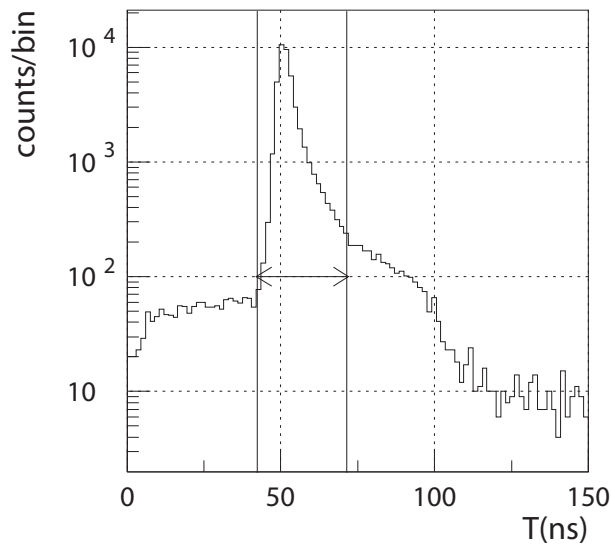


図 3.13: NaI シンチレータの時間スペクトル

3.3.3 ドップラー補正

反応標的内において、一中性子ノックアウト反応により生成された ^{18}C は、光速のおよそ 36% で飛行している。このため、放出される γ 線はドップラー効果を受け、実験室系で測定されるエネルギーがシフトする。 ^{18}C の静止系での γ 線エネルギー E_{γ}^{proj} と、実験室系での γ 線エネルギー E_{γ}^{Lab} は以下の関係にある。

$$E_{\gamma}^{proj} = \frac{(1 - \beta \cos \theta_{Lab})}{\sqrt{1 - \beta^2}} E_{\gamma}^{Lab} \quad \left(\beta = \frac{v}{c} \right)$$

ただし、 θ_{Lab} 、 v 、 c はそれぞれ粒子の運動方向と放出された γ 線とのなす角、生成された ^{18}C の速度、光速を指す。

図3.14に、得られたエネルギースペクトルにドップラー補正を施した様子を示す。ドップラー補正は、各粒子毎に計算した速度 β と検出した NaI シンチレータの位置情報から求めた放出角 θ_{Lab} を用いて行った。これより、ドップラー補正により三本の γ 線ピークが表れる様子が分かる。なお、このスペクトルは NaI トリガーで取得し、光電ピークを強調するため多重計測された γ 線について、エネルギーの和を取っている。

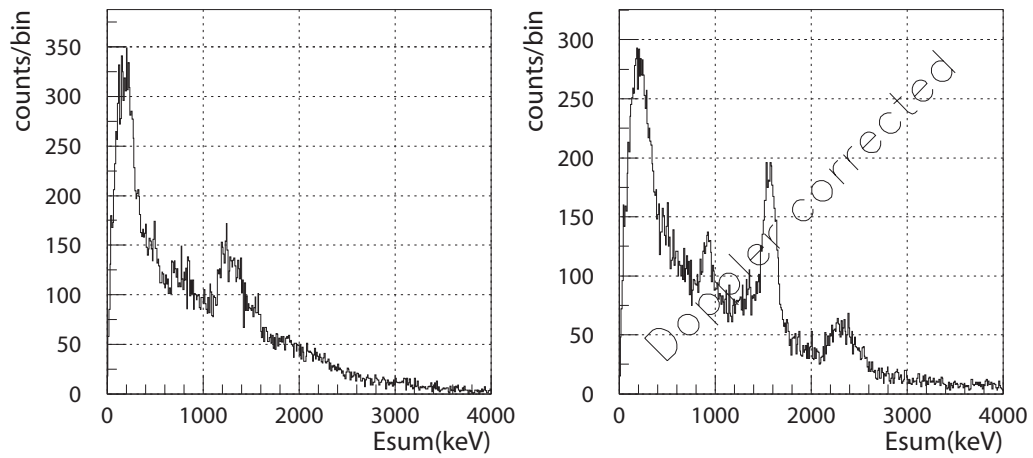


図 3.14: 右図は、左図にドップラー補正をかけた後の γ 線スペクトルを表す。補正によって γ 線のピークがはっきり見えるようになることが分かる。

3.4 ^{19}C —中性子ロックアウト反応

本項では、 ^{19}C —中性子ロックアウト反応の解析について述べる。反応標的上流で ^{19}C 、下流で ^{18}C と識別されたイベントを選択し、これと同期した γ 線の解析を行う。以下、詳細を記す。

3.4.1 γ 線のエネルギースペクトル

図3.15に、 ^{19}C —中性子ロックアウト反応によって生成された ^{18}C の脱励起 γ 線エネルギースペクトルを示す。なおこの結果は、NaIトリガーで取得し、 γ 線の多重度についての条件をかけていない⁴。図3.15 (a)の網掛け部分は、標的セルを真空にして取得したデータ (empty run) を ^{19}C ビームのイベント数で規格化したバックグラウンドイベントである。図3.15 (b)には、このバックグラウンドを差し引いたスペクトルを示す。

この図から、M.Stanoiuらの実験 [7]で観測された、 $E_\gamma = 919\text{keV}$, 1585keV , 2415keV のエネルギーと対応すると思われる三本の光電ピークが確認できる。観測された光電ピークのエネルギーを求めるため、三種の正規分布と指数関数型のバックグラウンドを仮定した以下の関数 $F(E_\gamma)$ を用いてフィッティングを行う。

$$F(E_\gamma) = p_1 e^{-\frac{E_\gamma - p_2}{2p_3}} + p_4 e^{-\frac{E_\gamma - p_5}{2p_6}} + p_7 e^{-\frac{E_\gamma - p_8}{2p_9}} + e^{p_{10} + p_{11} E_\gamma}$$

⁴NaI 検出器の多重度の定義: M 台の検出器で γ 線を測定した場合の多重度を M とする。スペクトルの表し方は、 $E_\gamma = E_i$ とする場合と、 $E_{\gamma sum} = \sum_i^M E_i$ とする場合がある。図3.14のみ $E_{\gamma sum}$ で表し、その他のスペクトルは E_γ で表している。

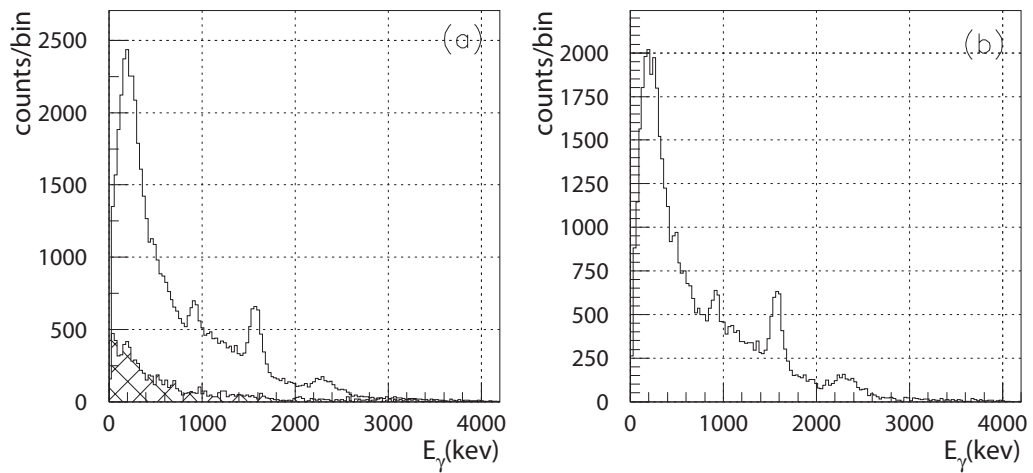


図 3.15: (a) は、ドップラー補正後の γ 線エネルギースペクトルを示す。図中、網掛け部分は液体標的を抜いて取得したデータを見積もったバックグラウンドイベントである。(b) はバックグラウンドを引いて得られた γ 線エネルギースペクトルである。

ただし $p_1 \sim p_{11}$ はフィッティングパラメータである。

これより、 γ 線ピークエネルギー $E_\gamma = 929(13)\text{keV}$, $1576(10)\text{keV}$, $2311(20)\text{keV}$ を得た。ここで誤差は、統計誤差、フィッティング誤差および γ 線検出器系のエネルギー校正による系統誤差を含む。表 3.6 に、得られた γ 線ピークのエネルギーを過去の実験値と合わせて示す。

	Peak 1	Peak 2	Peak 3
$E_\gamma(\text{keV})$ This work	927(13)	1576(10)	2311(20)
$E_\gamma(\text{keV})$ Previous work[7]	919(17)	1585(10)	2405(35)

表 3.6: 得られた γ 線の光電ピークエネルギー

次に、 ^{18}C のエネルギー準位を決定するため、得られた三種の γ 線エネルギーについて γ 線の同時計測イベント解析を行う。図 3.16 に、得られた同時計測イベントのスペクトルを示す。図 3.16(a) は、同時計測された γ 線内で高エネルギー側 (E_{great}) のスペクトルを表し、(b) は低エネルギー側 (E_{less}) のスペクトルを表す。なおこの結果は、 γ 線の検出多重度 $M \geq 2$ を条件として得た。

図 3.16(a)(または (b)) のスペクトルにおいて、得られた三本の光電ピークエネルギーを選択すると、カスケード崩壊している遷移が存在する場合、図 3.16(b)(または (a)) に対応する遷移エネルギーがピークとして観測されるはずである。図 3.17 に、この解析の結果を示す。なお使用したゲートを、図 3.16(a),(b) それぞれに示した。

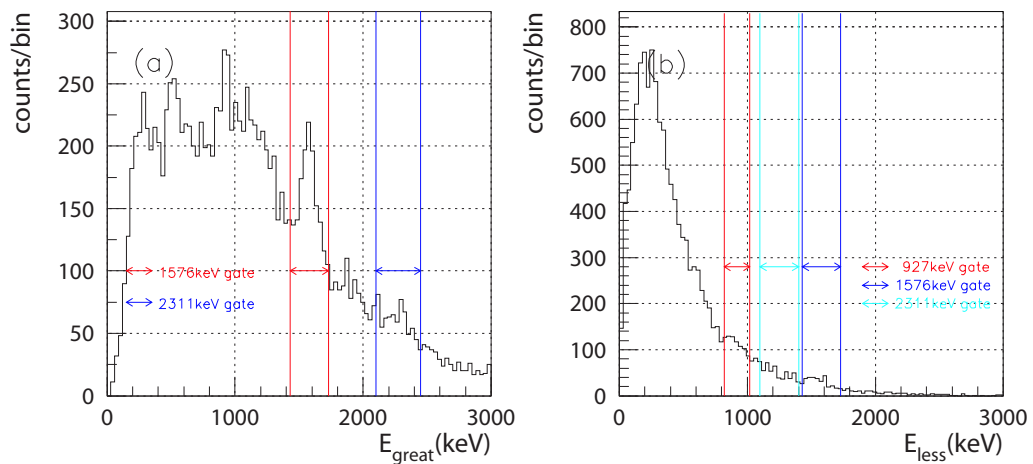


図 3.16: (a) 同時計測された γ 線の中で高エネルギー側のスペクトル。(b) 同時計測された γ 線の中で低エネルギー側のスペクトル。それぞれの図中の使用したゲートを示す。

図3.17(a) は、同時に計測された γ 線のうち、低エネルギー側で 927keV のピークを選び、高エネルギー側を見た図である。もし、 γ 線がカスケード崩壊しているとすると、高エネルギー側のスペクトルに 1576keV または 2311keV のピークが表れるはずである。(a) では、実際に 1576keV のピークが表れている。図3.17 (b) は逆に、高エネルギー側で 1576keV を選択し、低エネルギー側を見た図である。ここでは 927keV のピークが表れている。以上より、927keV と 1576keV の γ 線はカスケード崩壊していると考えられる。同様にして、3.17 (c) は低エネルギー側で 1576keV を選択し高エネルギー側を見た図、3.17 (d) は高エネルギー側で 2311keV を選択し低エネルギー側を見た図である。これより、1576keV と 2311keV の γ 線もカスケード崩壊していると考えられる。以上より、 ^{18}C のエネルギー準位構造を 1576(10)keV, 2503(16)keV, 3887(22)keV の三準位と同定することができる。表 3.7に、結果をまとめる。また、図3.18に、求めた ^{18}C のエネルギー準位および過去の実験結果を図示する。

	1st ex	2nd ex	3rd ex
this work	1576(10)	2503(16)	3887(22)
previous work	1585(10)	2504(20)	3990(40)

表 3.7: 得られた γ 線の光電ピークエネルギー

なお図3.17(e)(f)は、それぞれ低エネルギー側で 1385keV を選択し高エネルギー側を見た図および高エネルギー側で 1576keV を選択し低エネルギー側を見た図である。1385keV は、得られた第三励起準位から第二励起準位に γ 遷移する際に放出されるエネルギーである。図3.17(e)に、1576keV のピークが確認できる。図中 2311keV に対応するピークは、1385keV の選択ゲートに入っている 1576keV γ 線とのコインシデンスイベントと考えられる。この結果は、同定したエネルギー準位を支持する。ただし、図3.17(f)に、1385keV のピークを有意に観測することはできなかった。また、その他の遷移に関して有意な相関は観測されなかった。

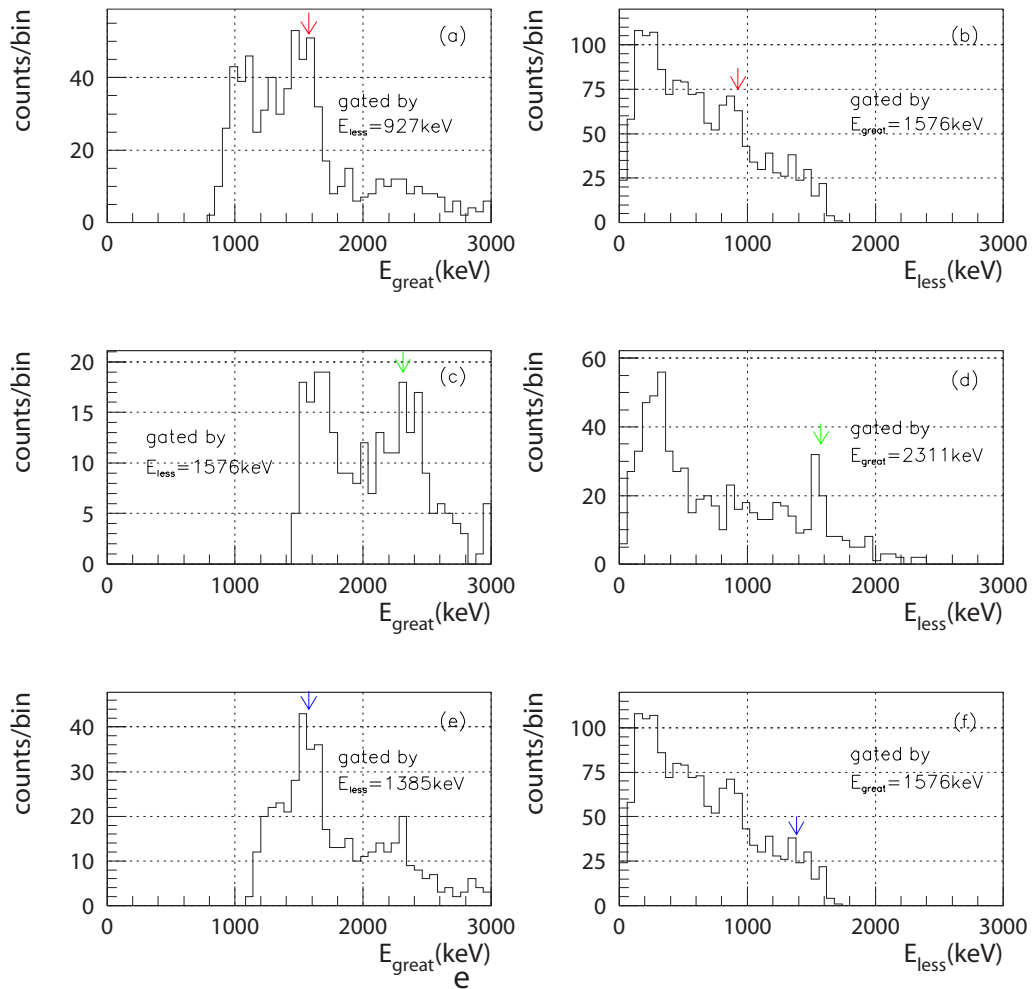


図 3.17: 同時計測イベントの内、(a) 低エネルギー側で 927 keV を選択して高エネルギー側を見た図。(b) 高エネルギー側で 1576 keV を選択して低エネルギー側を見た図。同様に、(c) 低エネルギー側で 1576 keV を選択して高エネルギー側を見た図。(d) 高エネルギー側で 2311 keV を選択して低エネルギー側を見た図。(e) 低エネルギー側で 927 keV を選択して高エネルギー側を見た図。(f) 高エネルギー側で 1384 keV を選択して低エネルギー側を見た図。

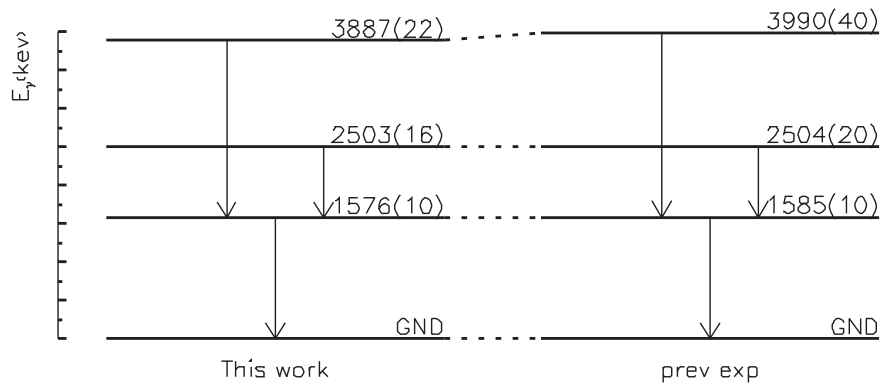


図 3.18: エネルギー準位図

3.4.2 反応断面積の導出

前項で得た、各エネルギー準位の生成断面積を求める。 $p(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C}\gamma)\text{X}$ 反応の断面積 $\sigma_{^{18}\text{C}}$ (インクルーシブ) および非弾性散乱における励起準位の生成断面積 σ_γ は、それぞれ以下の式を用いて求めることができる。

$$\begin{aligned} \sigma_{^{18}\text{C}} &= N_{^{18}\text{C}}^{\text{real}} \times \frac{1}{N_{\text{Beam}}^{\text{real}} \times n_t} \\ &= \frac{N_{^{18}\text{C}}^{\text{exp}}}{N_{\text{Beam}}^{\text{exp}}} \frac{A_{\text{target}}}{N_A x} \frac{1}{\epsilon_{\text{MDC}} \times \epsilon_{\text{FDC}}} \\ \sigma_\gamma &= N_\gamma^{\text{real}} \times \frac{1}{N_{\text{Beam}}^{\text{real}} \times N_{\text{target}}} \\ &= \frac{\frac{N_\gamma^{\text{exp}}}{\text{LiveTime}(\gamma)}}{\frac{N_{\text{Beam}}^{\text{exp}}}{\text{LiveTime}(\text{Beam})} \times \frac{1}{\text{DS-factor}}} \frac{A_{\text{target}}}{N_A x} \frac{1}{\epsilon_\gamma \times \epsilon_{\text{MDC}} \times \epsilon_{\text{FDC}}} \end{aligned}$$

ただし、各変数は以下を意味する。

- $N_{\text{Beam}}^{\text{real}}, N_{\text{Beam}}^{\text{exp}}$: 入射二次ビームの実数および測定数
- $N_{^{18}\text{C}}^{\text{real}}, N_{^{18}\text{C}}^{\text{exp}}$: 破砕反応により生成された ^{18}C の実数および測定数
- $N_\gamma^{\text{real}}, N_\gamma^{\text{exp}}$: 放出 γ 線の実数および測定数
- n_t : 単位面積あたりの標的数 (/cm²)
- $\text{LiveTime}(\text{Beam})$: Beam トリガーのデータ収集効率
- $\text{LiveTime}(\gamma)$: NaI トリガのデータ収集効率
- $\epsilon_\gamma, \epsilon_{\text{MDC}}, \epsilon_{\text{FDC}}$: γ 線、MDC、FDC の検出効率
- A_{target} : 反応標的の質量数 (g/mol)
- x : 反応標的の厚さ (g/cm²)
- N_A : アボガドロ数 = 6.02×10^{23} /mol

以下、断面積計算の各パラメータ⁵を求める。

¹⁹C ビームの数 ($N_{\text{Beam}}^{\text{exp}}$)

標的に入射する二次ビームの数はビームトリガーイベントを解析することにより求めることができる。今回の解析では、標的上流で¹⁹Cと識別され、かつ、標的中心から15mm以内に入射することを条件として計数した。結果、 $N_{\text{Beam}}^{\text{exp}} = 387,957$ を得た。

¹⁸C ビームの数 ($N_{^{18}\text{C}}^{\text{exp}}$)

$p(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C})X$ 反応の断面積(インクルーシブ)を求めるため、ビームトリガーイベントを解析し¹⁸Cのイベント数を求めた。

図3.19に、ビームトリガーでの質量数スペクトルおよびバックグラウンドを差し引いた質量数スペクトルを示す。図3.19(a)は、ビームトリガーでの質量数スペクトルを表し、図中の破線は標的セルを真空にして取得したデータを¹⁹Cのビーム量で規格化したバックグラウンドを表す。ただし、バックグラウンドのスペクトルは $A = 19$ のピーク位置が一致するよう平行移動している。図3.19(b)は、バックグラウンドを差し引いた質量数スペクトルを表す。

このスペクトルを、正規分布を仮定してフィッティングし、¹⁸Cビームの数を計数した。ただし、計数の系統性を見積もるため、分割数(bin)の異なる三種の質量数スペクトルに対して同様の解析を行った。

最適値からのズレ	±0	+1 bin	-1 bin
1 bin = 0.06	6,001±504	5,399±329	3,601±218
1 bin = 0.09	6,019±331	5,702±412	2,308±751
1 bin = 0.12	5,698±476	6,391±416	4,129±1,453

表 3.8: 分割数および移動量を変化させた場合の¹⁸Cビームの数

表3.8に、分割数および移動量を変化させた場合に得られる¹⁸Cビームの数を示す。ここで、分割数の異なる三通りの質量数スペクトルに対して得られるビーム数の平均を¹⁸Cビームの数とした。また、バックグラウンドの移動量を変化させることによる¹⁸Cビーム数の変化量を、断面積計算の系統誤差に入れた。この結果 $N_{^{18}\text{C}}^{\text{exp}} = 5,906 \pm_{2560}^{485}$ と求まった。

⁵ γ 線の検出効率 ϵ_γ は、GEANT3シミュレーションの応答関数によるフィッティングにより γ 線の数を見積もる際、陰に含まれている。したがって、陽に扱わない。

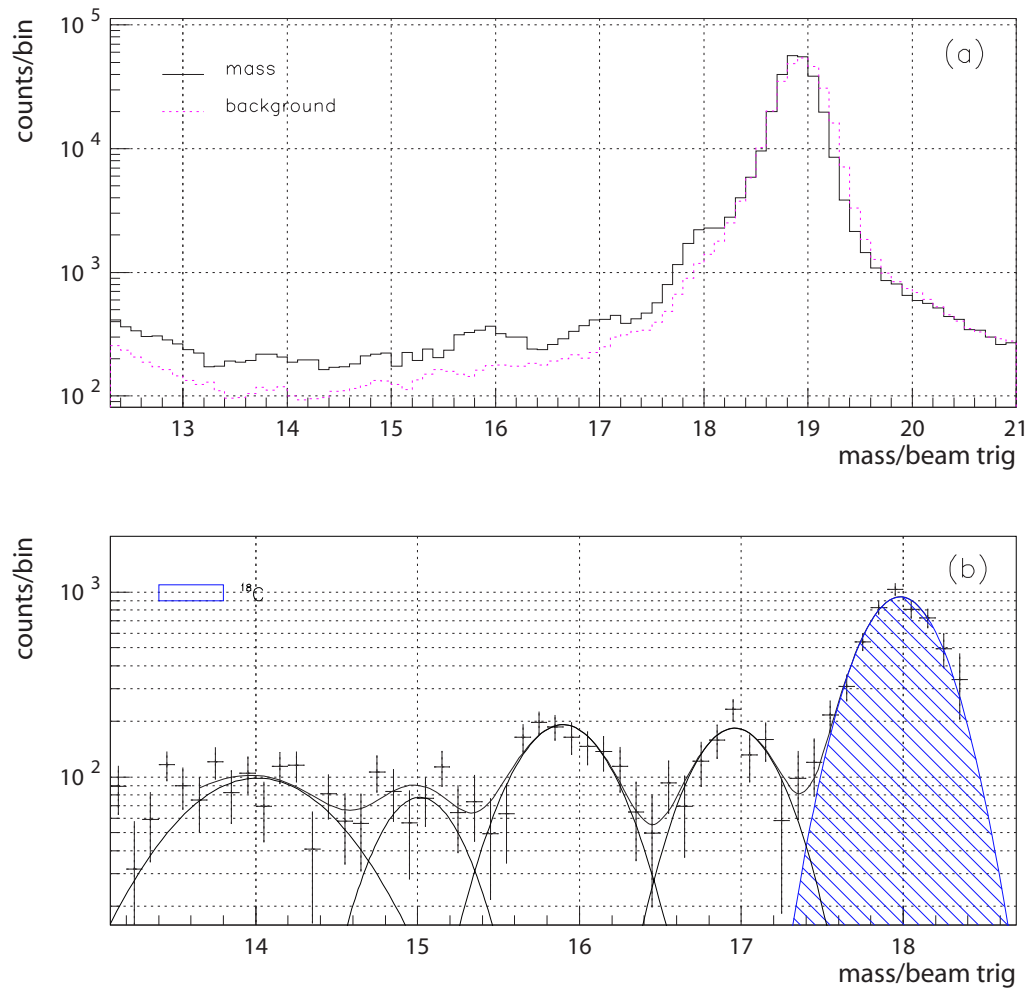


図 3.19: 図 (a) の実線はビームトリガーでの質量数スペクトルを表しており、破線は標的無しの測定で得られたビームトリガーでの質量数スペクトルを、 ^{19}C のビーム量で規格化したバックグラウンドである。ただし、バックグラウンドは ^{19}C のピーク位置が合うように平行移動している。(b) は、ビームトリガーでの質量数スペクトルからバックグラウンドを差し引いた質量数スペクトルを、正規分布を仮定してフィッティングした図である。

データ収集効率 (LiveTime)

BEAM トリガーおよび NaI トリガーの検出効率を以下の式を用いて求めた。

$$\text{LiveTime}_{(Beam)} = \frac{N_{\text{BEAMtrig}}}{N_{\text{BEAMscaler}}}$$

$$\text{LiveTime}_{(\gamma)} = \frac{N_{\text{NaItrig}}}{N_{\text{NaIscaler}}}$$

ただし、 N_{BEAMtrig} , N_{NaItrig} はそれぞれ BEAM トリガーおよび NaI トリガーの数、 $N_{\text{BEAMscaler}}$, $N_{\text{NaIscaler}}$ はそれぞれ BEAM トリガーおよび NaI トリガーのスケイラー記録数 (付録6.2参照) を表す。

この結果、 $\text{LiveTime}_{(Beam)} = 0.9626$, $\text{LiveTime}_{(\gamma)} = 0.9476$ を得た。

γ 線のカウント数

GEANT3 シミュレーションの応答関数を用いた γ 線スペクトルのフィッティングにより、 γ 線ピークのカウント数を求める。ここで、NaI 検出器によって検出される γ 線イベントの内、対象とする ^{19}C ビームイベントと同期し、かつ、検出多重度 $M \geq 1$ であることを条件とした。以下、詳細を述べる。

前項で求めたエネルギー準位からの可能な崩壊様式は、全部で7通りであり、この崩壊の過程で放出される可能性のあるエネルギーは6種存在する。図3.20に可能な崩壊様式を示す。各崩壊様式を取るイベント数を、それぞれ $N_1 \sim N_7$ とし、各エネルギーの γ 線測定数を $A_1 \sim A_6$ とする。表3.9に、崩壊様式とイベント数およびエネルギーと測定数の対応関係をまとめる。

崩壊様式	様式 1	様式 2	様式 3	様式 4	様式 5	様式 6	様式 7
イベント数	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_6	N_7
エネルギー (keV)	$E_1:1576$	$E_2:2503$	$E_3:927$	$E_4:3887$	$E_5:2311$	$E_6:1384$	
測定数	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	

表 3.9: 崩壊様式と各崩壊様式を取るイベント数 N_i との対応関係、および各 γ 遷移のエネルギー E_i に対して E_i を持つ γ 線の測定数 A_i の対応関係を表す。

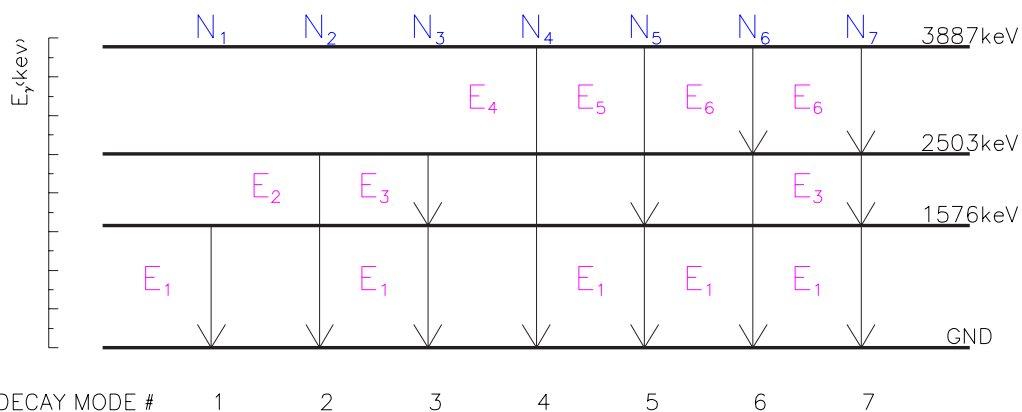


図 3.20: 得られた準位構造において可能な全ての崩壊様式。N₁ ~ N₇ は、各崩壊様式を取るイベント数を表す。また E₁ ~ E₆ は、各遷移に伴う放出 γ 線のエネルギーを表す。

γ 線の測定数 A₁ ~ A₆ は、各崩壊様式のイベント数 N₁ ~ N₇ によって以下のよう
に表すことができる。ただし、A₁ ~ A₆ は、γ 線測定系の検出効率を陰に含んで
いる。

$$\begin{aligned}
 A_1 &= N_1 + N_3 + N_5 + N_7 \\
 A_2 &= N_2 + N_6 \\
 A_3 &= N_3 + N_7 \\
 A_4 &= N_4 \\
 A_5 &= N_5 \\
 A_6 &= N_6 + N_7 \\
 N_7 &= N_6 N_3 / N_2
 \end{aligned}$$

最後の式は、崩壊様式 6、7 の分岐比が様式 2、3 の分岐比と等しいことから得ら
れる。この連立方程式は N₁ ~ N₇ について解くことができ、以下を得る。

$$\begin{aligned}
N_1 &= A_1 - A_3 - A_5 \\
N_2 &= A_2 - A_6 \times \frac{A_2}{A_2 + A_3} \\
N_3 &= A_3 - A_6 \times \frac{A_3}{A_2 + A_3} \\
N_4 &= A_4 \\
N_5 &= A_5 \\
N_6 &= A_6 \times \frac{A_2}{A_2 + A_3} \\
N_7 &= A_6 \times \frac{A_3}{A_2 + A_3}
\end{aligned}$$

これより、各 γ 線エネルギーの測定数 $A_1 \sim A_6$ を得ることで、各崩壊様式をとるイベント数を求めることができる。これを求めるため、以下の関数 $F(E_\gamma)$ によりエネルギースペクトルのフィッティングを行った。

$$F(E_\gamma) = a_1 f_{1576}(E_\gamma) + a_2 f_{2503}(E_\gamma) + a_3 f_{927}(E_\gamma) + a_4 f_{3887}(E_\gamma) + a_5 f_{2311}(E_\gamma) + a_6 f_{1384}(E_\gamma)$$

ただし、 $f_{1576}(E_\gamma)$, $f_{2503}(E_\gamma)$, $f_{927}(E_\gamma)$, $f_{3887}(E_\gamma)$, $f_{2311}(E_\gamma)$, $f_{1384}(E_\gamma)$ は、6種のエネルギーに対応する GEANT の応答関数を表す。ここで、係数 $a_1 \sim a_6$ と GEANT での解析イベント数との積が $A_1 \sim A_6$ に対応している。表3.10に各応答関数を得るための解析イベント数をそれぞれ示す。

応答関数	$f_{1576}(E_\gamma)$	$f_{2503}(E_\gamma)$	$f_{927}(E_\gamma)$	$f_{3887}(E_\gamma)$	$f_{2311}(E_\gamma)$	$f_{1384}(E_\gamma)$
解析イベント数	200,000	200,000	200,000	200,000	200,000	200,000

表 3.10: 応答関数を得るための解析イベント数

図3.21に、フィッティングの結果を示す。ここで、フィッティングの系統性を見積もるため、分割数の異なる三通りのエネルギースペクトルについて同様の解析を行った。ただし、バックグラウンドを差し引いた後のスペクトルを使用した。なお、図(a')~(c')は、図(a)~(c)の縦軸を対数表示したものである。また、表3.11に、フィッティングにより得られた各崩壊様式のイベント数をスペクトルの分割数毎に示す。ここで誤差は、統計誤差とフィッティング誤差を含む。

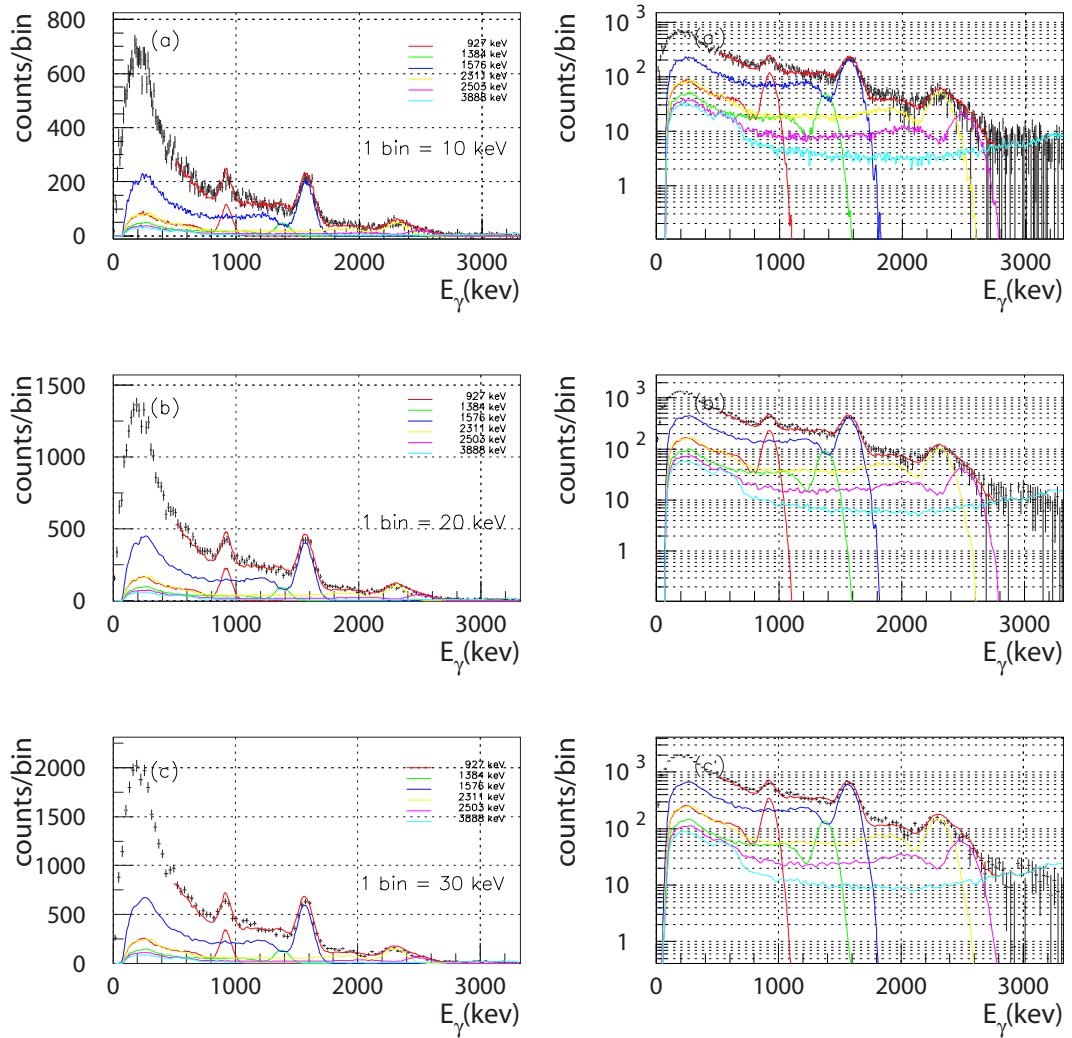


図 3.21: γ 線エネルギースペクトルを GEANT3 の応答関数でフィッティングした図。

lbin(keV)	10	20	30
A_1	$65,345 \pm 1,371$	$65,802 \pm 1,382$	$65,889 \pm 1,385$
A_2	$12,982 \pm 1,020$	$12,757 \pm 1,078$	$13,033 \pm 1,069$
A_3	$18,522 \pm 1,011$	$18,473 \pm 1,018$	$18,765 \pm 1,013$
A_4	$11,009 \pm 854$	$10,089 \pm 901$	$10,175 \pm 930$
A_5	$27,803 \pm 1,154$	$28,171 \pm 1,189$	$28,024 \pm 1,193$
A_6	$13,447 \pm 1,170$	$13,190 \pm 1,176$	$13,150 \pm 1,177$
N_1	$19,020 \pm 2,057$	$19,157 \pm 2,088$	$19,101 \pm 2,090$
N_2	$7,441 \pm 1,852$	$7,369 \pm 1,893$	$7,643 \pm 1,885$
N_3	$10,616 \pm 1,852$	$10,671 \pm 1,893$	$11,005 \pm 1,885$
N_4	$11,009 \pm 854$	$10,089 \pm 901$	$10,175 \pm 930$
N_5	$27,803 \pm 1,154$	$28,171 \pm 1,189$	$28,024 \pm 1,193$
N_6	$5,541 \pm 1,852$	$5,388 \pm 1,893$	$5,390 \pm 1,885$
N_7	$7,906 \pm 1,852$	$7,802 \pm 1,893$	$7,760 \pm 1,885$

表 3.11: フィッティングにより求めた各崩壊様式のイベント数。

破碎反応の初期状態において、各励起準位に存在したイベント数 N_{1576} , N_{2503} , N_{3887} は、得られた $N_1 \sim N_7$ を用いて以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned}
 N_{1576} &= N_1 \\
 N_{2503} &= N_2 + N_3 \\
 N_{3887} &= N_4 + N_5 + N_6 + N_7
 \end{aligned}$$

表3.12に、各励起準位のイベント数 N_{1576} , N_{2503} , N_{3887} を、スペクトルの分割数毎に示した。ここで誤差は、統計誤差とフィッティング誤差を含む。スペクトルの分割数によるイベント数の異差を、断面積計算において系統誤差に含めた。

lbin(keV)	10	20	30
N_{1574}	$19,020 \pm 2,057$	$19,157 \pm 2,088$	$19,101 \pm 2,090$
N_{2503}	$18,057 \pm 2,619$	$18,040 \pm 2,677$	$18,648 \pm 2,666$
N_{3887}	$52,259 \pm 2,9871$	$51,450 \pm 3,064$	$51,348 \pm 3,065$

表 3.12: 各準位に存在したイベント数。誤差は、統計誤差とフィッティング誤差を含む

その他のパラメータ

表3.13に、断面積を計算するさいに用いたパラメータの値をまとめる。

LiveTime _{beam}	LiveTime _γ	DS factor	A _{target}	ε _{MDC}	ε _{FDC}	標的厚
0.9626	0.9476	1/50	1.0079	0.9759	0.9794	119.5 ± 2.1mg/cm ²

表 3.13: 断面積計算で用いた値

3.4.3 GEANT3 シミュレーションの誤差

本研究では、シミュレーションコード GEANT3[16] を用いて、 γ 線のエネルギースペクトルのフィッティングを行い、各エネルギー準位の反応断面積を求めた。ここで、標準 γ 線源の実測により得られる、エネルギースペクトルとシミュレーションの出力スペクトルを比較することにより、GEANT シミュレーションの誤差を見積もる。

シミュレーションコード内において、 γ 線検出器系 (架台等を含む)、液体水素標的装置および標的チェンバーを再現し、観測されるエネルギースペクトルのシミュレーションを行った。ここで、NaI 検出器の分解能は標準線源の測定で各検出器毎に得られた値を用い、光速を単位とした粒子速度 β には実験で得られた中心値と幅を与えた。ただし、 γ 線は標的中心から放出されると仮定し、放出ベクトルは乱数により与えた。また、シミュレーションの解析イベント数 N_{event} は、以下の式を用いて求めた。

$$N_{\text{event}} = (\text{線源の放射能}) \times (\text{放出率}) \times (\text{検出時間}) \times (\text{LiveTime}) \times (\text{DS - factor})$$

ただし、線源の放射能は測定日時点での線源強度、放出率は線源から放出される確率、検出時間は線源の測定時間、Live Time は γ 線のデータ収集効率および DS-factor は NaI トリガーの Down Scale factor をそれぞれ表す。

	放射能 (kBq)	放出率 (%)	Time (s)	Live Time	DS-factor
¹³⁷ Cs (661.7keV)	39.78	85.1	1200	0.7314	1/10
⁶⁰ Co (1173.2keV)	16.71	99.97	1200	0.8213	1/10
⁶⁰ Co (1332.5keV)	16.71	99.98	1200	0.8213	1/10
²² Na (511keV)	-	179.79	1200	0.7647	1/30
²² Na (1274.5keV)	57.63	99.94	1200	0.7647	1/30

表 3.14: 標準線源測定のプロパティ

γ 線源 (keV)	^{22}Na (511)	^{22}Na (1274)	^{60}Co (1173)	^{60}Co (1332)	^{137}Cs (661)
イベント数	3,169,298	1,761,720	1,644,573	1,646,549	2,971,237

表 3.15: シミュレーションイベント数

表3.14に解析イベント数を計算する際に用いた数値を、表3.15に得られた解析イベント数をそれぞれ示す。

以上より得たシミュレーションの応答関数を用いて、標準線源のエネルギースペクトルをフィッティングし、誤差を見積もった。

図3.22に、シミュレーションの応答関数 $f(E_\gamma)$ を用いて各標準線源のエネルギースペクトルをフィッティングした図を示す。フィッティングには、指数関数型のバックグラウンドを仮定し以下の関数 $F(E_\gamma)$ を用いた。

$$F(E_\gamma) = p_1 f(E_\gamma) + e^{p_2 + p_3 E_\gamma}$$

ただし、 $p_1 \sim p_3$ はフィッティングパラメータである。ここで p_1 が GEANT3 シミュレーションの誤差を表す。表3.16に、各線源毎に得られて p_1 の値を示す。これより、シミュレーションは最大 5.7% の誤差を含む。これを、断面積計算の系統誤差に含めた。

γ 線源 (keV)	^{22}Na	^{60}Co	^{137}Cs
p_1	0.9721	0.9426	0.9896

表 3.16: 実測とシミュレーションイベントの比

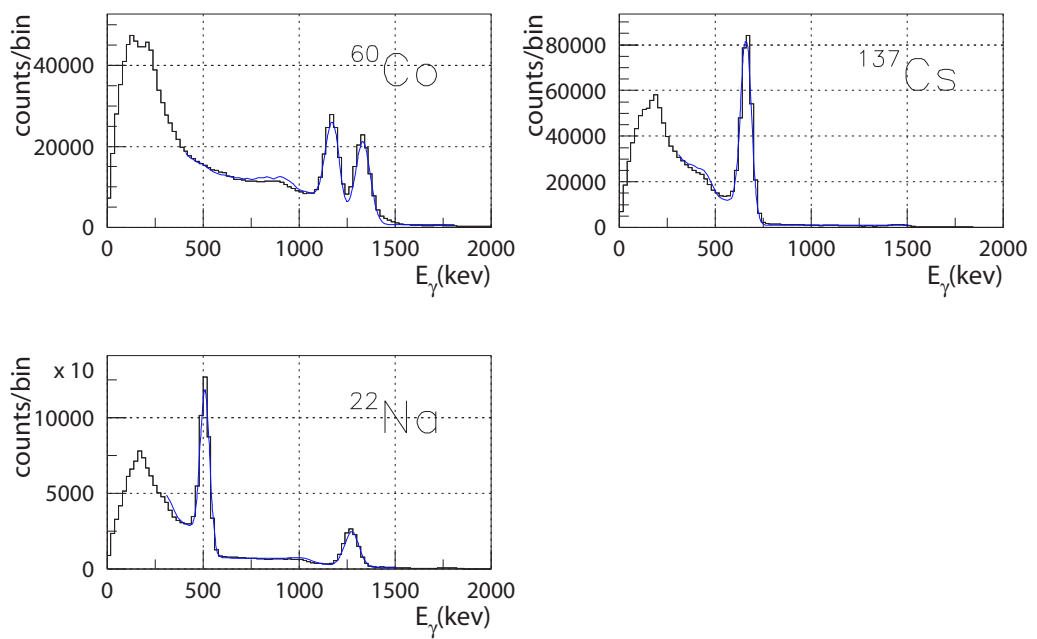


図 3.22: γ 線源のエネルギースペクトルを、GEANT3 によるシミュレーション結果を用いてフィッティングした図。

第4章 結果と議論

エネルギー準位

$p(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C})X$ 反応により生じた ^{18}C の脱励起 γ 線を測定し、三つの光電ピークを観測した。表4.1に、今回得られた結果を過去の実験値と共に示す。ただし誤差は、統計誤差および NaI 検出器系の校正誤差を含む。得られたエネルギーは、 $E_\gamma = 2311\text{keV}$ を除いて、過去の実験値と誤差の範囲で一致した。

	Peak 1	Peak 2	Peak 3
$E_\gamma(\text{keV})$ this work	927(13)	1576(10)	2311(20)
$E_\gamma(\text{keV})$ previous work	919(17)	1585(10)	2405(35)

表 4.1: 得られた γ 線の光電ピークエネルギー

また、 ^{18}C の準位構造を同定するため、 γ 線同時計測イベントの解析を行った。その結果、 $E_\gamma = 927(\text{keV})$ と $E_\gamma = 1576(\text{keV})$ および $E_\gamma = 1576(\text{keV})$ と $E_\gamma = 2311(\text{keV})$ の γ 線がそれぞれカスケード崩壊していることが分かった。以上より、 ^{18}C の準位構造を同定した。表4.2に、今回同定した ^{18}C のエネルギー準位を過去の実験値¹と共に示す。今回、同定した ^{18}C のエネルギー準位は、 $E_{ex} = 3887\text{keV}$ を除いて、過去の実験値と一致した。

	1st ex	2nd ex	3rd ex
$E_{ex}(\text{keV})$ this work	1576(10)	2503(16)	3887(22)
$E_{ex}(\text{keV})$ previous work	1585(10)	2504(20)	3990(40)

表 4.2: 求めた ^{18}C のエネルギー準位。

図4.1に、今回同定したエネルギー準位、過去の実験値およびシェルモデル(WBP, WBPM)から理論的に予想される準位を示す。この比較から、WBPM 相互作用 [7] を用いた理論計算が今回の実験結果を最も良く再現していた。

¹ γ 線同時測定イベントの解析が不十分であり、準位の同定には至っていない。

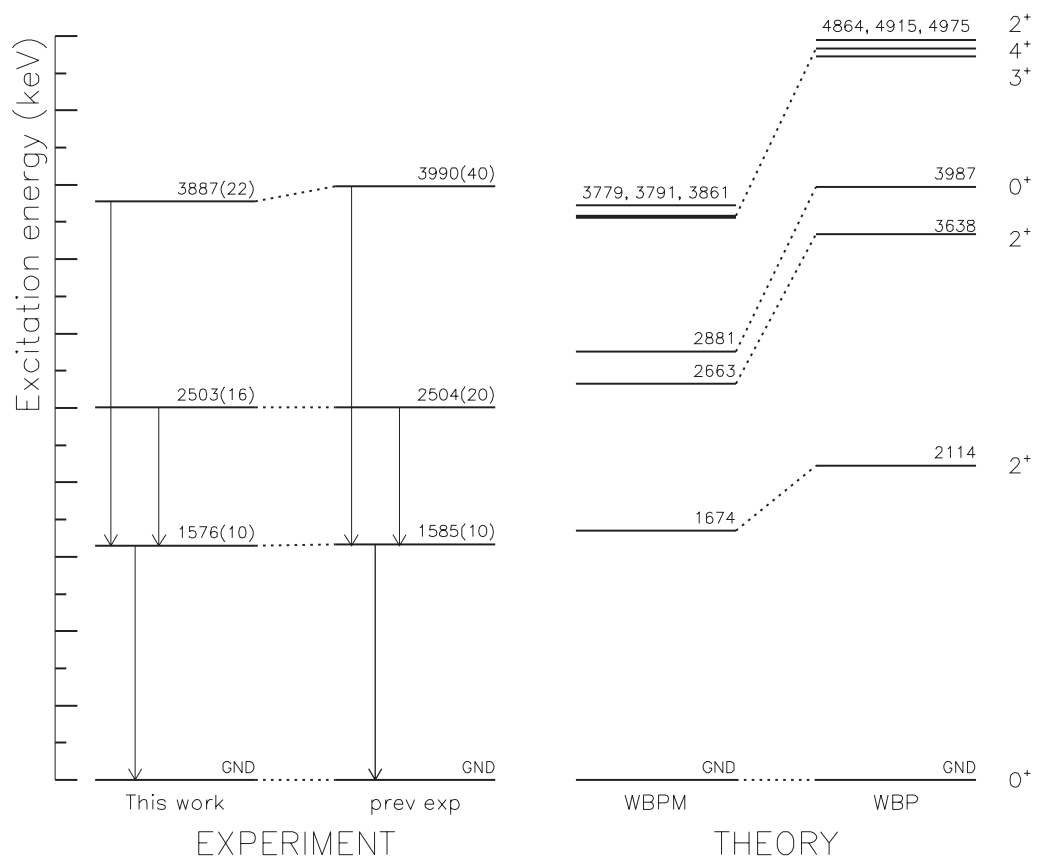


図 4.1: 得られたエネルギー準位と過去の実験および理論計算との比較

断面積

得られた γ 線のエネルギースペクトルを GEANT の関数でフィッティングすることで、 ^{19}C のコアをなす ^{18}C の各励起準位の断面積を求めた。図3.21に、フィッティングの結果を示す。

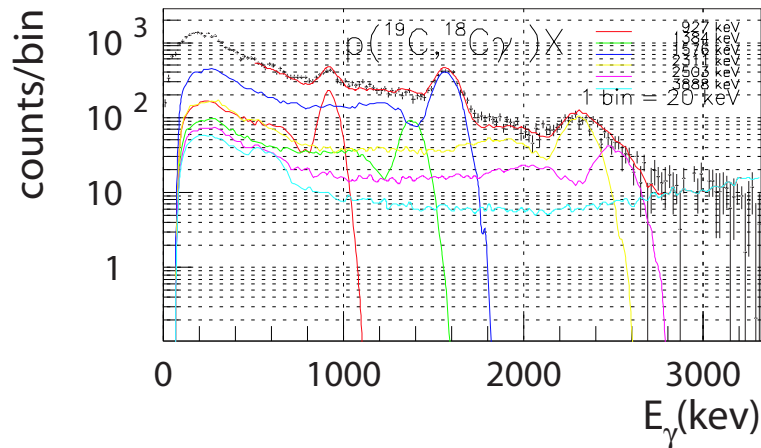


図 4.2: γ 線エネルギースペクトルを GEANT3 の応答関数でフィッティングした図。

表4.3に、得られた各エネルギー準位の断面積および分岐比を、過去の実験値および理論値と共に示した。ただし、 $E(\text{MeV})$ は今回得られた準位のエネルギー、 C^2S は分光学的因子 (spectroscopic factors)、 σ_{sp} は一粒子断面積、 σ_{th} は断面積の理論値²、 σ_{exp} は過去の実験値、 σ_{tw} は今回得られた値、 b_{th} は分岐比の理論値、 b_{exp} は分岐比の過去の実験値、 b_{tw} は今回得られた分岐比をそれぞれ表す。ただし、過去の実験値および理論値は、 $^9\text{Be}(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C})X$ 反応に対する値であり、今回の実験と直接比較できるものではない。ここで σ_{tw} の誤差は、統計誤差と系統誤差を分けて示した。系統誤差は、 ^{18}C のビーム数の系統誤差、GEANT3 シミュレーションの誤差および分割数に依る系統誤差を含んでいる。

²分光学的因子 C^2S および一粒子断面積 σ_{sp} から、 $\sigma_{\text{th}}(I^\pi) = \sum_j C^2S(I^\pi, nlj) \sigma_{\text{sp}}(S_n, nlj)$ を用いて計算した結果。

	$E(\text{MeV})$	C^2S	σ_{sp}	σ_{th}	σ_{exp}	σ_{tw}	b_{th}	$b_{exp}(\%)$	$b_{tw}(\%)$
	0.0	0.58	136	79	148 ± 50	$156 \pm 16^{+18}_{-94}$	46	56 ± 9	$69 \pm 15^{+5}_{-42}$
	1.6	0.48	34	16		$15 \pm 2 \pm 1$			7 ± 1
	2.5	0.32	45	14		$14 \pm 2 \pm 1$			6 ± 1
	3.9	2.44	26	63		$40 \pm 2 \pm 2$			17 ± 2
sum				93	116 ± 45	$69 \pm 3 \pm 2$	54	44 ± 11	31 ± 2
σ_{tot}				172	264 ± 80	$225 \pm 16^{+18}_{-94}$			

表 4.3: $E(\text{MeV})$ は今回の実験で測定した準位エネルギー、 C^2S は分光学的因子、 σ_{sp} は一粒子断面積、 σ_{th} は C^2, σ_{sp} から求めた理論断面積、 σ_{exp} は断面積の過去の測定値、 σ_{tw} は今回測定した断面積、 b_{th} は分岐比の理論値、 b_{exp} は分岐比の過去の測定値、 b_{tw} は今回求めた分岐比をそれぞれ表す。ただし、断面積の単位は全て mb である。

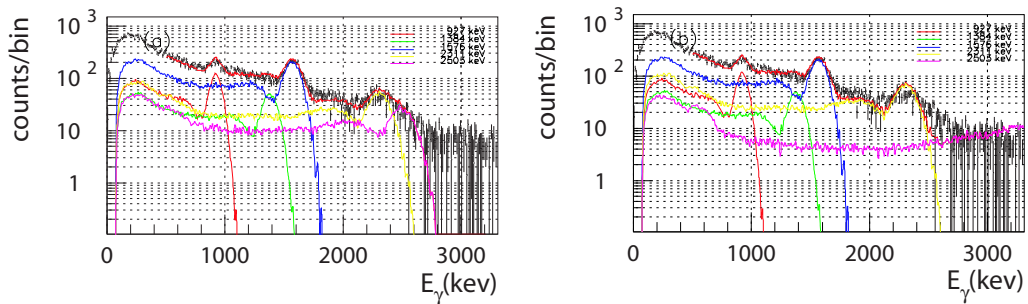


図 4.3: γ 線エネルギースペクトルを GEANT3 の応答関数でフィッティングした図。

図 4.1 の、WBP 相互作用を用いた理論計算では第三励起準位を 0^+ と予想しており、WBPM 相互作用を用いた計算ではこの第三励起準位が第二励起準位の測定値付近に存在する。すなわち、今回同定した第二または第三励起準位が 0^+ を組む可能性がある。もし、第二または第三励起準位が 0^+ を組む場合、 $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移は禁止されるので、 $E_\gamma = 2503 \text{ keV}$ または $E_\gamma = 3887 \text{ keV}$ が禁止される可能性がある。しかし、 γ 線スペクトルのフィッティング結果ではどちらも有意なイベント数を示した。そこで、 $E_\gamma = 2503 \text{ keV}$ または $E_\gamma = 3887 \text{ keV}$ を禁止遷移と仮定して γ 線スペクトルのフィッティングを行った。図 4.3(a) に $E_\gamma = 3887 \text{ keV}$ を禁止遷移としてフィッティングした結果を、図 4.3(b) に $E_\gamma = 2503 \text{ keV}$ を禁止遷移としてフィッティングした結果をそれぞれ示す。また、このフィッティングにより得られた各準位の断面積を、表 4.4 に示す。

この結果、 $E_\gamma = 3887\text{keV}$ を禁止遷移とした場合、各準位の断面積は誤差の範囲で一致し、スペクトルも再現することができた。一方、 $E_\gamma = 2503\text{keV}$ を禁止遷移とした場合、各準位の断面積は誤差の範囲でも一致せず、 $E_\gamma = 2311\text{keV}$ の光電ピークの幅を再現できなかった。この結果は、 $E_\gamma = 2503\text{keV}$ が禁止遷移でないことを示唆する一方で $E_\gamma = 3887\text{keV}$ が禁止遷移であることと矛盾しない。

$E(\text{MeV})$	0.0	1.6	2.5	3.9
without $f_{3887}(E_\gamma)$	$161 \pm 16^{+18}_{-9}$	$14 \pm 2 \pm 1$	$17 \pm 2 \pm 1$	$33 \pm 2 \pm 2$
without $f_{2503}(E_\gamma)$	$163 \pm 16 \pm 16^{+18}_{-9}$	$8 \pm 1 \pm 1$	$4 \pm 1 \pm 1$	$49 \pm 2 \pm 2$

表 4.4: 禁止遷移を仮定した場合の各準位の断面積。単位は全て mb。

WBPM 相互作用を用いた理論計算は、今回同定した第二励起準位と第三励起準位がそれぞれ二重および三重に縮退している可能性を示唆している。この場合、今回の解析で仮定した全ての崩壊様式が許される。しかし、今回の解析では WBPM の第二励起準位と第三励起準位を識別できる分光学情報は得られなかった。

第5章 まとめ

理化学研究所の入射核破砕片分離装置 RIPS を使用して生成・分離した不安定核 ^{19}C ビームを、入射エネルギー 69MeV/nucleon で液体水素標的に入射し、一中性子ノックアウト反応により生成される ^{18}C および ^{18}C からの脱励起 γ 線の測定を行った。

この測定により、 ^{18}C 起源の三本の脱励起 γ 線 $E_\gamma = 927 \text{ keV}, 1576 \text{ keV}, 2311 \text{ keV}$ を観測した。この結果は、 $E_\gamma = 2311 \text{ keV}$ の遷移を除いて過去の実験値と誤差の範囲で一致した。また、 γ 線同時計測事象の解析により、 ^{18}C の三種の励起準位エネルギー $E_{ex} = 1576 \text{ keV}, 2503 \text{ keV}, 3887 \text{ keV}$ を同定した。この結果は、 $E_{ex} = 3887 \text{ keV}$ の準位を除いて過去の実験値と誤差の範囲で一致した。同定したエネルギー準位をシェルモデルの計算値と比較すると、WBPM 相互作用を用いた計算が最もよく実験値を再現していた。

また、GEANT3 の応答関数を用いて γ 線スペクトルをフィッティングすることにより、 ^{18}C の得られた三つの励起準位に対する断面積をそれぞれ求めた。この結果、各準位に対して断面積 $\sigma_{g.s.} = 156 \pm 16^{+18}_{-94}$, $\sigma_{1st} = 15 \pm 2 \pm 1$, $\sigma_{2nd} = 14 \pm 2 \pm 1$, $\sigma_{3rd} = 40 \pm 2 \pm 2$ を得た。なおこの結果は、同定したエネルギー準位からの γ 崩壊様式を全ての実現可能と仮定して得た値である。シェルモデルの予想では、第三励起準位が 0^+ を組み、この準位から基底状態への直接的な遷移は禁止される。これを考慮して、今回同定した第二励起準位および第三励起準位をそれぞれ 0^+ と仮定し、 γ 線スペクトルのフィッティングを行った。この結果、第二励起準位を 0^+ と仮定した場合 γ 線スペクトル再現できなかった。一方、第三励起準位を 0^+ と仮定した場合 γ 線スペクトルを再現し、仮定と矛盾しなかった。

第6章 付録

6.1 Bethe-Bloch の式

荷電粒子 (charged particle) は、物質中を通過する過程において、周囲の物質に含まれる電子との間のクーロン相互作用 (coulomb interaction) により、連続的に減速しエネルギーを失う。この荷電粒子のエネルギー損失は、以下に示した、Bethe-Bloch の式に従う。

$$\frac{dE}{dX} = -K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{2mc^2\beta^2 E_M}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right\}, \quad K = \frac{4\pi N z^2 e^4}{mc^2}$$

ここで、 Z 、 A は物質の原子番号と原子量、 z は入射荷電粒子の原子番号、 ρ は媒質の物質密度、 β は光速度を単位にした入射粒子速度、 m 、 e は電子の質量と電荷、 N はアボガドロ数、 I は実効電離ポテンシャルをそれぞれ表している。入射粒子が単位電荷を持っているときの K の値は、 $mc^2 = 0.511 \text{ MeV}$ を用いて計算すると $K = 0.154 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$ となる。単位電荷と粒子エネルギーの単位は MeV である。また E_M は、二体の相対論的運動学によって与えられる、相互作用によって粒子が受け渡す争が出来るエネルギーの最大値であり、

$$E_M = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2}$$

と表される量である。

6.2 スケーラー情報

表6.1に、各測定毎のスケーラー情報をまとめる。なおこの情報は、Computer Veto によりコンピュータに収集されなかったイベントを含んでおり、実際のトリガー数を表すものではない。

測定	測定 1	測定 2	測定 3	測定 4	測定 5	測定 6	
GATED	479,715	534,555	527,229	126,272	462,634	560,365	
UNGATED	502,539	559,573	554,474	133,396	486,711	588,566	
F2	7,922,635	8,845,219	8,619,472	2,092,342	7,578,102	9,207,596	
DS-BEAM	158,468	176,925	172,419	41,853	151,577	184,163	
DS-BEAM⊗BEAM	158,473	176,928	172,421	41,854	151,580	184,169	
D⊗B⊗DS-B	135,292	150,037	149,390	36,055	131,294	158,655	
DS-DALI	291,043,191	322,766,975	312,361,789	77,612,132	272,791,503	333,130,234	
DALI	291,054,453	322,774,507	312,375,329	77,615,285	272,809,131	333,148,282	
HODO	368,133,752	407,419,573	400,537,013	97,114,837	344,694,106	414,266,277	
HODO⊗BEAM	5,999,968	6,713,635	6,537,704	1,587,828	5,756,844	7,000,079	
測定	測定 7	測定 8	測定 9	測定 10	測定 11	測定 12	合計
GATED	467,936	715,306	704,773	569,291	478,243	234,332	5,860,651
UNGATED	490,804	749,471	741,116	600,832	503,373	244,707	6,155,562
F2	7,826,045	11,882,744	11,644,589	9,314,835	7,905,711	3,941,380	9,678,0670
DS-BEAM	156,547	237,680	232,922	186,317	158,146	78,840	1,935,857
DS-BEAM⊗BEAM	156,554	237,681	232,929	186,320	158,146	78,841	1,935,896
D⊗B⊗DS-B	130,389	200,841	199,351	160,882	134,823	64,932	165,1941
DS-DALI	269,052,136	422,788,754	412,202,716	322,879,962	274,235,936	139,868,356	3,450,733,684
DALI	269,064,071	422,807,626	412,219,575	322,895,994	274,246,686	139,870,457	3,450,881,396
HODO	357,843,410	546,978,284	533,158,801	409,660,349	337,007,009	169,791,396	4,386,604,807
HODO⊗BEAM	5,949,194	9,049,429	8,878,785	78,979,001	6,063,813	3,023,692	145,539,972

表 6.1: 各測定毎のスケアー情報

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々に御協力頂きました。指導教官である中村隆司助教授には、研究の進度に合わせた適切な御指導と展望を与えて頂きました。佐藤義輝助手には検出器の基礎から物理学の基礎にいたるまで御指導頂きました。また、中村研究室の先輩である杉本崇氏、近藤洋介氏には、解析の各段階における細かな疑問に答えて頂きました。中村研究室の皆様や理化学研究所重イオン核物理研究室の皆様、実験コラボレータの皆様のお協力なしにこの論文をまとめることはできませんでした。この場を借りて御礼申し上げます。

R364n Collaborators(敬称略)

中村隆司, 佐藤義輝, 杉本崇, 近藤洋介, 松井信行, 奥村俊文, 橋本佳子, 篠原摩有子, 福田直樹, 本林透, 青井考, 柳澤善行, 武内聡, 五味朋子, 小林俊雄, 大津秀暁, 松田洋平, 遠藤奈津美, 來山益久, 梅野泰宏, 王恵仁, 大西健夫, 下浦享, 玉城充, 石原正泰

参考文献リスト

- [1] I.Tanihata et.al、 『Measurements of Interaction Cross Section and Nuclear Radii in the Light p -Shell Region』 (Physical Review Letters 55,2676、 1985)
- [2] I.Tanihata et.al、 『Revelation of thick neutron skins in nuclei』 (Physics Letters B 289,261、 1992)
- [3] T.Motobayashi et.al、 『Large deformation of the very neutron-rich nucleus ^{32}Mg form intermediate-energy Coulomb excitation』 (Physics Letters B 346,9、 1995)
- [4] T.Nakamura et.al、 『Coulomb Dissociation of ^{19}C and its Halo Structure』 (Phys.Rev.Lett.83,1112、 1999)
- [5] K.Fifield et al、 『The mass of ^{18}C from a heavy ion double-charge-exchnge reaction』 (Nucl.Phys A,385,505-515、 1982)
- [6] P.G.Hansen&J.A.Tostevin、 『Direct Reactions with Exotic Nuclei』 (Annu.Rev.Nucl.Part.Sci 53:219-61、 2003)
- [7] M.Stanoiu et.al、 『Study of neutron rich Carbon and Oxygen nuclei up to drip line』 (Nucl.Phys A,746,135c-139c、 2004)
- [8] M.Stanoiu et.al、 『Study of drip line nuclei through two-step fragmentation』 (Eur.Phys.J. A 20,95-96、 2004)
- [9] E.K. Warburton、 『Effective interactions for the $0p1s0d$ nuclear shell-model space』 (Phs.Rev C,Vol46 923、 1992)
- [10] V.Maddalena et.al、 『Single-neutron knockout: Application to the spectroscopy of $^{16,17,19}\text{C}$ 』 (Phys.Rev C,Vol63,024613、 2001)
- [11] R.Kanungo et.al、 『Halo structure in ^{19}C :a Glauber model analysis』 (Nucl.Phys A,677 171-186、 2000)
- [12] M.H.Smedberg and M.V.Zhukov、 『Effects of a low-lying resonance in ^{19}C on the ^{18}C momentum distribution after fragmentation』 (Phys.Rev C,Vol59,2048、 1999)

- [13] T.Baumann et.al, 『Longitudinal momentum distributions of $^{16,18}\text{C}$ fragments after one-neutron removal from $^{17,19}\text{C}$ 』 (Phys.Lett B,439 256-261、 1998)
- [14] D.Bazin et.al, 『One-Neutron Halo of ^{19}C 』 (Phys.Rev.Lett.74,3569、 1995)
- [15] H.Kumagai et.al、 『Delay-line PPAC for high-energy light ions』 (Nucl.Instrum.Methods A,470,562、 2001 年)
- [16] CERN Geneva,Switzerland.CERN Program Library Long Writeup W5013,GEANT、 1993 年
- [17] S.Morinobu,Unpublished(1976 年)
- [18] 池添博、杉山康治、鹿園直基、 『RAYTRACE プログラムの使いかた』 (1979 年)
- [19] S.B.Kowalski and H.A.Engel, 『RAYTRACE Manual』 (Nucl.Instr.and Meth.258,407、 1987 年)
- [20] 『X-RAY DATA BOOKLET Second edition』 (Lawrence Berkeley National Laboratory、 2001 年)
- [21] F. Sauli. 著、 『Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers』 (CERN Report 77-09、 1977 年)
- [22] W.Blum and L.Rolandi 著、 『Particle Detection with Drift Chambers』 (Springer-Verlag、 1994 年)
- [23] Glenn F. Knoll 著、 木村逸郎、 阪井英次訳 『放射線計測ハンドブック第3版』 (日刊工業新聞社、 2001 年)