

平成17年度 修士論文

中性子過剰核 ^{18}C および $^{19,20}\text{N}$ の
インビーム γ 線核分光

東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻
学籍番号 04M01084

奥村俊文

平成18年2月13日

概要

通常、原子核の基底状態では中性子物質と陽子物質の密度分布や形状が同じであると考えられてきた。ところが最近、中性子過剰核 ^{16}C において中性子物質と陽子物質の変形度が大きく異なるという実験結果が得られ注目されている。これは第 1 励起状態の寿命測定により求まる換算遷移確率 $B(E2)$ の値は陽子物質の形状に依存し、また陽子非弾性散乱による核力励起は主として中性子物質の形状に依存していることを用いて得られたものである。すなわち、この違いを利用することによって陽子物質と中性子物質の変形度を独立に決定することができる。理論的には AMD(反対称化分子動力学) モデルによる核構造の計算によって、この ^{16}C が陽子物質でオプレート変形、中性子物質でプロレート変形と異なる変形性を持つ可能性が示されており興味深い。本研究では ^{16}C 近傍核における変形の性質や核構造の変容を探るため、中性子過剰核 ^{18}C 、 ^{19}N および ^{20}N を対象として水素標的を用いたインビーム γ 線分光を行った。AMD の計算によると、 ^{18}C は陽子物質がオプレート変形、中性子物質が 3 軸非対称の変形をしているという可能性が示唆されている。

実験は理化学研究所にある加速器研究施設 RARF の入射核破砕片分離装置 RIPS を使用した。 ^{18}C については第一励起状態への陽子非弾性散乱を測定し、チャンネル結合計算コード ECIS の計算結果と比較することで、CM 系で散乱角度 $0^\circ \sim 48^\circ$ の範囲の断面積から変形度を求めた。この結果と ^{16}C の変形度を比較し、その構造の変化を議論する。また、 ^{19}C の破砕反応を用いて得られた ^{18}C の脱励起 γ 線を観測した結果、過去の実験で測定された励起エネルギーとは異なる結果が得られた。

^{19}N については ^{21}N の二次破砕反応を用いて、 534 ± 20 keV と 1104 ± 49 keV のエネルギーをもつ γ 遷移を見いだした。一方 ^{20}N については、励起状態がこれまで一つも知られていなかったが、今回の測定において 612 ± 21 keV と 850 ± 17 keV のエネルギーをもつ γ 遷移をはじめ観測することに成功した。

Abstract

The density distributions and shapes of neutron and proton matters in the ground state of an atomic nucleus have so far been considered to be nearly identical. Recently, however, experimental works on ^{16}C have shown that the shapes are different between its neutron and proton matters. This has been shown by the measurement of the reduced transition probability $B(E2)$ of the transition $2_1^+ \rightarrow 0^+(\text{g.s})$ in ^{16}C and by the inelastic scattering on proton and Pb targets. The deformation on the proton and neutron matter can be independently determined by using these results. Theoretically, ^{16}C is shown an oblate shape for protons and prolate for neutrons in the calculation with the a nuclear structure by AMD(antisymmetrized molecular dynamics) . In order to investigate the properties of deformation and the change of the nucleus structure in the vicinity of ^{16}C , we have studied ^{18}C , ^{19}N and ^{20}N by using the in-beam γ -ray spectroscopy with a hydrogen target. In the AMD calculation ^{18}C is shown to have an oblate shape for protons and triaxial shape for neutrons. Hence, this nucleus is interesting in this point.

The experiment was performed using the in-flight radioactive-isotope beam separator, RIPS at the RARF in RIKEN. We measured the proton inelastic scattering to the first excited state for ^{18}C . By analyzing the obtained inelastic cross sections for $0^\circ \leq \theta_{\text{CM}} \leq 48^\circ$ with a coupled channel calculation code ECIS97, we determine of the deformation parameter for ^{18}C .

For ^{19}N , the γ transitions with energies of 534 ± 20 keV and 1104 ± 49 keV were observed through breakup reactions of ^{21}N . For ^{20}N , γ transitions with the energy of 612 ± 21 keV and 850 ± 17 keV were observed for the first time through breakup reactions of ^{21}N .

目次

第1章 序	1
第2章 実験概要	8
2.1 不安定核ビームの生成	8
2.1.1 リングサイクロトロン	8
2.1.2 入射核破砕片分離装置 (RIPS)	8
2.2 実験セットアップ	9
2.3 ビームと標的	9
2.4 2次ビーム測定系	11
2.4.1 SF2 プラスチックシンチレーター	11
2.4.2 PPAC(parallel plate avalanche counter)	11
2.5 γ 線検出器群	12
2.6 荷電粒子測定系	13
2.6.1 ドリフトチェンバー (MDC,FDC3)	13
2.6.2 プラスチックシンチレーター (Hodoscope)	13
2.7 中性子測定系	14
2.8 トリガー回路について	14
第3章 実験データの解析	15
3.1 2次粒子測定系	16
3.1.1 2次粒子の識別	16
3.1.2 PPAC の解析	17
3.2 荷電粒子測定系	18
3.2.1 Hodoscope の解析	18
3.2.2 MDC の解析	20
3.2.3 FDC3 の解析	22
3.3 γ 線検出器群	25
3.3.1 エネルギー較正	25
3.3.2 NaI(Tl) シンチレーターの時間情報	26
3.3.3 ドップラー補正	27
3.3.4 エネルギー分解能	29
3.3.5 検出効率の見積もり	30
3.4 断面積の導出	33
3.5 断面積の角度分布	35

第 4 章	結果と議論	38
4.1	^{18}C の陽子非弾性散乱	38
4.1.1	γ 線のエネルギースペクトル	38
4.1.2	非弾性散乱の断面積	42
4.1.3	断面積の角度分布	42
4.2	^{21}N の破碎反応を用いて得られた $^{20}\text{N}, ^{19}\text{N}$ の γ 線のエネルギー	44
第 5 章	結論	46
付録 A	付録	47
A.1	NaI(Tl) 検出器	47
A.1.1	NaI(Tl) 検出器の結晶中心からの座標位置	47
A.1.2	NaI(Tl) 検出器の検出効率	50
A.2	γ 線の壊変図	53
A.3	ランごとの入射ビーム量、Live Time(データ収集効率)、MDC と FDC3 の検出効率	53

目次

1.1	$Z \leq 9$ の核図表。赤色で示したところが中性子ハローの原子核。	1
1.2	$^{208}\text{Pb}(^{16}\text{C}, ^{16}\text{C}^*)$ 非弾性散乱の微分散乱断面積	2
1.3	^{18}C についてのエネルギー準位図	3
1.4	^{19}N についてのエネルギー準位図	4
1.5	^{16}C の核構造の概略図	5
1.6	AMD による核構造の計算での基底状態での変形度	6
2.1	RIPS	9
2.2	実験セットアップ	10
2.3	PPAC([1] から引用)	11
2.4	NaI(Tl) 検出器の配置	12
2.5	Hodoscope	13
2.6	トリガー回路	14
3.1	2次ビーム識別図。	16
3.2	PPAC を用いた2次ビーム (^{18}C) の解析	17
3.3	PPAC の時間信号の和の概略図	17
3.4	PPAC-a の水平方向 (X 方向) の時間信号の和	18
3.5	2次粒子を ^{18}C と選択したときの2次標的-Hodoscope 間の TOF と Hodoscope で測定した波高との相関図	19
3.6	2次粒子を ^{21}N と選択したときの2次標的-Hodoscope 間の TOF と Hodoscope で測定した波高との相関図	19
3.7	PPAC と MDC の位置および角度の差	21
3.8	FDC3 のドリフト時間とドリフト距離	22
3.9	2次粒子を ^{18}C と選択したときの2次標的-Hodoscope 間の TOF と運動量の変化量を表した相関図	23
3.10	2次粒子を ^{21}N と選択したときの2次標的-Hodoscope 間の TOF と運動量の変化量を表した相関図	24
3.11	エネルギーと Ch の関係	25
3.12	NaI(Tl) シンチレーターの時間情報	26
3.13	インビーム γ 分光の概略図。	27
3.14	$^1\text{H}(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C})\text{X}$ 反応における γ 線エネルギースペクトル。	28
3.15	γ 線検出器群のエネルギー分解能	29
3.16	γ 線測定時の概略図	30

3.17	γ 線源を測定した結果(ヒストグラム)と GEANT3 によるシミュレーションの結果(黒)。	31
3.18	γ 線での測定したときと GEANT によるシミュレーションときとの γ 線検出器群の検出効率。	32
3.19	^{18}C の非弾性散乱でのアクセプタンス	35
3.20	^{18}C の各角度ごとの γ 線のエネルギースペクトル ($\theta_{\text{cm}}:0^\circ\sim 24^\circ$)	36
3.21	^{18}C の各角度ごとの γ 線のエネルギースペクトル ($\theta_{\text{cm}}:24^\circ\sim 48^\circ$)	37
4.1	非弾性散乱および ^{19}C の破砕反応を用いて得られた ^{18}C についての γ 線エネルギースペクトル	39
4.2	E_{high} と E_{low} の γ 線相関図	40
4.3	^{18}C についてのエネルギー準位図	41
4.4	^{18}C の陽子非弾性散乱の角度分布	42
4.5	実験で得られた ^{18}C 、 ^{16}C の変形度および AMD による核構造の計算での変形度	43
4.6	^{19}N (上) と ^{20}N (下) についてのドップラー補正後の γ 線エネルギースペクトル。	44
4.7	^{19}N のエネルギー準位図。右がシェルモデル計算により WBP 相互作用 [2] を用いて得られた理論値。	45
A.1	NaI 検出器の配置を表現するために使用した座標系	47
A.2	NaI(Tl) 検出器の識別番号	50
A.3	γ 線の壊変図	53

表目次

2.1	実験で使用したビーム (1) と標的 (2)	10
3.1	2 次粒子を ^{18}C (1)、 ^{21}N (2) と選択したときの 2 次標的より下流側での電荷 Z の分解能。	18
3.2	2 次粒子を ^{18}C (上)、 ^{21}N (下) と選択したときの 2 次標的より下流側での質量数 A の分解能。	24
3.3	エネルギー較正に使用した γ 線源と光電ピークのエネルギー	25
3.4	実験で使用した γ 線源と γ 線のエネルギー	30
3.5	GEANT3 でのイベント発生条件	30
3.6	γ 線での測定したときと GEANT3 でシミュレーションしたときの比。	31
3.7	GEANT3 でのイベント発生条件。	32
4.1	非弾性散乱および破砕反応で測定された γ 線のエネルギー	38
4.2	光学ポテンシャルとして使用した CH89 のパラメータ	42
4.3	^{18}C の変形パラメータ β と変形長 δ	43
4.4	^{21}N の破砕反応で測定された γ 線のエネルギー	44
A.1	NaI 検出器の識別番号と結晶中心の座標の値	48
A.2	NaI 検出器の識別番号と結晶中心の座標の値	49
A.3	実験での線源ごとのスケーラー情報	51
A.4	実験で使用した線源に関する情報	51
A.5	^{18}C のランごとの入射ビーム量、Live Time。	54
A.6	^{18}C のランごとの MDC と FDC3 の検出効率。	55

第1章 序

図 1.1 は横軸に中性子数、縦軸に陽子数を取った核図表である。近年、中性子過剰核を中心とした不安定核の研究が大きく発展し、中性子スキン・ハロー、中性子物質と陽子物質で異なる核変形度を持つ原子核の発見、魔法数の消滅、新魔法数の出現など安定核では見られなかった新しい現象が数多く見いだされている。

例えば最近、中性子過剰核 ^{16}C は中性子物質と陽子物質の変形度が大きく異なる異常な核として注目されている。文献 [3] では、鉛標的を用いた ^{16}C の第 1 励起状態への非弾性散乱を測定し、微分散乱断面積 (図 1.2) から陽子物質と中性子物質の変形長 δ_C 、 δ_M の比が $\delta_M/\delta_C=3.1\pm 0.5$ と求められ、中性子物質と陽子物質の異なる変形が確認された。この結果はさらに異常に小さな第一 2^+ 励起状態から基底状態への換算遷移確率 $B(E2)$ [4]、さらに ^{16}C の陽子非弾性散乱を用いて得られた異常に大きな変形長 [5] 等からも支持されている。

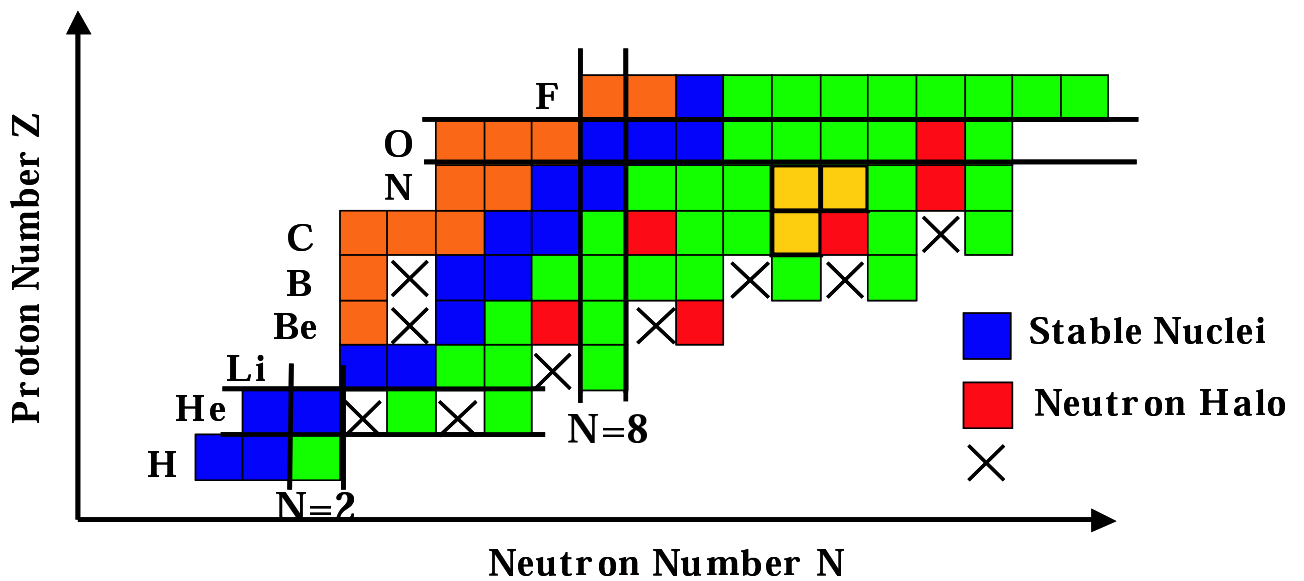


図 1.1: $Z \leq 9$ の核図表。赤色で示したところが中性子ハローの原子核。

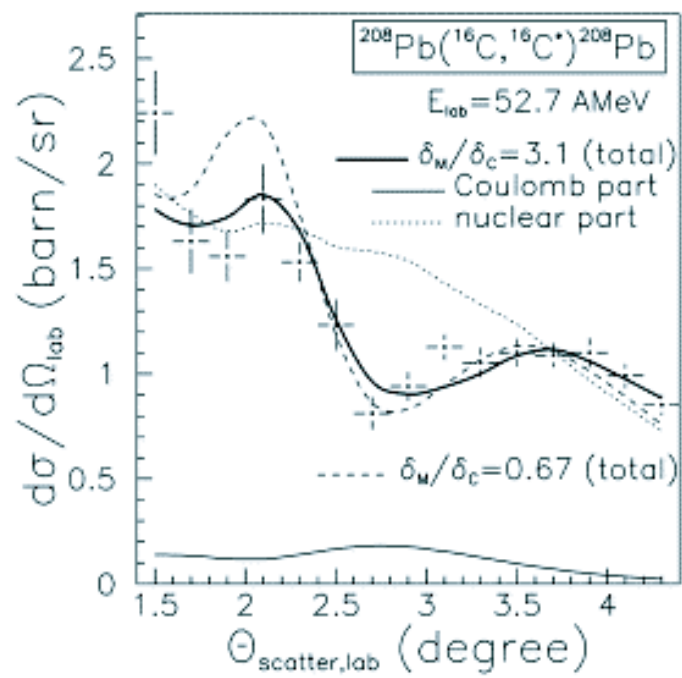


図 1.2: $^{208}\text{Pb}(^{16}\text{C}, ^{16}\text{C}^*)^{208}\text{Pb}$ 非弾性散乱の微分散乱断面積。([6] より引用)

本研究では、 ^{16}C 近傍における中性子過剰核 ^{18}C 、 $^{19,20}\text{N}$ を対象としてその低励起準位の構造を探る事を目的としている。 ^{18}C については破砕反応で生成された励起準位からの γ 線の測定 [7, 8, 9] により図 1.3 にあるようないくつかの励起準位が示唆されており、殻模型との比較がなされている。しかし、核変形の情報についてはよくわかっていない。本研究ではまずこ

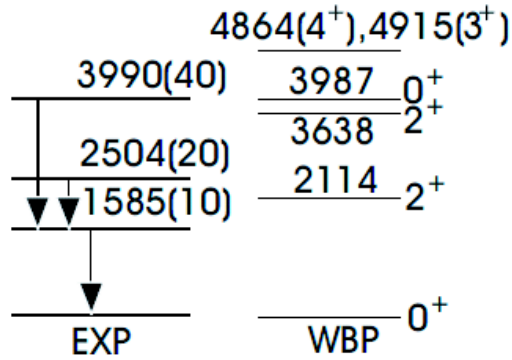


図 1.3: ^{18}C についてのエネルギー準位図。左が実験により得られたもので右がシェルモデル計算により WBP 相互作用 [10] を用いて得られた理論値。([8] から引用)

れを明らかにするために陽子非弾性散乱を用いて第一励起準位を生成し、断面積から変形度を求めることを目指す。陽子非弾性散乱の断面積は変形長 δ に比例し、 δ は A.M.Bernstein[11] の処方により以下のように書ける。

$$\delta \propto \frac{b_p M_p + b_n M_n}{b_p Z + b_n N} \quad (1.1)$$

ここで、 M_p 、 M_n はそれぞれ入射核の陽子物質および中性子物質の遷移行列要素であり、 b_p 、 b_n は、それぞれ入射核の陽子物質および中性子物質と標的核の相互作用の強さを表すパラメータである。このように非弾性散乱の断面積は陽子変形、中性子変形に依存した量になっている。

^{19}N については、文献 [12] で励起準位を求めているが γ 遷移は観測されていない(図 1.4)。また ^{20}N については、いまだにその励起準位調べられていない。そこで、本研究では破砕反応を用いてこうした核の低励起準位の生成と、その γ 崩壊を調べる。

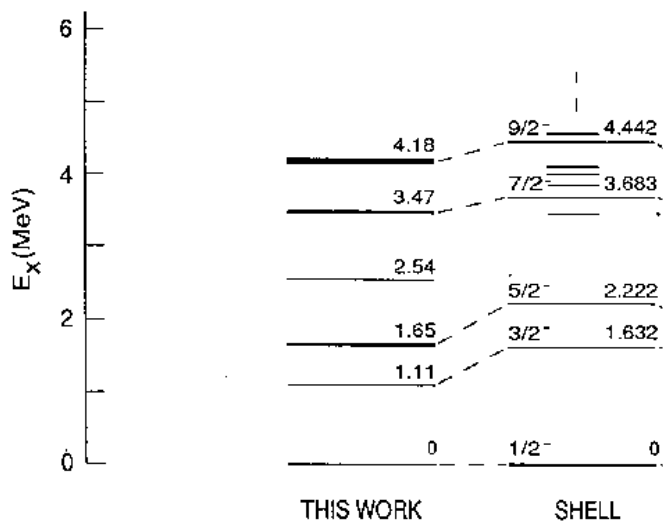


図 1.4: ^{19}N についてのエネルギー準位図。左側が実験値、右側がシェルモデル計算による理論値 ([12] から引用)。

ここで、 ^{16}C 近傍における理論的な研究について述べておく。 ^{16}C については AMD(反対称
化分子動力学) による核構造の計算によって陽子物質でオブレート変形、中性子物質でプロ
レート変形をしているという可能性が示されている。このモデルでは、対称軸を陽子物質で
は X 軸に、中性子物質では Z 軸にすることによって全体として安定な状態を保つような構造
がとられていると考えられている [13, 14](図 1.5)。

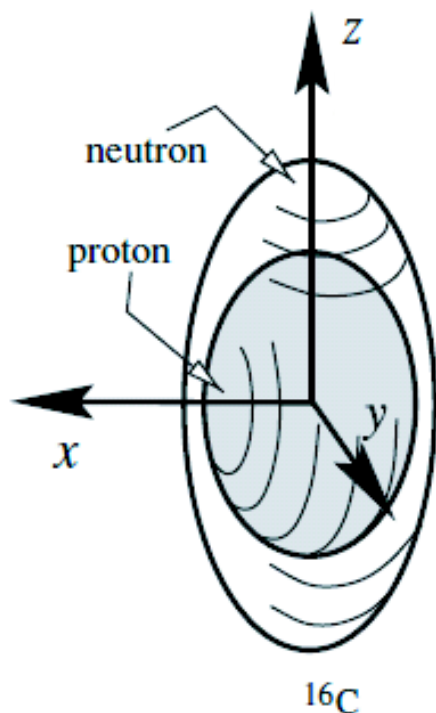


図 1.5: ^{16}C の核構造の概略図 ([14] から引用)

一方本研究の対象である ^{18}C については、AMD による理論計算により ^{16}C と同様に陽子物質と中性子物質とで独立に変形しているのではないかとされている [14]。図 1.6 にこのモデルで計算された変形パラメータ β 、 γ を示す。変形パラメータ β 、 γ は

$$R_x = R_0 \left\{ 1 + \beta \sqrt{5/4\pi} \cos \gamma - 2\pi/3 \right\} \quad (1.2)$$

$$R_y = R_0 \left\{ 1 + \beta \sqrt{5/4\pi} \cos \gamma + 2\pi/3 \right\} \quad (1.3)$$

$$R_z = R_0 \left\{ 1 + \beta \sqrt{5/4\pi} \cos \gamma \right\} \quad (1.4)$$

の関係があり、 $\beta=0$ なら $R_x = R_y = R_z = R_0$ となり球形を示す。また、 $\gamma = 0[\text{rad}]$ のときは X、Y、Z 軸が回転対称軸であるプロレート変形、 $\gamma = \pi/3[\text{rad}]$ のときはオブレート変形となり、 $0 < \gamma < \pi/3$ では、回転楕円体変形ではなく、3 軸非対称の楕円体となる。図 1.6-(a) では、いくつかの原子核について変形パラメータ β を示しているが、 ^{18}C の中性子物質および陽子物質の変形度は ^{16}C とほとんど変わらない。一方図 1.6-(b) で示された変形パラメータ γ を見ると、 ^{18}C の場合は陽子物質はオブレート変形、中性子物質は 3 軸非対称の変形をしていると示唆されていることがわかる。このように ^{18}C は特異な変形性という点で興味深い研究対象である。

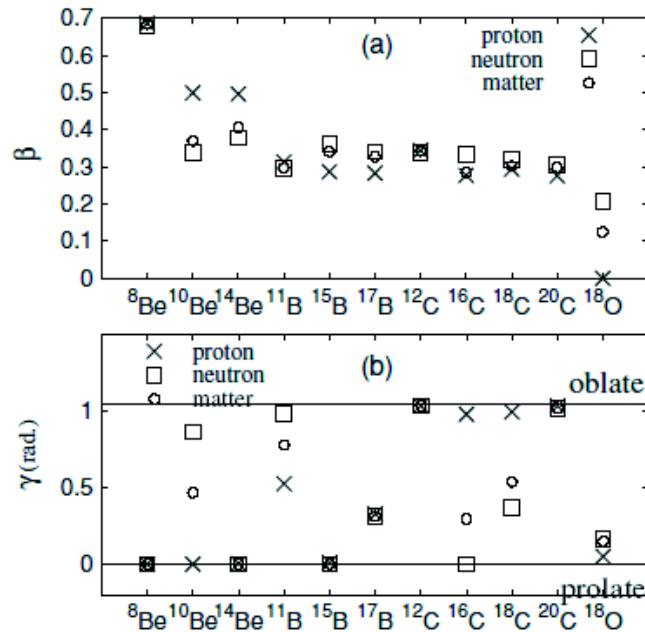


図 1.6: AMD による核構造の計算での基底状態での変形度 ([15] から引用)。

本論文では ^{18}C 、 ^{19}N および ^{20}N を対象とした水素標的を用いたインビーム γ 線分光の実験とその結果を述べる。実験は理化学研究所にある加速器研究施設 RARF(RIKEN Accelerator Research Facility) の入射核破砕片分離装置 RIPS (RIKEN Projectile fragment Separator) [16] を利用した。 ^{18}C については陽子非弾性散乱反応により第 1 励起準位に対するピークが観測さ

れた。このピークについて散乱角度分布を導出し、チャンネル結合計算コード ECIS の計算結果と比較することにより ^{18}C の変形度を求めた。この結果と ^{16}C の変形度を比較し、その構造のちがいを議論する。また、 ^{21}N の二次破砕反応を用いて得られた $^{20,19}\text{N}$ は、励起状態からの脱励起 γ 線と放出粒子を同時測定することにより、 $^{20,19}\text{N}$ の γ 遷移を見いだした。本論文では、第 2 章で本実験で使用した検出器などについて、第 3 章で実験データの解析について、第 4 章で実験結果について述べ、議論を行う。

第2章 実験概要

この章では不安定核ビームの生成、実験で使用した検出器、およびトリガー回路について述べる。

2.1 不安定核ビームの生成

2.1.1 リングサイクロトロン

磁場の中で円運動をするイオンを、運動の周期と同期した高周波電場で繰り返し加速し、高速のイオンビームを得る装置がサイクロトロンである。

リングサイクロトロンは、磁場を発生させる電磁石を一体ではなく、円周に分割配置することで磁場の变化を大きくし、さらに強力な収束力をうみだしている。これによってイオンを一層高いエネルギーまで加速できるようになる。理化学研究所のリングサイクロトロンは、電磁石4基と高周波共振器2基で構成され、全体の大きさは、高さ6メートル、直径約13メートルである。このことは、加速軌道の分離に優れ、加速ビームの取り出しを容易にし、取り出されたビームの性質（エネルギー精度、時間分解能など）をよいものにする。

2.1.2 入射核破砕片分離装置 (RIPS)

リングサイクロトロンによって加速された粒子は1次標的に入射し、入射核破砕反応により不安定核を生成する。この不安定核は様々な核種を含んでおり、これらを分離し、目的の核種を抽出するためにRIPS[16]を用いた。RIPSは、磁気硬度 $B\rho$ やエネルギー減衰板を用いてのエネルギー損失の違いから核種を分離することができる。また、四重極電磁石を用いることによってビームを収束させることができる。

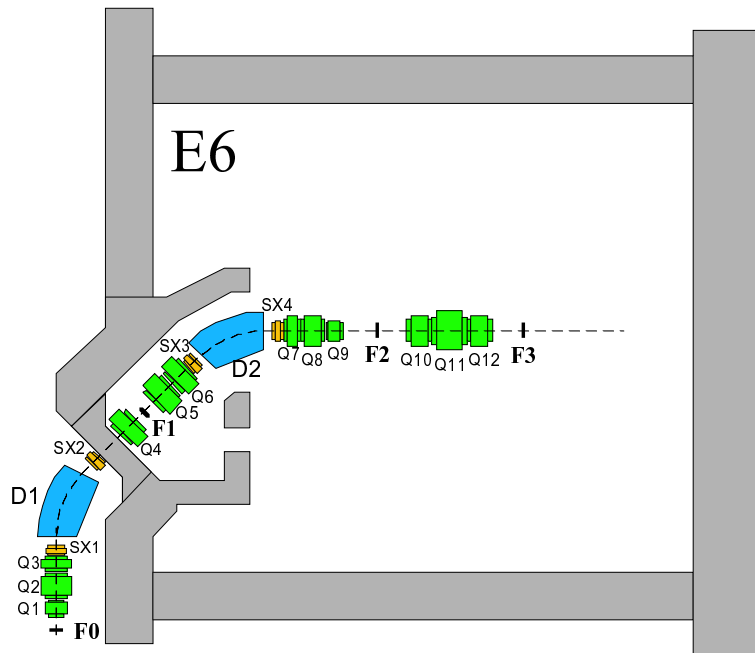


図 2.1: RIPS

2.2 実験セットアップ

図 2.2 には本実験で使用した実験のセットアップを示す。RIPS で生成された 2 次ビーム (^{21}N 、 ^{18}C) は 2 次標的 (液体水素標的) より上流側に設置されている 2 次ビーム測定機器により測定される。2 次ビームを 2 次標的に入射させることにより核反応を起こし、新たに荷電粒子が生成される。その粒子が脱励起することにより γ 線が放出され、二次標的の周囲に配置した NaI(Tl) 検出器により検出する。また、二次標的で生成された荷電粒子は双極子電磁石によりその軌道を曲げられ、荷電粒子測定機器で検出される。

2.3 ビームと標的

本実験で使用した原子核および標的について表 2.1 にまとめる。本実験では 2 次標的に液体水素標的を用いる。この標的を使うメリットは次の通りである。

- 電荷が $Z=1$ なのでクーロン多重散乱を小さく抑えられる。
- 問題とするエネルギー領域では陽子が不活性なので、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。
- 質量数が $A=1$ なので単位面密度辺りの標的数が多い。

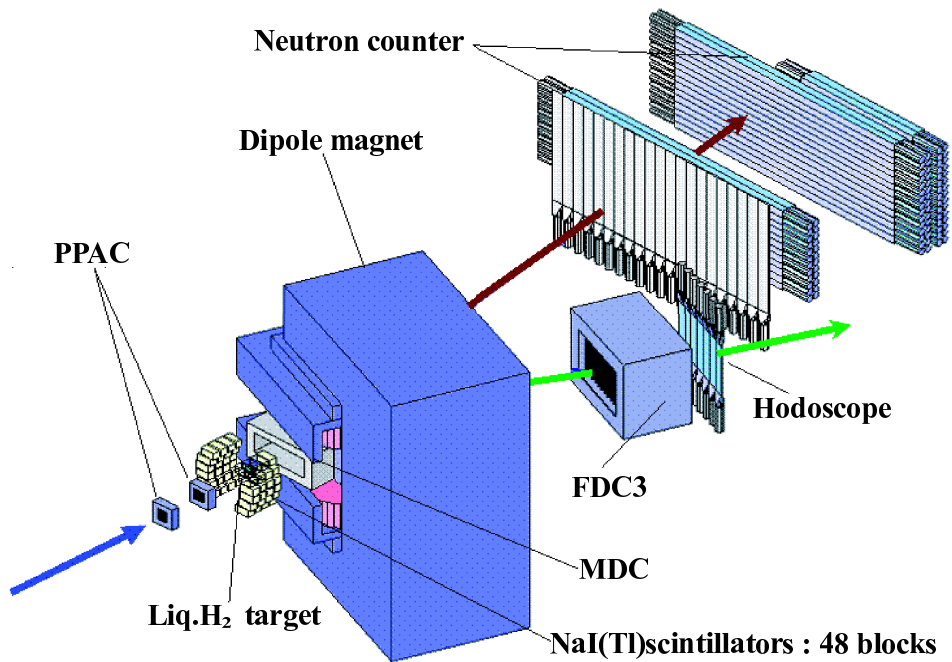


図 2.2: 実験セットアップ

表 2.1: 実験で使したビーム (1) と標的 (2)

	Energy(MeV/u)
1次ビーム : ^{22}Ne	110
2次ビーム : ^{18}C	81
2次ビーム : ^{21}N	72

(1)

	厚さ
1次標的 : ^9Be	6.0 mm
2次標的 : 液体水素	120 mg/cm ²

(2)

2.4 2次ビーム測定系

2.4.1 SF2 プラスチックシンチレーター

プラスチックシンチレーター (SF2) を RIPS の F2 チェンバー内 (二次標的の上流 5529 mm) に設置し、二次ビームを測定した。このシンチレーターは、厚さ 1 mm、面積 $80 \times 80 \text{ mm}^2$ で、波高と時間信号を読み出す。この時間信号とサイクロトロン加速タイミングの時間差から、荷電粒子が SF2 に到達するまでの飛行時間を知ることができる。

2.4.2 PPAC(parallel plate avalanche counter)

PPAC[1](図 2.3) は時間信号の差から荷電粒子の入射位置を読み取るガスカウンターである。PPAC は三枚の電極から構成されており、陽極と 2 つの陰極の間は 4mm の間隔が空いている。一枚の陰極は、幅 2.40 mm のストリップ 40 本で構成され、ストリップ同士は 0.15 mm の間隔を空けて delay-line でつながっている。この陰極の上下・左右の時間信号の差から $100 \times 100 \text{ mm}^2$ の範囲について、荷電粒子の通った位置を測定することができる。二つの PPAC(PPAC-a,b) を二次標的の上流に配置し、両方の位置の外挿から二次標的に入射する位置と角度を求めた。

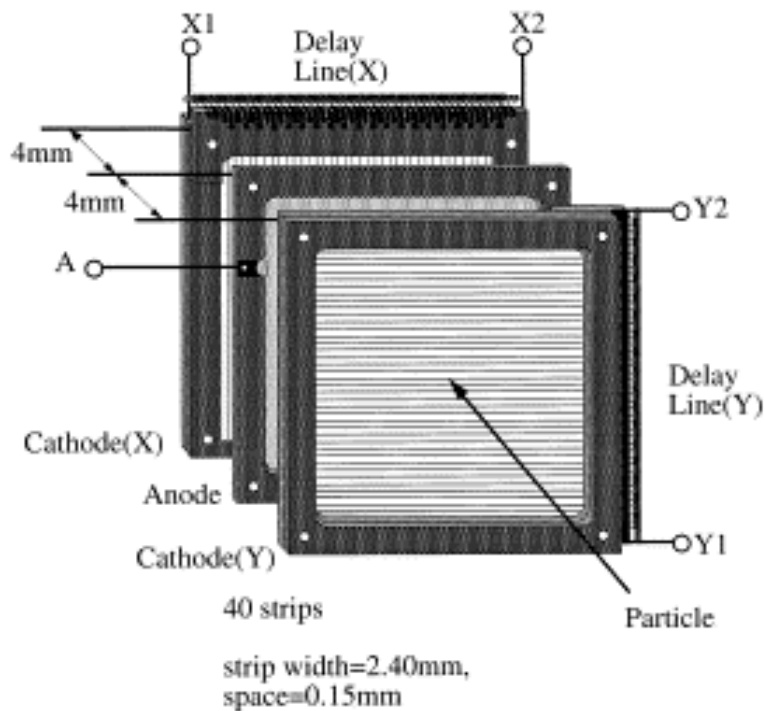


図 2.3: PPAC([1] から引用)

2.5 γ 線検出器群

クリスタルの大きさが $61 \times 61 \times 122 \text{mm}^3$ の48個のNaI(Tl)シンチレータを図2.4のように4層(1層あたり12個)に分けて2次標的の周りに2次標的を中心に左右対称となるように配置している¹(上流側から1層目、2層目、3層目、4層目と呼ぶ)。また、ビームライン上での位置は1層目から下記ようになる。

1層目	: -188.5mm
2層目	: -116.5mm
3層目	: -44.5mm
4層目	: 27.5mm

この γ 線検出器は、2次標的と核反応を起こして励起した核種が脱励起時に放出する γ 線を各シンチレータに取り付けられた光電子増倍管から波高と時間情報として読み取ることができる。

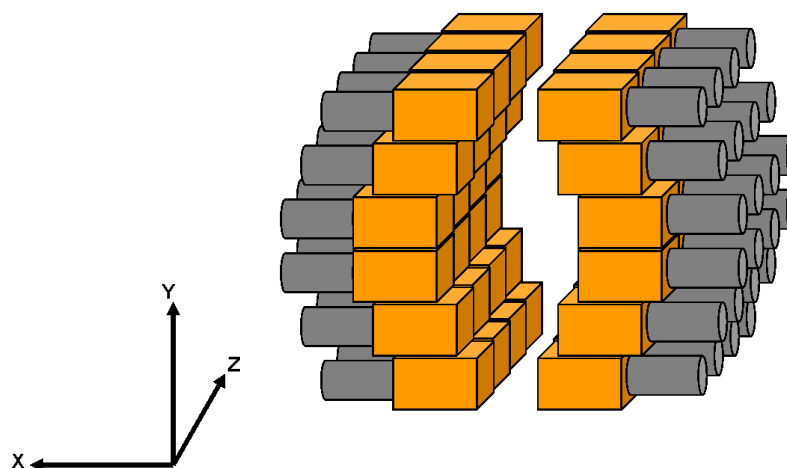


図 2.4: NaI(Tl) 検出器の配置 (Z 軸の方向をビームの方向としている)。

¹NaI(Tl) 検出器の結晶中心からの座標位置については A.1.1 を参照。

2.6 荷電粒子測定系

2.6.1 ドリフトチェンバー (MDC,FDC3)

2次標的と双極子磁石との間にドリフトチェンバー MDC を配置している。MDC は反応生成粒子の飛跡の測定や双極子磁石入射前の運動量を求めることができる。MDC は互いに平行かつ等間隔な 8 面のセンス面 (X、U、V 面各 2 面ずつ) と、9 面のカソード面から構成されている。

また、双極子磁石の下流側にはドリフトチェンバー FDC3 を配置している。FDC3 は双極子磁石の下流で、荷電粒子の運動量変化を求めることができる。一面 16 本のワイヤーが張られた面が X 方向を測定するために鉛直に 5 面、Y 方向を測定するために水平に 4 面ある。

2.6.2 プラスチックシンチレーター (Hodoscope)

FDC3 の下流には、7 つのプラスチックシンチレータを配置した。厚さ 10 mm、面積 $100 \times 450 \text{ mm}^2$ のシンチレータで、各シンチレータの上下の両端に光電子増倍管を取り付け、波高と時間信号を読み出している。

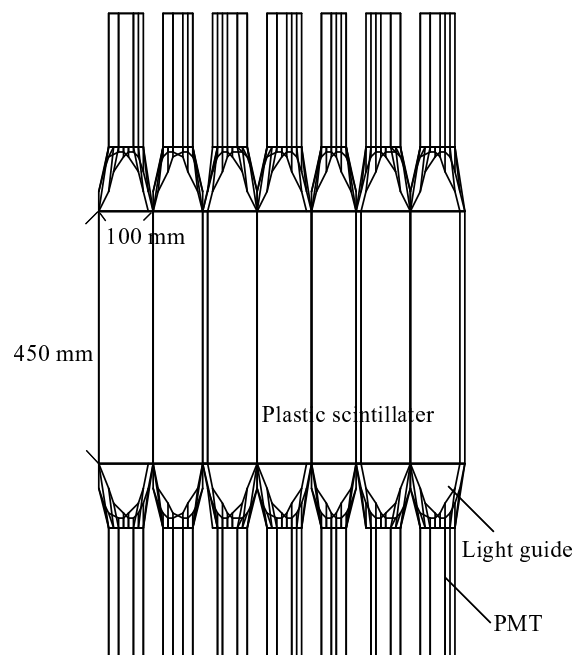


図 2.5: Hodoscope

2.7 中性子測定系

二次標的から放出される中性子は2次ビームとほぼ同じ方向を飛び、プラスチックシンチレーター (Neutron counter および Veto counter) で検出される。本解析ではこれらの検出器を使用していない。

2.8 トリガー回路について

各検出器からの信号は、図 2.6 ようなトリガー回路を用いて、ある条件を満たしたときのみコンピュータに取り込むようにした。

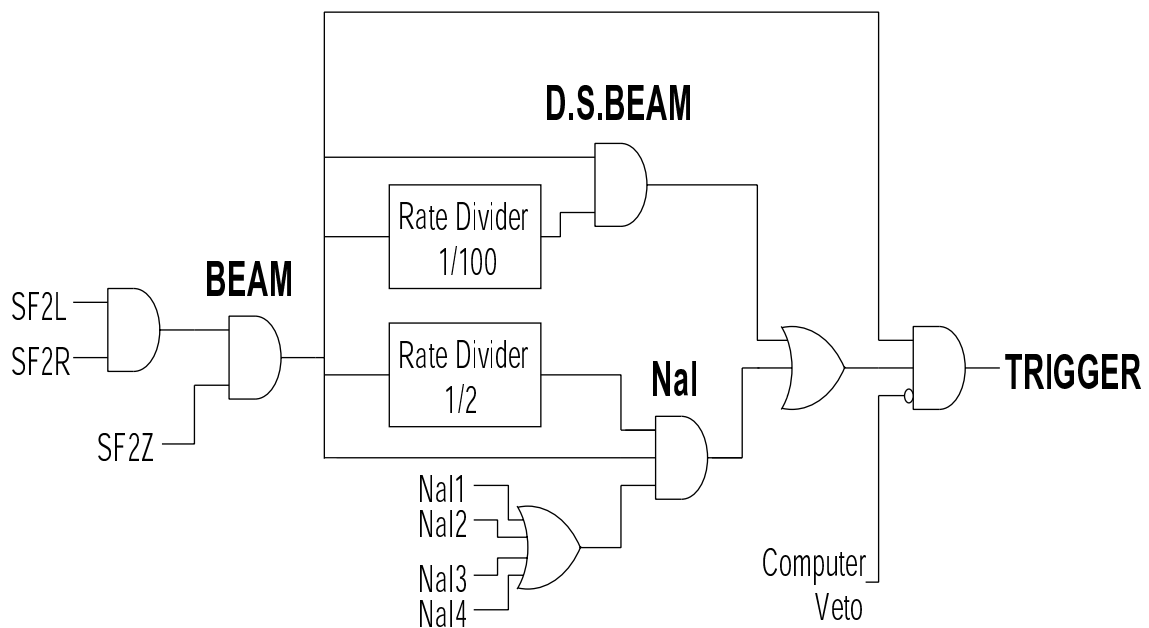


図 2.6: トリガー回路

- SF2L,R,Z : SF2 で 2 次ビームと特定の波高が検出された
- NaI1~4 : NaI シンチレータの 1 ~4 層目で γ 線を検出された

BEAM、D.S.BEAM、NaI はそれぞれ組み合わせても独立しても、トリガーとして使える。

第3章 実験データの解析

本実験の解析では2次粒子の識別および2次標的から放出される粒子について原子番号 Z および質量数 A の識別をイベントごとに行い、 ^{18}C および $^{19,20}\text{N}$ を求めた。また、 ^{18}C から放出される γ 線スペクトルおよび非弾性散乱での角度分布、そして $^{19,20}\text{N}$ から放出される γ 線スペクトルについても行っている。この章では2次粒子の識別、2次標的から放出される粒子の識別、 γ 線スペクトルの解析について述べる。

3.1 2次粒子測定系

3.1.1 2次粒子の識別

RIPSによって生成、分離された2次ビームは、様々な核種が混じっている。そのため、目的の核種を選択する必要がある。このために、プラスチックシンチレータでのエネルギー損失 ΔE とRF-F2 プラスチックシンチレータ間の飛行距離 (TOF) を測定することによって粒子識別を行う。エネルギー損失 ΔE はベータ-プロットから以下の関係がある。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 \text{TOF}^2 \quad (v: \text{速度}) \quad (3.1)$$

また、RIPS では粒子の磁場に対する偏向のしやすさを表す量として磁気硬度 $B\rho$ を用いている。この $B\rho$ は

$$B\rho \propto \frac{A}{Z} v \propto \frac{A}{Z} \frac{1}{\text{TOF}} \quad (3.2)$$

という関係がある。ただし、 A は粒子の質量数である。したがって、F2SSDのエネルギー損失とRF-F2 プラスチックシンチレータ間のTOFとの情報から粒子識別が可能となる。

2次ビームを識別した結果を図3.1に示す。赤い枠で囲んだ部分はそれぞれ ^{18}C および ^{21}N に対応している。 ^{18}C のビーム強度は156cpsで、純度は16.6%であった。また、 ^{21}N のビーム強度は35cpsで、純度は2.9%であった。

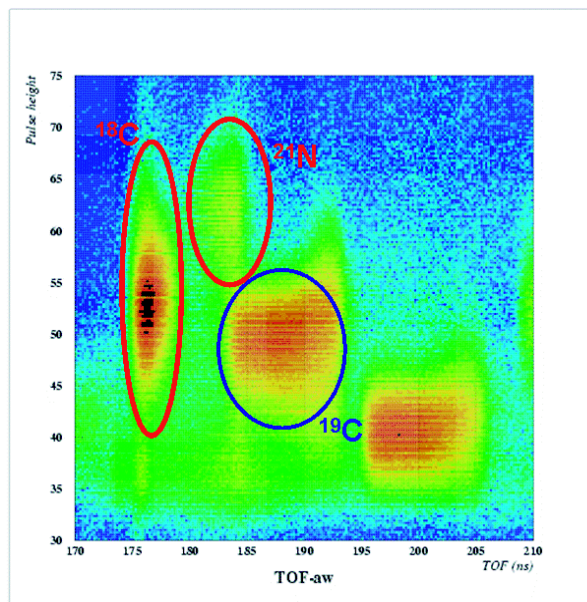


図3.1: 2次ビーム識別図。今回の解析では、 ^{18}C および ^{21}N を用いる。また、 ^{19}C の破碎反応によって得られた ^{18}C についても解析を行う。

3.1.2 PPAC の解析

2次ビームが入射する位置と角度をPPACを用いて解析する。2次ビームが入射する位置および角度は標的上流に配置した2枚のPPACから2次ビームが通過した水平方向の位置および鉛直方向の位置の情報を用いて求めることができる。図3.2には2次標的に入射する粒子の位置と角度を示す。

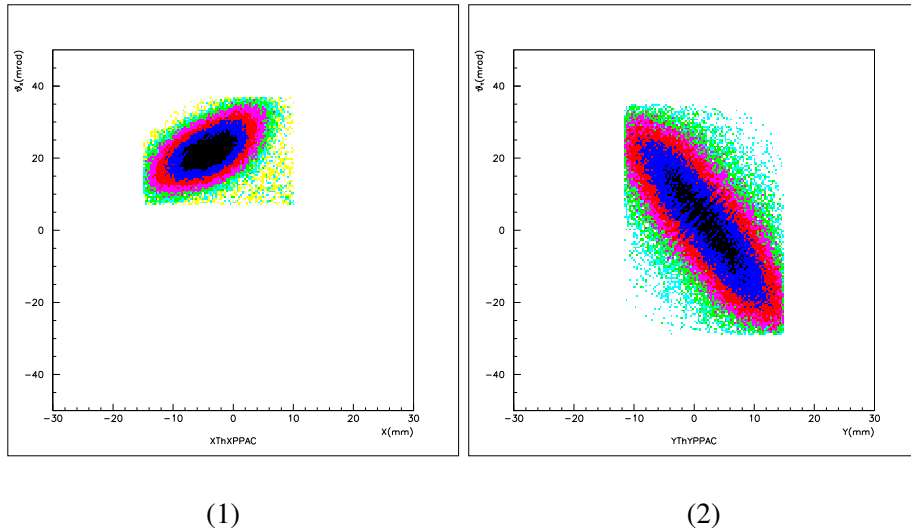


図 3.2: PPAC を用いた 2 次ビーム (^{18}C) の解析 (2 次ビームに対して水平方向の位置と角度 (1) と 2 次ビームに対して鉛直方向の位置と角度 (2) である)。

また、PPAC は左右・上下の時間信号の差から位置を求めているが、時間信号の和は一定となるはずである (図 3.3)。図 3.4 には PPAC-a の X 方向についての時間信号の和を示す。

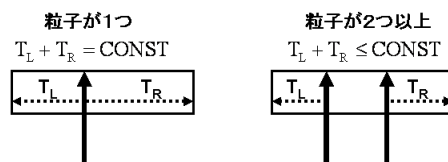


図 3.3: PPAC の時間信号の和の概略図

ピークになっている部分が時間信号の和が一定となっているイベントであり、それ以外のものはバックグラウンドと思われるイベントであるためこれを排除している。

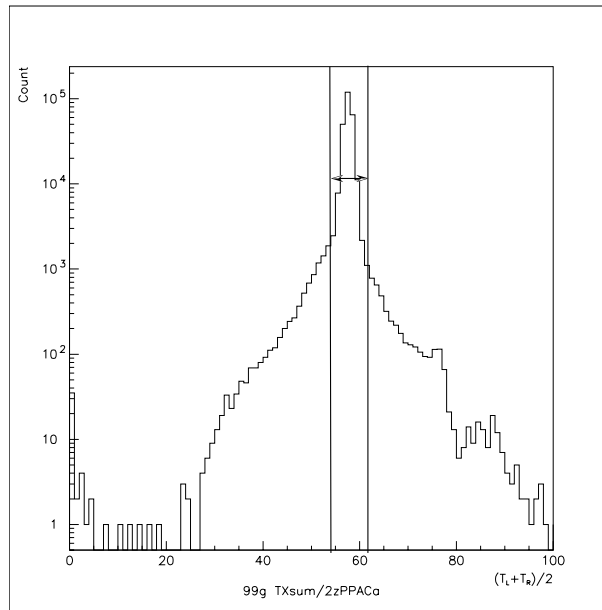


図 3.4: PPAC-a の水平方向 (X 方向) の時間信号の和

3.2 荷電粒子測定系

3.2.1 Hodoscope の解析

RIPS によって生成、分離された 2 次ビームの粒子識別と同様に、

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 \text{TOF}^2 \quad (v: \text{速度}) \quad (3.3)$$

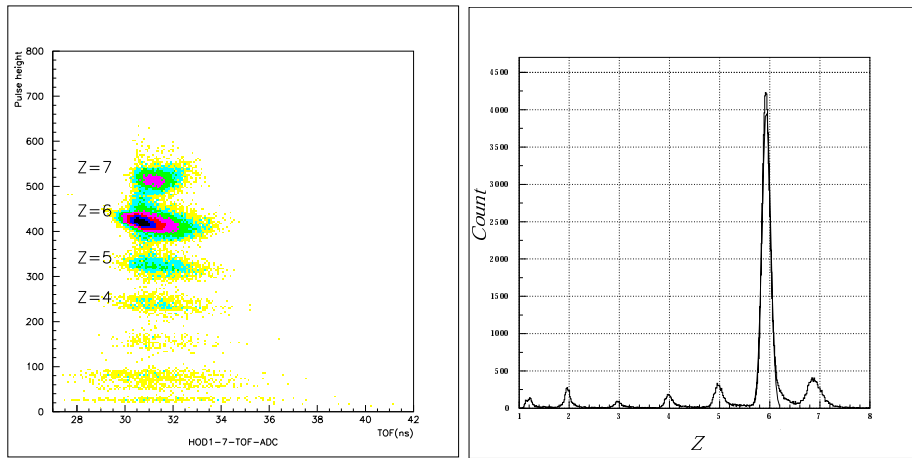
という関係があり、Hodoscope でのエネルギー損失 ΔE と 2 次標的- Hodoscope 間の TOF を測定することによって粒子識別 (電荷 Z の識別) を行う。図 3.5、3.6 には 2 次標的より上流側で 2 次粒子をそれぞれ ^{18}C 、 ^{21}N を選んだときの 2 次標的-Hodoscope 間の TOF と Hodoscope で測定した波高との相関図 (A) とその相関図を回転・補正し、 Z に投影した図 (B) を示す。また、表 3.1 には電荷 Z の分解能を示す。

表 3.1: 2 次粒子を ^{18}C (1)、 ^{21}N (2) と選択したときの 2 次標的より下流側での電荷 Z の分解能。

電荷 Z	6	電荷 Z	7
分解能 $\frac{Z}{\Delta Z(\text{FWHM})}(^{18}\text{C})$	29.68	分解能 $\frac{Z}{\Delta Z(\text{FWHM})}(^{21}\text{N})$	23.83

(1)

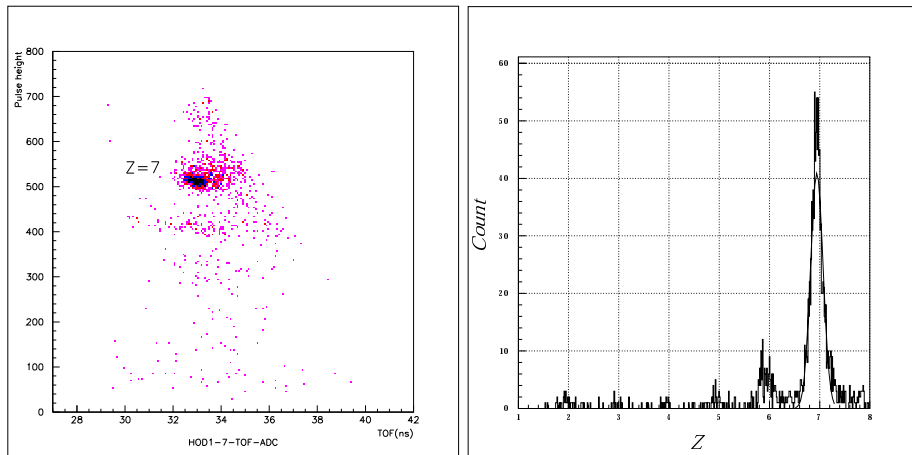
(2)



(A)

(B)

図 3.5: 2 次粒子を ^{18}C と選択したときの 2 次標的-Hodoscope 間の TOF と Hodoscope で測定した波高との相関図 (A) と (A) を回転・補正し、Z に投影した図 (B)。



(A)

(B)

図 3.6: 2 次粒子を ^{21}N と選択したときの 2 次標的-Hodoscope 間の TOF と Hodoscope で測定した波高との相関図 (A) と (A) を回転・補正し、Z に投影した図 (B)。

3.2.2 MDC の解析

ドリフトチェンバー MDC ではワイヤーごとの時間信号が得られる。この時間信号は、ドリフトチェンバー内で電離された電子がワイヤーに到達する時間(ドリフト時間)に対応する。このドリフト時間をドリフト距離に変換して、粒子の飛跡を求めた。

ビームが一様に当たっている場合には、計数されるイベントの数はドリフト距離に依存しないので、

$$\frac{dN}{dx} = \text{const} \quad (3.4)$$

と書き表せる。これにより

$$\frac{dN}{dt} \cdot \frac{dt}{dx} = \text{const} \rightarrow x(t) = C \int_0^t \frac{dN'}{dt'} dt' \quad (3.5)$$

となり、ドリフト距離 x_{dist} を得ることができる。

ビームの進行方向を Z 軸とし、ビームに対して水平、鉛直な方向をそれぞれ X、Y 軸とする。さらにビーム上流側から見て右上、右したが正となる方向を U、V 軸にする。求めるべき飛跡は

$$x = x_0 + za \quad (3.6)$$

$$y = y_0 + zb \quad (3.7)$$

となる。ただし、 (x_0, y_0) は $z=0$ の面での X, Y 座標で、a, b はそれぞれ X, Y 平面内での傾きを表す。しかし、Y 座標については U、V 座標を用いて

$$u = \frac{x+y}{\sqrt{2}} \quad (3.8)$$

$$v = \frac{x-y}{\sqrt{2}} \quad (3.9)$$

のように間接的に求めている。これらの関係より 3 次元の飛跡の計算を行う。

図 3.7 には MDC と PPAC との位置および角度の差をとったスペクトルを示す。

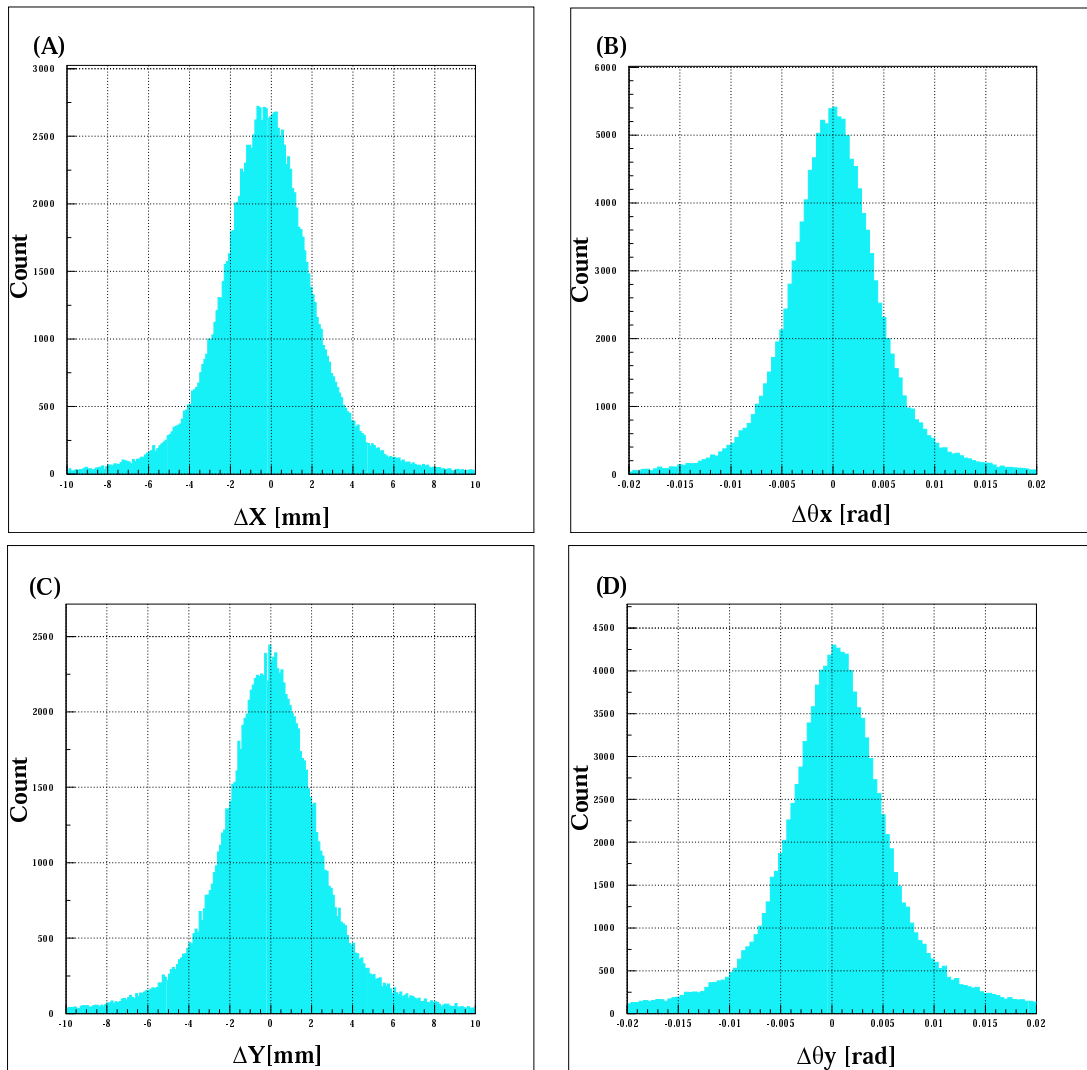


図 3.7: PPAC と MDC の位置および角度の差

3.2.3 FDC3 の解析

MDC と同様に、FDC3 で測定したドリフト時間をドリフト距離に変換して粒子の飛跡を計算する。ただし、FDC3 はビームに対してワイヤーが鉛直方向と水平方向に張られた面しかないので、飛跡の水平成分 x と鉛直成分 y

$$x = x_0 + za \tag{3.10}$$

$$y = y_0 + zb \tag{3.11}$$

を独立に求めた。この場合、飛跡は最小二乗法によって計算できる。

図 3.8 は FDC3 の解析結果である。(A) は、横軸にドリフト時間、縦軸にドリフト距離の差を取ったものである。また、(B) と (C) は (A) をそれぞれ y 軸および x 軸に投影した図である。

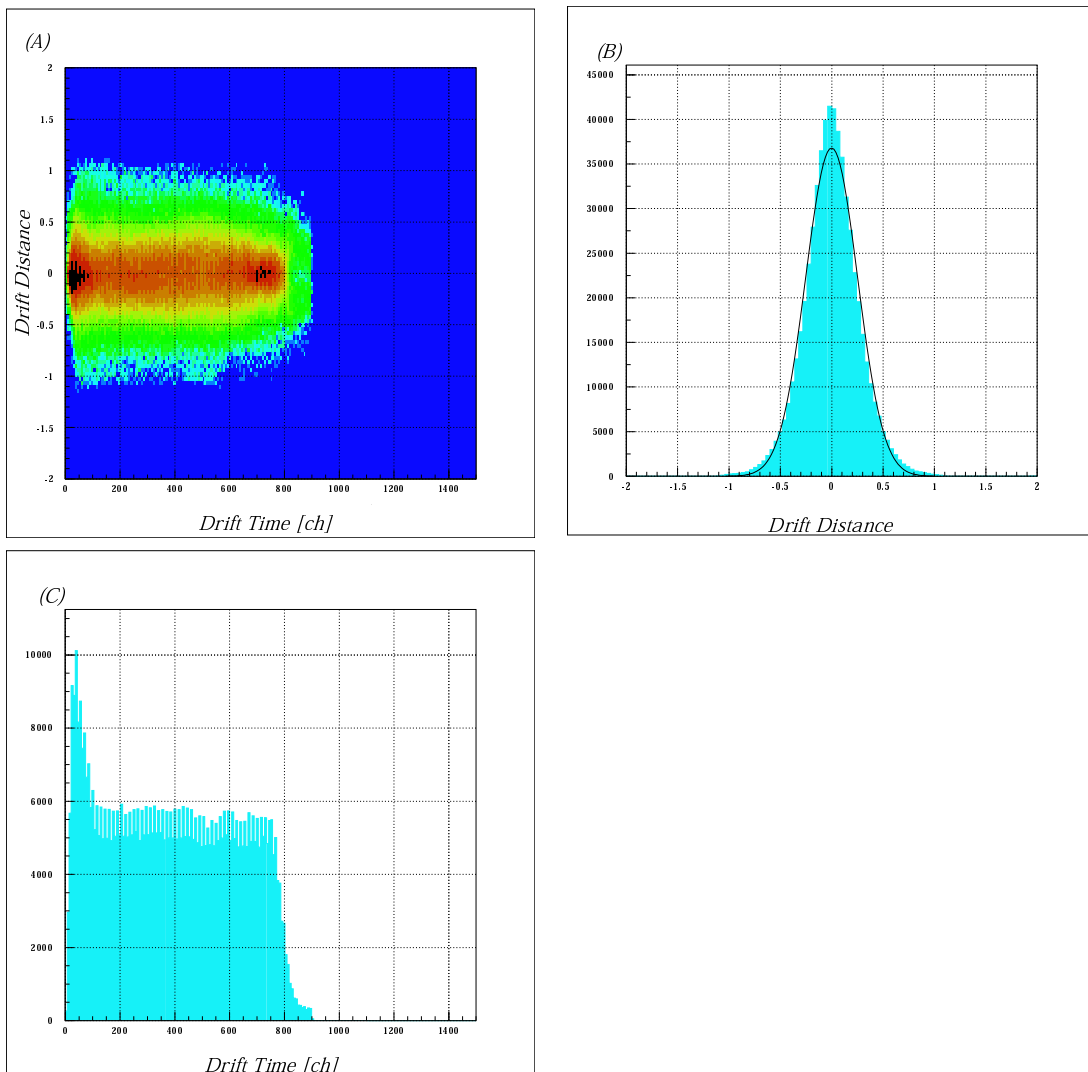


図 3.8: FDC3 のドリフト時間とドリフト距離

質量数 A による識別

質量数 A を双極磁石の上流と下流の位置と角度、および双極磁石による粒子の運動量の変化量を用いて行った。磁気硬度と荷電粒子の質量、電荷、および速度は

$$B\rho \propto \frac{A}{Z}v \propto \frac{A}{Z} \frac{1}{\text{TOF}} \quad (3.12)$$

の関係がある。しかし、ここでは散乱粒子の識別には $B\rho$ に代って運動量 P を用いた。 $\frac{\Delta P}{P}$ は双極子磁石中の荷電粒子の中心軌道からのずれを表しており、 $\frac{\Delta B\rho}{B\rho}$ とは本質的には同じ物理量である。1 次の磁気分析計の収差計数の計算に、イオン光学計算コード OPTRACE を用いている。この計算により磁気分析計の1 次のトランスファー行列を求めている [17]。このトランスファー行列から運動量の変化量 $\frac{\Delta P}{P}$ を求める。したがって、すでに散乱粒子の電荷 Z による識別を 3.2.1 節で行っているので、式 (3.12) から

$$\begin{aligned} B\rho &\propto \frac{A}{\text{TOF}} \\ \Leftrightarrow A &= \alpha \text{TOF} \frac{\Delta P}{P} \end{aligned} \quad (3.13)$$

となり、 α を決めると質量数 A が求まる。結果を図 3.9、3.10 に示す。また、表 3.2 は質量数 A ごとの分解能を示す。

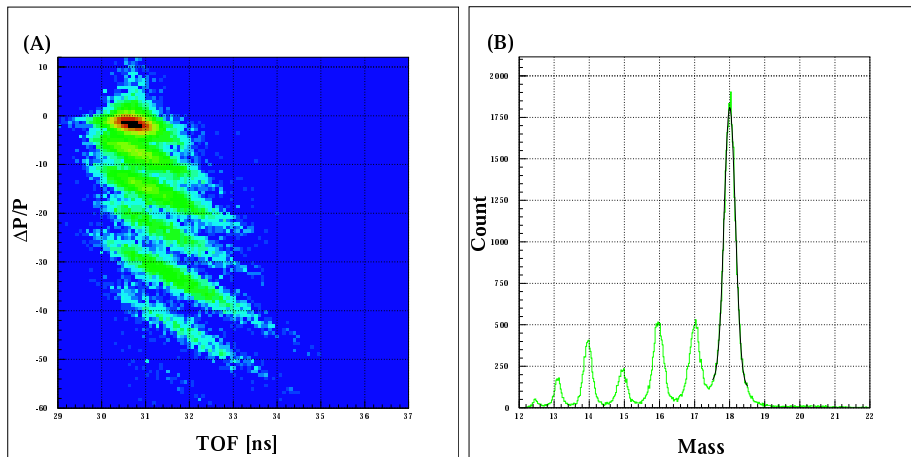


図 3.9: 2 次粒子を ^{18}C と選択したときの 2 次標的-Hodoscope 間の TOF と運動量の変化量を表した相関図 (A) と (A) を回転・補正し、投影した図 (B)(横軸は散乱粒子の質量数)。

表 3.2: 2 次粒子を ^{18}C (上)、 ^{21}N (下) と選択したときの 2 次標的より下流側での質量数 A の分解能。

質量数 A	18	17	16	15	14	13
分解能 $\frac{A}{\Delta A(\text{FWHM})}$	47.52	50.36	48.45	52.27	49.15	61.46

質量数 A	21	20	19	18	17
分解能 $\frac{A}{\Delta A(\text{FWHM})}$	45.15	46.28	38.62	49.08	47.29

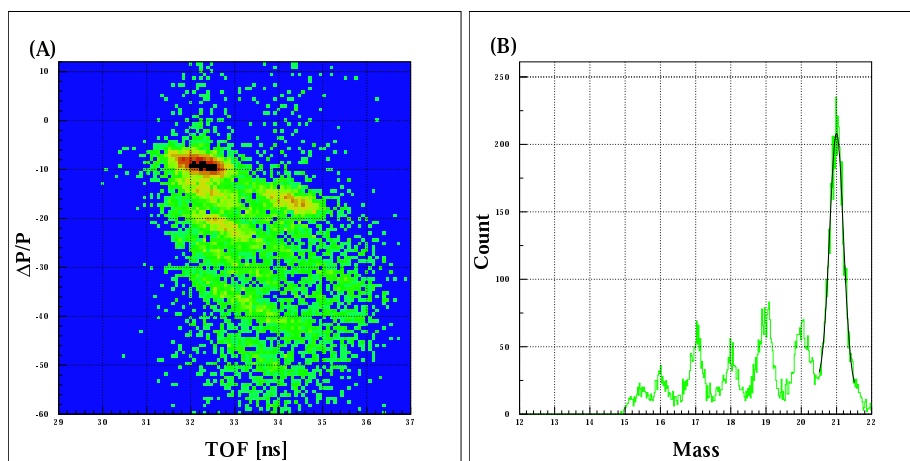


図 3.10: 2 次粒子を ^{21}N と選択したときの 2 次標的-Hodoscope 間の TOF と運動量の変化量を表した相関図 (A) と (A) を回転・補正し投影した図 (B)(横軸は散乱粒子の質量数)

3.3 γ 線検出器群

3.3.1 エネルギー較正

ADC(Analog-to-Digital Converter) モジュールによって取り込まれた各 NaI(Tl) シンチレーターのデータ(ch)のエネルギー較正を行った。エネルギー較正には2つの γ 線源(^{60}Co 、 ^{133}Ba)を測定し、測定された4つの光電ピークから最小二乗法を用いて各 NaI(Tl) シンチレーターについて行った。表 3.3 にはエネルギー較正に用いた γ 線源と光電ピークのエネルギーを示す。また、図 3.11 には4 8本の NaI(Tl) シンチレーターのうち1本のエネルギーとチャンネルの関係を示す。

表 3.3: エネルギー較正に使用した γ 線源と光電ピークのエネルギー

γ 線源	光電ピークのエネルギー [keV]	
^{60}Co	1173.238	1332.502
^{133}Ba	80.998	356.017

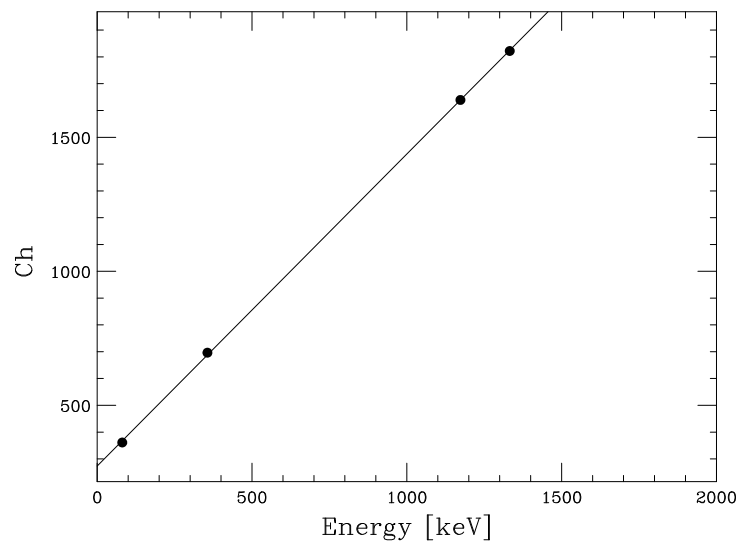


図 3.11: エネルギーと Ch の関係

3.3.2 NaI(Tl) シンチレーターの時間情報

測定を行うと、対象とするもの以外の物質を NaI(Tl) シンチレーターが検出してしまふ。例えば、荷電粒子、中性子、測定対象以外の γ 線や自然の放射性物質などがある。これらバックグラウンドを取り除くために、NaI(Tl) シンチレーターの時間情報を解析する。この解析によって2次ビームと同期していないイベントを排除することができる。図 3.12 には NaI(Tl) シンチレーターの時間スペクトルを示す。ピークになっている部分が2次ビームと同期しているイベントであり、それ以外のものはバックグラウンドと思われるイベントであるためこれを排除している。

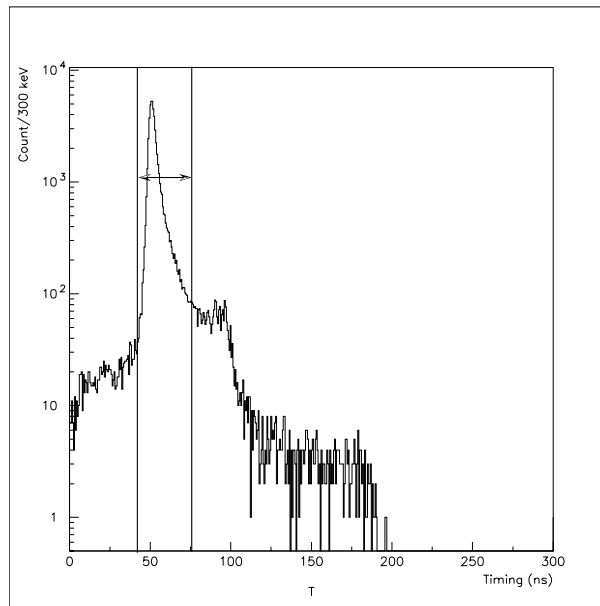


図 3.12: NaI(Tl) シンチレーターの時間情報

3.3.3 ドップラー補正

γ 線を放出している2次標的から放出される粒子は、光速の40%程度で飛行している。そのため、ドップラー効果によって粒子の静止系と実験室系での γ 線のエネルギーにはずれが生じる。よって、これを補正する必要がある。

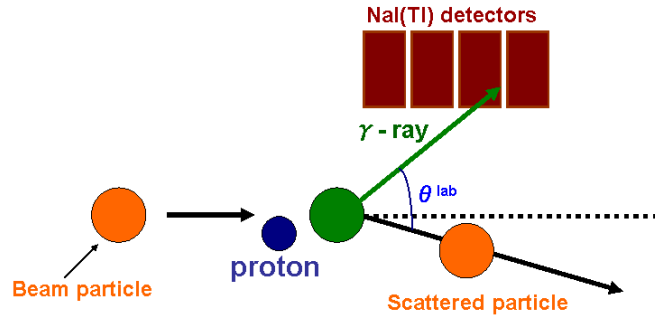


図 3.13: インビーム γ 分光の概略図。 θ_{lab} は粒子の速度方向と γ 線とのなす角。

粒子の静止系での γ 線のエネルギーを E_{γ}^{proj} 、実験室系での γ 線のエネルギーを E_{γ}^{lab} 、粒子の速度および光速を v, c とする。このとき、粒子の速度方向と θ_{lab} の角度をなす方向で E_{γ}^{proj} を観測するとローレンツ変換から

$$\begin{aligned} E_{\gamma}^{\text{proj}} &= \gamma(E_{\gamma}^{\text{lab}} - \beta' P^{\text{lab}}) \\ &= \frac{(1 - \beta \cos \theta_{\text{lab}})}{\sqrt{1 - \beta^2}} E_{\gamma}^{\text{lab}} \quad (\beta' = \beta \cos \theta_{\text{lab}}, \beta = \frac{v}{c}) \end{aligned} \quad (3.14)$$

というエネルギーを得る。ただし、 P^{lab} は静止系での γ 線の運動量で、 $E_{\gamma}^{\text{lab}} = P^{\text{lab}} c$ である。この式 (3.14) を用いて静止系での γ 線のエネルギー E_{γ}^{proj} を得る。図 3.14 にはドップラー補正による変化を示す。ドップラー補正前では確認することができなかった3つのピークをドップラー補正後では確認することができる。

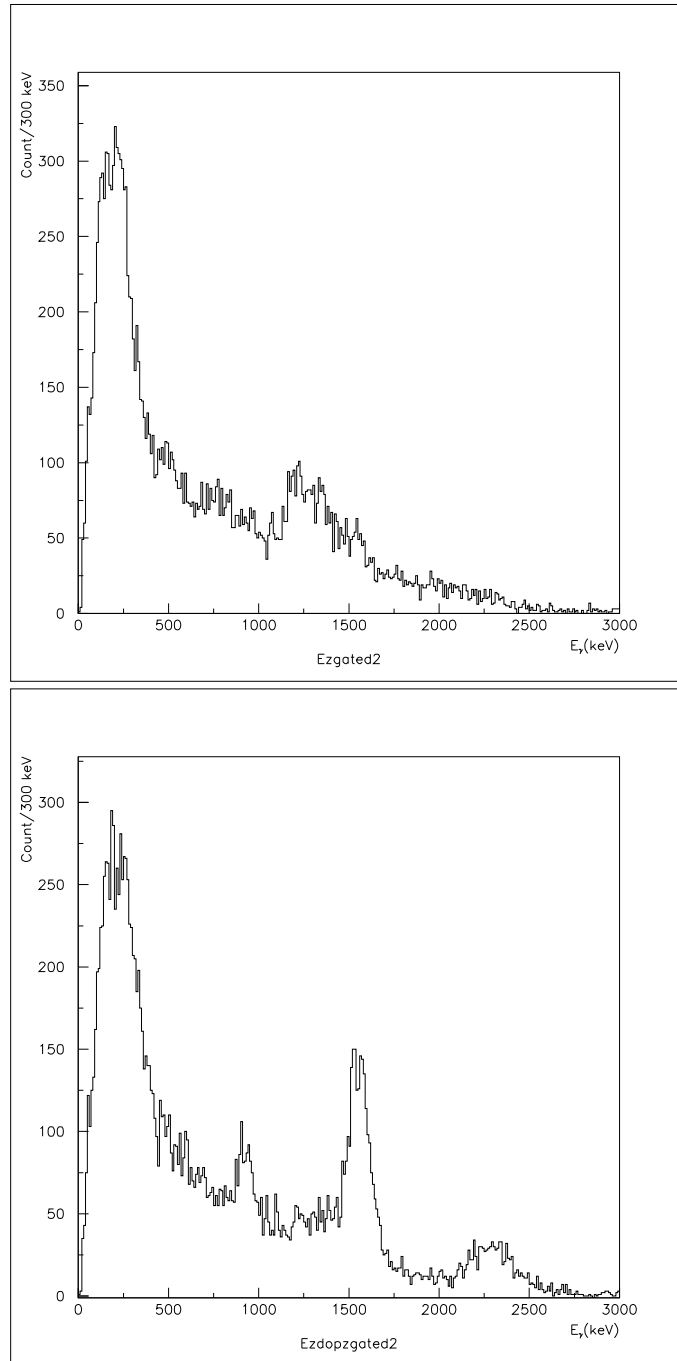


図 3.14: ${}^1\text{H}({}^{19}\text{C}, {}^{18}\text{C})\text{X}$ 反応における γ 線エネルギースペクトル。上側がドップラー補正前で、下側がドップラー補正後である。

3.3.4 エネルギー分解能

図 3.15 は、エネルギーの分解能¹を γ 線のエネルギーの関数としてプロットした図である。十字の点は 3 つの γ 線源 (^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs) から得られた光電ピークをガウシアンとバックグラウンドを仮定してフィッティングして得られた点である。これによりエネルギー分解能は、1274keV の γ 線で、半値幅で 6.5% となった。

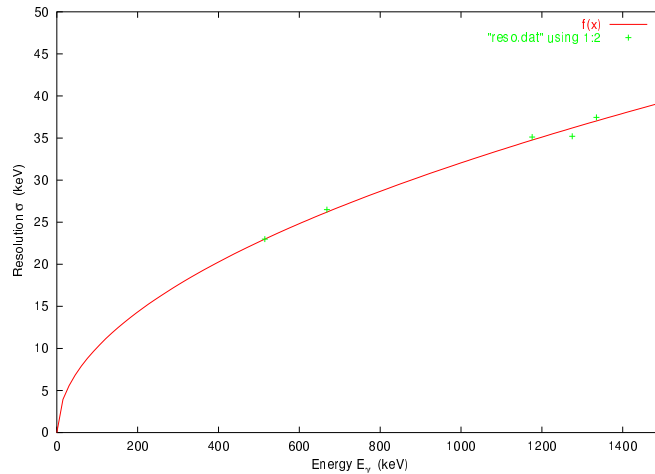


図 3.15: γ 線検出器群のエネルギー分解能 ($\sigma = \text{FWHM}/2.35$)。 γ 線源については表 3.5 を参照

NaI(Tl) シンチレーターが狭く鋭い線とならないで有限の幅を持つ要因として光電子増倍管のカソード面で発生するフォトエレクトロンの統計的なゆらぎがある。光子の数は $\sqrt{E_\gamma}$ の幅を持つ E_γ に比例するので、エネルギー分解能は $\sqrt{E_\gamma}$ に依存している。

図 3.15 中の曲線は γ 線の測定によって得られたエネルギー分解能を $1.014 \times \sqrt{E_\gamma}$ でフィッティングした関数である。この分解能を GEANT のシミュレーションに組み込んで断面積などを求める。

¹エネルギー分解能の正式な定義は半値幅 FWHM の値をピークの中央値で割ったものを使う。しかし、図 3.15 ではエネルギー分解能をエネルギーの単位で表している。

3.3.5 検出効率の見積もり

γ 線検出器群の検出効率²を見積もるためにシミュレーションコード GEANT3[18]を用いた。シミュレーションの系統誤差を見積もるために、3つの γ 線源 (^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs)での測定との比較を行った。表 3.4 には、これら3つの γ 線源の γ 線のエネルギーについて、図 3.16 には γ 線測定時の概略図を示す。また、GEANT3でのイベント発生条件については表 3.5 に示す。

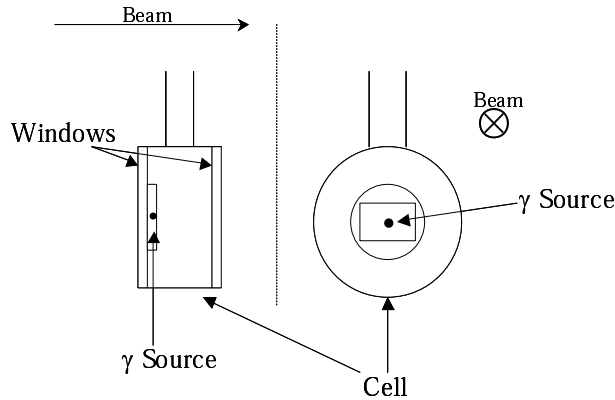


図 3.16: γ 線測定時の概略図。 γ 線源はほぼ中央に設置された。

表 3.4: 実験で使用した γ 線源と γ 線のエネルギー

γ 線源	光電ピークのエネルギー [keV]	
^{22}Na	511	1274
^{60}Co	1173	1332
^{137}Cs	661	

表 3.5: GEANT3でのイベント発生条件

γ 線源	γ 線を発生させるイベント数
^{22}Na	1,765,163
^{60}Co	2,242,052
^{137}Cs	2,900,148

図 3.17 には γ 線を測定したときのヒストグラムに GEANT3でのシミュレーションの結果 $f(E_\gamma)$ とバックグラウンドを

$$F(E_\gamma) = P_1 f(E_\gamma) + \exp(P_2 + P_3 E_\gamma) \quad (3.15)$$

²導出方法は A.1.2 を参照

と仮定してフィッティングを行ったヒストグラムである。この結果、実験時での測定とシミュレーションとでは、最大で 8.3% の違いがある。

また、 $\beta = 0.39$ 、 $E_\gamma = 1.56\text{MeV}$ のときの検出効率を求めた (発生条件については表 3.7 を参照)。その結果、検出率は 4.8% であった

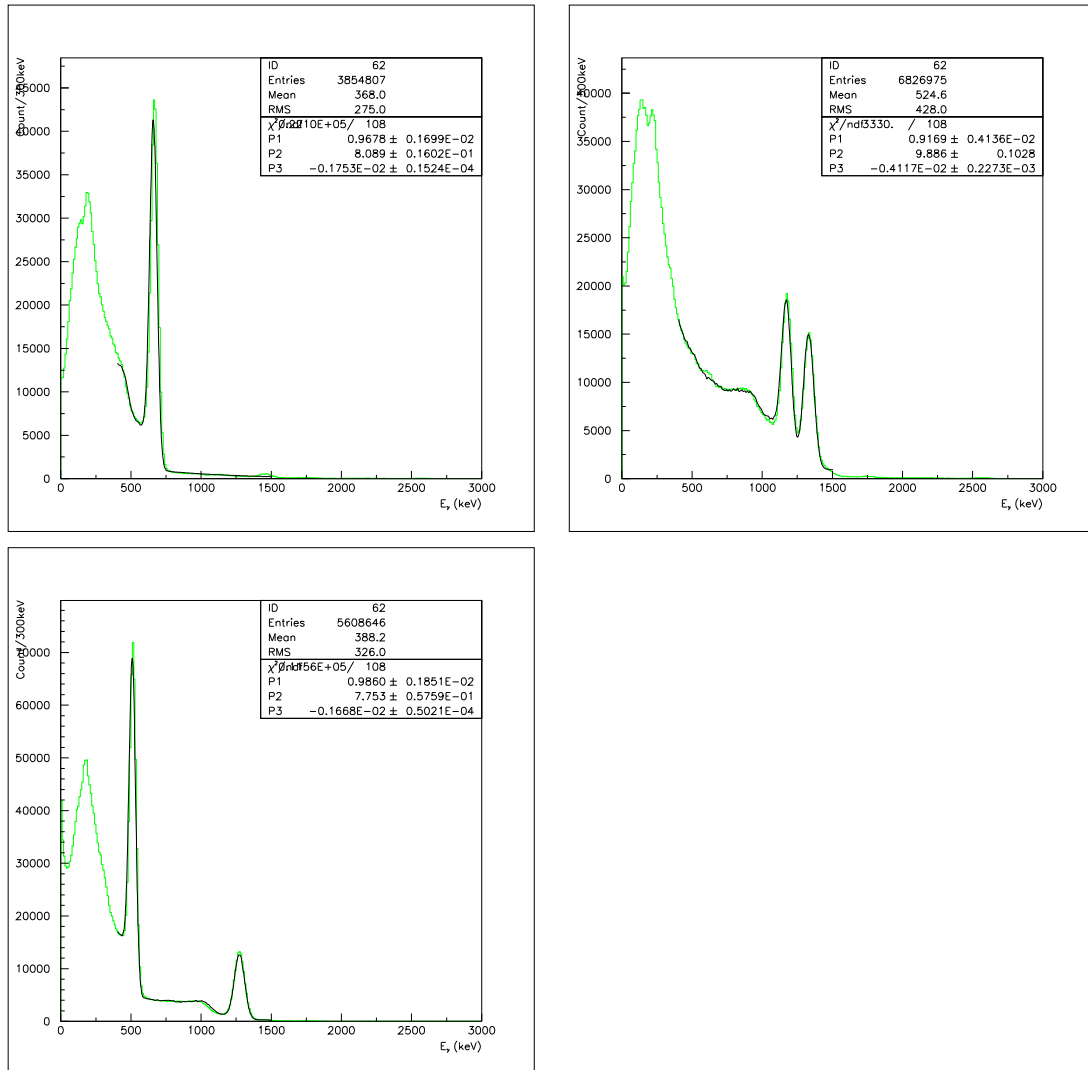


図 3.17: γ 線源を測定した結果 (ヒストグラム) と GEANT3 によるシミュレーションの結果 (黒)。

表 3.6: γ 線での測定したときと GEANT3 でシミュレーションしたときの比。

γ 線源	^{22}Na	^{60}Co	^{137}Cs
P ₁	0.9860	0.9169	0.9678

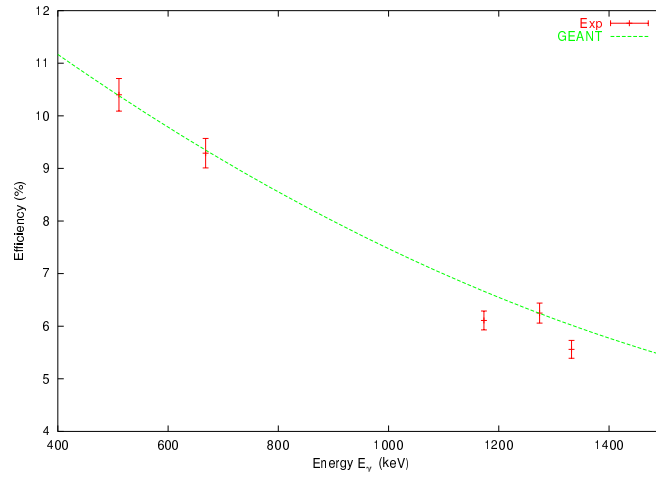


図 3.18: γ 線での測定したときと GEANT によるシミュレーションときとの γ 線検出器群の検出効率。 γ 線源については表 3.5 を参照。

表 3.7: GEANT3 でのイベント発生条件。

γ 線のエネルギー E_γ [MeV]	β	γ 線を発生させるイベント数
1.56	0.39	200,000

3.4 断面積の導出

非弾性散乱における断面積は式 (3.16) のように求めることができる。

$$\sigma_{\gamma} = \frac{\frac{N_{\gamma}}{\text{LiveTime}_{(\gamma)}}}{\frac{N_B}{\text{LiveTime}_{(\text{Beam})}}} \frac{A_{\text{tgt}}}{N_A x \epsilon_{\gamma} \times \epsilon_{\text{MDC}} \times \epsilon_{\text{FDC}}} \frac{1}{1} \quad (3.16)$$

N_B	:	入射二次ビームの数
N_{γ}	:	γ 線のカウント数
$\epsilon_{\gamma}, \epsilon_{\text{MDC}}, \epsilon_{\text{FDC}}$:	γ 線、MDC、FDC の検出効率
A_{tgt}	:	ターゲット核の質量数
x	:	ターゲットの厚さ (119.5±2.1 mg/cm ²)
N_A	:	アボガドロ定数 = 6.02 × 10 ²³ /mol

・入射 2 次ビームの数

標的への入射 2 次ビームの数は Beam トリガーイベントを解析することにより求めた。これにより入射 2 次ビームの数は 152695 カウントであった。したがって、 N_B は DownScalefactor=1/50 を考慮して

$$\begin{aligned} N_B &= 152695 \times 50 \\ &= 7634750 \text{ count} \end{aligned}$$

となる。

・ γ 線のカウント数

GEANT3 のシミュレーションで ¹⁸C の 1.56MeV の γ 線の検出効率を求め、その値を ϵ_{γ} とし、

$$N'_{\gamma} = \frac{N_{\gamma}}{\epsilon_{\gamma}} \quad (3.17)$$

として解析で得られたピークの数をも求めた。その結果、3136 カウントであった。

・Live Time(データ収集効率) の導出

Beam トリガーイベントおよび DALI トリガーイベントの場合における LiveTime は以下のように求めることができる。

$$\begin{aligned} \text{LiveTime}_{(\text{Beam})}^{\text{event}} &= \frac{N_{\text{beam_trig}}}{N_{\text{beam_scale}}} \\ \text{LiveTime}_{(\gamma)}^{\text{event}} &= \frac{N_{\text{DALI_trig}}}{N_{\text{DALI_scale}}} \end{aligned} \quad (3.18)$$

$N_{\text{beam_trig}}, N_{\text{DALI_trig}}$: 解析されたビームトリガーまたは DALI(γ 線) トリガーの数
 $N_{\text{beam_scale}}, N_{\text{DALI_scale}}$: スケーラー情報によるイベント数

この LiveTime をそれぞれについてイベントごとに求め、平均化したものを $\text{LiveTime}_{(\text{Beam})}$ 、 $\text{LiveTime}_{(\gamma)}$ として求めている。その結果、 $\text{LiveTime}_{(\text{Beam})}=96.24\%$ 、 $\text{LiveTime}_{(\gamma)}=94.77\%$ となった。

・ FDC3 と MDC の検出効率

^{18}C において FDC3 および MDC についての検出効率 ϵ_{FDC3} 、 ϵ_{MDC} は以下のように求めることができる。ただし、LiveTime を求めたときと同様それぞれの検出効率についてイベントごとに求め、平均化したものを使用している。この結果、 $\epsilon_{\text{MDC}}=97.59\%$ 、 $\epsilon_{\text{FDC3}}=97.94\%$ となった。

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{\text{MDC}} &= \frac{N_1(\text{MDC})}{N_1(\text{HOD})} \\
 \epsilon_{\text{FDC3}} &= \frac{N_1(\text{FDC3})}{N_1(\text{MDC})}
 \end{aligned}
 \tag{3.19}$$

以上の解析結果を用いて断面積を求めている。³

$N_1(\text{MDC})$: MDC でトラックが引け、Hodoscope により $Z=6$ が識別されたイベントの数
 $N_1(\text{HOD})$: MDC でトラックが引けたことの有無に関わらず Hodoscope により $Z=6$ が識別されたイベントの数
 $N_1(\text{FDC3})$: MDC でトラックが引け、Hodoscope により $Z=6$ が識別され、さらに FDC3 でトラックが引けたイベントの数

³ランごとの LiveTime および FDC3 と MDC の検出効率の値は付録 A.3 を参照。

・ アクセプタンスの評価

検出器が有限の立体角を持つことによって生じる検出器口の割合 (アクセプタンス) を評価するためにシミュレーション計算を行った。図 3.19 は散乱角度 θ_{cm} の関数として求めた図である。計算には励起エネルギー $E_{ex}=1.56\text{MeV}$ 、発生させた飛跡の本数を 100,000 本としている。この結果からほぼ 100%の検出効率であることがわかる。

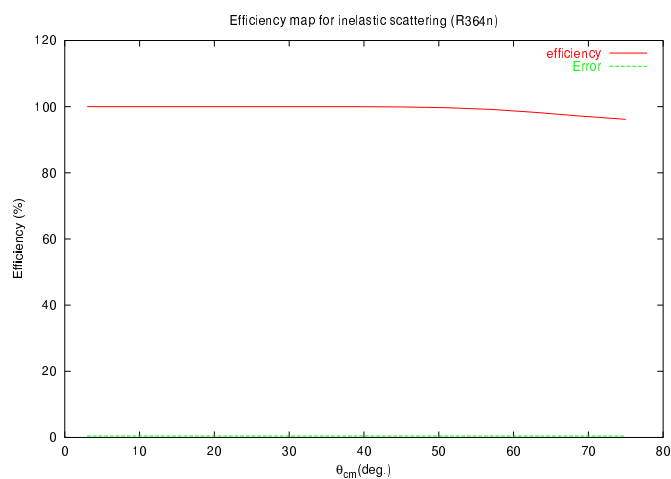


図 3.19: ^{18}C の非弾性散乱での荷電粒子系のアクセプタンス

3.5 断面積の角度分布

^{18}C の非弾性散乱のピークについて、各角度ごとのスペクトル (図 3.20、3.21) をフィットして求めたカウント数をもとに、立体角で補正して微分散乱断面積を求めた。

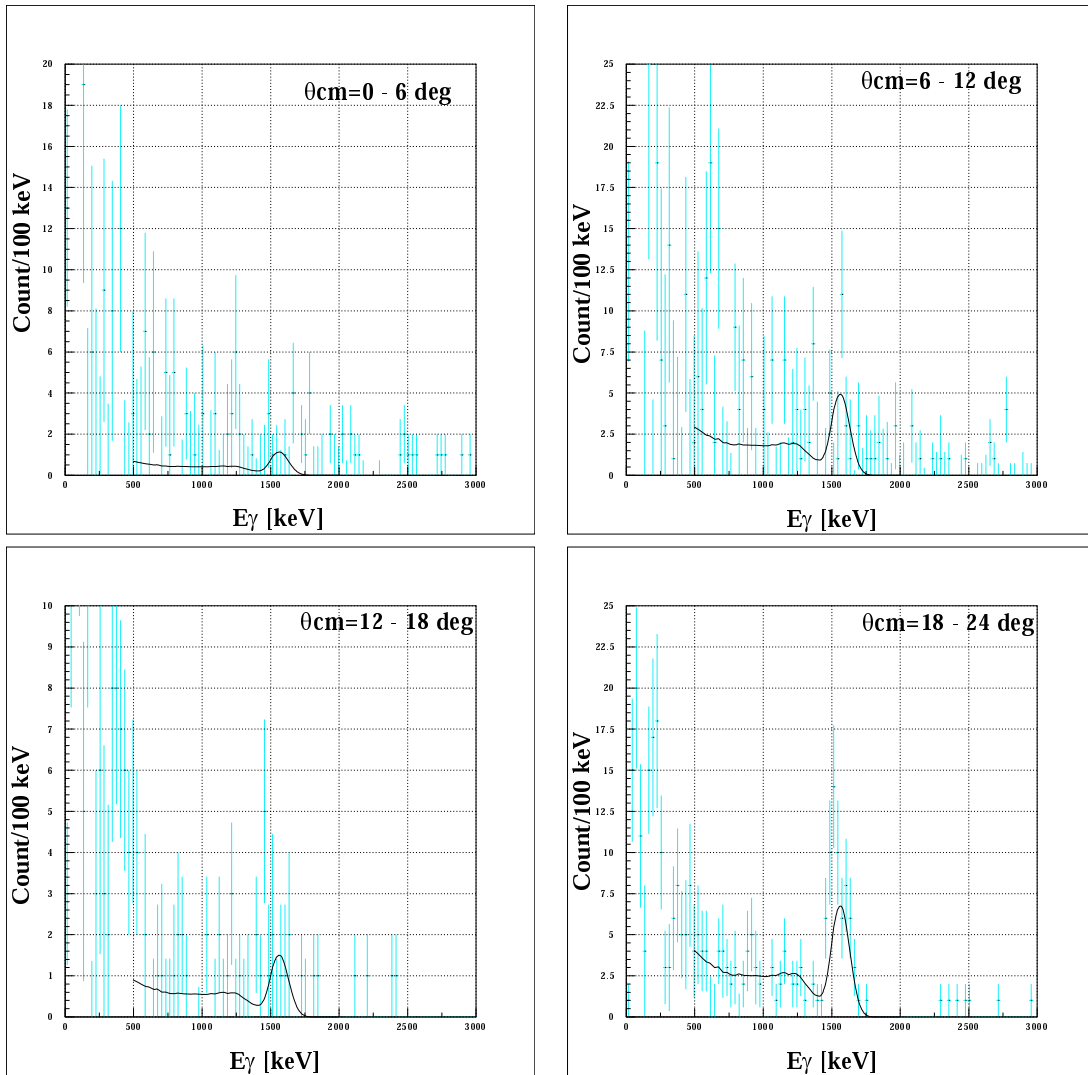


図 3.20: ^{18}C の各角度ごとの γ 線のエネルギースペクトル ($\theta_{\text{cm}}:0^\circ \sim 24^\circ$)

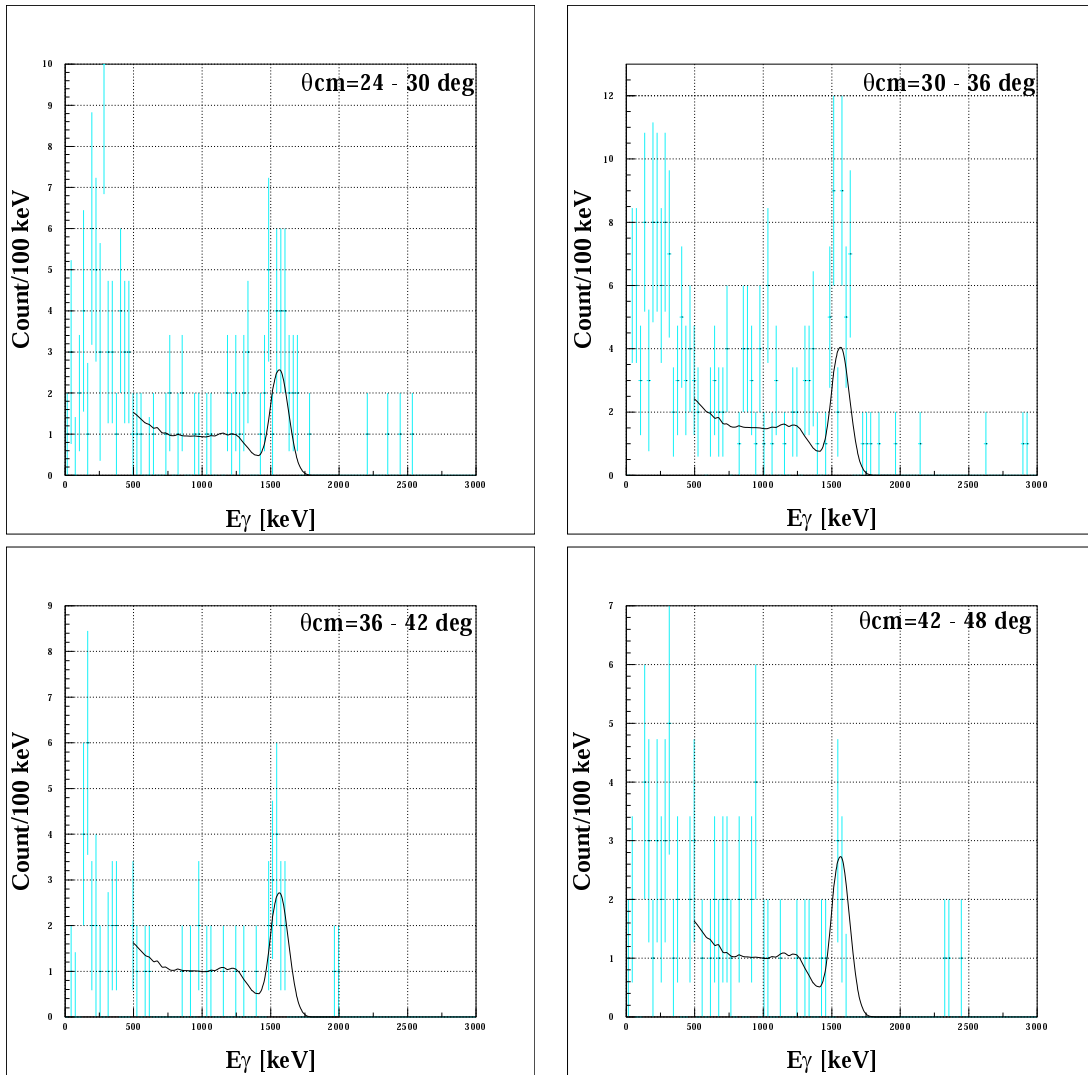


図 3.21: ^{18}C の各角度ごとの γ 線のエネルギースペクトル ($\theta_{\text{cm}}: 24^\circ \sim 48^\circ$)

第4章 結果と議論

4.1 ^{18}C の陽子非弾性散乱

4.1.1 γ 線のエネルギースペクトル

図 4.1 には陽子非弾性散乱および ^{19}C の破砕反応を用いて得られた ^{18}C の γ 線のエネルギースペクトルを示す。また、表 4.1 には観測された γ 線のピークを過去の実験結果 [8] とあわせて示す。 ^{18}C の陽子非弾性散乱を用いて得られた γ 線のピークは 1551(8)keV のみであったが、 ^{19}C の破砕反応により得られた γ 線のピークは 922(4)keV、1558(2)keV、2294(7)keV の 3 つのピークが観測された。観測された γ 線のピークは 2294keV を除いて過去の実験値と一致する結果が得られた。

表 4.1: 非弾性散乱および破砕反応で測定された γ 線のエネルギー

反応チャンネル	今回の実験 [keV]	過去の実験 [8][keV]
$^1\text{H}(^{18}\text{C}, ^{18}\text{C}^*)\text{X}$	1551 (8)	1585 (10)
$^1\text{H}(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C}^*)\text{X}$	922 (4)	919(17)
	1558 (2)	1585 (10)
	2294 (7)	2405(35)

次に、 $^1\text{H}(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C}^*)\text{X}$ 反応について γ - γ 線同時計測のイベントに対してエネルギー相関を求めた。図 4.2 には γ - γ 線同時計測のイベントのエネルギー相関について高い方のエネルギーを E_{high} 、低い方のエネルギーを E_{low} とした相関図である。 E_{high} に 1400keV と 1600keV との間で gate をかけて E_{low} に投影すると、922(4)keV の γ 線が観測でき (図 4.2-(B))、 E_{low} に 750keV と 1000keV との間に gate をかけて E_{high} に投影すると 1558(2)keV の γ が見られる (図 4.2-(C))。この結果から、922(4)keV の γ 線と 1558(2)keV の γ 線はカスケード崩壊を起こしていることがわかる。一方、2294(7)keV の γ 線と 922(4)keV の γ 線との γ - γ 線同時計測のイベントのエネルギー相関は観測されなかった。また、2294(7)keV の γ 線と 1558(2)keV の γ 線との γ - γ 線同時計測のイベントのエネルギー相関については投影した図 4.2-(D)、(E) に示すように相関の可能性が示唆されているが統計の少なさからその決定はできなかった。

以上の結果から文献 [8] で導出したエネルギー準位および WBP 相互作用を用いて得られた理論値との比較を行う。図 4.3 には本解析により予測されるエネルギー準位図 (A) および (B)、文献 [8] で得られたエネルギー準位図 (C)、WBP 相互作用を用いて得られた理論値 (D) である。

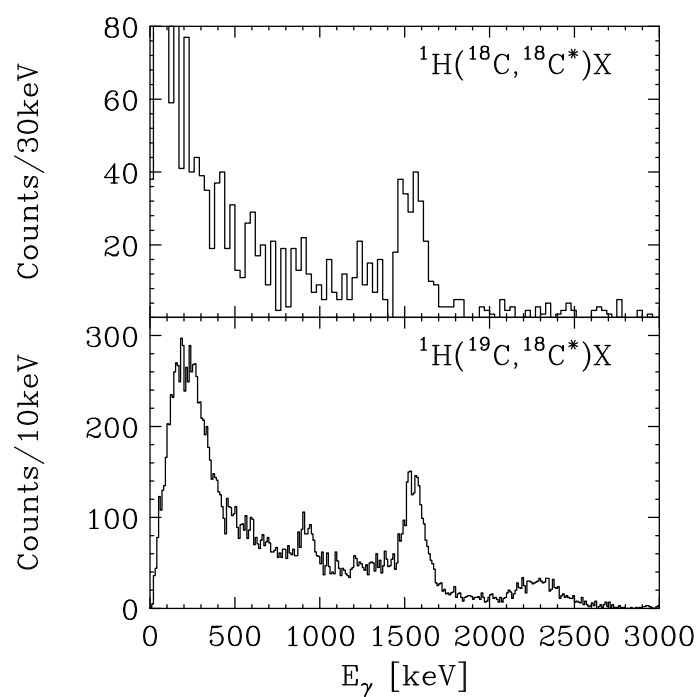


図 4.1: 非弾性散乱(上)および ^{19}C の破碎反応(下)を用いて得られた ^{18}C についてのドップラー補正後の γ 線エネルギースペクトル。

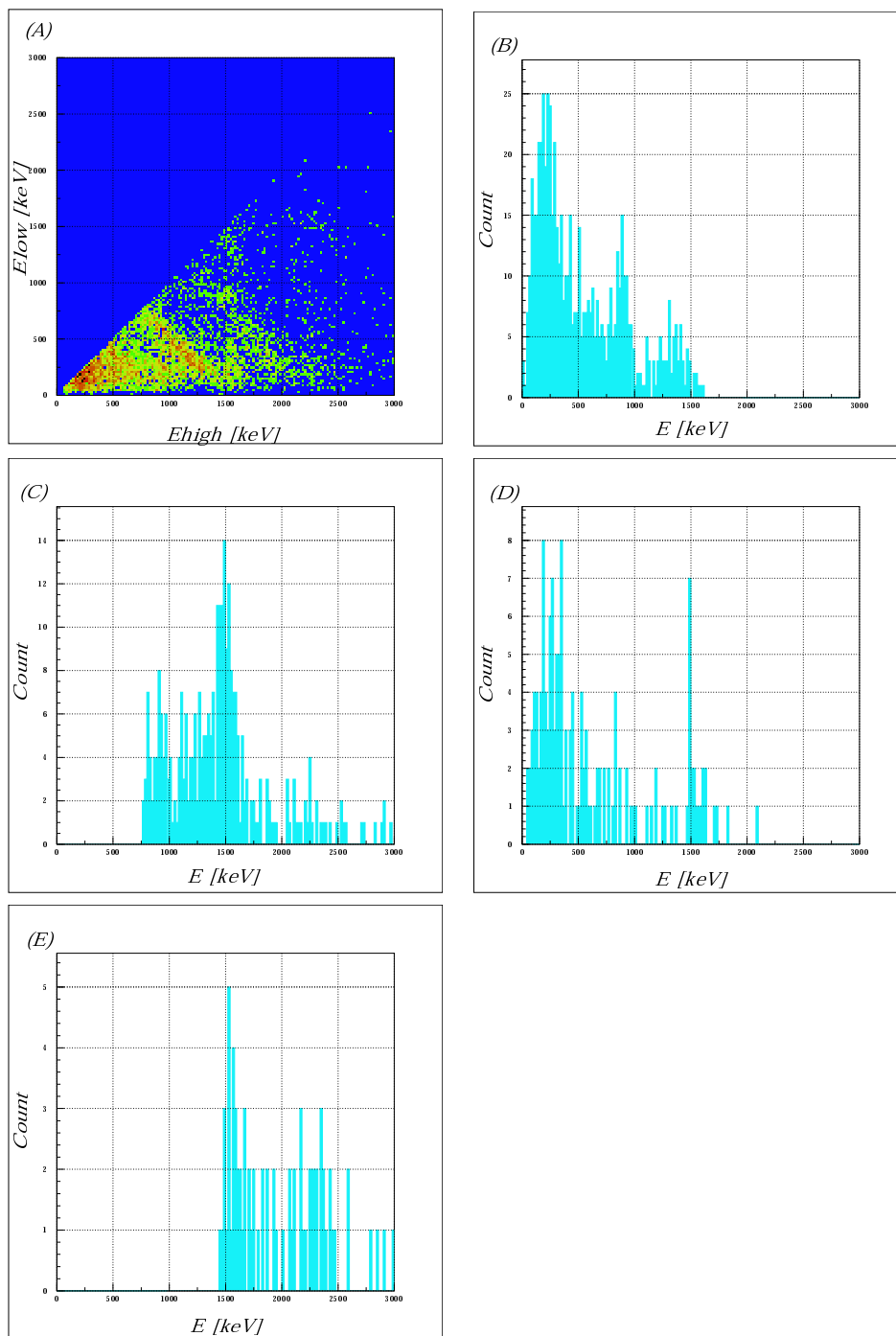


図 4.2: E_{high} と E_{low} の γ 線相関図 (A)。 (B) は E_{high} に 1400keV と 1600keV との間で gate をかけて E_{low} に投影した図。 (C) は E_{low} に 750keV と 1000keV との間に gate をかけて E_{high} に投影した図。 (D) は E_{high} に 2200keV と 2400keV との間に gate をかけて E_{low} に投影した図。 (E) は E_{low} に 1400keV と 1600keV との間に gate をかけて E_{high} に投影した図。

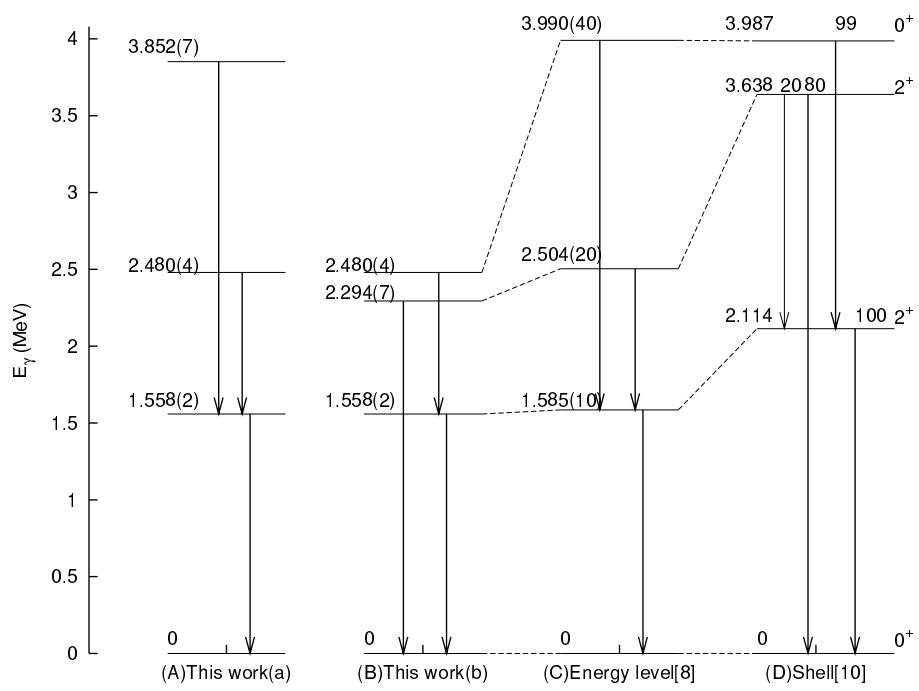


図 4.3: ^{18}C についてのエネルギー準位図。

4.1.2 非弾性散乱の断面積

4.1.1 節での議論の結果から ^{18}C の 2^+ 準位への非弾性散乱について 3.4 章の手続きにしたがって CM 系で散乱角度 $0^\circ \sim 48^\circ$ の範囲で断面積を求めた。その結果 $6.11 \pm 1.44 \pm 0.68 \text{ mb}$ であった。ただし、誤差はそれぞれ統計誤差と系統誤差である。

4.1.3 断面積の角度分布

3.5 章の方法にしたがって得られた角度分布を図 4.4 に示す。これとチャンネル結合計算コード ECIS97[19] による計算との比較を行った。ここで光学ポテンシャルとしては CH89[20] のパラメータを用いている (表 4.2)。

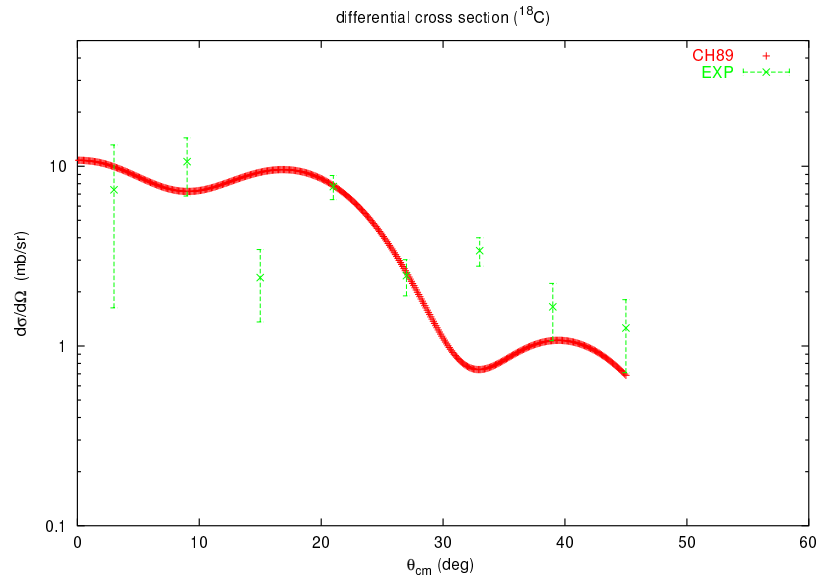


図 4.4: ^{18}C の陽子非弾性散乱の角度分布

断面積 σ は変形パラメータ β と $\sigma \propto \beta^2$ という関係があり、 $\delta = \beta r_0 A^{1/3}$ なので変形長 δ を求めることができる (表 4.3)。CM 系で散乱角度 $0^\circ \sim 48^\circ$ の範囲の積分値と ECIS による計算で求められた積分値を比較し、変形長 δ は $0.73(10) \text{ fm}$ と求められた。

表 4.2: 光学ポテンシャルとして使用した CH89 のパラメータ

Energy (MeV/nucleon)	V_0 (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W_0 (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	V_{so} (MeV)	r_{so} (fm)	a_{so} (fm)
81	35.3	1.13	0.69	7.16	1.10	0.69	5.90	0.68	0.63

H.J.Ong のグループでは、 ^{16}C の陽子非弾性散乱による測定を行っている [5]。この測定で得られた ^{16}C の変形長および変形パラメータは $\delta_{16\text{C}} = 1.4(2) \text{ fm}$ 、 $\beta_{16\text{C}} = 0.50(8)$ であった。今

表 4.3: ^{18}C の変形パラメータ β と変形長 δ

光学ポテンシャル	β	$r_0(\text{fm})$	$\delta(\text{fm})$
CH89[20]	0.24(3)	1.15	0.73(10)

回の測定で得られた ^{18}C の変形度と比較すると、 ^{18}C のほうが ^{16}C よりも小さい値となっており、このことは ^{18}C のほうが ^{16}C に比べ、変形度が小さいことを示唆している。また図 4.5 に今回の ^{18}C の結果、文献 [5] の結果を AMD の計算と比較した図を示す。AMD による核構造の計算と比較すると、 ^{18}C は ^{16}C に比べ AMD による計算結果に近い値を示していることがわかる。

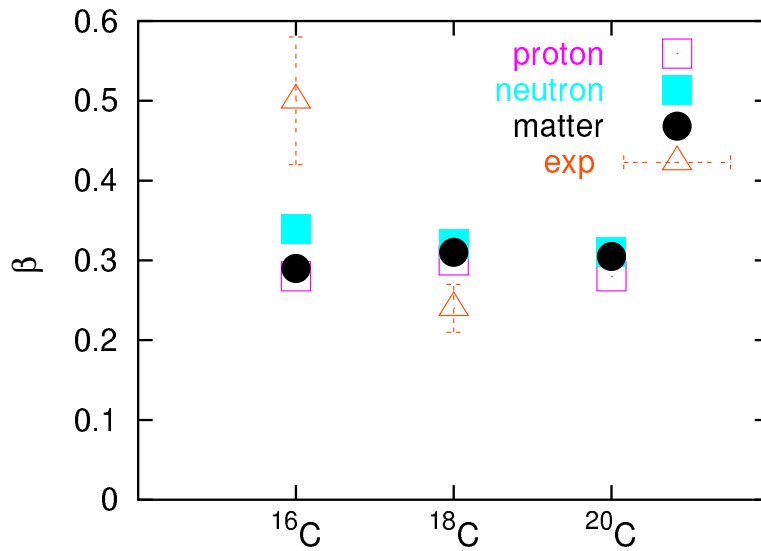


図 4.5: 実験で得られた ^{18}C 、 ^{16}C の変形度および AMD による核構造の計算での変形度 ([15] から引用)。

4.2 ^{21}N の破砕反応を用いて得られた ^{20}N , ^{19}N の γ 線のエネルギー

解析から得られる情報から各イベントごとに粒子識別を行い、 ^{21}N の破砕反応を用いて得られた $^{19,20}\text{N}$ の γ 線のエネルギースペクトルを導出した (図 4.6)。また、表 4.4 には観測された γ 線のピークを示す。

表 4.4: ^{21}N の破砕反応で測定された γ 線のエネルギー

反応チャンネル	今回の実験 [keV]
$^1\text{H}(^{21}\text{N}, ^{19}\text{N}^*)\text{X}$	534(20)
	1104(49)
$^1\text{H}(^{21}\text{N}, ^{20}\text{N}^*)\text{X}$	612(21)
	850(17)

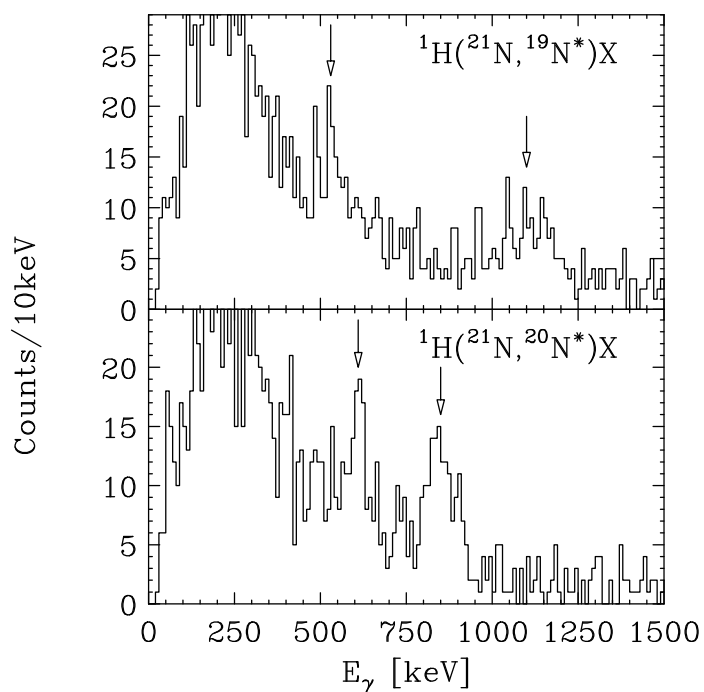


図 4.6: ^{19}N (上) と ^{20}N (下) についてのドップラー補正後の γ 線エネルギースペクトル。

図 4.6 では ^{19}N 、 ^{20}N に、はっきりとしたピークが見られ、まだ知られていない励起エネルギーが得られた (表 4.4)。

この結果から、今回得られた ^{19}N の γ 線遷移の結果と文献 [12] より得られたエネルギー準位 (図 1.4) との比較を行う。今回観測された 2 つの γ 線 534(20)、1104(49)keV はエネルギー準位と比較すると図 4.7 のように第 1 と第 2 励起準位間の γ 線のエネルギー、および第 1 励起準位と基底状態間の γ 線のエネルギーであると予測される。しかし、本研究では統計量が不足しているので 534(20)keV の γ 線と 1104(49)keV の γ 線がカスケード崩壊で得られた γ 線であるかどうかは確認できなかった。

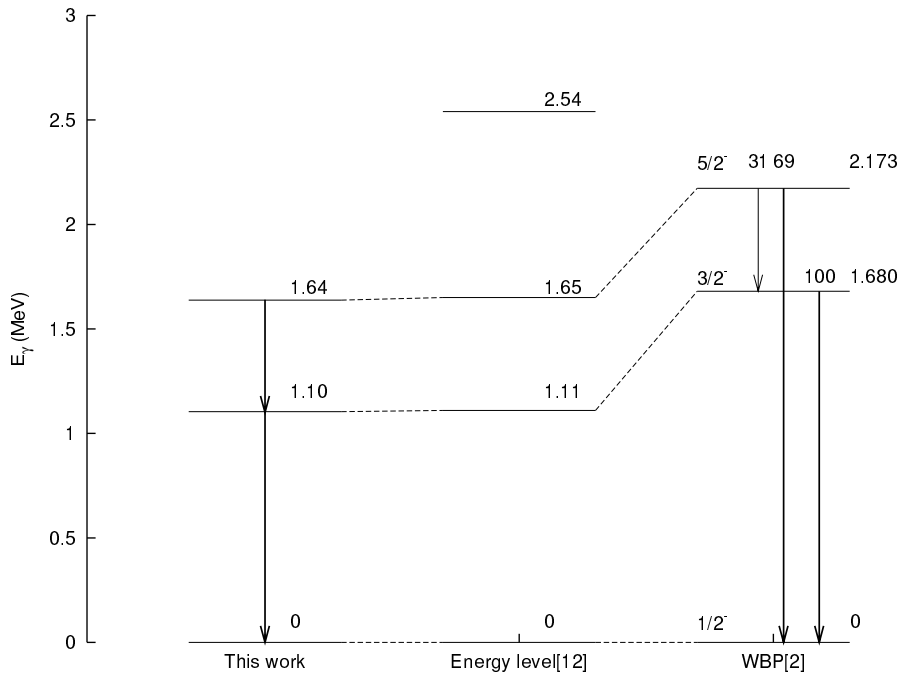


図 4.7: ^{19}N のエネルギー準位図。右がシェルモデル計算により WBP 相互作用 [2] を用いて得られた理論値。

第5章 結論

本研究では中性子過剰核 ^{16}C の近傍核における変形の性質や核構造の研究を探るため、 ^{18}C 、 ^{19}N および ^{20}N を対象とした水素標的を用いたインビーム γ 線分光法を行った。この研究により得られた結果は以下の通りである。

^{18}C については $^1\text{H}(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C}^*)\text{X}$ 反応チャンネルで 3 つの γ 線エネルギー 922(4)、1558(2)、2294(7)keV を観測した。この結果は文献 [8] で測定した結果とは 2294(7)keV を除いて一致する結果が得られた。また、 γ 線同時計測のイベントの解析により 922(4)、1558(2)keV の γ 線はカスケード崩壊を起こしていることがわかった。また、2294(7)keV の γ 線と 1558(2)keV の γ 線との γ - γ 線同時計測のイベントのエネルギー相関については相関の可能性が示唆されたが統計の少なさからその決定はできなかった。

一方、陽子非弾性散乱の解析により得られた γ 線 1551(8)keV のピークから CM 系で散乱角度 $0^\circ\sim 48^\circ$ の範囲の断面積を求めた。その結果 $6.11\pm 1.44\pm 0.68\text{mb}$ であった。この断面積からチャンネル結合計算コード ECIS の計算結果と比較することにより変形長 δ および変形パラメータ β を求めると、 $\delta=0.73(10)\text{fm}$ 、 $\beta=0.24(3)\text{fm}$ であった。 ^{16}C の変形度と比較すると ^{16}C に比べ ^{18}C は変形度が小さいことを示唆している。また、図 4.5 に今回の ^{18}C の結果、文献 [5] の結果を AMD による核構造の計算と比較すると、 ^{18}C は ^{16}C に比べ AMD による計算結果に近い値を示していることがわかった。

そして、 $^{19,20}\text{N}$ については ^{19}N では 534(20)keV と 1104(49)keV のエネルギーをもつ γ 線遷移を ^{20}N では 612(21)keV と 850(17)keV のエネルギーをもつ γ 遷移を見いだした。 ^{19}N で観測された γ 線のエネルギーは過去の実験で測定されたエネルギー準位とほぼ同定された。だが、統計量が不十分であることからカスケード崩壊を観測することまでには至らなかった。このことは今後の課題となる。

今後の展望としては、 ^{18}C については寿命測定およびクーロン励起による測定から換算遷移確率 $B(E2)$ を求める必要がある。陽子非弾性散乱による核力励起は主に中性子物質の形状に寄与する。それなので、これらの測定により、陽子物質の変形度を調べことで、 ^{18}C の核構造の変化のより詳細な情報を得ることができる。

そして、 $^{19,20}\text{N}$ については統計量が不十分であったため、カスケード崩壊などを観測するまでには至らなかった。今後、より詳細な解析を行う必要がある。

付録A 付録

A.1 NaI(Tl) 検出器

A.1.1 NaI(Tl) 検出器の結晶中心からの座標位置

表 A.1 及び表 A.2 に検出器の識別番号 (ID) (図 A.2 を参照) と結晶中心の座標の値の対応を示す。座標の値を表現するための座標系は、図 A.1 に示す、ビーム進行方向を z 軸、鉛直上向きを y 軸、ビームの方向を向いて水平面内左側を x 軸とする右手系を用いる。

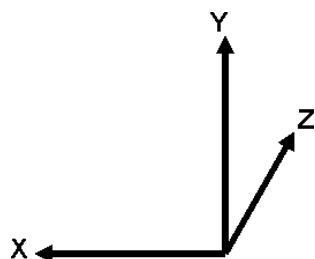


図 A.1: NaI 検出器の配置を表現するために使用した座標系

表 A.1: NaI 検出器の識別番号と結晶中心の座標の値

層番号	識別番号 ID	x (mm)	y (mm)	z (mm)
1	1	166.	175.	-188.5
	2	196.	105.	-188.5
	3	216.	35.	-188.5
	4	216.	-35.	-188.5
	5	196.	-105.	-188.5
	6	166.	-175.	-188.5
	7	-166.	-175.	-188.5
	8	-196.	-105.	-188.5
	9	-216.	-35.	-188.5
	10	-216.	35.	-188.5
	11	-196.	105.	-188.5
	12	-166.	175.	-188.5
2	13	166.	175.	-116.5
	14	196.	105.	-116.5
	15	216.	35.	-116.5
	16	216.	-35.	-116.5
	17	196.	-105.	-116.5
	18	166.	-175.	-116.5
	19	-166.	-175.	-116.5
	20	-196.	-105.	-116.5
	21	-216.	-35.	-116.5
	22	-216.	35.	-116.5
	23	-196.	105.	-116.5
	24	-166.	175.	-116.5

表 A.2: NaI 検出器の識別番号と結晶中心の座標の値

層番号	識別番号 ID	x (mm)	y (mm)	z (mm)
3	25	166.	175.	-44.5
	26	196.	105.	-44.5
	27	216.	35.	-44.5
	28	216.	-35.	-44.5
	29	196.	-105.	-44.5
	30	166.	-175.	-44.5
	31	-166.	-175.	-44.5
	32	-196.	-105.	-44.5
	33	-216.	-35.	-44.5
	34	-216.	35.	-44.5
	35	-196.	105.	-44.5
	36	-166.	175.	-44.5
4	37	166.	175.	27.5
	38	196.	105.	27.5
	39	216.	35.	27.5
	40	216.	-35.	27.5
	41	196.	-105.	27.5
	42	166.	-175.	27.5
	43	-166.	-175.	27.5
	44	-196.	-105.	27.5
	45	-216.	-35.	27.5
	46	-216.	35.	27.5
	47	-196.	105.	27.5
	48	-166.	175.	27.5

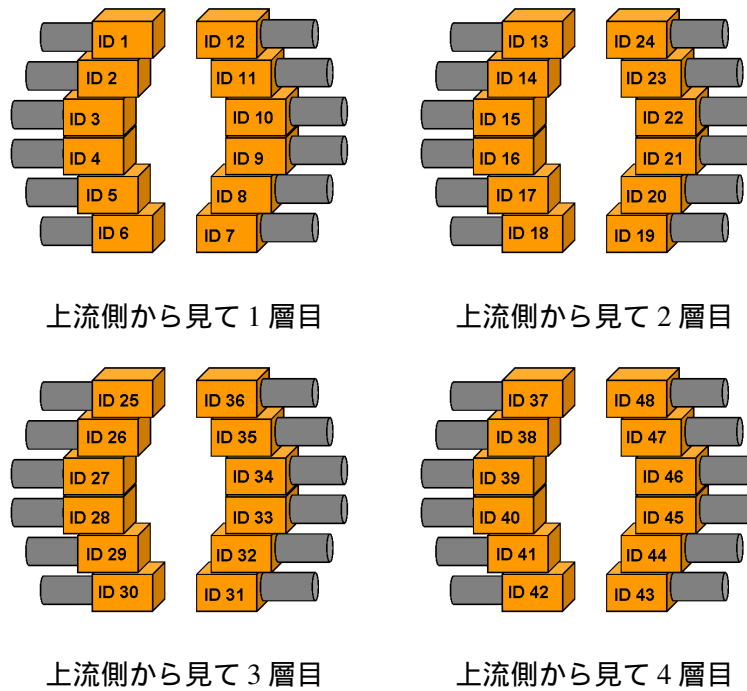


図 A.2: NaI(Tl) 検出器の識別番号 (識別番号が小さい層から上流側から見て 1 層目、2 層目、3 層目、4 層目となるように配置している。)

A.1.2 NaI(Tl) 検出器の検出効率

一般に、検出効率 ϵ は

$$\epsilon = \frac{\text{NaI(Tl) 検出器で測定された光電ピークの数}}{\text{線源より放出された放射線の数}} \quad (\text{A.1})$$

である。この式 (A.1) を用いて実験で測定した線源による検出効率およびシミュレーション (GEANT3) による検出効率を導出する。

・実験 (r364n) で測定した線源による検出効率

まずはじめに、実験日 (2004 年 10 月 31 日) での線源の強さを求める。寿命 τ は半減期を $t_{1/2}$ とすると

$$\tau = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} \quad (\text{A.2})$$

と求まる。例えば ^{137}Cs の場合、半減期が 30.07yr なので寿命 τ は

$$\tau_{^{137}\text{Cs}} = \frac{t_{1/2}}{\ln 2}$$

$$= \frac{30.07}{\ln 2}$$

$$\approx 43.38\text{yr}$$

となる。その他の線源の寿命は表 A.4 にまとめた。従って実験日 (2004 年 10 月 31 日) での線源の強さ N (1998 年 1 月 1 日 ~ 2004 年 10 月 31 日の期間を 6.83yr とする) は

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{6.83}{\tau}\right) \quad (\text{A.3})$$

となる。この結果を表 A.4 にまとめた。

表 A.3: 実験での線源ごとのスケーラー情報

線源	Measuring time(sec)	gated	ungated	DS-factor
^{137}Cs	1201	1281568	1798007	1/10
^{60}Co	1640	1679772	2057661	1/10
^{22}Na	1200	1409148	1857387	1/30

表 A.4: 実験で使用した線源に関する情報

線源	Emission Prob	線源の強さ N_0 (kBq) @98.01.01	線源の強さ N (kBq) @04.10.31	半減期 (yr)	寿命 (yr)
^{137}Cs	85.1 %	46.6	39.81	30.07	43.38
$^{60}\text{Co}(1173\text{keV})$	99.86 %	41.2	16.77	5.27	7.60
$^{60}\text{Co}(1332\text{keV})$	99.98 %	41.2	16.77	5.27	7.60
^{22}Na	99.94 %	359	58.20	2.6019	3.75

次に、検出効率 ϵ_{exp} を求める。検出効率 ϵ_{exp} は式 (A.1) から次式のように求められる。

$$\epsilon_{\text{exp}} = \frac{\sqrt{2\pi} \times \sigma \times \text{count 数 (@Peak)}}{\text{energy/bin}} \times \frac{1}{\text{MeasuringTime} \times \text{N[Bq]} \times \text{EmissionProb}} \cdot \frac{1}{\text{DS - factor} \times \text{lifetime}} \quad (\text{A.4})$$

ただし、lifetime は

$$\text{lifetime} = \frac{\text{gated}^1}{\text{ungated}}$$

であり、energy/bin は 1bin あたりのエネルギーの大きさである。

・ GEANT による NaI 検出器の検出効率

GEANT3 によるシミュレーションの場合、NaI 検出器の検出効率を式 (A.1) から次式のように求められる。²

$$\epsilon_{\text{simu}} = \frac{\sqrt{2\pi} \times \sigma \times \text{count 数 (@Peak)}}{\text{energy/bin}} \cdot \frac{1}{\text{TRIG}} \quad (\text{A.5})$$

¹gated と ungated について

gated : トリガーによって入ってきたイベント数

ungated : コンピュータが実際に取り込んだ数

²TRIG ... 発生させたイベントの数、*.car 内の TRIG で決めることができる。

A.2 γ 線の壊変図

ここでは本実験で使用した γ 線の壊変図を示す。

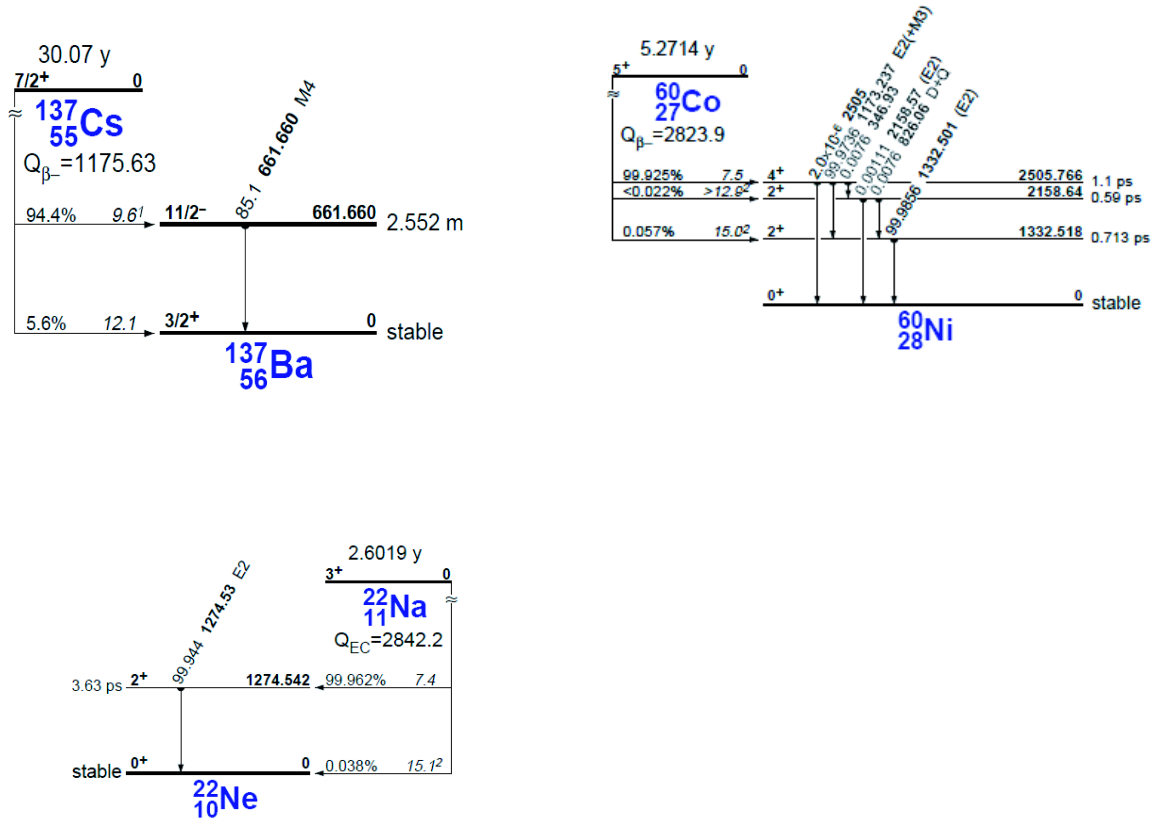


図 A.3: γ 線の壊変図

A.3 ランごとの入射ビーム量、Live Time(データ収集効率)、MDC と FDC3の検出効率

ここでは 3.4 章の手続きに基づき入射ビーム量、Live Time(データ収集効率) および MDC と FDC3 の検出効率をランごとに求め、表 A.5、A.6 に示す。

表 A.5: ^{18}C のランごとの入射ビーム量、Live Time。

ラン No.	入射ビーム量	$N_{\text{beam_trig}}$	$N_{\text{beam_scale}}$	LiveTime ^{event} _(Beam)	$N_{\text{DALL_trig}}$	$N_{\text{DALL_scale}}$	LiveTime ^{event} _(γ)
run0142	507600	128581	135292	95.04	152866	158473	96.46
run0143	610800	142681	150037	95.10	170888	176928	96.59
run0144	588250	141240	149390	94.54	165800	172421	96.16
run0145	148000	34004	36055	94.31	40070	41854	95.74
run0146	541850	124115	131294	94.53	145806	151580	96.19
run0147	728150	150428	158655	94.81	177211	184169	96.22
run0148	687950	123699	130389	94.87	150749	156554	96.29
run0149	1067250	190812	200841	95.01	229147	237681	96.41
run0150	1021500	188624	199351	94.62	224013	232929	96.17
run0176	630800	151647	160882	94.26	178720	186320	95.92
run0177	746850	127540	134823	94.60	151979	158146	96.10
run0178	355750	62017	64932	95.51	76157	78841	96.60

表 A.6: ^{18}C のランごとの MDC と FDC3 の検出効率。

ラン No.	MDC 入射	MDC 飛跡	MDC 検出効率 (%)	FDC3 入射	FDC3 飛跡	FDC3 検出効率 (%)
run0142	4345	4244	97.68	4244	4159	98.00
run0143	5125	5008	97.72	5008	4897	97.78
run0144	5081	4944	97.30	4944	4823	97.55
run0145	1269	1239	97.64	1239	1218	98.31
run0146	4714	4607	97.73	4607	4491	97.48
run0147	6388	6236	97.62	6236	6084	98.03
run0148	5678	5555	97.83	5555	5445	98.02
run0149	9007	8793	97.62	8793	8620	98.03
run0150	8816	8602	97.57	8602	8425	97.94
run0176	5660	5516	97.46	5516	5398	97.86
run0177	6332	6173	97.49	6173	6074	98.40
run0178	3014	2936	97.41	2936	2889	98.40

参考文献

- [1] H.Kumagai, et al. Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A, **470**, pp. 562–570, (2001). Delay-line PPAC for high-energy light ions.
- [2] B.A.Brown. <http://www.nscl.msu.edu/~brown/resources/decay/gamma.htm>.
- [3] Z.Elekes, et al. Phys. Lett. B, **586**, pp. 34–40, (2004). Decoupling of valence neutrons from the core in ^{16}C .
- [4] N.Imai, et al. Phys. Rev. Lett., **92**, 6, 062501, (2004). Anomalously Hindered E2 Strength $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)$ in ^{16}C .
- [5] H.J. Ong, et al. Eur. Phys. J. A, **25**, pp. 347–348, (2005). Inelastic proton scattering on ^{16}C .
- [6] S. Raman, et al. Phys. Rev. C, **37**, 805, (1988). Systematics of $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ values for even-even nuclei.
- [7] R.Gilman, et al. Phys. Rev. C, **30**, 962, (1984). Nonanalog (π^-, π^+) double charge exchange on ^{18}O .
- [8] M. Stanoiu, et al. Eur. Phys. J. A, **20**, pp. 95–96, (2004). Study of drip line nuclei through two-step fragmentation.
- [9] M. Stanoiu, et al. Nucl. Phys. A, **746**, 135c, (2004). Study of neutron rich Carbon and Oxygen nuclei up to drip line.
- [10] E.K.Warburton, et al. Phys. Rev. C, **46**, 923, (1992). Effective interactions for the $0p1s0d$ nuclear shell-model space.
- [11] A.M.Bernstein, et al. Phys. Lett. B, **103**, 255, (1981). Neutron and proton transition matrix elements and inelastic hadron scattering.
- [12] W.N. Catford, et al. Nucl. Phys. A, **503**, 263, (1989). STUDY OF ^{19}N AND ^{21}O BY MULTI-NUCLEON TRANSFER.
- [13] Y.Kanada-En'yo and H.Horiuchi. Phys. Rev. C, **55**, 2860, (1997). Opposite deformations between protons and neutrons in proton-rich C isotopes.
- [14] Y.Kanada-En'yo. Phys. Rev. C, **71**, 014310, (2005). Deformation of C isotopes.

- [15] Y.Kanada-En'yo and M.Kimura. Phys. Rev. C, **72**, 064301, (2005). Dipole resonances in light neutron-rich nuclei studied with time-dependent calculations of antisymmetrized molecular dynamics.
- [16] T.Kubo, et al. Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. B, **70**, 309, (1992). The RIKEN radioactive beam facility.
- [17] 松井信行. 修士論文. , 東京工業大学, (2005).
- [18] CERN Geneva, Switzerland. *CERN Program Library Long Writeup W5013, GEANT*, 1993.
- [19] J. Raynal. *Coupled channel code ECIS97*. unpublished.
- [20] R.L.Varner, et al. Phys. Rep., **201**, 57, (1991). A GLOBAL NUCLEON OPTICAL MODEL POTENTIAL.

謝 辞

本研究を行うにあたり様々な方からのご指導、ご協力を頂きました。指導教官である中村隆司助教授には解析を進める上での的確なアドバイスをして頂き、さらに論文の書き方もご教授頂きました。また、佐藤義輝助教授には解析を進める上でのご指導ならびに、物理に関することそして、文章の書き方など様々な面で教えて頂きました。そして、中村研究室の杉本崇氏、近藤洋介氏には解析環境の設置をはじめ、コンピューターの使い方および物理に関するの基本的なことを教えて頂きました。

また、福田直樹氏、松井信行氏、橋本佳子氏、中林彩氏、篠原摩有子氏、本林透氏、柳沢善行氏、青井考氏、武内聡氏、五味朋子氏、梅野泰宏氏、河合祥子氏、櫻井博儀氏、王恵仁氏、大西健夫氏、下浦享氏、玉城充氏、小林俊雄氏、大津秀暁氏、松田洋平氏、遠藤奈津美氏、来山益久氏、石原正泰氏のご協力がなければ、本研究への着手には至りませんでした。この場を借りてお礼を申し上げます。

最後に、経済的支援および精神的に支えていただいた家族への感謝をもって本研究の謝辞と致します。