

①



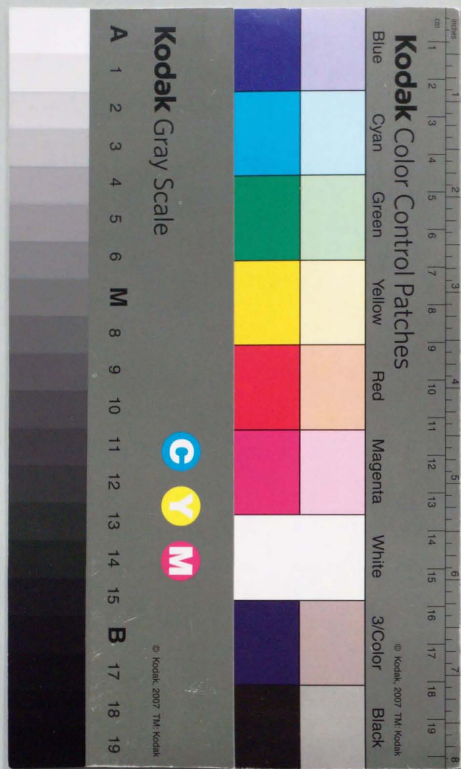
学位論文

入射核破砕片のスピン偏極

平成 6 年 12 月博士（理学）申請

東京大学大学院理学系研究科
物理学専攻

奥野広樹



①



学位論文

入射核破砕片のスピンの偏極

平成6年12月博士（理学）申請

東京大学大学院理学系研究科
物理学専攻

奥野広樹

目次

1 序	1
2 研究の背景	3
2.1 入射核破砕反応を用いた不安定核生成	3
2.1.1 入射核破砕反応	5
2.1.2 理化学研究所加速器研究施設	8
2.1.3 入射核破砕片分析装置 RIPS	8
2.2 不安定核のスピン偏極法	10
2.2.1 光ポンピング法	11
2.2.2 傾斜薄膜法	13
2.2.3 低温法	15
3 入射核破砕片のスピン偏極発生機構	16
3.1 モデル	16
3.1.1 剥ぎ取り過程における運動学的整合条件	16
3.1.2 Near-side 軌道と Far-side 軌道の競合関係	18
3.1.3 Wigner transform による破砕片偏極の記述	21
3.1.4 粒子蒸発と摩擦力	22
3.2 入射核破砕片のスピン偏極度測定	24
3.2.1 入射核破砕片の生成と分離	26
3.2.1.1 標的板の厚さ	27
3.2.1.2 放出角度の選択	30
3.2.1.3 放出運動量の選択	31
3.2.1.4 同位体分離	32
3.2.1.5 破砕片の静止	36
3.2.1.6 粒子識別とビーム形状診断	36
3.2.2 偏極度の測定	37
3.2.2.1 測定過程	39
3.2.2.2 β -線の検出	40
3.2.2.3 スピンの反転	42
3.2.2.4 制御とデータ収集	46
3.2.3 スピン偏極の保持	49
3.2.3.1 飛行中での外界の影響	49

3.2.3.2	静止後のスピン緩和	50
3.2.4	測定量の導出	51
3.2.4.1	生成断面積	51
3.2.4.2	スピン偏極度	51
3.2.5	測定結果	52
3.2.5.1	測定結果の概略	52
3.2.5.2	モデルと良く一致した偏極スペクトラム	53
3.2.5.3	他の反応系	55
3.2.5.4	測定結果のまとめ	57
3.3	議論	59
3.3.1	Near-side 軌道と Far-side 軌道の競合関係	59
3.3.2	モデルの拡張	63
3.3.2.1	核子が剥ぎ取られる位置のずれ	64
3.3.2.2	剥ぎ取り過程での再散乱効果	69
4	核モーメント測定による不安定核の構造研究	84
4.1	動機	84
4.2	^{14}B , ^{15}B , ^{21}F の磁気モーメント測定	86
4.2.1	偏極核の生成	86
4.2.2	核磁気共鳴の測定	89
4.2.3	磁気モーメントの値	91
4.3	その他の原子核についての測定結果	97
4.3.1	^{14}B と ^{15}B の電気四重極モーメント	97
4.3.2	^{17}N と ^{17}B の磁気モーメント	99
4.4	理論との比較	101
4.4.1	殻模型計算の概略	102
4.4.2	^{14}B と ^{15}B の波動関数	103
4.4.2.1	^{15}B	103
4.4.2.2	^{14}B	107
4.4.3	安定領域から不安定領域への核構造の変化	109
4.4.3.1	$s_{1/2}$ のエネルギー準位	109
4.4.3.2	B 奇核の構造変化	110
5	結論	115

謝辞	117
補遺	118
A Goldhaber モデル	118
B RIPS の輸送行列	119
C Gamow-Teller 型の β 崩壊での偏極分解能	122
D 軌道計算の詳細	122
D.1 厚み関数	123
D.2 光学ポテンシャル	125
E 原子核模型計算の概略	125
E.1 変分殻模型 (VSM)	125
E.2 反対称化された分子動力学模型 (AMD)	126

1 序

原子核は陽子と中性子等のハドロンを構成要素とした少数多体系であり、我々に多様な現象を提供してくれる。ここ十年の原子核物理は、その多様性を拡大するという点で、大きく進展したが、中でも陽子・中性子数の均衡が破れており、 β 崩壊に対して不安定な原子核（以下、不安定核と称する）に関する研究は目覚ましく進歩した。これは、主に加速器技術の進展によって、大強度高エネルギーの重イオンビームを用いた不安定核を大量に生成することが可能となり、生成し得る不安定核の範囲も大きく拡大した事に依るものである。この場合、不安定核の生成には、入射核破砕反応と呼ばれる衝突反応が用いられる。入射核破砕反応とは、文字通り、入射核が標的核との衝突時に破砕し、様々な核種へ変化する過程である。破砕片の中から特定の不安定核種を分離収集するためには、入射核破砕片が、ほぼ入射核が持つ速度のまま前方にビーム状に放出される性質を利用し、ビーム光学系を介して、効率の良い収集分離が達成される。この手法は、イオン源を要しないので、寿命や化学的性質による制約が少なく、普く同位体を生成出来る。高エネルギー反応に由来する高収量性と相まって、不安定核ビーム生成の画期的な方法として確立した。実際、この手法を用いた不安定核に関する研究は世界の主な重イオン加速器施設に於いて盛んに行われ、安定線から遠く離れた原子核の核現象や天体核物理の研究に新しい展開をもたらしている。

本研究の主要な目的は、上記の様な入射核破砕反応による不安定核生成法に適合したスピン偏極法を新たに確立し、幅広い応用を開拓することにある。安定線から遠く離れた原子核をスピン偏極させることは、核モーメントの決定を始め、スピンの関連する物理現象を研究する上で重要、不可欠である。また、崩壊特性に関して広い選択肢を提供する偏極生成法の達成は、偏極不安定核をNMRプローブとする物質研究の分野にも有益であろう。

現存するスピン偏極法は主に二つのものに分類できる。一つは傾斜薄膜法や光ポンピング法の様に、偏極核を得るために、原子現象、すなわち、電子のスピン偏極を介在するものである。一方、入射核破砕反応によって生成される高エネルギービームとして不安定核は、裸の原子核であり、軌道電子を捕獲し得るためには、破砕片の速度を軌道電子の速度程度まで下げる必要が生じ、そのための減速過程でビームのエネルギーやエミッタンスの揺がりが必然的に発生し、結果として、本来の生成量のかかなりの部分を失うことになる。今一つの偏極核を得る可能性は、生成に用いる核反応過程そのものの性質を利用する事である。このために、必要となる重要な条件は、1) 生成物が核反応を通じて、スピン偏極することと、2) 反応機構が理解され、スピン偏極の反応条件への依存性が予測可能となることである。

入射核破砕片のスピン偏極現象は、低エネルギー領域においては、既に知られていたが[1]、中高エネルギー領域では未解の問題であった。本研究の目的の一つは、中高エネルギー領域の入射核破砕反応に関して、上記の二点を明らかにすることにある。このため、様々な反応条件下での入射核破砕片のスピン偏極度を、100 MeV/核子領域で測定し、偏極発生機構を調べた[2, 3, 4]。その結果、一

般に数%を超える偏極が発生する事が確認され、偏極発生機構の基本的性質も明らかとなり、入射核破砕反応に適合する偏極法を開発することが出来た。この偏極現象は主に、入射核破砕反応における運動学的整合条件に支配され、反応条件により変化する偏極度の放出運動量及び放出角度に対する依存性は、多重散乱効果にも依存することが明らかとなった。

こうして得られる偏極不安定核は、核構造や物質科学の幅広い研究に役立つことが期待される。我々は、手始めに、不安定核の核モーメントの測定を試みた[5, 6]。原子核の基本的な物理量であり、原子核を応用する上でも重要な核モーメントは、不安定核領域、特に安定線から遠くはなれた領域では測られていない。この新しい偏極法を用いることにより、多くの不安定核の核モーメントの測定が一挙に可能となり、核構造の系統的研究に新たな指標が提供される。

以下、本論文は次の構成となっている。まず、第2章では、研究の背景となる事項を概説する。第3章では、破砕片偏極の測定と、それに基づき考察した偏極発生機構を述べる。第4章では、 ^{14}B 、 ^{15}B 、 ^{17}B 、 ^{17}N 、 ^{21}F の磁気モーメント、 ^{14}B 、 ^{15}B の電気四重極モーメントの測定について記述し、主に、B同位体の測定結果に基づいて、安定核から不安定核にわたって変異する核構造の性質の抽出を試みる。第5章において結論を述べる。

2 研究の背景

序章で述べたように、本研究の目的は、入射核破砕反応による不安定核生成法に適合したスピン偏極法を確立することにある。そのため、核反応過程を利用した偏極核生成の可能性を追及する。本章ではまず、(2.1)で、入射核破砕反応の持つ不安定核生成に対する利点を他のものと比較しつつ述べる。次に(2.2)では、既存するスピン偏極法の原理および適用例を述べ、これらの手法が入射核破砕反応を用いて生成された不安定核ビームには適用し難いことを述べる。

2.1 入射核破砕反応を用いた不安定核生成

不安定核を生成するには、安定核を核反応によって目的の核種に転化する必要がある。その際用いる核反応は、目的とする不安定核の核種や生成状態に応じて違ってくる。図1に、主な核反応を入射エネルギーによって分類する。まず、低エネルギー核反応では、核子移行反応、融合反応等が挙げられる。これらの反応は小型加速器からの低エネルギーの軽イオン及び重イオンビームを用いて、起こすことが可能であるが、生成される核種は安定線近傍のものに限られ、高いしきい値を要する安定線から遠く離れた原子核を生成するには適していない。高エネルギー核反応では、Spallation反応と入射核破砕反応が挙げられる。Spallation反応を用いた不安定核生成は、高エネルギーの陽子重陽子等を用いて昔から行われていた。この手法では、数 μA の軽粒子を数 g/cm^2 の厚い標板に照射した後、標板を1000 $^{\circ}\text{C}$ 程度まで熱し、標板から蒸発してきた同位体元素を収集分離するという、いわゆるISOL方式が取られる[7]。このISOL方式によって、低エネルギーでエミッタンスの良いビームが得られるが、生成核種の収量はその元素の蒸気圧等の化学的性質に大きく依存するため、利用出来る核種に制限がある。また、同位体を分離するために典型的に1秒程度の時間を要するため、寿命が数ms程度にもなるドリップ線近傍の原子核には適応が困難である。さらに、生成分離の為に装置には微妙な調整が必要となる。

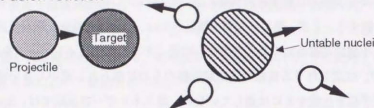
一方、入射核破砕反応を用いて不安定核生成を不安定核を生成する場合、入射核破砕片として放出される不安定核の分離収集はビーム光学系を用いて比較的容易に行うことができる[8]。これは破砕片が殆どビーム速度のまま、前方へ、運動学的に収束して放出されるためであり、収集効率もよい。この手法では、分離の為に化学的な分離手法を要しないため、核種に制限がなく、また、分離には破砕片ビームが電磁石系を通過する数100 ns程度を要するのみで、寿命が、数msにも達するドリップ線近傍の原子核にも適用が可能である。さらに、高エネルギー反応を用いるため、比較的厚い($\sim 1\text{ g}/\text{cm}^2$)標板を用いることができ、また、生成断面積が幅広い領域で大きく、高収量が得られる。

以上の様な利点を持つ、入射核破砕反応を用いた不安定核生成は、近年の高エネルギー重イオン加速器とその後段の破砕片分離装置の完成によって初めて可能となった。以下、(2.1.1)で入射核破砕反応の反応機構を述べ、この反応を用いた不安定核生成に必要な主な道具立て(加速器、入射核破

Low energy reactions Transfer reaction



Fusion reaction



High energy reactions

Spallation reaction



Projectile fragmentation

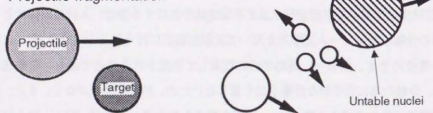


図 1: 不安定核の生成反応

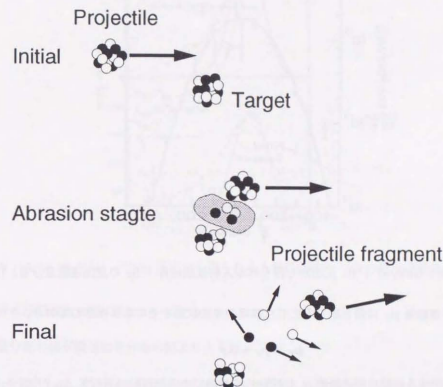


図 2: 入射核破砕反応の概念図

破砕分析装置)の概略を(2.1.2)(2.1.3)で述べる。

2.1.1 入射核破砕反応

重イオン衝突において入射核の速度が、原子核中の核子の内部運動の速度(フェルミ速度)を超えるようになると、入射核、標的核の複合系同士の反応は核子核子衝突の重ね合わせと考えられるようになる。その為、周辺衝突においては、図2に示すような、入射核破砕反応が優勢となる。この反応は序章でも述べたように、入射核が破砕する反応であるが、詳しくは次に述べる剥ぎ取りと核子蒸発の2つの過程からなる[9]。まず、反応の初期段階においては、標的核と入射核が重なりあった部分が入射核から剥ぎ取られ、他の部分は入射核破砕片となって殆ど速度変化なく放出される。剥ぎ取りの後、破砕片は少数の粒子を蒸発させ、剥ぎ取り過程によって生じた励起エネルギーを解放させる。この2段階の過程を経て放出された入射核破砕片の運動量分布及び角度分布は、Participant-spectatorの描象、すなわち、入射核と標的核が重なり合った部分のみが反応に参加し、破砕片となって放出される他の部分は、全く反応に関与しないと考えることによって導くことができる。反応に参加しな

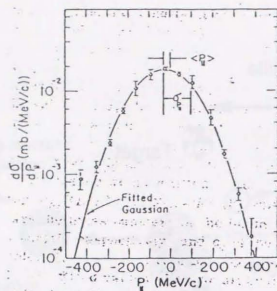


図3: ^{12}C (2.1 GeV/u) + ^9Be 反応から得られる入射核破砕片 ^{10}Be の放出運動量分布。[11]

かった破砕片の運動量 p_F は剥ぎ取りの生じた瞬間の運動状態をそのまま保存しており、

$$p_F = p_0 + \Delta p \quad (1)$$

と入射速度に対応する破砕片の運動量 p_0 に破砕片の核内での内部運動の揺らぎ Δp が加わったものとなる。図3には ^{12}C (2.1 GeV/u) + ^9Be 反応から得られる入射核破砕片 ^{10}Be の運動量分布を示すが、実際 p_0 をピークに持つ分布をしている。 Δp の分布の幅 σ_F は核子が独立にフェルミ運動している入射核からランダムに核子を抜き取ったとして

$$\begin{aligned} \sigma_F &= \sigma_0 \sqrt{\frac{K(A-K)}{A-1}} \\ A &: \text{入射核の質量数} \\ K &: \text{破砕片の質量数} \\ \sigma_0 &\approx 90 \text{ MeV/c} \end{aligned} \quad (2)$$

と求めることができ (Goldhaber モデル [補遺 A][10]) よく測定結果を再現する。こうして得られた破砕片の持つ運動量の幅及び角度の幅は、典型的に数 %、数度と小さく、(2.1.1) で述べた様に運動学的に収束している。例えば核子当たり 100 MeV/u の ^{18}O からの ^{14}B 破砕片の放出運動量、角度の幅は各々、2.3 %、 1.3° と見積もられる。

入射核破砕反応は当初、GeV/u 領域の重イオン衝突における典型的な反応過程として研究されてきたものである [11]。その後に、入射核速度が核子の内部運動速度と、ほぼ等しい数 10 MeV/u の中間エネルギー領域でも同様の反応が優勢であることがわかったが、低エネルギー領域で優勢な反応過程の混在を示唆する幾つかの違いが見受けられる [12, 13]。それらの中で、本研究に関連するとは、

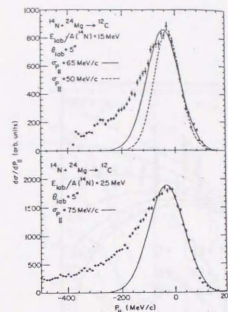


図4: ^{14}N (15, 25 MeV/u) + ^{24}Mg 反応から得られる入射核破砕片 ^{12}C の放出運動量分布 [13]

- 1) 運動量分布が低運動量側に尾を引いている。
- 2) 横運動量分布の幅が縦運動量分布の幅より大きい。

である。1) の例として、 ^{14}N ($E/A = 15, 25 \text{ MeV/u}$) + ^{24}Mg 反応から得られる入射核破砕片 ^{12}C の運動量分布を図4に示す。これらの分布は図3で示したものと類似しているが、実際、低エネルギー側に尾を引いている。これは、Multi-step 反応過程によって、一部の破砕片の運動エネルギーが減衰したためと考えられる。低エネルギー領域では、それらの効果を摩擦力の概念を導入して議論してきた。2) の例として、図5に、 ^{16}O (92.5 MeV/u) + Au 反応から得られた各同位体の横方向運動量の幅 σ_1 を示す。Goldhaber モデルの示すところでは、運動量分布の幅は横縦に関わらず等しいはずで、高エネルギー領域での入射核破砕反応では、両者は等しい。しかし、中間エネルギー領域での入射核破砕反応から放出される破砕片の横運動量分布は縦運動量分布も広がっている [14]。図中の実線は、同じ反応系で得られた $\sigma_0 = 80 \text{ MeV/c}$ を用いて描いた Goldhaber モデルの予想値であり、全般的に、実測値は予想値より大きいことがわかる。この様な違いは、入射核及び破砕片の軌道が標的核のポテンシャルを通過して平均的に曲げられる為に生じると考えられている。実際、図6には、 ^{16}O (92.5 MeV/u) + Au 反応 (右) 及び ^{16}O (92.5 MeV/u) + Al 反応 (左) から得られる幾つかの破砕片の角度分布を示したものである。左のグラフの粗い点線は、Goldhaber モデルから得られる幅をもつ分布で、測定結果より狭いが、標的核ポテンシャルによる軌道偏向を考慮して計算した破砕片の角度分布 (図中、細かい点線及び実線) は、測定結果を良く再現している。

以上、本研究で扱う、中間エネルギーの入射核破砕反応の機構は剥ぎ取りと粒子蒸発の過程に、摩擦力や軌道偏向が混在しているものであると考えられる。

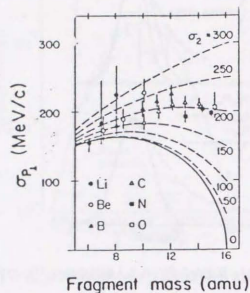


図 5: ^{16}O (92.5 MeV/u) + Au 反応から得られた各同位体の横方向運動量の幅 σ_{P_1} 。横軸は破砕片の質量数を表わす。実線は Goldhaber モデルから得られる σ_P 。点線は、軌道偏向の効果考慮して、 $\sigma_{P_1}^2 = \sigma_P^2 + \frac{A(A-1)}{K(K-1)}\sigma_2^2$ として、 σ_{P_1} を求めたもの。各線に添えてある数字は σ_2 を示す。[14]

2.1.2 理化学研究所加速器研究施設

本研究を行った理化学研究所加速器研究施設の概観図を図 7 に示す [16]。この施設の主加速器は、K 値が 540 のサイクロトロンで、軽核領域の重イオンを、最大 135 MeV/u まで加速することが可能である。また、サイクロトロンであるため、連続的にビームを出すことが出来、現在のところ、軽核領域では、シンクロトロン約 100 倍に相当する約 1 μA のビームを供給することができる。

2.1.3 入射核破砕片分析装置 RIPS

重イオンビームを標的板に照射し、入射核破砕反応によって得られる破砕片の中には、入射核よりも軽い核はすべて含まれており、その中の特定の核種の不安定核を収集・分離・収束して利用する装置が入射核破砕片分析装置である。(2.1.1) で述べたように運動学的収束という入射核破砕反応の特長によって、効率良い不安定核収集が可能である。本研究で用いた入射核破砕片分析装置 RIPS は、図 7 に示されている [17]。リングサイクロトロンから得られるビームは図中の矢印が示すような、経路を辿り RIPS の標的板に照射される。標的板において、入射核破砕反応を起こした様々な核種の破砕片から目的の不安定核ビームは、RIPS によって収集分離され、実験装置を置く焦点面まで導かれる。不安定核の分離は、磁気分析とエネルギー減衰に由来する A/Z 及び $A^{1-1/2}/Z^{1-2}$ に

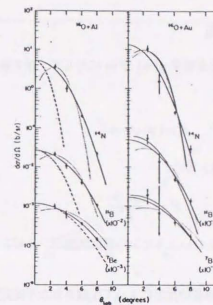


図 6: ^{16}O (92.5 MeV/u) + Au 反応 (右) 及び ^{16}O (92.5 MeV/u) + Al 反応 (左) から得られる入射核破砕片の放出角度 θ_{lab} 分布。荒い点線は Goldhaber モデルから得られる角度分布を表わし、実線はガウス関数への fit の結果を表わす。細かい点線は標的核ポテンシャルによる破砕片の軌道偏向を取り入れた角度分布の計算結果 [14]

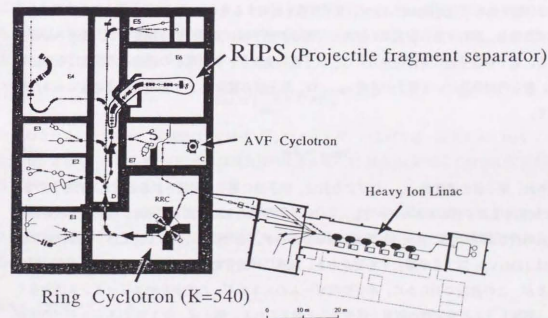


図 7: 理化学研究所リングサイクロトロン加速器施設

従う分散を組み合わせることにより、特定の (A, Z) を持つ核種を選別する。¹

2.2 不安定核のスピン偏極法

核スピン I の磁気量子数 m の占有確率 $a(m)$ が m に対して一様で無い状態をスピン整列した状態と言う。その整列状態の内、

$$a(m) \neq a(-m) \quad (3)$$

である状態をスピンが偏極した状態と言い、

$$P = \frac{\langle m \rangle}{I} \quad (4)$$

と定義される偏極度 P はゼロとならない。スピンの偏極状態は、スピンに関する原子核の物理量の研究には必要不可欠である。

(2.1.1) で述べたように、入射核破砕反応によって生成された不安定核の運動状態は、次の様である。

$$E/A \text{ (エネルギー)} > \text{数 } 10 \text{ MeV/u} \quad (5)$$

$$\delta E/E \text{ (エネルギーの広がり)} = \text{数}\% \quad (6)$$

$$\delta\phi \text{ (角度の広がり)} = \text{数度} \quad (7)$$

このような状態にある不安定核にたいして、原子現象を利用する光ボンピング法[19]や傾斜薄膜法[23]を適用する場合、飛行する不安定核の速度を、電子が原子核に束縛出来る程度まで、減速させる必要がある。電子が原子核に束縛出来るには、原子核の速度が、軌道電子の速度と同程度になる必要がある。最も内側軌道にいる電子の速度 v_{Bohr} は、原子核の電荷数 Z と超微細構造定数 $\alpha = 1/137$ を用いて、

$$v_{\text{Bohr}} = Z\alpha \quad (8)$$

と表われ、原子核の速度が v_{Bohr} 以下になれば、原子核に電子が捕獲されると考えられる。いま、 v_{Bohr} に対応する原子核のエネルギー E_{Bohr}/A を Z の関数として、図 8 に示す。現在入射核破砕反応で生成可能な領域は主に $Z < 20$ 以下の領域であるが、その領域に限って言えば、破砕片のエネルギーは 10 MeV/u 以下まで落とす必要がある。減速には通常物質を透過する際のエネルギー損失を用いるが、この過程で明らかに、不安定核ビームのエネルギーの広がりやエミッタンスは大きく拡大し、偏極しうる不安定核の収量を損失すると考えられる。例えば、今 1% のエネルギーの広がりを持ち、 1° の角度の広がりを持つ核子当り 100 MeV/u の ^{18}O のビームを核子当り 10 MeV/u

¹ λ は粒子のエネルギーに依存するパラメータで、核子当り 100 MeV/u 領域では 3.5 である。

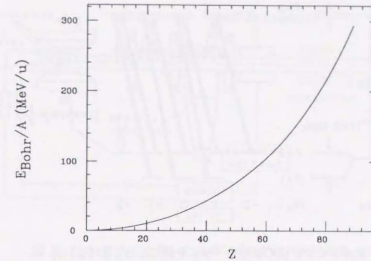


図 8: ボーア速度 v_{Bohr} と等しい速度の原子核の運動エネルギー E_{Bohr}/A の原子番号 Z 依存性

まで減速させた場合を考えて見る。エミッタンスの拡大は、主に Al 中での Multiple Scattering によって生じ、その大きさは 1.7° と見積もられ、エミッタンスは約 2 倍となる。一方エネルギーの広がりを増大させる要因は主に 2 つある。1 つは Al 中での Energy Straggling で 24.9 MeV と見積もられる。2 点目はエネルギー損失のエネルギー依存性に依るもので、核子あたり E_{mi}/A で広がりが δE_{mi} のビームを E_{fin}/A まで減速させた場合のビームエネルギーの広がり δE_{fin} は

$$\delta E_{\text{fin}} = \left(\frac{E_{\text{mi}}}{E_{\text{fin}}} \right)^{\frac{1}{2} - \lambda} \delta E_{\text{mi}} \quad (9)$$

と表われる。今の場合、減衰前は 18 MeV だったエネルギーの広がりは、減衰後 320 MeV にも拡大する。よって、エネルギーの広がりは減衰後のエネルギー 10 MeV/u に対して約 200% もの大きな広がりを持つことになる。

以下、この節では、光ボンピング法、傾斜薄膜法、低温法の原理を簡単に述べ、これらの手法を入射核破砕反応によって得られる不安定核ビームに適応した場合の程度の収量を損失することになるか述べる。

2.2.1 光ボンピング法

中性原子に、円偏光レーザー ($\sigma^+(\sigma^-)$) をあて続け、 $\Delta m = +1(-1)$ の遷移選択性を持つ原子励起と遷移選択性を持たない自然放出を繰り返し行い、最終的に原子のスピンの磁気量子数 m_F が

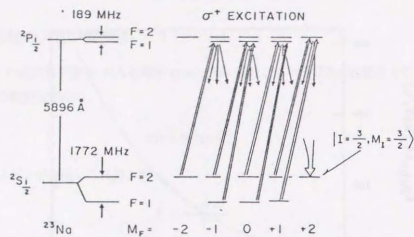


図 9: 光ポンピング法の原理を ^{23}Na を例にとって示す。[18]

$m_F = F(-F)$ の状態に転移させ、原子核のスピンの偏極が得られる。これが、光ポンピングの原理である。 ^{23}Na を例にとると、中性原子のスピンの F は $3/2$ の核スピン I と $S_{1/2}$ か $P_{1/2}$ 軌道にいる価電子のスピンの J が組んで、 $F=1$ または 2 を取り、図 9 のようなエネルギー準位を生成する。図は σ^+ 偏光を照射しているところだが、初めは各々の状態の存在確率は同じだったものが、 $\Delta m = +1(-1)$ 励起によって最終的に一番右の $|F=2, M_F=+2\rangle$ の状態に移って行くのがわかる。この状態において、核スピンの状態は全て $M_I = 3/2$ であるため、原理的には 100% の偏極が得られることになる。この手法は CERN の同位体分離装置 ISOLDE 等で、行われており、数々の成功を納めている [19]。最近の成果としては、中性子のハロー構造を持つ ^{11}Li の磁気モーメントと四重極モーメントが測定され、ハロー構造の強い確証を与えたことが挙げられる [20, 21]。その時の装置図を図 10 に示す。600 MeV の陽子による Ta の標的核破砕反応から得られ、ISOLDE によって分離収集された 600 keV の ^{11}Li は中性化され、飛行中にレーザーによって偏極され、核モーメント測定用の装置まで導かれている。この時の不安定核のエネルギーはである。

入射核破砕反応で得られた不安定核に適応する場合、減速された不安定核は数 10 MeV 以上の広がりを持つため、Doppler 効果によって、不安定核の感じる光の波長に広がり生じる。そのため、上記したように飛行中にレーザーをあて不安定核を偏極させるためには、収量のほとんどの部分を捨てる必要がある。不安定核が静止した後光ポンピングする方法も試されている。例えば半導体中に不安定核を埋め込み、半導体のバンドギャップを利用して不安定核のスピンを偏極させようとした試みがある [22]。この場合不安定核を、レーザーの強度が充分届く表皮深度の幅内に止める必要がある。しかし、入射核破砕反応によって得られた不安定核の飛程の広がりはその表皮深度より 100 倍以上長く偏極核を得るためには収量の殆ど全ての部分を捨てる必要がある。以上の理由により、光ポ

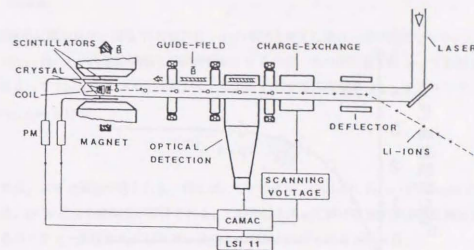


図 10: ISOLE 方式を用いた光ポンピングの実験装置。[20]

ンピング法を入射核破砕反応によって得られた不安定核に適応するには多くの収量を損失するため、効率的であるとは言い難い。

2.2.2 傾斜薄膜法

傾斜薄膜法は、原子核を傾斜薄膜に通過させ、偏極核を得るものである。偏極は

- 傾斜薄膜最終面における薄膜原子と通過原子間の非対称なビームフォイル相互作用によって通過イオンに原子偏極が生成される。
- 生成された原子偏極は、原子と原子核間の超微細構造相互作用を媒介として、原子核へ移行され、偏極した原子核が得られる。

の 2 つの過程によって得られる。実際にこの手法を 4 MeV での $^{11}\text{B}(d,p)^{12}\text{B}$ 反応から得られる不安定核 ^{12}B に適応され [23]、図 11 に示されているように、3% 程度のスピンの偏極が観測されている。この方法では傾斜薄膜の枚数を適当に重ねることにより偏極度が高まることも明らかになっている。その時の実験装置の概念図を図 12 に示すが、反跳生成物の ^{12}B は傾斜薄膜を通過後、静電レンズレを通過し、NMR 装置の中心に置かれた白金薄膜に収束される。

この傾斜薄膜法は、 ^{46}Ti (240 MeV/u) + ^9Be 反応によって生成された入射核破砕片 ^{43}Ti に適応されたが、有意な偏極は観測されていない。文献 [24] によれば、薄膜直前では 17 MeV/u 程度であったと見積もられエネルギーが高すぎるためと思われる。これより更にエネルギーを下げると、破砕片ビームのエミッタンスはかなり大きくなり、収量のかんりの部分を失うことになるだろう。

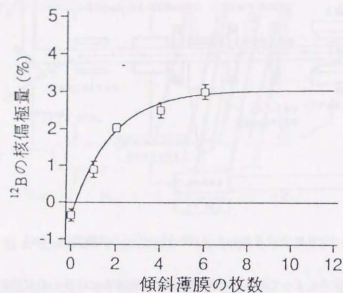


図 11: 傾斜薄膜法による¹²Bのスピンの偏極度。縦軸がスピンの偏極度、横軸が傾斜薄膜の枚数を表す。[23]

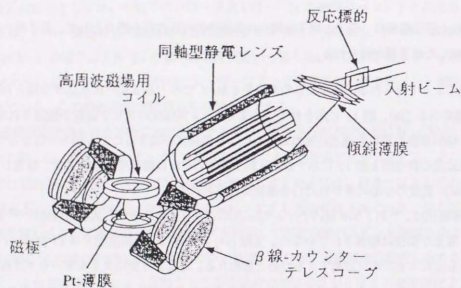


図 12: 傾斜薄膜法の為の実験装置の概念図。[23]

2.2.3 低温法

静磁場中に置かれた、温度 T の核スピン I の集団を考えた場合、核の磁気モーメント μ と静磁場 B_0 は $\mu \cdot B_0$ という超微細相互作用が働いているため、その磁気量子数 m 、すなわち、スピンの向きによって $2\mu B_0$ のエネルギー差が生じる。 m に対する占有確率 $a(m)$ はボルツマン分布に従い、 $a(m)/a(m+1)$ は

$$\frac{a(m)}{a(m-1)} = \exp\left(-\frac{\mu B_0/I}{k_B T}\right) \quad (10)$$

と表わされ、スピン偏極が得られる。例えば、 $1/2$ のスピンで $\mu = 1$, $B_0 = 10^4$ Gauss, $T = 10^{-3}$ K のときは、16 % 程度の偏極度が期待される。この手法を用いた例は β 線の異方性を測定して β 崩壊におけるパリティ非保存を示した Wu 女史らの実験が挙げられる [25]。

これを入射核破砕反応から得られる不安定核ビームに応用した場合、埋め込んでから偏極するまでの時間が問題となってくる。外界が埋め込まれたスピンと相互作用し、スピンを偏極させる現象はスピン緩和する現象と同様で、そのスピン緩和時間 T_1 が偏極が達成するまでにかかる時間と考えられる。一般に $T_1 T$ は一定であるため、 T_1 は T の減少に伴い増加するため、核の寿命が十分 T_1 よりも長くなければ、この低温法は適応できない。例えば白金薄膜中の B 同位体の $T_1 T$ は約 300 Ks であり、低温法で 10^{-3} K まで冷やしたとすると、 T_1 は $\sim 10^5$ 秒となり、寿命が ms の程度にもなるドリップ近傍の原子核には適応できない。

である。ただし、座標軸は図 13 の様にとる。よって I_F の反応平面に垂直な成分 I_{Fz} は p_F に関係して

$$I_{Fz} \approx r_0(p_F - p_0) \quad (15)$$

という p_0 でゼロを横切る増加関数として表わされ、スピン偏極度 P は

$$P = \begin{cases} \text{Negative} & (p_F > p_0) \\ 0 & (p_F = p_0) \\ \text{Positive} & (p_F < p_0) \end{cases} \quad (16)$$

と予想される。今ここで、 P の符号は入射運動量 k_i と放出運動量 k_f の外積 $k_i \times k_f$ の向きを正とした。

次に P の放出運動量依存性をより定量的に考察する。(2.1.1) で述べたように p_F は核子の内部運動を反映して分布する。今 k_f の分布 $f(k_f)$ を Goldhaber モデル (補遺 A) から得られる巾 σ_F を持つガウス分布だとすると、 p_F は p_0 にピークを持つガウス分布となる。一方、

$$P_c \equiv \left\langle \frac{I_{Fz}}{|I_F|} \right\rangle \quad (17)$$

と定義される、古典的な偏極度 P_c は $f(k_f)$ に依存して、

$$P_c = \int \frac{k_{fy}}{\sqrt{k_{fy}^2 + k_{fz}^2}} f(k_f) dk_f \quad (18)$$

と表わされ、図 14 に示す様な p_0 でゼロを横切る増加関数となる。

3.1.2 Near-side 軌道と Far-side 軌道の競合関係

前節で議論された破砕片のスピン偏極は、Near-side 軌道 (標的核に対して検出器と同じ側の軌道) を通ってきた場合のものであるが、実際の反応では破砕片の角度分散のため、Far-side 軌道 (標的核に対して検出器と反対側の軌道) の破砕片も検出器に入ってくる。Far-side 軌道を通ってきた破砕片は、図 15 の示すように、 $-R$ から核子が剥ぎ取られて生成されるため、破砕片に与えられる角運動量は逆符号となり、スピン偏極も反転する。そのため、Near-side 軌道を通ってきた破砕片 N と Far-side 軌道 F を通ってきた破砕片の数が同数の場合は互いのスピン偏極は打ち消しあってスピン偏極は観測されない。逆にスピン偏極が観測されるためには、 N と F の間に差が生じる必要がある。

(2.1.1) で述べた、標的核の作るポテンシャルによる軌道偏向を考慮すると、破砕片の放出角度分布 $W_F(\theta_L)$ は Near-side 軌道と Far-side 軌道の寄与に分解でき、

$$W_F(\theta_L) \propto \exp\left(-\frac{(\theta_L - \bar{\theta}_{det})^2}{2\Delta\theta_F^2}\right) + \exp\left(-\frac{(\theta_L + \bar{\theta}_{det})^2}{2\Delta\theta_F^2}\right) \quad (19)$$

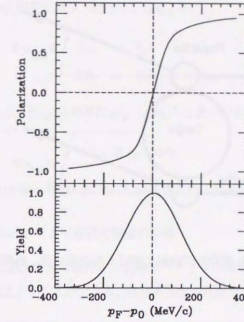


図 14: 古典的な取り扱いによって予想される入射核破砕片のスピン偏極度 (上部) と収量 (下部) の放出運動量 ($p_F - p_0$) 依存性。

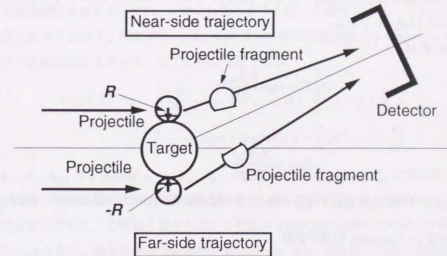


図 15: Near-side 軌道と Far-side 軌道の混ざり

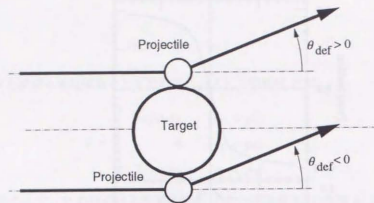


図 16: $\bar{\theta}_{\text{def}}$ の符号の定義。放出される破砕片が内側に曲げられたときに負、外側に曲げられたときに正の符号を持つ。

と表わされる。式中の第 1 項目が Near-side 軌道の破砕片の分布で、第 2 項目が Far-side 軌道の破砕片の分布であり、 $\bar{\theta}_{\text{def}}$ は破砕片の軌道偏向の平均値である。 $\bar{\theta}_{\text{def}}$ の符号は図 16 に示すように破砕片が外側へ曲げられたとき正、内側へ曲げられたとき負とする。 $\bar{\theta}_{\text{def}}$ は、標的核の作るポテンシャルの内、核力およびクーロン力ポテンシャルの競合関係によって決まる。もし、核引力が優勢の場合は軌道は平均的に内側に曲げられ易くなり、クーロン斥力が優勢の場合は軌道は外側に曲がりやすくなる。 $\Delta\theta_F$ は軌道偏向角度の分散である。分散の生じる原因は主に 2 つ考えられ、1 つは剥ぎ取り過程における核子内部運動の揺らぎに起因するもの ($\Delta\theta_{F1}$) であり、他方は反応に寄与する衝突係数の持つ幅に依るもの ($\Delta\theta_{F2}$) である。

式 (19) より N/F は

$$N/F = \exp\left(\frac{\theta_L \bar{\theta}_{\text{def}}}{\Delta\theta_F^2}\right) \quad (20)$$

と表われ、

$$R_{\text{NF}} = \frac{\theta_L \bar{\theta}_{\text{def}}}{\Delta\theta_F^2} \quad (21)$$

と定義される R_{NF} が Near-side 軌道と Far-side 軌道の競合関係を表わす指標となる。すなわち、

- $R_{\text{NF}} \gg 0$ の時 \rightarrow Near-side 軌道が優勢
- $R_{\text{NF}} \sim 0$ の時 \rightarrow Near-side 軌道と Far-side 軌道は同等
- $R_{\text{NF}} \ll 0$ の時 \rightarrow Far-side 軌道が優勢

となる。今第 0 近似としてクーロン斥力による軌道偏向のみを考え、反応に寄与する衝突係数もこすり衝突に対応するものに限定すれば (従って、 $\Delta\theta_{F2} = 0$)、

$$\bar{\theta}_{\text{def}} \sim \theta_{\text{gr}} \quad (22)$$

$$\Delta\theta_F = \Delta\theta_{F1} = \sigma_F/p_0 \quad (23)$$

となり、 θ_L も θ_{gr} に選ぶと、 R_{NF} は簡単に $(\theta_{\text{gr}}/\Delta\theta_F)^2$ と表わされ、

$$R_{\text{gr}} \equiv \theta_{\text{gr}}/\Delta\theta_F \quad (24)$$

と定義される R_{gr} は Near-side 軌道の破砕片の優勢を表わす指標となる。

3.1.3 Wigner transform による破砕片偏極の記述

(3.1.1) の式 (18) で議論された破砕片の偏極スペクトラムは、1 体の密度行列の Wigner 変換を用いて量子力学的に記述することができる。複合系同士の反応を記述するクラウドバー理論によれば

$$X^n + A \rightarrow Y^{n-1} + Z \quad (25)$$

といった、入射核から 1 核子を抜き取る入射核破砕反応における、破砕片 Y のビーム方向の運動量 p_{\parallel} に関する微分断面積は、文献 [26] により

$$\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}} = \int d^2s D(s) \times \int dz \int d^2k_{\perp} W(s, z, k_{\perp}, k_{\parallel}) \quad (26)$$

と表わされる。いまここで、 k_{\perp} と k_{\parallel} は剥ぎ取られた核子群の運動量 k のビーム軸にたいして平行な成分、垂直な成分を表わす。また、 s と z は剥ぎ取りの起こる場所 R のビーム軸に対して平行な成分、垂直な成分を表わす。式中 $W(s, z, k_{\perp}, k_{\parallel})$ は、1 体の密度行列 $\langle r | \rho | r' \rangle$ の Wigner 変換で、粒子の波動関数 Φ を用いて、以下の様に定義される。

$$W(R, k) = \int \frac{dx}{(2\pi)^3} \exp(-ikx) \langle R - \frac{x}{2} | \rho | R + \frac{x}{2} \rangle \quad (27)$$

$$= \int \frac{dx}{(2\pi)^3} \exp(-ikx) \Phi(s, z - \frac{x}{2}) \Phi^*(s, z + \frac{x}{2}) \quad (28)$$

この $W(s, z, k_{\perp}, k_{\parallel})$ は、運動量 $k (= (k_{\perp}, k_{\parallel}))$ の粒子を位置 $R (= (s, z))$ で見出す“確率”を与え、 $\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}}$ は剥ぎ取られた核子群の運動状態を反映する事を意味する。重み関数である $D(s)$ は衝突の動的要素を含んでおり、文献 [26] によれば、その重みは核表面に集中している。今単純化の為に、 $D(s) = \delta(s - s_0)$ とし、剥ぎ取りが各表面の一点 $s_0 = (s_0, 0, 0)$ のみで生じるとすると、式 (26) は

$$\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}} = \int dz \int \frac{dx}{2\pi} \exp(-ikx) \Phi(s_0, z - \frac{x}{2}) \Phi^*(s_0, z + \frac{x}{2}) \quad (29)$$

となる。

今例として、内部スピンを持たない $0p$ 軌道から粒子が剥ぎ取られる場合を考える。 $0p$ 軌道の波動関数を $\phi_m (m = -1, 0, +1)$ と表わすと $\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}}$ は各々の m の波動関数が与える微分断面積 $\frac{d\sigma_m}{dp_{\parallel}}$ の和として、次のように表わされる。

$$\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}} = \sum_m \frac{d\sigma_m}{dp_{\parallel}} \quad (30)$$

$$\frac{d\sigma_{-1}}{dp_{\parallel}} = \frac{\alpha}{\pi^{3/2}} \exp(-\alpha^2 s_0^2 - \frac{k_{\parallel}^2}{\alpha^2})(\alpha^2 s_0^2 - 1 + s_0 k_{\parallel} + 1 + \frac{k_{\parallel}^2}{\alpha^2}) \quad (31)$$

$$\frac{d\sigma_0}{dp_{\parallel}} = 0 \quad (32)$$

$$\frac{d\sigma_{+1}}{dp_{\parallel}} = \frac{\alpha}{\pi^{3/2}} \exp(-\alpha^2 s_0^2 - \frac{k_{\parallel}^2}{\alpha^2})(\alpha^2 s_0^2 - 1 - s_0 k_{\parallel} + 1 + \frac{k_{\parallel}^2}{\alpha^2}) \quad (33)$$

今ここで α は

$$\phi_0 = -\sqrt{2}(\frac{\alpha}{\sqrt{\pi}})^{3/2} \exp(-\frac{\alpha^2}{2}(x^2 + y^2 + z^2))\alpha y \quad (34)$$

$$\phi_{\pm 1} = \mp\sqrt{2}(\frac{\alpha}{\sqrt{\pi}})^{3/2} \exp(-\frac{\alpha^2}{2}(x^2 + y^2 + z^2))\frac{\alpha}{\sqrt{2}}(x \pm iz) \quad (35)$$

と表わされる調和振動子波動関数の ϕ_m 中の定数で

$$\alpha \equiv \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} \quad (36)$$

$$\omega = 41/A^{1/3} \text{MeV} \quad (37)$$

$$m = \text{核子の質量 (931.5 MeV)} \quad (38)$$

$$A = \text{質量数} \quad (39)$$

である。図 17 に質量数 14 の場合の $\frac{d\sigma_m}{dp_{\parallel}}$ を示す。 $\frac{d\sigma_m}{dp_{\parallel}}$ の分布は m の値によってずれ、偏極が生じ、偏極度 P は次のように表わされる。

$$P = \frac{(d\sigma_{+1}/dp_{\parallel}) - (d\sigma_{-1}/dp_{\parallel})}{(d\sigma/dp_{\parallel})} \quad (40)$$

$$= \frac{s_0 p_{\parallel}}{\alpha^2 s_0^2 + (p_{\parallel}/\alpha)^2} \quad (41)$$

P の p_{\parallel} 依存性も図 17 に示すが、(3.1.1) の図 14 で得られたものと同様に p_0 でゼロを横切る単調増加関数となる。

3.1.4 粒子蒸発と摩擦力

剥ぎ取り反応の結果、生成された不安定核（一次生成核）は、一般的には高励起状態にあるため、一連の粒子蒸発を経た後、観測される原子核（二次生成核）に到達する。従って一次生成核で発生したスピン偏極が粒子蒸発過程で如何に変化するかが問題となるが、粒子蒸発は角度に関して一様な過程であるため、減偏極を与える。

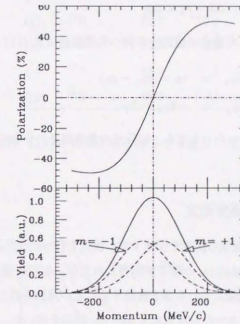


図 17: 量子力学的取り扱いによって予想される入射核破片のスピン偏極度（上部）と収量（下部）の放出運動量 ($p_F - p_0$) 依存性。

一方、(3.1.1) で考えた剥ぎ取り反応は、核子レベルでは基本的に、one-step の反応として記述されるものであるが、中間エネルギー以下の領域では、multi-step の寄与も顕れるようになる。それによる効果は場合により摩擦力 ($F_{\text{fric}} \approx v$) を導入することにより実効的に代表できる。この場合、(3.1.1) で考えた剥ぎ取り過程と摩擦力による過程は、sequential に起こると考える。摩擦力は、周辺衝突である入射核破砕反応においては、入射核の中心から接線方向の摩擦力が主であるため、破砕片のある方向に角運動量を与え、スピン偏極すると期待される。摩擦力の作用点 R を核表面の $(r_0, 0, 0)$ とすると、摩擦力によって生じた角運動量移行 Δl はビーム軸方向の運動量移行 Δp を用いて、

$$\Delta l = r_0 \times \Delta p \quad (42)$$

と表わされる。よって、摩擦力が生じた場合の破砕片の持つ角運動量は式 (12) と上式より、

$$\begin{aligned} l'_{Fz} &= r_0 \times (p'_{Fy} - p_0) \\ p'_{Fy} &= -k_{Fy} + \Delta p \end{aligned} \quad (43)$$

とあらわされ、接線方向の摩擦力が働いたとしても、破砕片の角運動量の分布は p_0 を横切る分布を与える。

3.2 入射核破砕片のスピン偏極度測定

本節では入射核破砕片のスピン偏極度の測定を記述する。測定を行った反応系を表 1 に示す。測定は入射核エネルギーが 40, 112, 70 MeV/u の順で 3 回行われたが、初回の測定の目的は本章の序文でも述べたように、主に破砕片が偏極している事を検証することが意図された。そのため、Near-side 軌道が明らかに優勢と考えられるクーロン斥力の大きい Au 標的を用いた。図 18 に (3.1.2) で Near-side 軌道と Far-side 軌道の競合関係を表わす指標として導入した R_{gr} の値が示されているが、実際、初回の測定で用いられた反応系の R_{gr} の値は約 4 という 1 に比べて十分大きい値となっている。2 回目以降の 112, 70 MeV/u の測定 (以下 112 MeV/u の測定を測定 (A)、70 MeV/u の測定を測定 (B) と称する。) では、主に、初回で検証された破砕片偏極の発生機構をより詳しく研究することが意図された。そのため、入射核のエネルギーと標的核を変え、Near-side 軌道と Far-side 軌道の競合関係を変化させた時に、破砕片偏極の放出運動量や放出角度に対する振る舞いに変化する様子を調べた。図 18 に測定を行った R_{gr} の値が示されているが、0.5 から 4.0 を含んでおり、様々な競合関係の下で測定が行われていると考えられる。 $R_{gr} \sim 0$ の状況では Near-side と Far-side 軌道を通ってきた破砕片がほぼ同数となり、偏極が打ち消し合ってしまうと考えられるが、 R_{gr} は軌道偏向の要因としてクーロン斥力を考慮した指標であり、実際は核引力による負の軌道偏向が Far-side 軌道の優勢にする可能性があるため、 $R_{gr} \sim 0$ の状況下でも測定は行われた。

測定における主要な要素は以下の 3 点である。

入射核	E_{eff}/A	標的核	破砕片
(MeV/u)			
(a)	^{14}N	39.4	^{197}Au ^{12}B
(b)	^{15}N	109.6	^{197}Au ^{12}B
(c)	^{15}N	109.6	^{197}Au ^{13}B
(d)	^{15}N	68.0	^{197}Au ^{12}B
(e)	^{15}N	68.0	^{197}Au ^{13}B
(f)	^{15}N	67.7	^{159}Tb ^{12}B
(g)	^{15}N	67.3	^{93}Nb ^{12}B
(h)	^{15}N	67.3	^{93}Nb ^{13}B
(i)	^{15}N	68.0	^{27}Al ^{12}B
(j)	^{15}N	68.0	^{27}Al ^{13}B

表 1: 測定を行った反応系。 E_{eff}/A は標的板の厚さを考慮して補正された入射核のエネルギーを表わす。

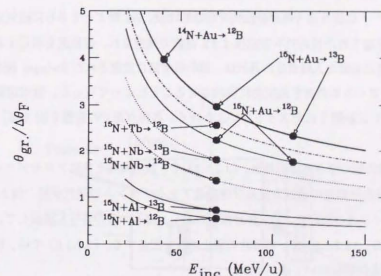


図 18: $R_{gr}(= \theta_{gr}/\Delta\theta_F)$ の入射核エネルギー E_{inc}/A 依存性。図中の黒丸は、測定に用いた反応系に対する値を示す。

1) 放出角度と放出運動量が選択された入射核破砕片の生成。

2) スピン偏極度の測定。

3) スピン偏極の保持

1) は (2.1.3) で述べた入射核破砕片分析装置 RIPS を用いておこなった。詳しくは (3.2.1) で述べる。2) は、破砕片を Pt 薄膜中に注入静止させ、 β 線の角度異方性を測定し、 β 崩壊時にパリティ保存が破れ、スピン軸に対する放出 β 線の角度分布に異方性が生じる現象を利用した。詳しくは (3.2.2) で述べる。3) については、(3.2.3) で述べるような配慮により偏極核が崩壊するまで、スピン偏極を十分保持することが達成された。(3.2.4) においては主に、主にスピン偏極度に対する補正をのべ、(3.2.5) で測定結果を示す。

3.2.1 入射核破砕片の生成と分離

(3.2) の冒頭で述べたように、本測定には入射核破砕反応を起こし目的の不安定核ビームの放出角度と放出運動量を選択する必要がある。これらは入射核破砕片分析装置 RIPS により達成出来る [17]。図 19 に RIPS の概念図を示す。RIPS は 2 個の双極電磁石 (D1, D2)、12 個の四重極電磁石 (Q1 ~ Q12) 及び 4 個の六極電磁石 (Sx1 ~ Sx4) からなるアクロマティックなビームラインであり、4 箇所 (F0, F1, F2, F3) の焦点面を持つ。F0 で生成された入射核破砕片は、D1 によって磁気分析され、分散焦点面である F1 で A/Z による軌道分散が生じる。その後、F1 に置かれたエネルギー減衰板中で $A^{-1/2}Z^{-1/2}$ に従う運動量損失を起こした後、D2 によってさらに磁気分析され F2 で分離が完了する。分離された目的の不安定核は F3 直前で減速され、偏極度を測定するために F3 に静止させる。本測定に必要な入射角度の選択は、標的板直前に設置された Swinger 磁石によってビームを斜め入射し、ビームの角度を選択的に偏向させることによって行った。放出運動量の選択は運動量分散をもつ F1 に設置されたスリットにより行う。各焦点面での装置を図 (20)、(21)、(22)、(23) に示す。

以下 (3.2.1.1) で、標的板の厚さの選択基準、(3.2.1.2) で、放出角度と角度アクセプタンスの設定根拠、(3.2.1.3) で、放出運動量の選択方法及び運動量アクセプタンスの選択根拠、(3.2.1.4) では、まず、1 次のオプティクス範囲で、同位体分離を議論し、高次の項の寄与も議論して、達成された質量分解能等を述べる。(3.2.1.5) で、破砕片の静止過程を記述する。(3.2.1.6) では、粒子識別とビーム形状診断の方法と装置について述べる。

3.2.1.1 標的板の厚さ

標的板の厚さは主に反応位置の違いの為に生じる破砕片のエネルギー損失の分散 (δp) によって偏極スペクトラムの形が変化する事を考慮して決定された。図 24 に示すように、 δp は標的板の最前で反応を起こした破砕片の中心速度 v_0 、最後に反応を起こした破砕片の中心速度 v''_0 を用いて、

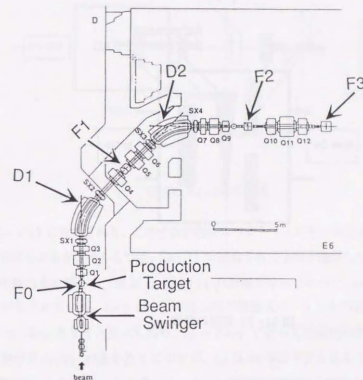


図 19: 入射核破砕片分析装置 RIPS

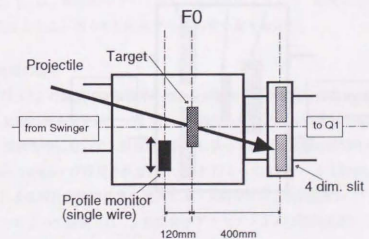


図 20: F0 周辺の装置

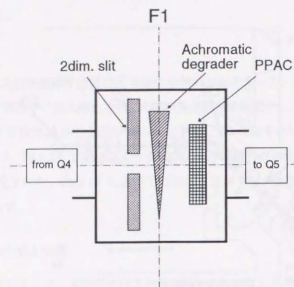


図 21: F1 周辺の装置

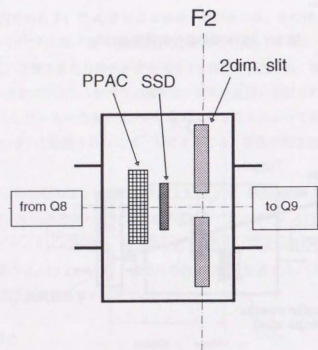


図 22: F2 周辺の装置

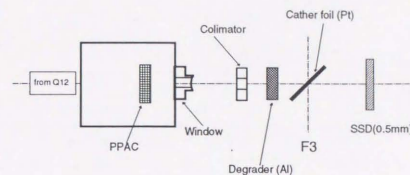


図 23: F3 周辺の装置

$\delta p = A_F \times (v_0' - v_0'')$ と表わされる。この分散が偏極スペクトラムの形に与える影響は、本来の偏極スペクトラムの形にもよるが、今ここでは、(3.1.1) で議論された予想と類似した $\tanh(p_F/\sigma_F)$ を仮定して、その形の変化を計算した (図 25)。図中の 1 点鎖線が本来のもので、 $\delta p = 0.6\sigma_F, 1.2\sigma_F, 2.4\sigma_F$ の場合の結果が示されている。 $\delta p = 0.6\sigma_F$ の時は殆ど偏極スペクトラムの形は、本来のものと変化はないが、 $\delta p = 1.2\sigma_F$ となると変化し始め、 $\delta p = 2.4\sigma_F$ に至っては変化が顕著となる。測定を行った各反応系における $\delta p/\sigma_F$ の値を表 2 に示すが、 δp は 60 % 以下となるようにした。

標的板の厚さは、入射核のエネルギー E_{inc}/A と標的板通過後の入射核のエネルギー E_{inc}/A' を D1 を用いて磁気分析することによって求め、それらの飛程の差から求めた。こうして得られた標的板の厚さ t と平均入射エネルギー $E_{eff}/A = (E_{inc}/A + E_{inc}/A')/2$ を表 2 に示す。

入射核速度 v_0 と等しい破砕片の放出運動量 p_0 は偏極スペクトラムのモデルとの比較を行う点で重要である。 p_0 は、標的板中での上記した破砕片のエネルギー損失の分散も考慮して $p_0 = A_F \times (v_0' + v_0'')/2$ とした。各々の反応系での p_0 の値を表 2 に示す。

3.2.1.2 放出角度の選択

放出角度は (3.1.2) の議論により破砕片の収量が集中すると考えられた θ_{cr} 近傍とした。第 0 焦点点周面の主な装置の概念図を示す (図 20)。加速器からのビームは図中左側から入射され標的板に照射される。標的板中において入射核破砕反応に依って様々な核種の破砕片が生成される。標的板直前には Beam Swinger が設置されており、これによって入射ビームを斜め入射することにより RIPS へ輸送される破砕片の放出角度を選択する。入射角度は、標的板直前 12 cm の所にあるプロファイルモニターによって診断された。放出角度アクセプタンスは標的板後方 40 cm に設置された 4 方向スリットによって定義された。各々の測定での角度アクセプタンスを表 3 を示す。

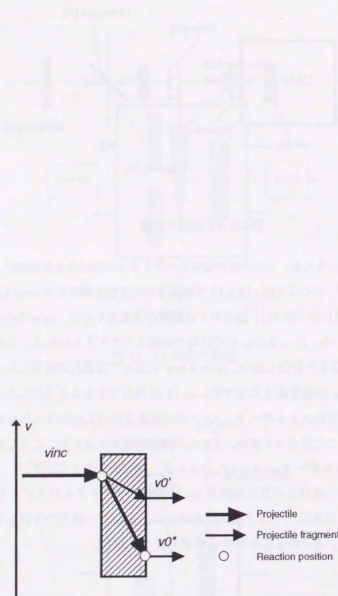


図 24: 反応位置の違いのために生じる破砕片の速度分布の違い。 v_{inc} は入射核速度、 v_0' は標的板の最前で反応を起こした破砕片の中心速度、 v_0'' は最後で反応を起こした破砕片の中心速度を表す。

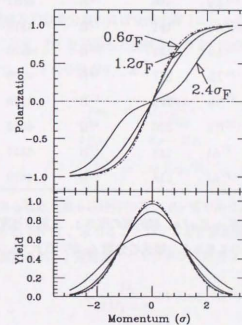


図 25: 破砕片の標的板でのエネルギー損失の分散 δp による偏極度 (上部) と収量 (下部) のスペクトラムの変形。横軸は放出運動量を σ_F 単位で表わす。一点鎖線は、本来の偏極度及び収量スペクトラムで、実線が、 $\delta p/\sigma_F = 0.6, 1.2, 2.4$ の時のスペクトラムを表わす。

Projectile	E_{eff}/A (MeV/u)	Target	t (mg/cm ²)	Fragment	p_0 (MeV/c)	$\delta p/\sigma$ (%)
¹⁴ N	39.4	¹⁹⁷ Au	97	¹² B	3257	39
¹⁵ N	109.6	¹⁹⁷ Au	386	¹² B	5542	29
¹⁵ N	109.6	¹⁹⁷ Au	386	¹³ B	6007	43
¹⁵ N	68.0	¹⁹⁷ Au	191	¹² B	4315	28
¹⁵ N	68.0	¹⁹⁷ Au	191	¹³ B	4679	41
¹⁵ N	67.7	¹⁵⁹ Tb	217	¹² B	4300	34
¹⁵ N	67.3	⁹³ Nb	220	¹² B	4278	42
¹⁵ N	67.3	⁹³ Nb	220	¹³ B	4639	60
¹⁵ N	68.0	²⁷ Al	118	¹² B	4317	28
¹⁵ N	68.0	²⁷ Al	118	¹³ B	4679	40

表 2: 各反応系での、平均入射エネルギー E_{eff}/A 、標的板の厚さ t 、入射核速度に対応する破砕片の放出運動量 p_0 、破砕片の標的板中でのエネルギー損失の分散 δp が示されている。

測定	θ_L (°)	$\Delta\Omega$ (msr)
(a)	2.0 ~ 6.0	0.3
(b)	1.0	0.3
	2.5 ~ 6.0	1.2

表 3: 破砕片の放出角度 θ_L とアクセプタンス $\Delta\Omega$ 。

測定	$\pm\Delta p/p$ (%)
(a)	0.42
(b)	0.50

表 4: 破砕片の放出運動量のアクセプタンス $\Delta p/p_0$ 。

3.2.1.3 放出運動量の選択

放出運動量としては破砕片の収量分布のほぼ全域を覆う 5 ~ 8 点が選択された。第 1 焦点面周辺の装置の概略図を図 21 に示す。D1 を通過した後破砕片の F1 での焦点位置 δx_1 には各粒子の磁気硬度 $B\rho = A/Zv$ に応じて、以下の分散が生じる。

$$\delta x_1 = D_1 \frac{\delta B\rho_1}{B\rho_1} \quad (44)$$

$$\delta B\rho_1 = B\rho - B\rho_1 \quad (45)$$

$$D_1 = 24 \text{ mm/\%} \quad (46)$$

此处で、 $B\rho_1$ は、D1 の中心軌道を通る破砕片の持つ $B\rho$ 値であり、NMR プロープで測定される磁場の値と曲率半径 $\rho = 3.6 \text{ m}$ を用いて、求めることができる。運動量はこの分散を利用して F1 に置かれた 2 方向スリットで選択される。運動量アクセプタンスは表 4 に示す。F1 での運動量分解能は

$$\left| \frac{D_1}{2M_1 \times x_0} \right| \quad (47)$$

と、F1 での dispersion D_1 、F0 から F1 までの x 方向の magnification M_1 、F0 でのビーム幅の半分 x_0 によって表わされる。RIPS においてはこの分解能は典型的に 1500 程度であり、1 % 程度のアクセプタンスを持つ本測定では十分な値である。

3.2.1.4 同位体分離

同位体分離は (2.1.3) でも述べたように、核種の A/Z と $A^{1/2}/Z^{1/2}$ による分離である。以下この分離手法を定量的に扱う [8]。(3.2.1.3) で述べたように F1 における破砕片の焦点位置は粒子の $B\rho = A/Zv$ によって違ってくるが、入射核破砕反応においては v はほぼ入射核速度に等しいため、F1 においては A/Z による分析を行っていることになる。F1 において、その様な分析を受けた破砕片は F1 に置かれたエネルギー減衰板を通過する。核子当り p の運動量を持つ核は

$$R = k \frac{A}{Z^2} p^2 \quad (48)$$

の飛程 R を持つ。そのため、 $B\rho_1$ の磁気硬度を持つ粒子が厚さ d のエネルギー減衰板を通った後に持つ磁気硬度 $B\rho'$ は、

$$B\rho' = B\rho_1(1 - \frac{d}{k} r_2 (B\rho_1)^{-\lambda})^{1/\lambda} \quad (49)$$

$$r_2 = \frac{A^{\lambda-1}}{Z^{\lambda-2}} \quad (50)$$

と求められ、 r_2 に応じて違った運動量損失を受ける。このため、D2 を通る破砕片の軌道に新たに $A^{\lambda-1}/Z^{\lambda-2}$ による分散が生じ、F2 での焦点位置の分散 x_2 は次の様に表わされる。

$$x_2 = D_2 \Delta B\rho_2 / B\rho_2 \quad (51)$$

$$D_2 = 37.5 \text{ mm}/\% \quad (52)$$

$$\begin{aligned} \Delta B\rho_2 / B\rho_2 &= \frac{1}{1-d/R} \frac{\Delta B\rho_1}{B\rho_1} - \frac{d/R}{1-d/R} \frac{1}{\lambda} \frac{\Delta r_2}{r_2} \\ &= \frac{1}{1-d/R} \frac{\Delta B\rho_1}{B\rho_1} - \frac{d/R}{1-d/R} \frac{\lambda-1}{\lambda} \frac{\Delta A}{A} - \frac{d/R}{1-d/R} \frac{\lambda-2}{\lambda} \frac{\Delta Z}{Z} \end{aligned} \quad (53)$$

$$\Delta B\rho_2 = B\rho' - B\rho_2 \quad (54)$$

いま此処で、 $B\rho_2$ は D2 の中心軌道を通る粒子の持つ磁気硬度である。以上が同位体分離の中心値を与えるものである。以下分離の分解能を示すために 1 次のオプティクスを議論する。

F2 は double achromatic な焦点点となっている。その条件は、補遺 B で定義される輸送行列で、

$$(x_2 | \delta_0) = 0 \quad (55)$$

$$(\theta | \delta_0) = 0 \quad (56)$$

とあらわされる。これは、各々の破砕片はその運動量の違いに依らず 1 点で集束し、その点での角度の拡がりも運動量の拡がりに依らないことを意味する。減衰板をいれない場合、式 (55) と (56) は

$$D_1 M_1 + D_2 = 0 \quad (57)$$

$$D_1 M'_2 + D'_1 / M_1 + D'_2 = 0 \quad (58)$$

と表わされるが、エネルギー減衰板を入れることによって

$$D_1 M_1 + D_2 (D_1 (\delta | x)_d + (\delta | \delta)_d) = 0 \quad (59)$$

$$D_1 M'_2 + D'_1 / M_1 + D'_2 (D_1 (\delta | x)_d + (\delta | \delta)_d) = 0 \quad (60)$$

となる。この 2 つの式に共通に現われる $D_1 (\delta | x)_d + (\delta | \delta)_d$ の項は減衰板を入れたために生じる項でこれを 1 とすることで、減衰板を入れた効果が消える。減衰板の形状は、全ての x_2 に対してこの条件をみたすものであり、

$$d(x) = d_0(1 + \frac{x\lambda}{D_1}) \quad (61)$$

測定	破砕片	材質	厚さ (mm)	d_0/R
(a)	^{12}B , ^{13}B	Al	4.092	~ 0.2
(a)	^{12}B	Al	1.593	~ 0.20
(a)	^{13}B	Al	2.168	~ 0.23

表 5: 使用した Achromatic degrader の厚さ。

となる。減衰板をこの様な形状にすることによって、減衰板をいれないときに achroma 条件を達成させておけば、減衰板を入れたときでもその条件を崩す事がない。測定に使用した減衰板の厚さを表 5 に示す。

Achromatic 減衰板を使用した時の F0 から F2 までの主な輸送行列は次のように表わされる。

• 倍率

$$(x_3 | x_0) = M_1 M_2 \frac{1}{1 - d_0/R} \quad (62)$$

• Z による分散

$$(x_3 | \delta Z) = D_2 \frac{\lambda-2}{\lambda} \frac{d_0/R}{1 - d_0/R} \quad (63)$$

• A による分散

$$(x_3 | \delta A) = -D_2 \frac{\lambda-1}{\lambda} \frac{d_0/R}{1 - d_0/R} \quad (64)$$

よって、同位体分離 Y は Z と A による分散を足し合わせることに依って

$$\begin{aligned} Y(\delta r_2) &= (x_2 | \delta A) \delta A + (x_2 | \delta Z) \delta_0 \\ &= D_2 \frac{d_0/R}{1 - d_0/R} \left(\frac{\lambda-2}{\lambda} \delta Z / Z + \frac{1-\lambda}{\lambda} \delta A / A \right) \\ &= -D_2 \frac{d_0/R_0}{1 - d_0/R_0} \frac{1}{\lambda} \delta r_2 \end{aligned} \quad (65)$$

と表わされる。一方、F2 での像の大きさ Δx は上で述べた倍率と F0 での入射ビームの像の大きさ Δx_0 により

$$\Delta x = \Delta x_0 \times M_1 M_2 \frac{1}{1 - d_0/R} \quad (66)$$

と表わされる。よって、 r_2 に関する選択の分解能は $r_2/\Delta r_2 = Y(\delta r_2)/\Delta x$ は

$$\left| \frac{r_2}{\delta r_2} \right| = \left| \frac{D_1}{2M_1 x_0} \right| \frac{d_0}{R} \frac{1}{\lambda} \quad (67)$$

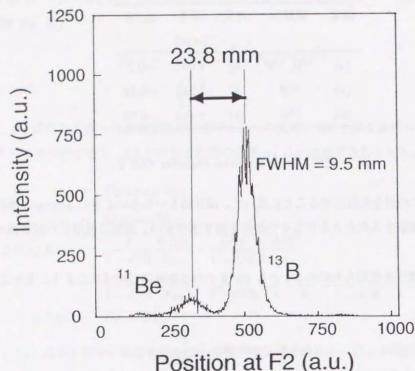


図 26: 同位体分離の一例。 ^{15}N (68.0 MeV/u) + ^{197}Au 反応から得られる ^{13}B のF2における像。縦軸が収量、横軸が位置を表す。 ^{13}B のビームの半値幅、 ^{11}Be との分離はそれぞれ、図中に示されている。

と与えられる。また、質量分解能、電荷分解能も

$$\left| \frac{\Delta A}{\Delta A} \right| = \frac{D_1}{2M_1 x_0} \frac{\lambda - 1}{\lambda} \frac{d_0}{R} \quad (68)$$

$$\left| \frac{\Delta Z}{\Delta Z} \right| = \frac{D_1}{2M_1 x_0} \frac{\lambda - 2}{\lambda} \frac{d_0}{R} \quad (69)$$

と与えられる。上式中で、 $|D_1/(2M_1 x_0)|$ はF1での運動量分解能であり、これが、1次のオプティクスでの分解能の限界を与える。上の式では分解能は減衰板の厚さ d_0 に比例して良くなることになるが、実際は減衰板中でエネルギーストラグリングや多重散乱により、F2において角度及び運動量分散が生じ、分解能が落ちるため、減衰板の厚さはその粒子の飛程 R の25%程度が良いとされている[17]。表5には使用した減衰板の厚さとともにその典型的な d_0/R の値も記されているが、大方、 d_0/R はその様な値となっている。

F2で測定された典型的な同位体分離の $B\rho_1 = 3.04 \text{ Tm}$ に設定した場合のスペクトラムを図26に示す。これは、 ^{15}N (68.0 MeV/u) + ^{197}Au 反応から得られる ^{13}B のF2における像である。 ^{13}B の左側、23.8 mm 離れた所に ^{11}Be があり、 ^{13}B の像の半値幅は9.5 mmである。これより

$$\left| \frac{r_2}{\Delta r_2} \right| \sim 31.7 \quad (70)$$

	測定 (A)	測定 (B)
白金薄膜		
面積 (mm ²)	~100	~400
厚さ (μm)	707	354
コリメーター		
直径 (mm)	7	18

表 6: 白金薄膜とコリメータの大きさ。白金薄膜の面積はビームから見込むものである。

と求めることができる。一方上の議論から1次のオプティクスの範囲では分解能は34程度と見積もられ、実測された分解能はそれとほぼ一致している。実測の際にはF2の2方向スリットを±10 mm程度まで閉じて、目的の破砕片のみを最終焦点面まで導く。

3.2.1.5 破砕片の静止

F2において分離が完了した目的の核種の破砕片ビームは、3連の四重極電磁石を通過した後、第3焦点面F3に集束され、F3上にある白金薄膜中に注入され静止する。F3周辺の装置を図23に示す。F3周辺にはビーム診断の為にPPACの他に、破砕片を静止させる白金薄膜直前には破砕片ビームの大きさを定義するコリメーターがある。破砕片ビームはコリメーターを通過した後、エネルギー減衰板を通過し、白金薄膜に静止する。エネルギー減衰板の厚さは破砕片が白金に静止するように調節された。白金薄膜の厚さ及びコリメータの直径は表6に示す。白金薄膜の厚さは典型的に数100 μmで、破砕片の飛程の広がりやを充分覆えるようになっている。確実に薄膜中に静止することを確認する手続として、白金薄膜を取りはずし、その下流にあるSSDに直接ビームを通過させたときのエネルギー損失から、ビームエネルギー及び、分布幅を求め、破砕片ビームの残りの飛程の分布が白金の厚みに含まれている事を確かめた。F3におけるビーム中で目的の核種の純度は、F3-PPACと加速器からのrf信号を用いたTOFにより診断され、測定を行った全ての運動量領域でおおむね90%以上であった。

3.2.1.6 粒子識別とビーム形状診断

この章では破砕片ビームの形状診断と粒子識別に使われた装置の概略を述べる。対象とするビーム強度は最大1秒間に10⁵程度であるが、この条件下で簡便に機能し、かつ、必要な位置分解能と高速の時間情報が得られる検出器としてPPAC(Parallel Plate Avalanche Counter)を用いた。PPACは概念図27に示すように2つのカソード板とその間に1枚のアノード板をもつガスカウンターである。カソード板には金の蒸着によって作られた分割された1.6 mmのカソード電極が縦(横)方向に並べられている。これによって、カソードに誘起された電荷を抵抗分割で読みとり、粒子の通

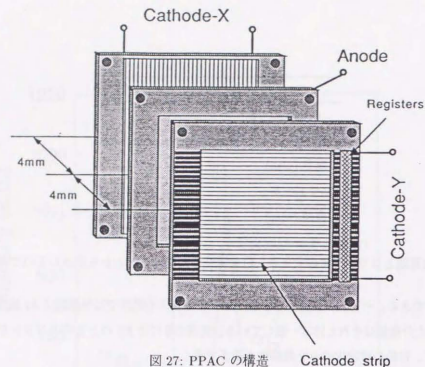


図 27: PPAC の構造

た場所を求められる。前節で示した同位体分離の図は PPAC によって測定された。PPAC の位置分解能は金電極の幅によって決まる。本測定で使用したものは 1.6 mm であり、上述の様なビーム診断には十分な分解能を与える。

粒子識別は TOF と ΔE と $B\rho$ によって行う。TOF のスタート信号は F2 の PPAC のアノード信号を用いストップ信号は加速器の rf 信号を用いた。 $B\rho$ 一定の条件下で、TOF と ΔE はそれぞれ

$$TOF \propto A/Z \quad (71)$$

$$\Delta E \propto Z^2 \quad (72)$$

となることを利用して粒子を識別する。粒子識別の 1 例を図 28 に示す。これは、 ^{15}N (68.0 MeV/u) + ^{197}Au において、 $B\rho_1 = B\rho_2 = 2.74 \text{ Tm}$ に設定したときのものである。図中の島状の塊は異なる核種に対応しているが、各々の島は互いに十分に分離して識別が可能である事が分かる。

3.2.2 偏極度の測定

スピン偏極度 P は、静止した不安定核から放出される β 線の角度分布 $W_\beta(\theta)$ が

$$W_\beta(\theta) \propto 1 + (v/c)AP \cos \theta \quad (73)$$

という異方性を持つことを用いて測定した [28]。今ここで、 θ はスピン量子化軸に対する β 線の放出角度、 v は β 線の放出速度、 c は光速、 A は偏極分解能を表わす。

偏極測定装置の概略を図 29 に示す。図中、左から飛行してくる減速された不安定核は白金薄膜中に静止する。白金薄膜には反応平面にたいして垂直に静磁場が掛けられている。静止した破砕片から放出される β 線は、白金薄膜に対して上下に設置された三連のプラスチックシンチレーションテ

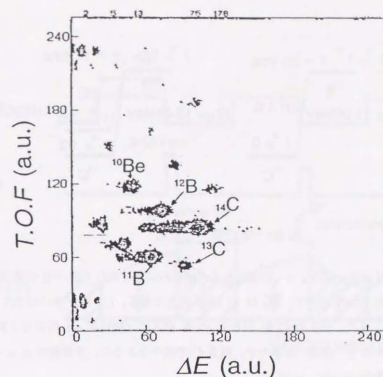


図 28: 粒子識別図の一例。 ^{15}N (68.0 MeV/u) + ^{197}Au において、 $B\rho_1 = B\rho_2 = 2.74 \text{ Tm}$ に設定した時のもので、 ^{12}B の他に ^{11}B , ^{14}C 等が識別されている。横軸は、F2 の SSD 中でのエネルギー損失 ΔE で、縦軸は、破砕片の飛行時間を表わす。

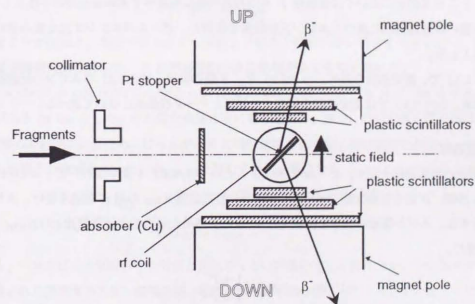


図 29: 偏極測定装置

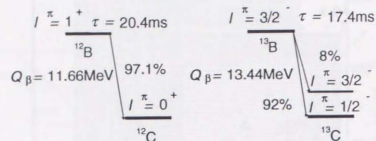


図 30: ^{12}B , ^{13}B の崩壊図

レスコープからなる電子線検出器によって計測される。測定の対象とした ^{12}B , ^{13}B の崩壊図を図 30 に示す。それぞれ寿命は 20 ms 程度で、 Q_β は 10 MeV 程度である。 Q_β 値が高いので式 (73) 中の v/c はほぼ 1 に等しい。また、 ^{12}B の 97%, ^{13}B の 92% がスピン変化が -1 のガモフテラー型転移によって引き起こされる β^- 崩壊であるので、補遺 C で述べるように、分解能は $A = -1$ と考えて良い。よって上下計数比 $(U/D)_{\text{OFF}}$ は

$$(U/D)_{\text{OFF}} = k_u/k_d \frac{1-P}{1+P} \quad (74)$$

と表われ、偏極度 P と結びつけられる。此处で、 k_u や k_d は上下の検出効率を表わすが、これらの量はエネルギーに対して連続分布を示す電子線に対して精度良く求める事が困難であり、時間的にも変動する。そこで本測定においては偏極度 P をこれらの量に依存せず求めるための手法として、核磁気共鳴の連いつ断熱通過法に基づくスピン反転技術を併用し、ビームパルス法を組み合わせた測定法を導入した。

以下 (3.2.2.1) で、測定過程を述べ、(3.2.2.2) で、 β 線の検出、(3.2.2.3) でスピンの反転技術について述べる。(3.2.2.4) では測定過程を制御する装置とデータ収集系について述べる。

3.2.2.1 測定過程

図 31 に測定の時間過程を記す。ビームは 30 ms ごとに ON/OFF を繰り返し、ビーム OFF 中の後半 27 ms の間、 β 線を計測する。ビームを OFF にした直後 3 ms の間 rf 磁場を掛け、スピンの向きを制御する。スピン偏極の向きを反転 ($P \rightarrow -P$) をさせた場合の上下計数比 $(U/D)_{\text{ON}}$ は、式 (74) と同様に、

$$(U/D)_{\text{ON}} = k_u/k_d \frac{1+P}{1-P} \quad (75)$$

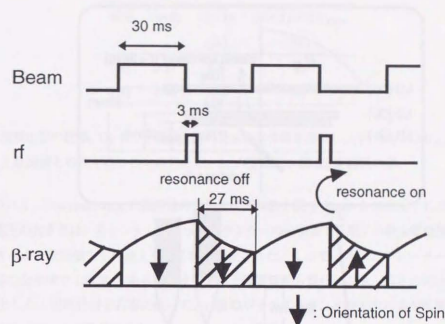


図 31: 測定の時間過程

と表われ、反転しなかった場合の U/D との 2 重比 $R_\beta = (U/D)_{\text{OFF}}/(U/D)_{\text{ON}}$ をとることにより、 (k_u/k_d) の項が消え、 P は

$$P = \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}} \quad (76)$$

と求めることが出来る。測定ではスピンの反転した場合と反転しない場合を交互に行い、 k_u , k_d の校正精度や時間的変動により、 P に非物理的な非対称性が生じるのを防いだ。

ビームパルスが ON (OFF) の時間 T_{ON} (T_{OFF}) は、それぞれ、 ^{12}B 及び ^{13}B の平均寿命程度の長さである 30 ms とした。その設定根拠は次の通りである。図 31 の示す通り電子線はビームが OFF の間のみ計測されるため、ビームが ON の時に放出される電子線は計測されない。そのため時間平均した電子の計測数 N_β は、 T_{OFF} に比例して増える事はなく

$$N_\beta = \frac{(1 - \exp(-T_{\text{ON}}/\tau)) \exp(-T_{\text{OFF}}/\tau)}{T_{\text{cycle}}} \quad (77)$$

$$T_{\text{cycle}} = T_{\text{ON}} + T_{\text{OFF}} \quad (78)$$

と書ける。一方スピンを反転させた計測と反転させない計測を交互に行うため、1 つ前のサイクルの時に注入された逆向きのスピン偏極を持つ破砕片から電子線も混じってくる。そのまじりによってスピン偏極度 P_{smear} は

$$P_{\text{smear}} = \frac{1 - \exp(-T_{\text{cycle}}/\tau)}{1 + \exp(-T_{\text{cycle}}/\tau)} \quad (79)$$

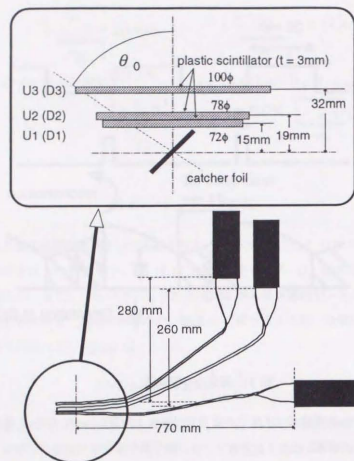


図 32: 電子線検出器

だけ薄まって観測される。式 (77) と (79) を考慮した Figure of Merits ($P_{\text{smear}}^2 \times N_B$) は $T_{\text{ON}} = T_{\text{OFF}} \sim \tau$ の場合が最大となる。なお、観測された偏極度は上述の前サイクルからの寄与の混じりを考慮して補正された。

3.2.2.2 β-線の検出

β線検出器の概略を図 32 に示す。これは、測定 (B) において用いられたものであるが、測定 (A) で用いられたものと、U3 及び D3 検出器が E カウンターになっていることを除けば本質的な違いは無い。検出器は、それぞれ三連のプラスチックシンチレーター、その発光収集の為のルサイト、光電子増倍管からなる。光電子増倍管は静磁場の影響が 10 Gauss 以下になる所まで離れたため、この磁場強度の光電子増倍管の出力に与える影響は殆ど無い。ルサイトは、シンチレーションカウンターにおいて発生した光子が、光電子増倍管まで最大限伝わるように、緩やかにまげた形状にした。光電子増倍管から得られるアナログ信号は、Constant Fraction Discrimination によって、NIM 規格の論理信

測定	$\cos \theta_0$	$\Omega_\beta/4\pi$ (%)	FOM/FOM_{max} (%)
(A)	0.87	5.8	46
(B)	0.56	22.0	90

表 7: 電子線検出器の仕様。 Ω_β は、β線検出器の見込む立体角を表わし、(FOM/FOM_{max}) は Figure of Merits と最適値との比を取ったものである。 θ_0 の定義は、図 32 を参照の事。

号に変換される。Discriminator の敷居値の大きさは概ね最小値 (-30 mV) に設定された。光電子増倍管の高電圧の大きさは、各シンチレーションカウンターの全領域で、電子の最少電離損失のパルス信号の大きさが、敷居値を十分超えられる様に設定された。よって、各シンチレーターの検出効率率は、検出器の全領域で 100 % である。各々の光電子増倍管から得られる単 1 信号の同時計測したものを β 線とした。同時計測する事に依って、γ 線のバックグラウンド除去する事が出来、また、電子線の放出源を限定する事が出来る。

ストップパの大きさを 0 とした時のプラスチックシンチレーターのストップパから見込む立体角 Ω_β は

$$\Omega_\beta = 2\pi(1 - \cos \theta_0) \quad (80)$$

である。一方、電子線検出器が有限の立体角を持つことに寄って薄められた偏極度 P_{smear} は

$$P_{\text{smear}} = P_{\text{initial}} \frac{1 + \cos \theta_0}{2} \quad (81)$$

となる。よって、Figure of Merits ($\Omega_\beta \times P_{\text{smear}}$) は

$$F.O.M. = (1 + \cos \theta_0)^2 (1 - \cos \theta_0) \quad (82)$$

となり、 $\cos \theta_0 = 1/3$ の時に最大値を持つ関数となる。測定で使用した検出器の $\cos \theta_0$, $\Omega_\beta/4\pi$, FOM を表 7 に示す。使用した検出器の F.O.M は最大値の 46 ~ 90 % となっている。ストップパの大きさを考慮して、有効的な偏極度と検出効率を、偏極度を 10 % を仮定して、モンテカルロシミュレーションした結果を図 33 に示す。図の上段に測定される偏極度を示し、下段に検出効率を示す。横軸は検出器の軸のスピンの軸に関する角度であり、最大 40 度歪れた場合を想定して計算された。図中の 2 種類の点は、検出器の軸がビーム方向にずれた場合とビームに垂直な方向にずれた場合である。図中の点線は式 (80, 81) によって計算された値を示すが、例え、軸が 40° ずれていたとしても、ストップパの大きさを 0 としたときの有効的な偏極度と検出効率に近い。観測された偏極度は、検出器のずれが、0° でストップパの大きさも 0 としたときの有効的な偏極度として値で補正した。

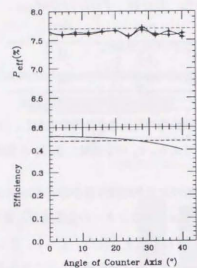


図 33: 偏極の薄まり P_{eff} (上部) と検出効率 (下部)。横軸は検出器の軸とスピンのなす角度を表わす。本来の偏極度は、10 % とした。

3.2.2.3 スピンの反転

スピン偏極度 P を精度良く求めるためには、スピンを反転させる必要がある。そのスピン反転は核磁気共鳴法の「速い断熱通過」技術を用いて行われた [29]。通常の核磁気共鳴法においては、静磁場中でラーモア歳差運動をしている多数個の向きの揃ったスピンの集団に対して、静磁場に対して垂直で、ラーモア周波数の周波数をもつ振動磁場をかける事により、核磁気共鳴を起こし、各々のスピンの向きをランダムに変えスピン偏極を壊す、という手法が取られる。一方速い断熱通過法においては、振動磁場の周波数をラーモア周波数を含む領域を掃引することによって、スピンの向きを反転させる。その掃引する速度には次に述べるような条件が必要となる。

静磁場 B_0 と弱い振動磁場 B_1 でのスピンの運動を考える。 B_1 は静磁場に垂直で、静磁場の向きに対して逆向きに角周波数 ω で回転しているとする。今 B_1 が止まって見える回転系ではスピンの掛かる有効磁場 B_{eff} は、図 34 に示されるように

$$B_{\text{eff}} = (B_0 - \frac{\omega}{\gamma})\mathbf{k} + (B_1)\mathbf{i} \quad (83)$$

となり、スピンはこの有効磁場の周りを歳差運動している様に見える。スピンの回転軸となる B_{eff} は ω に依存するため、 ω をラーモア回転角速度 γB_0 を横切って掃引し、回転軸を反転することによって、スピンの向きは反転させることができる。この様に、スピンの向きが、変動する B_{eff} を軸として回転し続けるためには、回転軸の変化が、原子核スピンの回転軸に対するラーモア回転角速度より充分遅

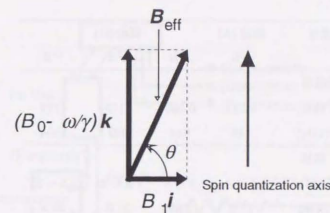


図 34: 有効磁場 B_{eff} 。 B_{eff} はスピン軸に平行な成分 $B_0 - \omega/\gamma$ と垂直な成分 B_1 に分解して表わされる。

いという断熱条件が必要である。その条件は

$$\dot{\theta} \ll \gamma B_{\text{eff}} \quad (84)$$

と表われ、この条件が最も厳しい、 ω の時間変化が最大となる場合、即ち、 ω が丁度 γB_0 に等しい場合に、

$$B_1 \gg \frac{\sqrt{\omega}}{\gamma} \quad (85)$$

という条件が成り立っていれば、断熱条件は全掃引領域で成立し、スピン反転が達成される。以上が「速い断熱通過法」の概略である。実際の場合は、回転磁場の代わりに振動磁場を掛ける。これは互いに逆向きの回転磁場の足し合わせと考えられ、その一方の回転磁場が有効に働く。

核磁気共鳴に関する主なパラメータを表 8 に示す。また、高周波磁場を掛けるために使用したコイルの形状を図 35 に示す。コイルは白金薄膜をはさむような形で 2 つの領域に分かれて巻かれている。コイルのインダクタンス L は LCR メーターで測定した。白金薄膜中の磁場 $B_{\text{IDC}}(\text{G})$ は直流電流 $I(\text{A})$ をコイルに流し大まかに校正された。校正は薄膜全域を覆う形で数点行い、 $B_{\text{IDC}}/I = 4 \sim 8 (\text{G/A})$ (測定 (A))、 $3 \sim 6 (\text{G/A})$ (測定 (B)) であった。上述のようにスピン反転に有効な回転磁場の大きさ B_1 は表に示す。白金薄膜は表皮効果を考慮して、それぞれ絶縁された白金薄膜を重ねて用いた。掃引した周波数領域での表皮深度は 0.1 mm 以下である。そのため 測定 (A) においては 100 nm の白金薄膜を、測定 (B) においては 50 nm のものを用いた。

高周波磁場を発生させるために使用した装置を、図 36 に示す。DBM (Double Balanced Mixture)

項目	測定 (A)		測定 (B)	
	¹² B	¹³ B	¹² B	¹³ B
静磁場				
B_0 (kG)	0.583	0.583	1179	1179
f_c (kHz)	444	942	902	1904
rf 磁場				
B_1 (G)	4 ~ 8	4 ~ 8	7.5 ~ 25	7.5 ~ 25
L (μ H)	31.9	31.9	31.9	31.9
d_{skin} (μ m)	243	167	171	117
Q	2	4	3	6
掃引周波数				
f_{ON} (kHz)	444	942	902	1904
f_{OFF} (kHz)	506	1055	980	2076
$\Delta f/f$ (%)	8	8	6	6
T_{rf}	3	3	3	3
断熱条件 (G)	$\gg 0.29$	$\gg 0.20$	$\gg 0.35$	$\gg 0.25$

表 8: 核磁気共鳴に関する主なパラメータ

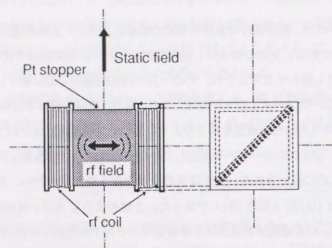


図 35: 使用したコイルの形状

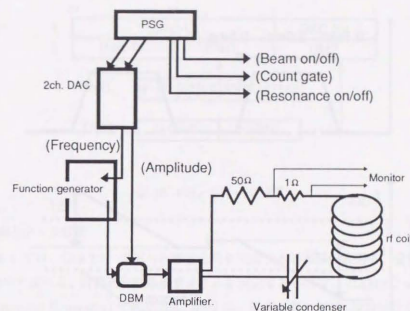


図 36: NMR 回路

によって整形された Function Generator からの高周波磁場は、500W の高周波磁場増幅器によって増幅され、上述のコイルを含む LCR 回路に入力される。LCR 回路の共鳴周波数は、核磁気共鳴の周波数付近に合わせられた。この回路の共鳴周波数は、コンデンサーのコンダクタンスを変えて調節できる。本測定では周波数の掃引が必要となるが、掃引の全領域で十分な磁場が得られるようにするため、LCR 共鳴幅を広げ、 Q 値を 4 程度とした。LCR 回路中に流れる電流は LCR 回路に直流に接続された 1Ω の抵抗の両端での電圧降下を測定することによってモニターした。これらを制御する装置に付いては後ほど述べる。

掃引 rf 磁場の時間スペクトラムと関連パラメータを 図 37 と表 8 に示す。この時の断熱条件を式 (85) より見積もった値が表 8 に示されているが、 B_1 と比較してその条件は十分満たされている。スピン反転の達成度を知るために、観測される上下非対称度を高周波磁場の振幅を変えて測定した。その結果が図 38 に示されている。各々の図で縦軸が観測された上下非対称度で、横軸が上述のモニター電流の振幅値である。高周波磁場の振幅が充分大きい領域では、その非対称度は一定値に収れんするが、振幅が小さくなると、スピン反転が不完全なため非対称度が減少していくことがわかる。本測定で実際に用いた高周波磁場の振幅値をそれぞれ矢印で示している。スピン反転が確実に起こるのに十分な振幅であることがわかる。よって、スピン反転は 100% 達成されているとし、これに関する偏極度に対する補正は行わなかった。

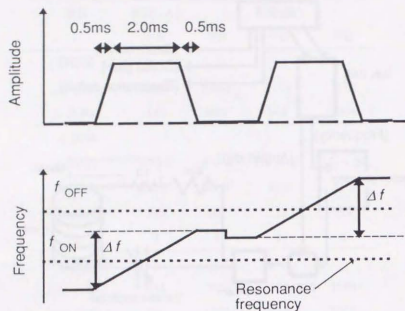


図 37: 掃引周波数

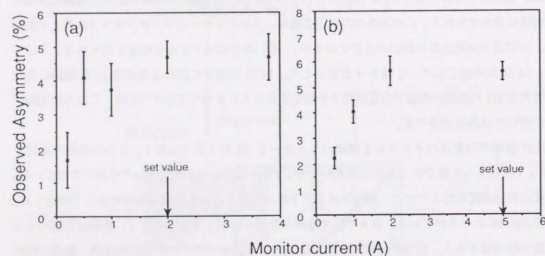


図 38: スピン反転のテスト。(a) は測定 (A) において¹³B を用いて行われ、(b) は測定 (B) において¹²B を用いて行われたものである。(測定 (A)、測定 (B) については、(3.2) の序文を参照の事。) 縦軸は観測された β 線の非対称度、横軸は rf 磁場の振幅に比例するモニター (図 36) の電流値。

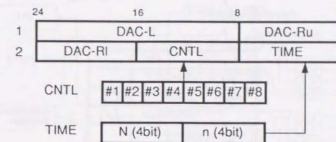


図 39: PSG のデータ構造

3.2.2.4 制御とデータ収集

この節においては、(3.2.2.1) で述べた測定過程を生成する制御系の回路と、偏極度測定のデータ収集系について述べる。計測過程の基本サイクルを決定するものは、CAMAC module の PSG (Program Sequenced Generator) である [30]。PSG は、最大 8 個の TTL 論理信号と 2 つの 20 bits のデジタルデータを出力することが出来、それらの出力パターンと出力時間は予め PSG の 8 kword のメモリー上にプログラムされ、測定時には、それに従った出力を繰り返し行う。図 39 に 1 step を表わす 48bits のデータ構造を示す。CNTL のデータはそのまま、TTL の論理信号として出力され、これらはビームの ON/OFF、カウンタゲートの Open/Close、及び掃引周波数領域のスピンの反転/非反転を指定することに用いられる。TIME の 8 bits データはこれら各 step の継続時間 Δt を決めるもので、プログラム入力された数値 (N, n) により、 Δt は

$$\Delta t = N \times 10^n (\mu s) \quad (86)$$

与えられる。DAC-L, (DAC-Ru + DAC-RI) の入力データはそれぞれ DAC によってアナログ信号に変換され rf 磁場の振幅及び周波数を決定する。

データ収集のための回路図を図 40 に示す。各検出器の光電子倍增管 (P. M.) から得られるアナログ信号は、(3.2.2.2) で述べたように、C. F. D. を通り NIM の論理信号 ($U_1, U_2, U_3, D_1, D_2, D_3$) となる。C.F.D. 直前の Attenuator は各アナログ信号を C.F.D. の入力範囲に合わせるものである。 $U_1, U_2, U_3 (D_1, D_2, D_3)$ は、P.S.G. から発生される Count ゲートが開いているときのみ、同時計測される。P.M. 直後の Delay モジュールは同時計測のタイミングを合わせるために用いられた。Event Trigger は上または下の検出器の同時信号の or で、

$$Trigger = ((U_1 \cap U_2 \cap U_3) \cup (D_1 \cap D_2 \cap D_3)) \cap Count \quad (87)$$

と表わされる。イベントの発生によって、取り込まれる情報は、

- 1) 検出器の上下の識別信号

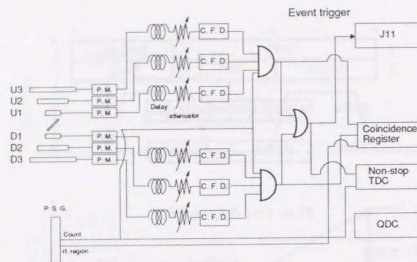


図 40: データ収集回路図

- 2) スピンの反転・非反転の識別信号
- 3) 不安定核の崩壊時間の情報
- 4) 各検出器の波高情報

である。1) と 2) の情報は、Coin. Register によって取り込まれた。1) に関しては、上下検出器の同時計測信号を Coin. Register の入力とし、2) に関しては、P.S.G. のプログラムをスピン非反転のサイクルのときに常時“0”、スピン反転のサイクルのときに“1”が出力されるようにしておき、この出力を Coin. Register の入力とした。3) に関しては、Non-stop TDC という多サンプリング型の TDC を用いた。Non-stop TDC は Count ゲートが開いた時間からイベントが発生した時間を計測するためのものである。Count ゲートは PSG から、イベント信号は Trigger から分岐して得た。各検出器の波高情報は、電荷積分型の ADC を用いて取り込まれた。これらの情報は、図 41 に示すフォーマットで取り込まれ、J11 を経由して μ VAX へ送られ MT に書き込まれる。

3.2.3 スピン偏極の保持

入射核破砕反応により発生した不安定核のスピン偏極は、その核が崩壊する時点まで保持されることが必要である。本節では、破砕片の飛行中及び静止後における外界からの減偏極の効果を議論し、本測定においては、これらの効果に対する配慮が十分なされており、 β 崩壊までスピン偏極は保持されているとみなすことが出来ることを述べる。(3.2.3.1) で飛行中の減偏極について、(3.2.3.2) で静止後の減偏極を議論する。

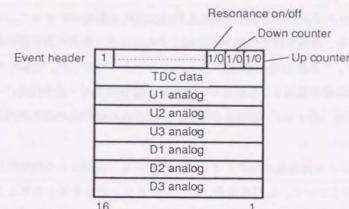


図 41: 1 事象のデータ構造

3.2.3.1 飛行中での外界の影響

本測定では、RIPS 中の破砕片は 100 %、電子が剥がれた状態にあるとみなせるため、飛行中にランダムな方向を持つ軌道電子のスピンによる偏極の減衰は、考える必要がない。また RIPS の双極電磁石中での磁場の向きは反応平面に対して垂直であるため、スピン偏極は保存される。一方、四重極電磁石中ではビームの中心から鉛直方向にずれている粒子に対しては、水平方向に磁場が掛かり、スピン偏極を減衰させる可能性がある。その減衰率は、水平方向の磁場に対して破砕片のスピンが回転した角度 θ_H によって、 $\cos \theta_H$ と表わされる。この θ_H は軌道の鉛直方向の曲がり θ_t と

$$\theta_H = \frac{g}{2Z/A} \theta_t \quad (88)$$

という関係を持つ。今ここで、 g は粒子の磁気モーメントに対するもので、 A, Z はそれぞれ、粒子の質量数と原子番号を表す。標的板から鉛直方向に対して θ_t で放出された粒子は F3 においては $-\theta_t/M_{tot}$ (M_{tot} は RIPS 全体の倍率) の角度を持つため、この場合 θ_t は $-\theta_t(1+1/M_{tot})$ となる。 M_{tot} は典型的な厚さの ($d/R \sim 0.3$) のアクロマティック減衰板を使用した時には、2.2 程度であるため、 θ_t は 3° と見積られる。よって ^{12}B ($g \sim 1$) の場合 θ_H は 3.6° となり、 $\cos \theta_H$ は 0.998 となり、減偏極効果は十分小さい。

破砕片は RIPS の電磁石系を通過した後、Pt 中に静止する直前にエネルギー減衰板及び Pt 薄膜中でエネルギーを損失する。その損失過程において、破砕片は軌道電子を捕獲し、多数回の電荷交換反応を起こす。軌道電子のスピンが破砕片のスピンに作る磁場は典型的に 10^6 G と強く、ランダムな軸方向に対する核スピンのラーモア振動を引き起こすが、電荷交換反応は非常に頻繁に起きるため、破砕片のスピンが軌道電子のスピンに対して十分回転しないうちに、軌道電子のスピン

3.2.3.2 静止後のスピン緩和

白金薄膜中で破砕片のスピンが受ける超微細相互作用は動的か静的かによって、2種類に分類される。ホストが金属の場合、静的な相互作用を引き起こすものは主に格子の原子核の磁気モーメントによって発生する磁場で、これは白金の場合数 10 gauss と考えられる [18]。これらの磁場の向きはランダムであるため、減偏極の原因となり得るが、本測定の場合はスピン量子化軸にそって、その磁場よりも充分大きい静磁場 (約 1 kG) を掛けるため、合成された静磁場の向きは外部磁場の向きであり、減偏極は生じない。

一方、動的な電磁場による減偏極は防ぐことができず、スピン偏極はある緩和時間 T をもって、 $\exp(-t/T)$ のように減衰していく。金属の場合、こうしたスピン緩和を生じさせる主因はランダムな軸方向を持つ伝導電子のスピンが作る磁場である。白金の場合、フェルミエネルギー付近の順位密度が他の金属と比べていさく [31]、その伝導電子と破砕片原子核の散乱が抑えられるため、 T は他の金属に比べて長く、室温で 1 秒程度である [32]。偏極度の測定を行った ^{12}B ^{13}B の寿命は数 10ms であり、これらの核が崩壊するまで、スピン偏極は充分保持されていると考えられる。

3.2.4 測定量の導出

この節においては、生成断面積とスピン偏極度の導出方法について述べる。

3.2.4.1 生成断面積

各運動量での破砕片の生成断面積の相対値 N_F は、生成された破砕片の数 C_F を、入射核ビームの電流に比例するもの I_{Beam} で規格化して求めた。 C_F と I_{Beam} として採用したものは測定 (A) と測定 (B) で違うので、2つの測定の場合に分けて説明する。測定 (A) においては C_F は F2 での破砕片の収量とした。収量は図 28 に示す粒子識別図で、目的の核種の破砕片の数を割り出し、データ収集系の dead time による補正を加えた。一方、 I_{Beam} は、入射ビームの電流に比例するものとして、標の標の後方 150° に設置された 3 連のプラスチック・シンチレータからなるテレスコープによっての同時計測された核粒子の数とした。測定 (B) においては、前者よりも簡便な手法を取った。 C_F は偏極測定時の電子線の計測数とし、 I_{Beam} はビームを止める標の板下流にあるスリット板に流れる電流とした。その電流値は Current digitizer によって測定された。

こうして得られた断面積の運動量分布は、全ての場合 p_0 近傍にピークを持ったガウス型に近い分布を示し、 p_0 より低運動量側に尾を引く傾向にある。これは、これまでに報告されている中間エネルギー領域での入射核破砕片スペクトラム一般的傾向に合致している。また、幅は Goldhaber モデルによって与えられる巾とコンシステントである。この時の換算巾 σ_0 は約 80 MeV/c で他の実験結果でも得られているように、高エネルギー領域で得られている換算巾より少し小さい値を示す。

Projectile	E_{inc}/A (MeV/u)	Fragment	T_{cycle} (ms)	τ (ms)	Corr_1	Detector	Corr_2	Corr_{tot}
^{14}N	40.6	^{12}B	60	29.1	1.292	A	1.069	1.381
^{15}N	111.6	^{12}B	60	29.1	1.292	A	1.069	1.381
^{15}N	111.6	^{13}B	60	25.1	1.202	A	1.069	1.285
^{15}N	69.5	^{12}B	60	29.1	1.292	B	1.282	1.656
^{15}N	69.5	^{13}B	60	25.1	1.202	B	1.282	1.541

表 9: 偏極度の補正。 E_{inc}/A , T_{cycle} , τ はそれぞれ、入射エネルギー・ビームパルスシグナルの 1 サイクルの時間、破砕片の寿命を表わす。ビームパルスシグナルによる減偏極を考慮した偏極度に対する補正 Corr_1 、検出器の立体角による減偏極を考慮した偏極度に対する補正 Corr_2 及び、 $\text{Corr}_{\text{tot}} = \text{Corr}_1 \times \text{Corr}_2$ が表わされている。

3.2.4.2 スピン偏極度

偏極度測定によって、電子線の計測数が、検出器の上下、スピン反転・非反転を区別して求めることが出来る。それらをそれぞれ U_{ON} (上、スピン反転)、 D_{ON} (下、スピン反転)、 U_{OFF} (上、スピン非反転)、 D_{OFF} (下、スピン非反転)、とすると、偏極度 P は (3.2.2.1) で述べたように

$$P = \frac{(1 - \sqrt{R})}{(1 + \sqrt{R})} \quad (89)$$

$$R = \frac{(U_{\text{OFF}}/D_{\text{OFF}})}{(U_{\text{ON}}/D_{\text{ON}})} \quad (90)$$

として与えられる。誤差は統計誤差のみを考慮して

$$\delta P = \frac{-1}{\sqrt{R(1 + \sqrt{R})}} \left(\frac{\delta R}{R} \right) \quad (91)$$

$$\frac{\delta R}{R} = \sqrt{\frac{1}{U_{\text{ON}}} + \frac{1}{D_{\text{ON}}} + \frac{1}{D_{\text{OFF}}} + \frac{1}{U_{\text{OFF}}}} \quad (92)$$

とした。観測より得られた P に対しては、式 (79) と式 (81) で述べたような減偏極の効果にそれぞれ対応して、表 9 に示すようなファクター Corr_1 , Corr_2 の補正を行った。

3.2.5 測定結果

測定結果は、(3.1) で議論した破砕片偏極のモデルを念頭に示すが、特に次の 2 点に着目する。1 点目は、(3.1.2) で議論した Near-side 軌道と Far-side 軌道の競合関係である。2 点目は、偏極度の放出運動量に関する平均値であり、モデルでは 0 となるべきものである。以下、(3.2.5.1) で測定結果の概略を述べ、(3.2.5.3) で、モデルと良く一致した結果の得られた 2 つの反応系の偏極スベク

トラムを示す。(3.2.5.3)では、これら2つ以外の反応系に関して、入射エネルギー、標的核及び放出角度に対する偏極スペクトラムの変化を述べる。(3.2.5.4)では、測定結果より得られた知見をまとめ次節の議論への指針を与える。

3.2.5.1 測定結果の概略

表 10に、各反応系での破砕片の偏極度の平均値 $\langle P \rangle$ と、破砕片の放出運動量が $p_0 - \sigma$, p_0 , $p_0 + \sigma$ の時の偏極度 P_- , P_0 , P_+ 、及び傾き $(P_+ - P_-)/2\sigma_F$ を示す。測定を行った全ての反応系に対して有意な大きさのスピンの偏極が観測された。 $\langle P \rangle$ は典型的に数% で、殆どの反応系において負の値を持つ。反応毎の最大の偏極度は、反応系によっては20%にも及んだ。偏極度は破砕片の放出運動量に大きく依存し、その傾きは反応系によって変わる。また、表 10には、偏極測定効率についての Figure of Merits F ($F = N_B P^2 N_B$; β 線の収量、 P : 偏極度) に関して、実測された最大値を反応毎に記してある。

3.2.5.2 モデルと良く一致した偏極スペクトラム

偏極スペクトラムの形は、反応系の入射エネルギーと標的核によって大きく変化する。この節では、様々な形の偏極スペクトラムの中から、典型的な例として ^{14}N (39.4 MeV/u) + ^{12}B + X 反応と ^{15}N (68.0 MeV/u) + ^{27}Al \rightarrow ^{12}B + X 反応の偏極スペクトラムについて先ず議論する。他の反応系については、その後に入射エネルギーと標的核への依存性の見地から系統的な議論を行う。

図 42 に (a) ^{14}N (39.4 MeV/u) + ^{12}B + X 反応、(b) ^{15}N (68.0 MeV/u) + ^{27}Al \rightarrow ^{12}B + X 反応の偏極スペクトラムを示す。両者とも P は、 p_0 近傍でゼロを横切り、 p とともに単調に増大または減少する点特徴的である。しかし、その傾きは互いに逆で、(a) においては、 P は $p > p_0$ で正、 $p < p_0$ で負であるのに対して、(b) においては偏極の符号が逆転している。これらの特徴は、(3.1.1) で議論した参加者・傍観者の描象に基づく予想と一致している。符号の反転は反応 (a) では破砕片が Near-side の軌道を通った場合、反応 (b) では Far-side 軌道の場合と考えれば説明出来る。破砕片の軌道の違いは、標的核の作るポテンシャルによる軌道偏向の違いに起因し、反応 (a) の場合は、クーロン斥力が優勢で軌道が外側へ曲げられる。反応 (b) の場合は、核引力が優勢で軌道が内側へ曲げられる場合に対応すると考えられる。

3.2.5.3 他の反応系

他の反応系で観測されたの偏極スペクトラムの振る舞いは、上述の2つの反応系の場合よりも複雑である。しかし、その振舞いは、反応条件の変化に伴って、2者の間を順次移り変わって行くように見える。図 43 と図 44 に、それぞれ、破砕片が入射核から2個又は3個抜けた原子核である場合について測定した偏極スペクトラムをまとめて示す。以下、反応系の入射エネルギーと標的核の変化に伴う偏極スペクトラムの変化の定性的特徴の概略を述べる。

E_{inc}/A	Target	θ_L ($^\circ$)	$\langle P \rangle$ (%)	P_- (%)	P_0 (%)	P_+ (%)	$\Delta P/\sigma$ ($\times 10^{-2}$)	F.O.M ($(\%)^2/nA$)
^{12}B								
39.4	Au	5.0	-0.09	-6.34	-2.83	+12.3	+8.69	-
68.0	Au	1.0	-1.03	-1.89	-1.22	-0.14	+0.69	-
68.0	Au	4.0	-3.83	-6.38	-3.91	+0.15	+2.56	598
68.0	Au	6.0	-3.96	-5.97	-4.36	-1.57	+1.73	131
67.7	Tb	3.5	-4.80	-5.35	-5.92	-4.56	-0.31	1361
67.3	Nb	2.5	-4.52	-2.57	-6.05	-7.28	-1.85	3621
68.0	Al	1.0	-1.70	+0.07	-1.80	-4.20	-1.68	639
109.6	Au	2.0	-2.70	-3.00	-3.74	-2.57	+0.17	353
109.6	Au	4.0	-5.53	-6.01	-6.80	-5.31	+0.27	610
^{13}B								
68.0	Au	4.0	-5.77	-10.2	-6.26	3.04	+6.13	743
67.3	Nb	2.5	-7.50	-6.94	-9.64	-9.97	-1.40	3551
68.0	Al	1.0	-4.15	-0.71	-4.51	-7.07	-2.95	1165
109.6	Au	2.0	-3.04	-4.93	-5.79	-2.47	+1.14	576
109.6	Au	4.0	-5.79	-	-	-	-	186

表 10: 測定結果の概略。 E_{inc}/A 及び θ_L は入射エネルギー、破砕片の放出角度を表わす。 $\langle P \rangle$ は偏極度の放出運動量 p_F に関する平均値、 P_- , P_0 , P_+ は、 $p_F = p_0 - \sigma_F$, p_0 , $p_0 + \sigma_F$ の時の偏極度を表わす。傾き $\Delta P/2\sigma_F$ の ΔP は、 $\Delta P = P_+ - P_-$ と表わされ、 σ_F は、Goldhaber モデルより得られる、破砕片の収量分布の幅を表わす。

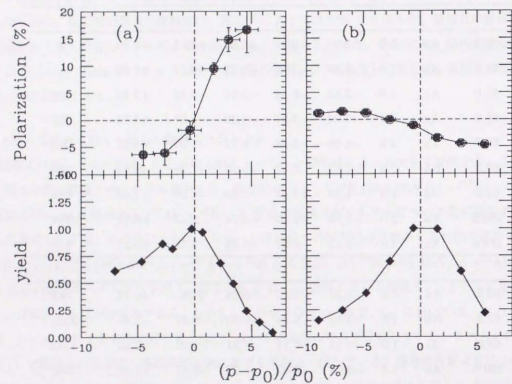


図 42: 極端な振る舞いを示す 2 の反応系の偏極スペクトラム。反応系は次の通り。(a) ^{14}N (39.4 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$ 、(b) ^{15}N (68.0 MeV/u) + $^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$ 。各グラフの上部が偏極度で下部が収量を示す。横軸は放出運動量を表す。

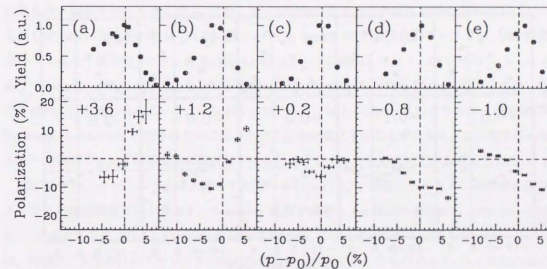


図 43: 2 個抜けチャンネルの偏極スペクトラム。各グラフの上部が収量で下部が偏極度を示す。各反応系は次の通り。(a): ^{14}N (39.4 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B}$ ($\theta_L = 5.0^\circ$) + X, (b): ^{15}N (68.0 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{13}\text{B}$ ($\theta_L = 4.0^\circ$) + X, (c): ^{15}N (109.6 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{13}\text{B}$ ($\theta_L = 2.0^\circ$) + X, (d): ^{15}N (67.3 MeV/u) + $^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{13}\text{B}$ ($\theta_L = 2.5^\circ$) + X, and (e): ^{15}N (68.0 MeV/u) + $^{27}\text{Al} \rightarrow ^{13}\text{B}$ ($\theta_L = 1.0^\circ$) + X。偏極度スペクトラム中の数値は、式 (21) 中の R_{NF} の値を示す。

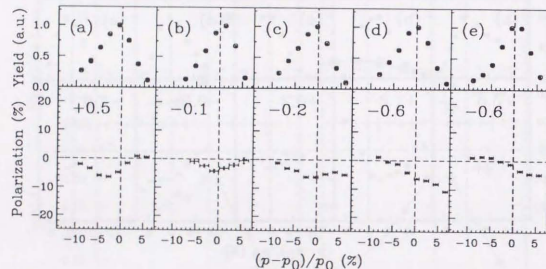


図 44: 3 個抜けチャンネルの偏極スペクトラム。各グラフの上部が収量で下部が偏極度を示す。各反応系は次の通り。(a): ^{15}N (68.0 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B}$ ($\theta_L = 4.0^\circ$) + X, (b): ^{15}N (109.6 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B}$ ($\theta_L = 2.0^\circ$) + X, (c): ^{15}N (67.7 MeV/u) + $^{150}\text{Tb} \rightarrow ^{12}\text{B}$ ($\theta_L = 3.5^\circ$) + X, (d): ^{15}N (67.3 MeV/u) + $^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{12}\text{B}$ ($\theta_L = 2.5^\circ$) + X, and (e): ^{15}N (68.0 MeV/u) + $^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{B}$ ($\theta_L = 1.0^\circ$) + X。偏極度スペクトラム中の数値は、式 (21) 中の R_{NF} の値を示す。

まず、入射エネルギーの変化をたどる。図 43 の (a) → (b) → (c) が、2 個抜けチャンネル、Au 標的の場合の偏極スペクトラムのエネルギー依存性を示す。エネルギーは 39.4, 68.0, 109.6 MeV/u の 3 点である。39.4 MeV/u の偏極スペクトラムは、前節で議論したもので、Near-side 軌道に対応する典型的な振る舞いを示す。68.0 MeV/u の偏極スペクトラムは、39.4 MeV/u のものと似通っているが、いくつかの違いが見受けられる。第 1 に、 p_0 より低運動量の領域で偏極スペクトラムは (a) の様に、 p に対する増加関数を示さず、逆に、低運動量に向かって増大する振る舞いが認められる。また、第 2 には、偏極度がゼロを横切る運動量 p_{0c} が、 p_0 より高運動量側にややずれていることが指摘される。これらの事実は Far-side 軌道の寄与がこの反応系においても、一部存在していることを示唆するものである。Far-side 軌道の混入は、109.6 MeV/u の反応系においては更に顕著に見られ、偏極スペクトラムが p_0 に対してほぼ対称な形を示すのは 2 つの軌道の寄与は互いに打ち消し合っている効果と考えられる。図 44 の (a) → (b) が 3 個抜けのチャンネル、Au 標的の場合のエネルギー依存性を示す。結果は図 43 の (b), (c) に類似しており、68.0 MeV/u においては、若干 Near-side の寄与が優勢となっている様に見受けられるが、109.6 MeV/u においては、両者の寄与は殆ど打ち消し合っていると見なすことができる。以上の様に、入射エネルギーの増加に伴い、Near-side と Far-side の寄与は互いに混ざり合う割合が変化することがわかる。この現象は入射エネルギーの増加によって軌道偏向の絶対値が全体的に小さくなるために生じると考えられる。

図 43 の (b) → (d) → (e) は入射エネルギー 70 MeV/u、2 個抜けチャンネルの場合の偏極スペクトラムの標的核依存性を表わす。Near-side 軌道が優勢な Au 標的の場合から、Nb, Al、と標的核の Z が減少するにつれて、Far-side 軌道の寄与が増えて行くのがわかる。図 44 の (b) → (d) → (e) は、同様に、3 個抜けのチャンネルの場合の標的核依存性を示したものである。Au 標的の場合の偏極スペクトラムは既に Near-side と Far-side の寄与が打ち消し合った対称な形を示している。標的核が ^{150}Tb , ^{93}Nb , ^{27}Al と変わることによって、Far-side 軌道の寄与が一層顕著になる、最後の Al 標的においては前節で議論した Far-side 軌道に対応した典型的な偏極スペクトラムが得られる。以上より、標的核の Z が小さく (大きく) なるにつれて、Far-side (Near-side) 軌道が優勢となることがわかる。この傾向は破砕片の軌道が標的核が小さく (大きく) につれて内側 (外側) へ曲げられやすくなるためと考えられる。

図 45 に (a): ^{15}N (109.6 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B}$ + X と (b): ^{15}N (68.0 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B}$ + X の場合の偏極度の放出角度依存性を示す。反応系によらず、偏極度は放出角度に対して単調な増加傾向を示す。

3.2.5.4 測定結果のまとめ

測定結果より得られた知見を整理すると次の通りである。

- 1) 偏極度の大きさは放出粒子の運動量により変化するが、典型的に数 % である。

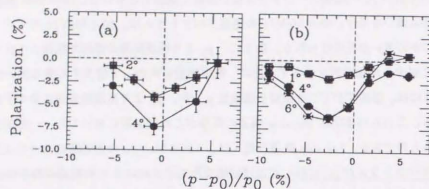


図 45: 偏極スペクトラムの放出角度依存性。反応条件は次の通り。(a): ^{15}N (109.6 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$, (b): ^{15}N (68.0 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$ 。図中の数字は、破砕片の放出角度を表す。

2) 偏極のスペクトラムの形は反応条件に依るが、典型例として示した反応系は次の通り、(a) $^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$ (a) $^{15}\text{N} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$ (b) においては、図中に示されている数字は放出角度を表す。(3.1.1) に示す運動学的モデルの予想の反応 (a) に関しては Near-side 軌道のもの、反応 (b) に関しては Far-side 軌道のものと一致するものである。一方、様々な反応系に対する結果は、反応条件に応じて、この 2 つの形の間の推移する。反応系の入射エネルギー、標的核、放出角度に対する偏極スペクトラムの変化は以下の通りである。

2-1) 入射核のエネルギーの増加にともなって Near-side 軌道と Far-side 軌道は混ざり易くなる。

2-2) 標的核の Z が小さくなると Far-side 軌道の寄与が優勢になってくる。

2-3) 放出角度の変化に対して、偏極スペクトラムの形は相似的に変化する。

3) この偏極スペクトラム全般にみられる傾向として、偏極スペクトラムが全体的に負の方向にシフトしている様に見える。

2) の典型例は (3.1.1) の運動学的モデルの予測と合致するものであるが、反応条件による偏極スペクトラムの変化を説明するためには、新しい考察が必要である。又、3) は (3.1.1) のモデルでは予測できない現象である。次節ではこれらの現象を総合的に説明する機構を議論する。

3.3 議論

本節では、前節でしめた偏極スペクトラムの特徴的な振る舞いを基に、破砕片偏極の発生機構を議論する。観測された偏極スペクトラムの反応条件による変化の特徴は、前節の 2-1) 及び 2-2) に述べた如く、入射エネルギーが増加するとともに、Near-side と Far-side 軌道の破砕片がより混ざり易くなり、標的核の原子番号が減少するとともに Far-side 軌道が優勢になるように見られる点にある。本節では、このような反応条件による変化を軌道の競合関係との相関としてとられ、特に、偏極度の p_0 近傍での傾きに注目して、より定量的に考察する (3.3.1)。そのために反応条件を指定するパラメータとして (3.1.2) で導入した指標 R_{NF} を核引力の効果も考慮して算出する。

一方、前節 3) で述べた如く、偏極スペクトラムには予想よりも、負の方向にシフトしている現象が見受けられる。(3.3.2) では、この現象を生み出す機構を議論する。

3.3.1 Near-side 軌道と Far-side 軌道の競合関係

反応条件の指標となるパラメータ R_{NF} は、(3.1.2) の如く、平均軌道偏向角 $\bar{\theta}_{def}$ と角度分散 $\Delta\theta_F$ の関数として表わされる。本節ではまず、 $\bar{\theta}_{def}$ 及び $\Delta\theta_F$ の計算方法と結果を述べた後、 R_{NF} に伴う Near-side と Far-side 軌道の競合関係の変化と、偏極スペクトラムの傾きの変化との相関を議論する。

軌道偏向に関する計算においては、入射核破砕反応を次のように単純化する (図 46)。衝突係数 b で出発した入射核は標的核によって作られるポテンシャル中で古典的に運動しつつ標的核に接近する。入射核と標的核との距離が最近接距離 d_0 に到達した時、入射核は n 個の核子を失い破砕片が形成され、その運動量には破砕片の内部運動を反映して分散が生じる。その後も、破砕片はポテンシャル中で運動し、標的核から遠ざかる。以上の過程を古典的に追ひ、破砕片の軌道を求められる。計算に使用したポテンシャルは、(3.1.2) の場合と異なり、クーロンポテンシャルと核力ポテンシャル双方を含むものである。ここで核力の部分は、グラウバー理論から得られる光学ポテンシャルを用いた [33]。また、剥ぎ取られる個数の平均値は、入射核と標的核の幾何学的な重なりを与える厚み関数 (補遺 D) で与えた。

破砕片の平均軌道偏向角度の計算においては、抜き取られる核子の平均値が丁度目的のチャンネルに対応する様な衝突係数で出発し、はざとりの際に破砕片は速度変化を起こさなかったとしての軌道の偏向角度を $\bar{\theta}_{def}$ とした。計算例を図 47 に示す。図に示すのは ^{14}N (39.4 MeV/u) + ^{197}Au と ^{15}N (68.0 MeV/u) + ^{27}Al の反応系で、上枠に幾何学的重なり $T(b)$ 、下枠に $\bar{\theta}_{def}$ を衝突係数の関数として示す。これら 2 つの反応系における ^{12}B 破砕片の $\bar{\theta}_{def}$ の計算値は、矢印が示すように、 ^{14}N (39.4 MeV/u) + ^{197}Au では +3.4° ^{15}N (68.0 MeV/u) + ^{27}Al では -2.7° となる。

実測される破砕片の放出角は分散しているが、分散の生じる主な原因は、(3.1.2) でも述べたように、衝突係数の幅と破砕片の内部運動の 2 つが考えられる。前者は後者に比べて小さいと考えら

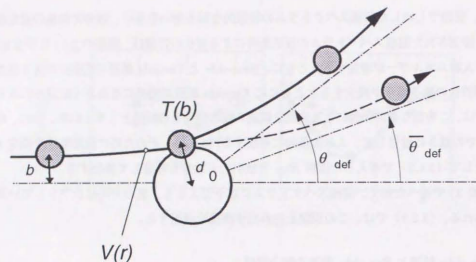


図 46: 入射核破砕反応の概念図。図中の変数の定義は次の通り。 b は衝突係数、 d_0 は入射核と標的核の最近接距離を表わし、 $V(r)$ は標的核の作るポテンシャル、 $T(b)$ は入射核と標的核の幾何学的重なり、 $\bar{\theta}_{\text{def}}$ は破砕片の軌道偏向の平均値を表わす。

れるので、ここでは後者のみを考察する。よって、 $\Delta\theta$ は Goldhaber モデルより求められた運動量中 σ_F と p_0 から、 $\Delta\theta = \sigma_F/p_0$ と求められる。この際の換算中 σ_0 は 79 MeV/c とした。こうして得られた $R_{\text{NF}} (= \bar{\theta}_{\text{def}} \theta_L / \Delta\theta^2)$ の値を、表 11 と図 43 と図 44 の各グラフに示している。Near-side 軌道の典型的な偏極スペクトラムがみられる ^{14}N (39.4 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$ 反応では、実際 R_{NF} は正の最大値 3.9 を示す。 R_{NF} の値が減少して行くにしたがって Far-side 軌道が徐々に優勢となり、Far-side 型の典型である ^{15}N (68.0 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$ 反応では、負の最大値 $R_{\text{NF}} = -0.8$ を示す。

次に、偏極スペクトラムの移行する様子を、より定量的に取り扱うために、表 10 で示した p_0 近傍での偏極度の傾き M_F と R_{NF} の値の相関調べる。このような相関の発生は、以下の理由から推測される。すなわち、偏極が Near-side と Far-side の軌道の混ざりによって決まるとすれば、その偏極度は

$$P_{\text{Near}} \propto \frac{1 - \exp(-R)}{1 + \exp(-R)} \quad (93)$$

と表わされ、偏極スペクトラムの傾きも

$$M_F = M_{\text{Near}} \propto \frac{1 - \exp(-R)}{1 + \exp(-R)} \quad (94)$$

と表わされる。今ここで M_{Near} は純粋に Near-side 軌道の時の偏極スペクトラムの傾きである。図 48

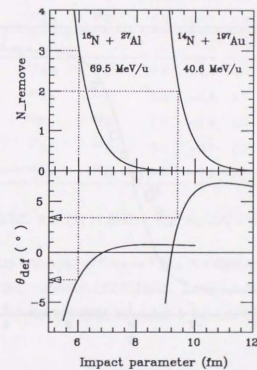


図 47: 衝突係数 b に対する厚み関数 ($T(b)$) と平均軌道偏向角度 $\bar{\theta}_{\text{def}}$ 。反応系はグラフ中に記されている。

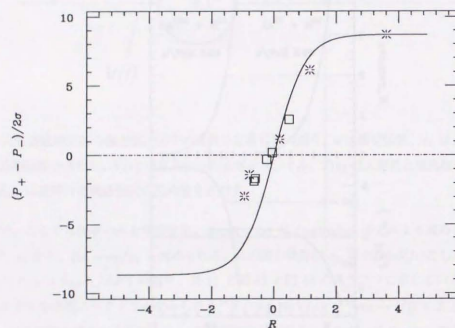


図 48: 偏極スペクトラムの傾き $\Delta P/2\sigma_F$ と R_{NF} の相関。各反応系の $\Delta P/2\sigma_F$ については、表 10、 R_{NF} の値については、表 11 を参照の事。

E_{beam}/A (MeV/u)	Target	Fragment	b (fm)	$\bar{\theta}_{\text{def}}$ (°)	θ_L (°)	$\Delta\theta_F$ (°)	R_{NF}
-2 channel							
40	^{197}Au	^{12}B	9.4	+3.4	5.0	2.1	+3.9
70	^{197}Au	^{13}B	9.5	+1.2	4.0	1.6	+1.6
70	^{93}Nb	^{13}B	8.1	-0.4	2.5	1.6	-0.4
70	^{27}Al	^{13}B	6.1	-1.9	1.0	1.6	-0.8
112	^{197}Au	^{13}B	9.3	+0.1	2.0	1.2	+0.1
-3 channel							
70	^{197}Au	^{12}B	9.4	+0.4	4.0	2.1	+0.4
70	^{150}Tb	^{12}B	9.0	-0.4	3.5	2.1	-0.3
70	^{93}Nb	^{12}B	7.9	-1.2	2.5	2.1	-0.7
70	^{27}Al	^{12}B	6.0	-2.7	1.0	2.1	-0.6
112	^{197}Au	^{12}B	9.2	-0.2	2.0	1.6	-0.1

表 11: 測定を行った反応系の R_{NF} (式 21 参照) b , $\bar{\theta}_{\text{def}}$, θ_L , $\Delta\theta_F$ については、図 46 参照の事。

の実線は、式 (94) を ^{14}N (39.4 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$ の偏極スペクトラムの傾きで規格化してしめたものであるが、測定で求められた傾きはほぼ、この線上に乗っていることがわかる。以上のことより、偏極スペクトラムの大方の形は、Near-side と Far-side 軌道の混ざりによって説明できることが判った。

3.3.2 モデルの拡張

(3.2.5) で、偏極スペクトラムが大方の反応において、当初のモデルより負の方向にずれていることを指摘した。以下 (3.3.2.1) で、まず剥ぎ取り過程において破砕片の与えられる角運動量と、入射核から核子が剥ぎ取られる位置との関係を新たに考察し、上記の現象が、はぎ取り位置が真横の位置でなく進行方向に向かって後部にずれている場合に対応している可能性を指摘する。その後、この効果を考慮して計算された偏極スペクトラムを測定結果と比較する。更に (3.3.2.2) では、この様な位置のずれ生み出す原因として、はぎ取り過程を入射核と標的核を構成する核子間の反応として捕え、散乱核子の破砕片中での再散乱効果と結びつけて議論する。

3.3.2.1 核子が剥ぎ取られる位置のずれ

式 (12) より、剥ぎ取り時に破砕片の持つ角運動量 l_F の z 成分 l_{Fz} は

$$l_{Fz} = -Xk_{Fy} + Yk_{Fx} \quad (95)$$

である。今ここで X, Y はそれぞれ、核子が剥ぎ取られる位置 R の x, y 成分を表わし、 k_{Fx}, k_{Fy} は剥ぎ取られた核子が剥ぎ取りの瞬間に持っていた運動量 k_F の x, y 成分を表わす (図 49)。もし、核子の剥ぎ取りが入射核と標的核の重なりあった部分で、一様に生じるとすると、 $\langle X \rangle \sim r_0$ (r_0 は入射核の核半径)、 $\langle Y \rangle \sim 0$ となり、 $l_{Fz} \sim r_0 k_{Fy}$ が成り立つ。(3.1.1) では、この様な仮定が取られていたので、偏極度は $k_{Fy} = 0$ となる p_0 でゼロを横切り、偏極度の平均値も 0 となる。一方、もし $\langle Y \rangle \neq 0$ とすれば、 l_{Fz} には、式 (95) 中の $\langle Y \rangle$ による新たな項が付加され、 p_0 近傍でもゼロにならない可能性が生じる。 k_{Fx} の値は、破砕片の放出角度の分散が破砕片の内部運動の揺らぎにのみ起因するとすれば、測定角度 θ_L と

$$k_{Fx} = p_0(\theta_L - \bar{\theta}_{\text{def}}) \quad (96)$$

という関係で表わされる。実際の測定では、大抵の場合、表 11 に示すように、 θ_L は $\bar{\theta}_{\text{def}}$ より大きく設定してあるので、 k_{Fx} は大方正とみなせる。よって、もし、 $\langle Y \rangle < 0$ 、すなわち、剥ぎ取りの位置が進行方向に対して後方へずれていたとすると、 $\langle Y \rangle > k_{Fx}$ は、放出破砕片の運動量分散の主要な因子である k_{Fy} の値に依らず、従って p_F には殆ど依らないほぼ一定の負の角運動量を与えることになる。

次に上述の効果の偏極スペクトラムに対する影響を具体的に考える。縦運動量 k_{Fz} は、主として、核子の核内でのフェルミ運動で決められる。そこで、その典型値として $k_{Fz} = +\sigma_F/2$ ととり、核子が剥ぎ取られる位置が、図 49 に示すように、 $\langle X \rangle, \langle Y \rangle = (r_0 \cos \Theta, -r_0 \sin \Theta)$ とずれていた場合の l_F の偏極 P_z

$$P_z \equiv \frac{l_{Fz}}{|l_F|} > \quad (97)$$

をパラメータ Θ の関数として計算する。ここで、 $\langle \rangle$ は k_{Fz} に関する平均を表わす。 $\Theta = 0, -30, -60, -180, -150, -120^\circ$ の時の偏極スペクトラムを図 50 に示す。 $\Theta = -0, -30, -60^\circ$ Near-side 衝突で、 $\Theta = -180, -150, -120^\circ$ が Far-side 衝突の場合にそれぞれ対応する。剥ぎ取りの場所が後方へずれる程、すなわち Θ が -90° に近づく程、Near-side, Far-side に衝突にかかわらず、偏極スペクトラムは負の方向へシフトして行くのがわかる。また、 $k_{Fz} = -\sigma_F/2$ の時も同様の計算を行ったが (図 51)、まったく前者とは逆で正の方向へ偏極スペクトラムをシフトさせる。

実際の反応では、前節で議論したように、この Near-side 軌道の寄与による偏極スペクトラム P_{Near} と Far-side 軌道による P_{Far} が混ざって観測され、

$$P = \frac{P_{\text{Near}}N - P_{\text{Far}}F}{N + F} \quad (98)$$

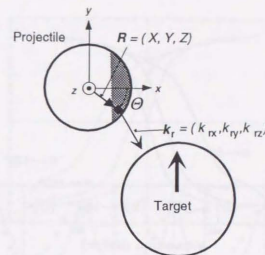


図 49: 剥ぎ取り過程の概念図。R は核子が剥ぎ取られる位置、 k_F は剥ぎ取られる核子が、剥ぎ取られる瞬間に持っていた運動量を表わす。座標系 (x, y, z) は入射核静止系で、入射核の中心を原点としてある。 Θ の定義は、 $\Theta = -\tan^{-1}(Y/X)$ である。

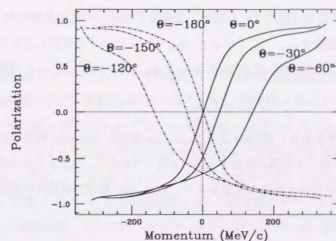


図 50: $k_{Fz} = +\sigma_F/2$ で、 $\Theta = -0, -30, -60, -180, -150, -120^\circ$ の時の偏極スペクトラム

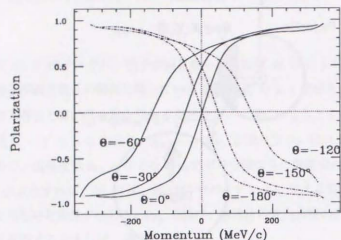


図 51: $k_{Fx} = -\sigma/2$ で、 $\Theta = -0, -30, -60, -180, -150, -120^\circ$ の時の偏極スペクトラム

と表わされる。そこで、測定を行ったすべての反応系にたいして、 $\Theta = -0^\circ, -30^\circ, -60^\circ$ の場合の偏極スペクトラムを計算した (図 52, 図 53)。この時、式 (98) 中の N 及び F は、(3.3.1) と同様なシミュレーションを、核子の内部運動に起因する破砕片の角度分散も考慮して求めた。 $\Theta = -30^\circ$ 程度の時、計算された偏極スペクトラムは、測定結果を程よく再現している。

次に、上で議論した剥ぎ取り位置のずれた場合、偏極度が破砕片の放出角度に対してどのような振舞うかをより詳細に議論する。ここでは $\langle Y \rangle k_{Fx}$ が p_F にあまり依存しないことに着目し、 $p_F \approx p_0$ の場合を考察する。この場合、式 (95) より $p_F = p_0$ 、すなわち、 $k_{ry} = 0$ の時は

$$l_{Fx} = Y k_{rx} \quad (99)$$

となる。 $\bar{\theta}_{def} = 0$ の場合を考えると、式 (96) より Near-side 軌道と Far-side 軌道の区別なく $l_{Fx} = Y p_0 \theta_L$ となり偏極度は θ_L に対して単調に増加する傾向を持つであろう。 $\bar{\theta}_{def} \neq 0$ の場合は Near-side 軌道と Far-side 軌道の寄与を分けて考える必要があり、Near-side 軌道の破砕片の持つ $k_{rx}(=k_{rxN})$ は

$$k_{rxN} = p_0(\theta_L - \bar{\theta}_{def}) \quad (100)$$

表わされ、Far-side 軌道の破砕片の持つ $k_{rx}(=k_{rxF})$

$$k_{rxF} = p_0(\theta_L + \bar{\theta}_{def}) \quad (101)$$

は表わされる。よって、各々の軌道の l_{Fx} は $|\theta_L| < \bar{\theta}_{def}$ の場合は同符号を持つが、 $|\theta_L| > \bar{\theta}_{def}$ の

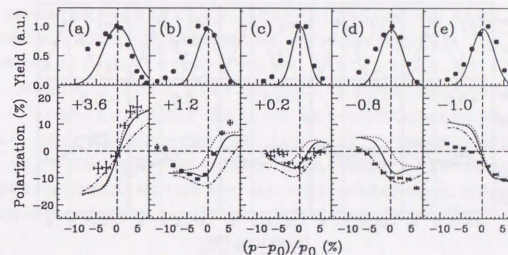


図 52: 計算された偏極スペクトラムと 2 この抜けチャンネルの測定結果との比較。各グラフの上部が収量で下部が偏極度を示す。各反応系は次の通り。(a): ^{14}N (39.4 MeV/u) + ^{197}Au \rightarrow ^{12}B ($\theta_L = 5.0^\circ$) + X, (b): ^{15}N (68.0 MeV/u) + ^{197}Au \rightarrow ^{13}B ($\theta_L = 4.0^\circ$) + X, (c): ^{15}N (109.6 MeV/u) + ^{197}Au \rightarrow ^{13}B ($\theta_L = 2.0^\circ$) + X, (d): ^{15}N (67.3 MeV/u) + ^{93}Nb \rightarrow ^{13}B ($\theta_L = 2.5^\circ$) + X, and (e): ^{15}N (68.0 MeV/u) + ^{27}Al \rightarrow ^{13}B ($\theta_L = 1.0^\circ$) + X。偏極度スペクトラム中の数値は、式 (21) 中の R_{NF} の値を示す。収量スペクトラム中の実線は、 σ_F の幅を持つガウス分布で、偏極スペクトラム中の点線、実線、一点鎖線は、それぞれ、 $\Theta = 0^\circ$, $\Theta = -30^\circ$, $\Theta = -60^\circ$ を仮定した時の、偏極スペクトラムの計算結果を表わす。

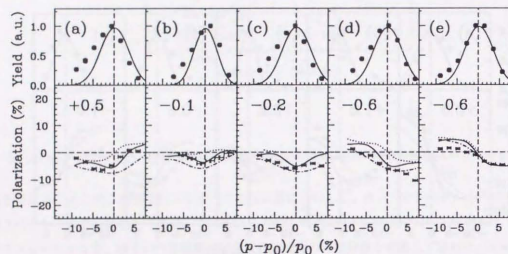


図 53: 計算された偏極スペクトラムと 3 の抜けチャンネルの測定結果との比較。各グラフの上部が収量で下部が偏極度を示す。各反応系は次の通り。(a): ^{15}N (68.0 MeV/u) + ^{197}Au \rightarrow ^{12}B ($\theta_L = 4.0^\circ$) + X, (b): ^{15}N (109.6 MeV/u) + ^{197}Au \rightarrow ^{12}B ($\theta_L = 2.0^\circ$) + X, (c): ^{15}N (67.7 MeV/u) + ^{159}Tb \rightarrow ^{12}B ($\theta_L = 3.5^\circ$) + X, (d): ^{15}N (67.3 MeV/u) + ^{93}Nb \rightarrow ^{12}B ($\theta_L = 2.5^\circ$) + X, and (e): ^{15}N (68.0 MeV/u) + ^{27}Al \rightarrow ^{12}B ($\theta_L = 1.0^\circ$) + X。偏極度スペクトラム中の数値は、式 (21) 中の R_{NF} の値を示す。収量スペクトラム中の実線は、 σ_F の幅を持つガウス分布で、偏極スペクトラム中の点線、実線、一点鎖線は、それぞれ、 $\Theta = 0^\circ$, $\Theta = -30^\circ$, $\Theta = -60^\circ$ を仮定した時の、偏極スペクトラムの計算結果を表わす。

場合は異符号を持ち、互いに打ち消し合うことになる。図 54 に ^{15}N (70 MeV/u) \rightarrow ^{12}B の時の P_c の角度分布を示す。この計算では、 $\Theta = -30^\circ$ を仮定し、 $\bar{\theta}_{\text{def}} = 0, 1, 2, 3, 4, 5^\circ$ の場合の計算を行った。黒い四角の点は ^{15}N (68.0 MeV/u) + Au \rightarrow ^{12}B + X の測定値で一点鎖線がこの反応系での $\bar{\theta}_{\text{def}} = +0.4$ を仮定した計算値であるが、測定値を良く再現している。

以上より、測定された殆ど全ての偏極スペクトラム負の方向にシフトしていることは、核子が剥ぎ取られる場所がビームの進行方向に対して後部にずれていると仮定すれば、良く説明できることがわかった。

3.3.2.2 剥ぎ取り過程での再散乱効果

前節では剥ぎ取りの位置を表わす Θ を、パラメータとして任意に与えたが、本節では、剥ぎ取り過程において散乱された核子の再散乱効果を考え、 $\Theta \neq 0^\circ$ の由来を検討する。

微視的に見ると、剥ぎ取りは多数回の核子核子衝突と考えることができる [9]。図 55 の示すように、入射核静止系に立てて見ると、剥ぎ取り過程に参加した入射核内の核子は標的核内の核子と衝突し、ビームの進行方向に対して大方後方へ散乱された後、かなりの割合で入射核破砕片中を横切ることになる。これらの核子は破砕片中を飛行する際、入射核中の核子と再び散乱を起こす可能性があるが、このような再散乱の効果が、観測される破砕片の剥ぎ取られる位置にどのような影響を与えるかを考察する。核中で再散乱を起こす確率 W は、核中での核子の平均自由行程 λ と、核子が破砕片中を横切る距離 d に依存して、

$$W = 1 - \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \quad (102)$$

と表わされる。 λ を求める際には核子-核子散乱断面積に加えて、パウリの排他律を考慮する必要がある (図 56) [34]。 p_{1i} の運動量を持つ散乱核子と p_{2i} の運動量を持つ入射核中の核子が散乱する時、終状態 (p_{1f} 及び p_{2f}) は一様散乱を仮定すれば、 $p_{1i} - p_{2i}$ を直径とした球面内に分布し、

$$p_{1f} = \frac{p_{1i} + p_{2i}}{2} + \frac{p_{\text{rel}}}{2} \mathbf{n}$$

$$p_{2f} = \frac{p_{1i} + p_{2i}}{2} - \frac{p_{\text{rel}}}{2} \mathbf{n}$$

と表わされる。しかし、その終状態は、パウリの排他律のために、既に他の核子によって占有されている入射核と標的核の両方のフェルミ球の外に在る必要があり、その許される領域の位相空間上での面積を Σ とすれば、核内での核子核子断面積 σ_{eff} は自由な核子核子断面積 σ_{free} の $\Sigma/4\pi$ 倍となり、 λ は、

$$\lambda = \frac{1}{\rho \sigma_{\text{eff}}} \quad (103)$$

と表わされる。式 (103) の λ を入射核の入射エネルギー E_{inc} の関数として計算したものを、図 57 に示す。 λ は E_{inc} の増加と共に減少し、本測定の領域では 4 fm 程度である。一方、 d を粗く見積

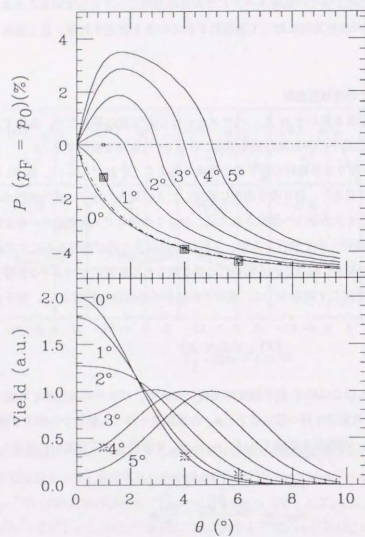


図 54: $\Theta = -30^\circ$ として計算した ^{15}N (70 MeV/u) \rightarrow ^{12}B の時の $p_F = p_0$ での偏極度 (上部) と、収量 (下部)。横軸は、破砕片の放出角度表わす。実線の横に計算を行った $\bar{\theta}_{\text{del}}$ が描かれている。黒い四角は、測定結果を表わす。

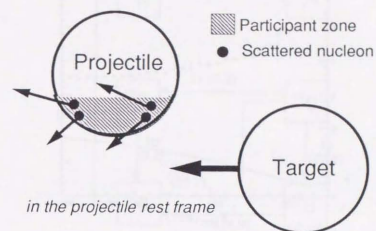


図 55: 剥ぎ取りの概略図。標的核中の核子と入射核中の核子とが散乱した後の運動状態の一例が、入射核静止系から見て描かれている。

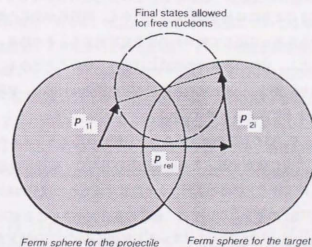


図 56: パウリの排他律を考慮した核子核子散乱。核子当たり p_{rel} の相対運動を持って運動している入射核中の核子と標的核中の核子の衝突において、終状態は各核のフェルミ球の外側にいる必要がある。

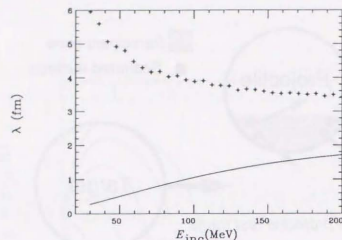


図 57: パウリの排他律を考慮した核中での核子の平均自由行程 λ_{eff} 。横軸は核子当りの入射エネルギー E_{inc}/A を表す。図中の点線が λ_{eff} で、実線は自由な核子核子断面積 (式 104) を表す。

もると、剥ぎ取りの初過程 (1 次散乱) が入射核 ^{15}N の前部で起きたときは、その直径 (6 fm) 程度で、後部で起きたときは 0 fm となる。 λ の大きさと比較して、再散乱は剥ぎ取りが前部で起きたときには起こるが、後部で起きたときには起り難いことがわかる。再散乱が生じた際、破砕片は励起することになり、その励起エネルギーに応じて幾つかの核子を放出する。その結果、再散乱を起こした破砕片は質量数の変化をきたし、目的の破砕片の生成には寄与しないことになる。そのため、実際に観測される破砕片の剥ぎ取り位置は、一次散乱のみを起こした成分に対応し、平均的にビーム方向にたいして後方にずれているようにみえると考えられる。

此処で、同様な過程によって、他の反応チャンネルから目的の反応チャンネルへフィードして行く成分を考慮する必要があることに留意する。この成分にたいしては、破砕片の剥ぎ取り位置は前部にずれている。そこで、この成分と上記の初過程により直接生成された成分の割合が重要となる。本測定を行った $^{15}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{B}$ (^{12}B) の場合については、前者の割合が小さいことが次の事情から推察される。図 58 に測定を行った ^{13}B と ^{12}B のヘフィードする可能性のある、核種と各崩壊チャンネルのしきい値をしめす。目的の破砕片の他の核種からの寄与 N_{other} は

$$N_{\text{other}} = \sum_X \sigma(X) \times R(X \rightarrow Y)$$

$\sigma(X)$: 核種 X の幾何学的断面積
 $R(X \rightarrow Y)$: 核種 X から目的の破砕片 Y への崩壊確率

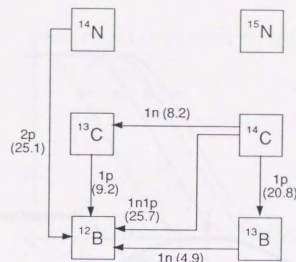


図 58: ^{12}B と ^{13}B への他の核種からのフィード。核種間の矢印は、フィードするために放出する核子数とその数値を表す。例えば、1n1p は 1 陽子 1 中性子放出を意味する。

と表わされるため、それは $\sigma(X)$ 及び、 $R(X \rightarrow Y)$ に依存する量であるが、図 58 の括弧内に粒子放出の Q 値を示すが、 ^{13}B と ^{12}B へフィードするチャンネルのしきい値が他の場合に比べて大きく、 $R(X \rightarrow Y)$ が小さくなる事情にある。このような事情は、安定線から離れた中性子過剰核に対しては一般的に認められる傾向であるが、 N_{other} の定量的な取扱については本節で後述する。

以上述べた再散乱効果をより定量的に扱うために、パウリの排他律を含んだ Intranuclear cascade モデルの計算を次の如く行った [35]。図 59 に示す如く、入射核中の標的核と重なりあった部分に対応する領域内の任意の位置 (X, Y, Z) で、入射核中の核子が標的核中の核子と最初の衝突を起こした後、さらに、それら 2 つの散乱核子が破砕片中を運動する過程を追跡した。最初の散乱を (X, Y, Z) で発生させ、放出粒子の角度分布は 2 核子の重心系で一様とする。散乱粒子の以後の反応確率は、まず、自由な核子同士の断面積 σ_{free} を用いて計算する。ここで、同種核種と異種核種の区別はつけず平均された

$$\sigma_{\text{free}} = \left(\left(\frac{Z_P}{A_P} \right) \left(\frac{Z_T}{A_T} \right) + \left(\frac{N_P}{A_P} \right) \left(\frac{N_T}{A_T} \right) \right) \sigma_{pp} + \left(\left(\frac{Z_P}{A_P} \right) \left(\frac{N_T}{A_T} \right) + \left(\frac{N_P}{A_P} \right) \left(\frac{Z_T}{A_T} \right) \right) \sigma_{pn} \quad (104)$$

の値を用いた。こうして計算されたエネルギーに依存する σ_{free} から平均自由行程 λ_{free} を

$$\lambda_{\text{free}} = \frac{1}{\rho \sigma_{\text{free}}} \quad (105)$$

と求め、核子は

$$d_{\text{travel}} = -\lambda_{\text{free}} \ln \alpha \quad (106)$$

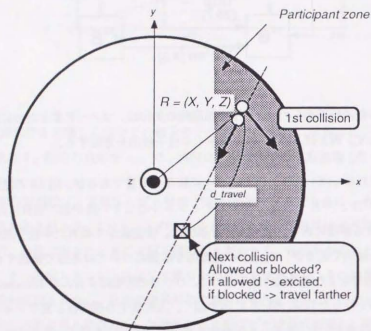


図 59: INC シミュレーションの概略。R は標的核中の核子と、入射核中の核子の衝突する場所を表わし、 d_{travel} については、式 (106) を参照の事。

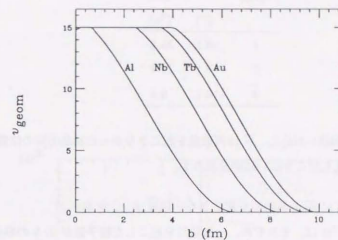


図 60: 標的核によって剥ぎ取られる核子数 (v_{geom}) の衝突係数依存性。入射核は ^{15}N で標的核の核種は各線の傍らに示されている。

だけ進む。ここで、衝突のパートナーとなるべき入射核中をフェルミ運動している核子の運動状態を指定する。この核子と追跡している一次散乱核子の散乱した後の運動量を計算し、それらが、入射核と標的核のフェルミ球中のいずれにも無いときこの核子核子衝突は実際に起き、“破砕片を励起した”と認定する。一方、そうでないときは衝突は起きず、さらに1次散乱粒子の運動を継続するとし、新たに d_{travel} だけ核子は進む。この過程を、一次散乱核子が入射核の外へ出るまで続ける。入射核の核子密度分布はシャープカットな半径を持つものとした。こうした一巡の過程が、一次散乱を起こした核子が、1核子の場合に対する剥ぎ取りの全過程に対応し、剥ぎ取られる核子数が複数の場合には、その数が一次散乱を起こした核子数と考え、この計算過程を同数回繰り返した。以上を1事象とし、この事象を様々な (X, Y, Z) について繰り返し行い、“励起しなかった”破砕片に対する平均の場所 $(\langle X \rangle, \langle Y \rangle, \langle Z \rangle)$ が求められる。一次散乱の衝突場所の領域は、古典的な幾何学的描像に立って、入射核が標的核によって、円柱的に切り取られる部分とし、その体積は、そこに存在する核子数 v_{geom} がちょうど剥ぎ取られる粒子数となるように選んだ。 v_{geom} は衝突係数の関数として図 60 の如く与えられる [36]。

^{15}N (67.3 MeV/u) + ^{93}Nb 反応での計算結果を図 61 に示す。図中の4本の曲線の内、一番上の一点鎖線が、幾何学的重なりによりに散乱が起きたときの Θ の分布で、それ以外の細かい点線、実線、粗い点線が、各々、初期衝突の数が1, 2, 3の時の再散乱しなかった事象の Θ の分布を示すが、再散乱しなかった時の Θ の分布は負の方向にシフトしてをり、初期衝突の回数が増える程、 Θ は負

v_{geom}	$\bar{\theta}$ (°)	P_{surv} (%)
1	-6.1	35.9
2	-9.1	11.4
3	-10.1	0.4

表 12: v_{geom} は初期衝突の回数に対応し、 $\bar{\theta}$ は再散乱を起こさなかった初期衝突の位置の θ の平均値を表わし、 P_{surv} は再散乱を起こさない確率を表わす。

の方向にずれていく。表 12 に $\bar{\theta}$ と再散乱を起こさない確率 P_{surv} を示す。

本研究で測定した ^{13}B は、それぞれ、一次散乱を起こした粒子数が 2, 3 の場合に対応するが、その θ は約 10° 程度である。一方、(3.3.2.1) で偏極スペクトラムの形を良く再現する、 $\bar{\theta}$ の値は多くの場合、 30° であった。ここで得られた $\bar{\theta}$ の値はその約 $1/3$ であるが、オーダー的には大まかに一致しており、再散乱効果が剥ぎ取りの位置を後方へずらす主要な起源でありうることを示唆している。

次に、他の反応チャンネルからの寄与を定量的に扱う。ここで次のようなモデルを用いた (図 62)。断面積 σ_{geom} で初期衝突を起こした後、再散乱を起こさず観測される確率は、前述の Intranuclear Cascade モデルで計算した P_{surv} である。よって再散乱を起こさずに観測される破砕片の断面積 σ_{surv} は

$$\sigma_{\text{surv}} = P_{\text{surv}} \times \sigma_{\text{geom}} \quad (107)$$

と表わされる。一方再散乱を起こした場合、破砕片に移行するエネルギーは、散乱以前のエネルギーを最大値とする一様分布を示すため、これを破砕片の励起エネルギー分布とした。よって、0 ~ 70 MeV まで一様に励起し、その後統計崩壊する。最終的にフィードしてくる破砕片の断面積 σ_{feed} は各励起エネルギーでの各核種へ崩壊確率 $R(Y \rightarrow X : Ex)$ によって、

$$\sigma_{\text{feed}} = \sum_Y (1 - P_{\text{surv}}) W(Ex) R(Y \rightarrow X : Ex) \times \sigma_{\text{geom}}(Y) \quad (108)$$

と求められる。 $R(Y \rightarrow X : Ex)$ は CASCADE コードによって計算した。各核種の σ_{geom} は、図 60 から

$$\sigma_{\text{geom}}(Z_f, N_f) = 2\pi \{b(v_{\text{geom}} = Ap - Ap + 0.5)^2 - b(v_{\text{geom}} = Ap - Ap - 0.5)^2\} \quad (109)$$

と与えられる。最終的に得られた $\sigma_{\text{total}} (= \sigma_{\text{surv}} + \sigma_{\text{feed}})$ を、図 63 に各核種に対して示す。図中には比較の為、 σ_{geom} 、 σ_{surv} と経験公式による生成断面積も載せられている。計算結果は、経験公式

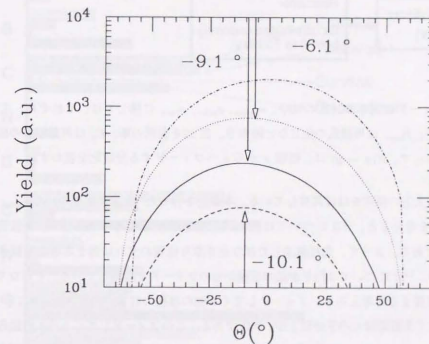


図 61: ^{15}N (67.3 MeV/u) + ^{83}Nb \rightarrow ^{13}B + X における θ の分布。一点鎖線が、初期衝突の生じた場所の θ の分布。その他の細かい点線、実線、粗い点線は、初期衝突が 1、2、3 回生じて、再散乱を起こさなかった時の θ の分布。矢印は各分布の平均値を示す。

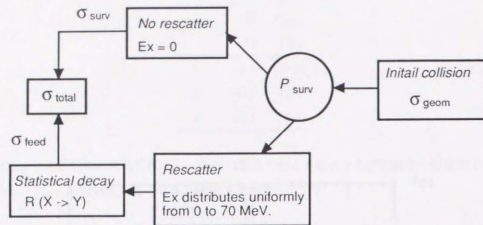


図 62: 破砕片のフィードに関する計算の概略。 σ_{geom} , σ_{surv} , σ_{feed} に関しては、それぞれ、式 109, 107, 108 を参照の事。 P_{surv} は再散乱の生じない確率で、表 12 を参照の事。 E_x は再散乱後の破砕片の持つ励起エネルギーで、 $R(x \rightarrow y)$ は、核種 x から y へフィードする分岐比を表わす。

による生成断面積の大方の傾向をほぼ再現している。本測定を行った ^{12}B と ^{13}B について σ_{total} 中の σ_{surv} の占める割合を考えると、 ^{13}B については約 90% で観測される破砕片の殆どが、再散乱を起こさなかったものである。よって、先程議論した様な剥ぎ取り位置のずれは薄まる事なく観測されたと考えらる。一方、 ^{12}B については殆どが他の核種からのフィードを観測していることになり、剥ぎ取り位置のずれは薄まると考えらる。フィードしてくる他の核種の詳しい内訳を図 64 に示すが、 ^{12}B にフィードしてくる断面積の内半分以上が、 ^{13}B である。このフィードしてくる ^{13}B の励起エネルギーは大半が 0 ~ 10 MeV と、比較的低エネルギー励起のものであり、これらの寄与の剥ぎ取り位置も、後方へずれている可能性は高い。

以上、本節では、(3.3.2.1) で示唆された、剥ぎ取り位置が後方へずれる現象が、散乱核子の破砕片中での再散乱効果によるものか否かを調べた。散乱核子が破砕片中を通過する距離の初期衝突の場所による違いと核内での平均自由行程を比較することにより、前方で初期衝突を起こした散乱核子は、破砕片中でも再散乱を起こし、他の反応チャンネルへ消失するのに対し、後方で初期衝突を起こした場合は、再散乱が生じず、そのまま破砕片は観測されたと考えられた。その結果観測される破砕片の剥ぎ取り位置は後方へずれると予測された。この予測をより定量的に調べるために、粒子蒸発を考慮した Internuclear Cascade モデルに基づく数値シミュレーションを行った。シミュレーションの結果得られた剥ぎ取り位置のずれと、(3.3.2.1) で偏極スペクトラムを良く再現したずれとの一致は必ずしも十分ではなかったが、オーダ的には一致しており、上記の予測を支持する示唆を得た。計算値が十分でない要因は、主に、この数値シミュレーションでは表面の効果やフェルミ運動量の密

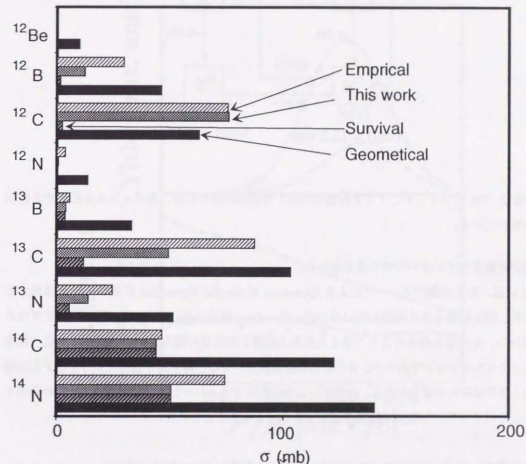


図 63: σ_{total} の計算結果。 σ_{total} は図 62 で示された過程を経て、計算されたもので、灰色の棒で表わされている。経験公式から得られた各核種の生成断面積は、細かい斜線の棒で、 σ_{geom} (式 109), σ_{surv} (式 107) はそれぞれ、黒棒、粗い斜線の棒で表わされている。

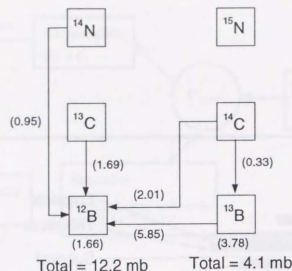


図 64: ^{12}B と ^{13}B にフィードしてくる核種の内訳。各矢印の傍らには、各チャンネルに対する断面積が表わされている。

度依存性が考慮されていないためと考えられる。

図 65 には、京大の堀内グループによる Quantum Molecular Dynamics に基づく計算結果が示されており、測定結果を良く再現している [38]。Quantum Molecular Dynamics は、核子をガウス波束で表わし、その重ね合わせとして与えられる入射核と標的核の間の衝突の時間発展を追う現実的な反応シミュレーションであるが、さらにこの計算においては、剥ぎ取り過程によって生ずる破砕片の助起と粒子蒸発を考慮してある。今後このような反応シミュレーションを用いて、反応の詳細を解析することによって、偏極発生機構の理解はより深まると考えられる。

最後に、本研究に基づいて行われた他のグループによる研究について簡単に述べる。

米国ローレンスバークレイ研究所においては、本研究の初回の測定が行われた後に、比較的重い入射核を用いた破砕片偏極の測定が行われた [39]。図 66 に ^{40}Ca (106MeV/u) + ^{197}Au 反応から得られる ^{39}Ca と ^{37}K の偏極スペクトラムを示す。偏極スペクトラムは両者とも、 p_0 近傍でゼロを横切る単調増加関数を示し、(3.1.1) で議論した予想の Near-side 衝突の場合と良く一致する。また、(3.1.2) の議論からも、Near-side 軌道の優勢が予想され、この測定結果は、本研究で議論された偏極発生機構の枠内で説明可能である。

大阪大学核物理センターにおいては、 40 MeV/u 領域で、標的核を Be とすることによって、 40% もの破砕片偏極が観測された [40]。この測定によって得られた偏極スペクトラムは、負の傾きを持ち、

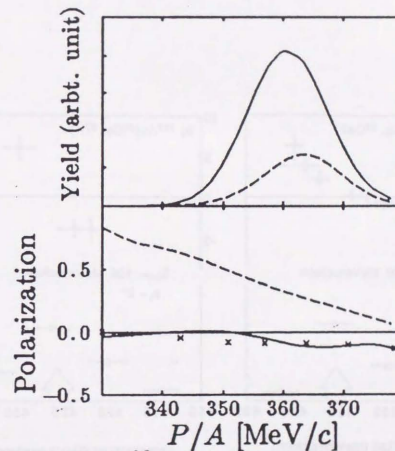


図 65: 粒子蒸発を考慮した QMD 計算と測定結果との比較 [38]。反応系は、 ^{15}N (70MeV/u) + ^{92}Nb で、質量数 13 の入射核破砕片の収量 (上図) と偏極度 (下図) を放出運動量の関数として表わす。実線、破線はそれぞれ統計崩壊後、前での値をしめす。また cross は測定値を示す。

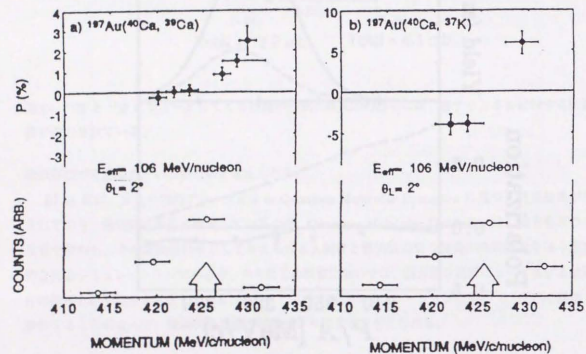


図 66: ^{40}Ca (106 MeV/u) + ^{197}Au 反応から得られる ^{30}Ca と ^{37}K の偏極度 (上部) と収量 (下部) の放出運動量分布。入射核速度に対応する運動量を矢印で示す [39]。

Far-side 軌道が優勢であることを示唆するものであるが、一様に負の方向に 10 % 程度シフトしており、本研究で観測された現象と一致している。その後、特に偏極度の放出角度依存性が詳しく研究され、(3.3.2.1) で議論された、剥ぎ取り位置が後部にずれている事とコンシステントな結果が得られている。

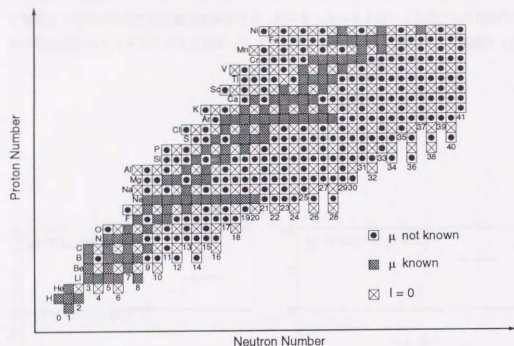


図 67: 磁気モーメント未測定の種類。横軸は中性子数、縦軸は陽子数を表わす。

4 核モーメント測定による不安定核の構造研究

本章では、第 3 章で記述した手法を用いて生成された偏極不安定核の核構造研究への応用として、一連の核モーメント測定実験について記述する。まず、(4.1) で、核モーメント測定を行う物理的意義について述べ、(4.2) で、我々がこの研究の第一歩として行った、 ^{14}B , ^{15}B , ^{21}F の磁気モーメント測定の方法と結果について記述し、(4.3) では、その後に行った ^{14}B , ^{15}B の電気四重極モーメントと ^{17}N , ^{17}B の磁気モーメントの測定結果を示す。(4.4) では、測定によって得られた核モーメントの値と模型計算を比較し、主に B 同位体に関する核構造を議論する。

4.1 動機

磁気モーメント、電気四重極モーメント等の核モーメントはエネルギー、スピン、パリティなどと並んで原子核状態を規定する基本的な物理量である。図 67 に Ni 以下の領域で磁気モーメントが未知の原子核を示しているが、安定線近傍以外では、ほとんど測定されていないことがわかる。本研究で確立したスピン偏極法で、多くの不安定核の核モーメントを測定する方が拓かれたと考えられるが、こうした測定は以下の様な核構造研究を可能にする。

近年、特に軽核領域でのドリッパライン近傍の原子核の研究が進み、中性子数と陽子数の不均衡や

小さい束縛エネルギーに由来する異常な核構造の性質が多数報告されている。例えば、 ^{11}Li , ^{11}Be , ^{14}Be 等の中性子ドリッパライン近傍の中性子が極端に過剰な核は、通常の核の 1.5 倍もの核半径を持ち、中性子ハロー構造を持つことが明らかとなった[41]。また、 ^{11}Be の基底状態は、通常の原子核殻模型で考えると 7 個目の中性子が $p_{1/2}$ 軌道に入り、そのスピンパリティは $1/2^-$ となるはずであるが、実験では $1/2^+$ となっている[42]。これは p 殻の上位にあるはずの sd 殻中の $s_{1/2}$ 軌道が、 ^{11}Be では、 $p_{1/2}$ よりも低い状態となっていることを意味し、通常の殻模型が大きく、崩れ得ることを示唆している[43]。さらに、中性子過剰核は、一般に、通常の原子核よりも密度が低く、また、構造的に柔らかいと考えられるので、クラスター構造の発現や変形の可能性が高い。本研究では、中性子超過核に期待されるこのような異常な性質の発生の仕組みを探るプローブとして、核モーメントを選び、安定核領域からドリッパ線領域までの核構造の推移を系統的に調べる。核モーメントは、多極極化演算子の期待値であるが、電気四重極モーメントは主に原子核の電荷分布を反映し、原子核の形状についての情報をもたらす。一方、磁気モーメントは、逆に、核の空間的な分布にはあまり依らずスピンの配位を反映し、主に殻模型の単粒子状態で展開した場合の配位の混合のありかたに依存する。核構造の変化を系統的にたどるにあたって、様々な模型による計算値を指標とし、比較検討することにより、原子核の統一的な理解を得ることを試みる。

平均場中を核子が殆ど自由に運動していると考えられる標準的な原子核の殻模型は、上記の様なドリッパ線近傍核の核構造を再現するには必ずしも十分ではない可能性がある。その原因の 1 つとして、軽核でしかも中性子数と陽子数が大きく異なる系では、殻模型の大前提である平均場が不安定になることが考えられている。実際こうした不安定性を考慮した AMD (反対称化分子動力学)[44] や VSM (変分殻模型)[45] がドリッパ線近傍核を記述する模型として提唱されている。我々は、安定線領域からドリッパ線領域にわたる不安定核の核モーメントを測定し、その結果を以下の様な視点で模型計算と比較する。まず、標準的な殻模型の枠組みに従って考察し、モデルの基本を成す 1 粒子単位エネルギーと 2 体の残留相互作用強度を評価し、不安定核領域での模型の適応性を吟味する。特に、不安定核領域においては陽子数と中性子数の差が大きいために、アクティブな陽子と中性子が、異なる殻に配位されている場合が多く存在する。核構造が異常な ^{11}Be や ^{11}Li がその例である。異なる殻の間の核子間有効相互作用の研究の歴史は浅く、安定線近傍の原子核以外では良く知られていない。中間領域からドリッパ線近傍にわたって普遍的に有効な相互作用が存在するか否かは、ドリッパ線近傍の原子核が、いかなる意味で異常であるかを理解する上で重要な観点である。

一方 A.M.D や V.S.M 等の新しい原子核模型は、原子核が単純な殻模型からは、大幅にずれ、コア部分の励起やクラスター化が起こり得ることを前提とするものである。これらは、ドリッパ線近傍核のいくつかの性質を再現するのに成功している。これらの模型が、核構造のより詳しい情報を与え、と期待される核モーメントに対しても適応できるか否かを、この研究により検証したい。

4.2 ^{14}B , ^{15}B , ^{21}F の磁気モーメント測定

我々は前節の動機に基づき、軽い不安定核に関する一連の核モーメント測定に取り組み、これまで、 ^{14}B , ^{15}B , ^{17}B , ^{17}N , ^{21}F の磁気モーメント、 ^{14}B , ^{15}B の電気四重極モーメントの初測定に成功している。本節では、特に、最終的な結論の得られた、 ^{14}B , ^{15}B , ^{21}F の磁気モーメントの測定例について報告する。B の同位元素に関しては、 ^8B , ^{10}B , ^{11}B , ^{12}B , ^{13}B 、又、F 元素に関しては、 ^{17}F , ^{18}F , ^{19}F , ^{20}F の磁気モーメントが、これまで知られていたが、本研究では、対象核をさらに中性子過剰核に拡大した。モーメント測定には、(3.2) に従い、入射核破砕片の放出角度と運動量を選択し、目的核種のスピン偏極を生成する必要がある。その手続きに関して、(4.2.1) で述べる。偏極核を Pt または CaF 中に注入、静止させ、放出する β 線の角度異方性を指標として核磁気共鳴を検出する。この過程は、(3.2.2) で述べた偏極度測定の場合と類似しているが、本測定の場合は共鳴周波数は求めるべき未知数であるため、その共鳴を探すことになる。(4.2.2) では、共鳴領域の探索の段階から、共鳴周波数の精密決定までの過程について説明し、(4.2.3) で磁気モーメントの値を示す。

4.2.1 偏極核の生成

偏極核の生成は、(3.2.1) と同様に RIPS を用いて行った。スピン偏極した ^{12}B , ^{14}B , ^{15}B 、及び、 ^{20}F , ^{21}F を得るために用いた反応系は $^{18}\text{O}(69.4 \text{ MeV/u}) + ^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{12}\text{B}$, ^{14}B , ^{15}B および $^{22}\text{Ne}(70 \text{ MeV/u}) + ^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{20}\text{F}$, ^{21}F である。ここで、 ^{12}B , ^{20}F は磁気モーメントが良い精度で知られているので、比較、較正等の為に用いた。反応条件として、標的核を ^{93}Nb 、入射エネルギーを 70 MeV/u と設定した理由は、この条件が、第 3 章で議論した p_0 付近で大きな負の偏極を示す $^{15}\text{N}(67.3 \text{ MeV/u}) + ^{93}\text{Nb}$ の場合に類似すると考えられ、大きな F.O.M. が期待出来たためである。選択した破砕片の放出角度と放出運動量は、表 13 に示す通りである。放出角度は、収量が 0 度方向に比較して半分程度となる角度を選択した。図 68 に $^{15}\text{N}(67.3 \text{ MeV/u}) + ^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{13}\text{B}$ のスピン偏極度と Figure of Merits のスペクトラムを示す。これによれば、 p_0 よりやや高めの運動量が最大の Figure of Merits を与えるので、モーメント測定の際にはこの運動量領域に設定した。運動量アクセプタンスは RIPS の分散焦点面においてスリットにより定義し、角度アクセプタンスは標的板直後の 4 方向スリットによって 1.2 msr と定義した。標的板の厚さも表 13 に示す。

最終焦点面での破砕片の純度は 90 % 以上であった。RIPS によって分離収集された目的の破砕片の F2 での破砕片の収量を表 14 に記す。

^{12}B と ^{14}B のスピン偏極度の放出運動量依存性を図 69 に示す。偏極スペクトラムは、当初の予測通り、第 2 章で議論した $^{15}\text{N}(67.3 \text{ MeV/u}) + ^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{13}\text{B}$ と同様に、 p_0 で有為な負の値を示し、且つ、ゆるやかな減少関数となっている。また偏極スペクトラムは出口チャンネル（放出粒子が ^{12}B かつ ^{14}B ）にあまり依存していないこともわかる。

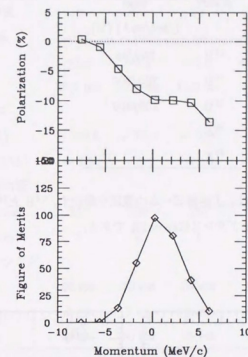


図 68: $^{15}\text{N}(67.3 \text{ MeV/u}) + ^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{13}\text{B}$ 反応におけるスピン偏極度（上部）と Figure of Merits（偏極 $^2 \times$ 収量）（下部）。横軸は破砕片の放出運動量を表す。

破砕片	入射核	標的核	E/A_{beam} (MeV/u)	t (mg/cm 2)	θ_L ($^\circ$)	$\delta\Omega$ (msr)	$(p_F - p_0)/p_0$ (%)	δp_F (%)
^{12}B	^{18}O	^{93}Nb	69.4	176	3.5	1.2	+0.7	2
^{14}B	^{18}O	^{93}Nb	69.4	176	3.0	1.2	+1.6	4
^{15}B	^{18}O	^{93}Nb	69.4	176	3.0	1.2	+1.5	4
^{20}F	^{22}Ne	^{93}Nb	70.0	257	3.0	1.2	+2.4	1
^{21}F	^{22}Ne	^{93}Nb	70.0	257	3.0	1.2	+0.8	1

表 13: 主な実験パラメーター。 E_{beam}/A は入射エネルギー、 t は標的板の厚さ、 θ_L は破砕片の放出角度、 $\delta\Omega$ は角度アクセプタンス、 $(p_F - p_0)/p_0$ は、測定の際に選択した放出運動量の p_0 からのずれ、 δp_F は運動量アクセプタンスを表す。

破砕片	個数 (/sec/enA) (%)
^{12}B	250/25
^{14}B	200/200
^{15}B	100/400
^{20}F	—
^{21}F	—

表 14: 破砕片の個数。個数の分母は、入射核ビームの電流を表わす。 ^{14}B と ^{15}B に関しては、標的板の厚さは $100\text{ }\mu\text{m}$ で運動量アクセプタンスは $\delta p = 2\%$ である。

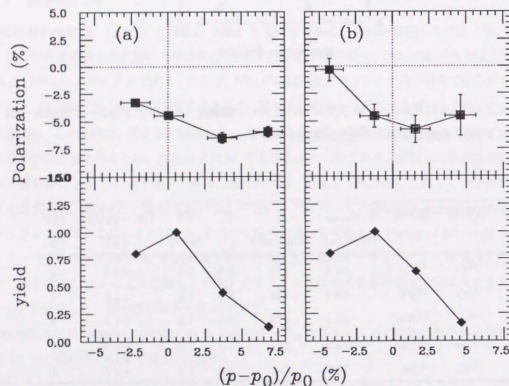


図 69: $^{18}\text{O}(69.4\text{ MeV/u})+^{93}\text{Nb}$ 反応における ^{12}B (a) と ^{14}B (b) の偏極スペクトラムと収量分布。各グラフの上部がスピン偏極度で下部が収量を表わし、横軸が破砕片の放出運動量を表わす。

	^{12}B	^{14}B	^{15}B	^{20}F	^{21}F
注入物質	Pt	Pt	Pt	CaF_2	CaF_2
静磁場	$\sim 1\text{ kG}$	$\sim 1\text{ kG}$	$\sim 1\text{ kG}$	$\sim 1\text{ kG}$	$\sim 1\text{ kG}$
T_1	$\sim 1\text{ s}$	$\sim 1\text{ s}$	$\sim 1\text{ s}$	$\sim 30\text{ s}$	$\sim 30\text{ s}$
τ	29.4 ms	23.2 ms	15.0 ms	15.9 s	6.23 s
コイル					
$L(\mu\text{H})$	~ 69.8	~ 69.8	~ 22.0	~ 22.0	~ 69.8
$H_{1\text{cp}}/I(\text{G/A})$	~ 3.6	~ 3.6	~ 2.0	~ 3.6	~ 2.0
電子線検出器					
立体角 (msr)	220	220	220	220	220
厚み (mm)	3	3	3	1	1
ビームパルスング					
T_{ON}	30 ms	30 ms	30 ms	16 s	6.3 s
T_{rf}	3 ms	3 ms	3 ms	3 ms	3 ms
T_{OFF}	30 ms	30 ms	30 ms	16 s	6.3 s

表 15: 核磁気共鳴検出器の主なパラメーター。表中の T_1 、 τ は各破砕片の結晶中でのスピン緩和時間、寿命を表わす。核磁気共鳴用のコイルに関しては、そのインダクタンス $L(\mu\text{H})$ とコイル中心での単位電流あたりの回転磁場 $H_{1\text{cp}}/I$ を示した。 T_{ON} 、 T_{rf} 、 T_{OFF} はそれぞれ、ビーム照射時間、rf 時間、電子線計測時間を表わす。

4.2.2 核磁気共鳴の測定

核磁気共鳴を検出する装置は (3.2.2) で述べたものと同じである。破砕片注入静止させるための物質として、B アイソトープに対しては Pt、F アイソトープに対しては CaF_2 を用いた。これらの結晶中でのスピン緩和時間は、各アイソトープの寿命より十分長いことが既にわかっている [32, 46]。使用した電子線検出器は (3.2.2.2) で述べたものと同じである。核磁気共鳴をおこす高調波を掛けるためのコイルの形状は (3.2.2.3) で述べたものと同じである。ビームパルスングに関するパラメーターも (3.2.2.1) で述べたものと同様に決められた。装置の主なパラメーターを表 15 に示す。

測定では、まず、掃引する rf の周波数領域を充分広く取り、共鳴の存在を探索する。核磁気共鳴が検出された後、掃引する領域を順次狭め、共鳴周波数の精度に高めて行く。最終的な精度は、静磁場のストッパー中での不均一度と核磁気共鳴の中によって決まる。共鳴の探索から最終精度に達するまでの過程の各段階のスペクトラムを、 ^{14}B の場合を例にとって、図 70 に示す。この測定では、2 回目の Run で共鳴が初めて観測され、その後掃引周波数の領域を狭めていき、都合 5 回の Run で、

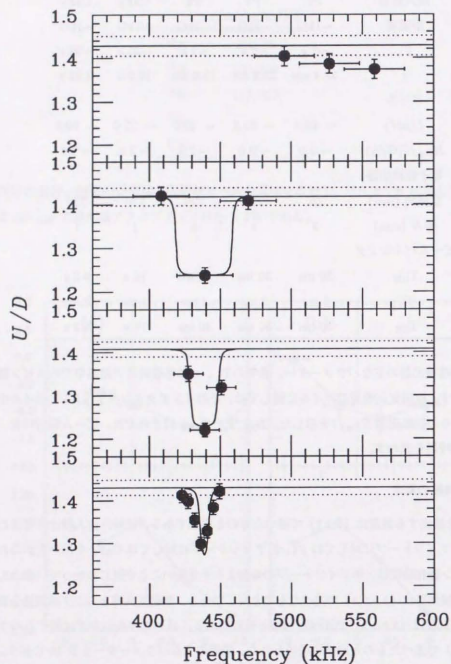


図 70: ^{14}B の磁気モーメント測定の結果。各グラフの縦軸が β 線の上下計数比で、横軸が rf 磁場の周波数を表す。

破砕片	I_{beam} (pA)	N_{β} (/sec)	As (%)
^{12}B	19	850	2.69
^{14}B	38	25	3.44
^{15}B	19	7	6.10
^{20}F	10	810	1.20
^{21}F	10	1423	0.65

表 16: 測定で得られた電子線の収量 (N_{β}) と非対称度 (As)。 I_{beam} は入射ビームの電流値を表す。

最終的な結果に達した。横棒の長さが rf 掃引の幅を表す。表 16 には、Figure of Merits に関連して、各同位体について得られた電子線の強度と非対称度を示した。全測定に要した時間は、この種の測定の基準からみて短く、1 つのアイントープ当たり 10 時間程度である。最終的に得られた NMR スペクトラムを各同位体ごとに示す (図 71、72)。各々のグラフで縦軸が電子線の上下計数比で、横軸が rf 磁場の周波数である。(3.2.2.4) で述べた様に、掃引周波数は P.S.G. によって制御するが、その入力 (DAC) 値と実際の rf 磁場の周波数 f_{rf} の関係は、予め校正した。各アイントープに対する校正曲線を図 73 に示す。これにより校正式は

$$f_{\text{rf}}(^{12}\text{B}) = 0.064128(2) \text{DAC} - 27.036(28) \quad (110)$$

$$f_{\text{rf}}(^{14}\text{B}) = 0.064313(7) \text{DAC} - 20.055(48) \quad (111)$$

$$f_{\text{rf}}(^{15}\text{B}) = 0.063973(3) \text{DAC} - 22.788(58) \quad (112)$$

$$f_{\text{rf}}(^{20}\text{F}) = 0.064820(3) \text{DAC} - 28.138(45) \quad (113)$$

$$f_{\text{rf}}(^{21}\text{F}) = 0.064766(2) \text{DAC} - 27.048(28) \quad (114)$$

次の様にあたえられる。各点の誤差は縦軸は統計誤差で、横軸は掃引周波数の中である。共鳴曲線の凹凸は、式 (73) 中の AP の符号によって決まり、 ^{12}B , ^{14}B , ^{15}B の場合は負のため、下に凸で、 ^{20}F , ^{21}F の場合は正であったために上に凸となった。

4.2.3 磁気モーメントの値

磁気モーメントは核磁気共鳴の周波数 f_r から以下の式で求めることができる。

$$\begin{aligned} \mu(^{14}\text{B} \text{ or } ^{15}\text{B}(^{21}\text{F})) &= \mu(^{12}\text{B}(^{20}\text{F})) \frac{I(^{12}\text{B}(^{20}\text{F}))}{I(^{14}\text{B} \text{ or } ^{15}\text{B}(^{21}\text{F}))} \frac{f_r(^{14}\text{B} \text{ or } ^{15}\text{B}(^{21}\text{F}))}{f_r(^{12}\text{B}(^{20}\text{F}))} (1 + \delta) \quad (115) \\ \mu(^{12}\text{B}) &= 1.00306(^{+1}_{-1}) \\ \mu(^{20}\text{F}) &= 2.0935(9) \end{aligned}$$

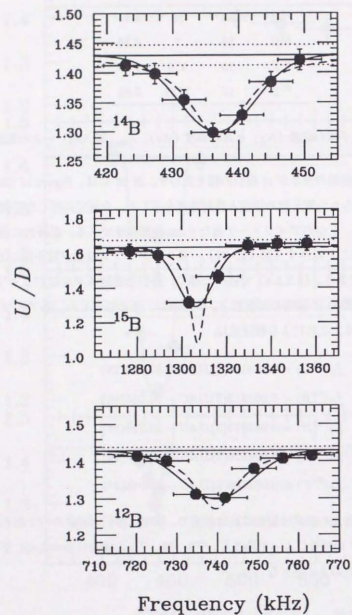


図 71: B 同位体の NMR スペクトラム。縦軸に β 線の上下計数比、横軸に rf 磁場の周波数を示す。

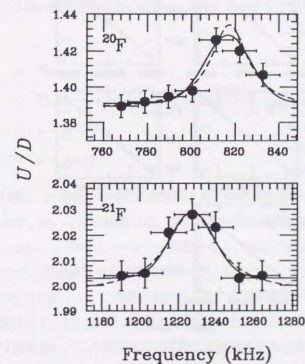


図 72: F 同位体の NMR スペクトラム。縦軸に β 線の上下計数比、横軸に rf 磁場の周波数を示す。

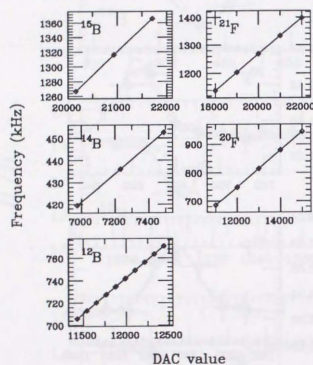


図 73: 各同位体を用いた rf 磁場の周波数の校正図。横軸に PSG (3.2.2.4) 入力値、縦軸に rf 磁場の周波数を示す。

$$\delta = 0$$

この式で δ は 2 つの同位体の感じていた静磁場の違いである。本測定では同位体同志に対しては同じ設定磁場を用いたが、その他 $\delta \neq 0$ となり得る主な原因が 2 つ考えられる。第 1 は、破砕片が埋め込まれたストッパー中の位置の分布が同位体により異なることによって生じるものである。これに関しては、注入される破砕片のビームの形状を RIPS の F2 およびストッパー直前のコリメーターで一義的に定義し同位体によって変わる効果を減らすことに努め、この効果による静磁場の違いは無視できるとした。第 2 の要因は化学シフトに寄るものである。しかし、式 (115) に用いる各磁気モーメントの値は、化学シフトが等しい同位体に対するものであるため、補正は必要で無い。

各核種に対する共鳴周波数は、各々の NMR スペクトラムを適切な関数に fit することによって求められる。本測定では速い断熱通過法を用いたため、NMR スペクトラムの形は次の様に与えられる [47]。

$$U/D \propto P_{\text{final}} - P_{\text{initial}} \quad (116)$$

$$P_{\text{final}} = P_{\text{initial}} \frac{(H_0 - \omega_{\text{initial}}/\gamma)(H_0 - \omega_{\text{final}}/\gamma)}{\sqrt{((H_0 - \omega_{\text{initial}}/\gamma)^2 + H_1^2)((H_0 - \omega_{\text{final}}/\gamma)^2 + H_1^2)}} \quad (117)$$

$$\omega_{\text{initial}} = \omega - \Delta\omega/2$$

$$\omega_{\text{final}} = \omega + \Delta\omega/2$$

これは、図 74 の示す様に、rf 周波数の掃引の開始時と終了時に有効磁場が傾いているために生じる減偏極を考慮したもので、 $H_1 \rightarrow 0$ の極限では、掃引領域が共鳴周波数を含んだときに -1、それ以外のときは 1 をとり、 $\Delta\omega \rightarrow 0$ の時はローレンツ関数となる。測定の設定に則して式 (116) を描くと、図 70 中の実線となり、測定結果を定性的に再現する。実際のスペクトラムをより定量的に解析するためには、式 (116) の関数を H_0 の空間分布でホールドした関数を用いる必要がある。本測定では、静磁場の不均一度はストッパー内で $\delta H_0/H_0 = (\pm 1.0)$ % と NMR の共鳴幅とは同程度であり、これを無視することは出来ない。この様に試行の関数に不確定さがある状況を考慮して、ここでは、ガウス関数とローレンツ関数による fit を行った。これらの関数を用いた理由は、ローレンツ関数は式 (116) の良い近似を与え、一方ガウス関数は静磁場のストッパー内での分布を表わすに適當であると考えられたためである。図 71, 72 に fit の結果を各々実線 (ガウス)、点線 (ローレンツ) で示し、得られた共鳴周波数を表 17 に示す。2 様の関数形から得られた共鳴周波数は誤差内で一致しているため、その平均値を磁気モーメントの決定に用いる共鳴周波数とした。また誤差は 2 様の fit の内、大きい方を採用した。以上の手続きにより得られた磁気モーメントの値は

$$\mu(^{14}\text{B}) = 1.185 \pm 0.007 \quad (118)$$

$$\mu(^{15}\text{B}) = 2.657 \pm 0.018 \quad (119)$$

$$\mu(^{21}\text{F}) = 3.931 \pm 0.029 \quad (120)$$

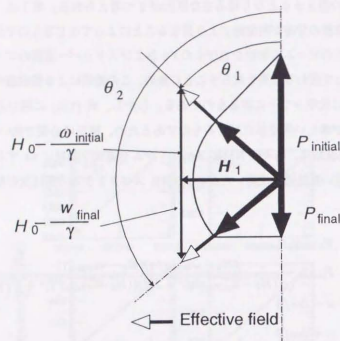


図 74: 断熱通過法によるスピンの反転。

破砕片	f_{r1} (kHz)	f_{r2} (kHz)	$(f_{r1} + f_{r2})/2$ (kHz)
^{12}B	739.59 ± 2.65	739.84 ± 2.46	739.72 ± 2.65
^{14}B	436.90 ± 1.91	436.64 ± 1.81	436.77 ± 1.91
^{15}B	1307.0 ± 7.4	1306.0 ± 6.8	1306.5 ± 7.4
^{20}F	817.26 ± 4.38	816.55 ± 4.30	816.91 ± 4.38
^{21}F	1227.2 ± 6.2	1227.2 ± 5.8	1227.2 ± 6.2

表 17: 関数当てはめから得られた共鳴周波数。 f_{r1} がローレンツ関数への fit によるもので、 f_{r2} がガウス関数への fit によるものである。四行目には、 f_{r1} と f_{r2} の平均値が与えられている。

である。誤差は fit によるもののみ考慮した。

4.3 その他の原子核についての測定結果

前節では、 ^{14}B 、 ^{15}B 及び ^{21}F の磁気モーメントの測定結果をしめした。その後、 ^{14}B と ^{15}B の電気四重極モーメント、 ^{17}N と ^{17}B の磁気モーメントの測定にも成功した。本節では、これらの測定結果を示す。以下、(4.3.1) では、 ^{14}B と ^{15}B の電気四重極モーメントについて、(4.3.2) では、 ^{17}N と ^{17}B の磁気モーメントについて述べる。

4.3.1 ^{14}B と ^{15}B の電気四重極モーメント

核スピン I 、磁気モーメント μ 、電気四重極モーメント Q を持つ原子核の、静磁場 H 及び電場勾配 q 中でのハミルトニアン H_{hf} は

$$H_{\text{hf}} = \mu H M_I + \frac{eqQ}{4I(2I-1)} [3M_I^2 - I(I+1)] \quad (121)$$

$$(122)$$

と表われ、Zeeman 分岐に加えて、 M_I^2 に依存したエネルギー差が生じる。例えば $I = 3/2$ の場合のエネルギー分岐は図 75 に示す通りで、各準位のエネルギー差、すなわち、核磁気共鳴の周波数は ν_L 、 $\nu_L + \Delta\nu$ 、 $\nu_L - \Delta\nu$ の 3 つの異なる値を持つようになる。そのため、核磁気共鳴は 3 本に別れるが、 ν は、式 (122) より

$$\Delta\nu = \frac{eqQ}{2h} \quad (123)$$

と Q と関係づけられるため、共鳴周波数の分岐から Q を求めることが出来る。電場勾配 q の向きは揃っている必要があるが、本測定では Mg の単結晶を用いた。

実際の測定では、共鳴検出の感度を上げるために、 ν_L 、 $\nu_L + \Delta\nu$ 、 $\nu_L - \Delta\nu$ の 3 種類の周波数を持つ rf 磁場を同時にかけ、 $\Delta\nu$ を変えて、共鳴を観測した。図 76、図 77 に ^{14}B と ^{15}B の電気四重極モーメント測定の核磁気共鳴スペクトラムを示す。これらのスペクトラムより、

$$|eqQ(^{14}\text{B}; \text{Mg})/h| = 105.36 \pm 1.84 \text{ kHz} \quad (124)$$

$$|eqQ(^{15}\text{B}; \text{Mg})/h| = 134.46 \pm 1.70 \text{ kHz} \quad (125)$$

と求まる。これらの値に対する誤差は、関数 fitting の誤差と結晶軸と静磁場のずれが考慮されている。一方、同様な測定から ^{12}B に対しても、

$$|eqQ(^{12}\text{B}; \text{Mg})/h| = 46.55 \pm 0.91 \text{ kHz} \quad (126)$$

という結果が得られており、 q は B 同位体で等しい事を用いて、 $Q(^{14}\text{B})/Q(^{12}\text{B}) = 2.260 \pm 0.062$ 、 $Q(^{15}\text{B})/Q(^{12}\text{B}) = 2.897 \pm 0.081$ が得られる。 ^{12}B には対しては、既に、測定例があり、文献 [48] の

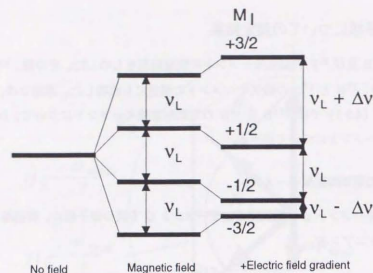


図 75: 電気四重極モーメントによるエネルギーの分岐。\$I = 3/2\$ の場合が示されている。\$v_L\$ は Lamor 周波数を示す。\$\Delta\nu\$ は核の電気四重極モーメントと電場勾配との相互作用によって生じる共鳴周波数のシフトで、式 123 で与えられる。

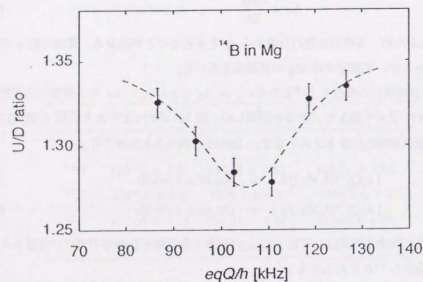


図 76: ^{14}B の電気四重極モーメントの測定結果。縦軸が β 線検出器の上下計数比、横軸は $\Delta\nu$ を表わす。点線は Gauss 関数による fitting の結果。

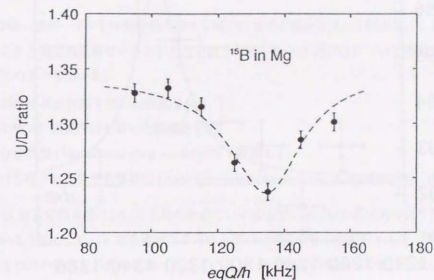


図 77: ^{15}B の電気四重極モーメントの測定結果。縦軸が β 線検出器の上下計数比、横軸は $\Delta\nu$ を表わす。点線は Gauss 関数による fitting の結果。

$Q(^{15}\text{B}) = 13.21 \pm 0.26\text{mb}$ より、電気四重極モーメントの値はそれぞれ、

$$Q(^{14}\text{B}) = 29.9 \pm 1.0(\text{mb}) \quad (127)$$

$$Q(^{15}\text{B}) = 38.1 \pm 1.3(\text{mb}) \quad (128)$$

と求められた。

4.3.2 ^{17}N と ^{17}B の磁気モーメント

偏極核を得るために用いた反応系は各々、 ^{22}Ne (70 MeV/u) + $^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{17}\text{N} + \text{X}$ 及 ^{22}Ne (100 MeV/u) + $^9\text{Be} \rightarrow ^{17}\text{B} + \text{X}$ である。測定の手法は (4.2) で述べたものと同様である。最終的に得られた核磁気共鳴のスペクトラムを図 78、図 79 に示す。これらのスペクトラムより、各々の磁気モーメントの値は

$$\mu(^{17}\text{N}) = 1.408 \pm 0.008\mu_N \quad (129)$$

$$\mu(^{17}\text{B}) = 2.52_{-0.03}^{+0.12}\mu_N \quad (130)$$

と求められた。

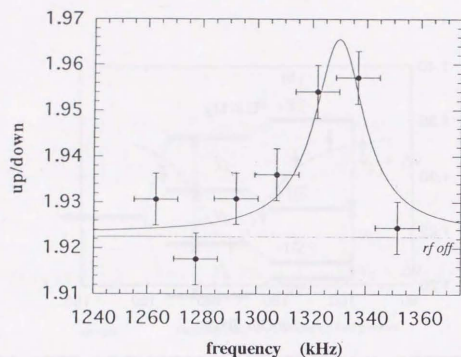


図 78: ^{17}N の磁気モーメントの測定結果。縦軸は β_8 線の上下計数比、横軸は、rf 磁場の周波数。

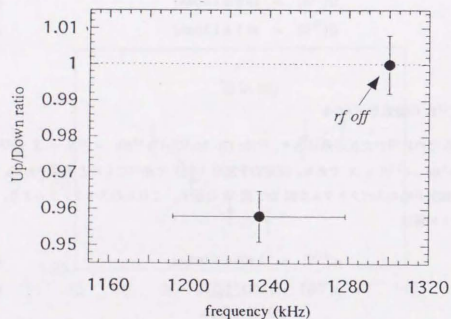


図 79: ^{17}B の磁気モーメントの測定結果。縦軸は β_8 線の上下計数比、横軸は、rf 磁場の周波数。

4.4 理論との比較

本節では、核モーメントの測定値を様々な模型に基づく理論計算と比較する。ここでは主に、磁気モーメントと電気四重極モーメントの測定結果が得られた B 同位体について議論する。理論模型として以下の 4 つを用いた。

- 1) PSDMK 相互作用を用いた殻模型 [49]
- 2) PSDWBP 相互作用を用いた殻模型 [50]
- 3) 変分殻模型 (Variational shell model)[45] (補遺 E.1)
- 4) 反対称化された分子力学模型 (Anti-symmetrized molecular dynamics)[44] (補遺 E.2)

1) と 2) は安定核領域において成功を納めている殻模型に基づいた標準的な取り扱いである。これらを用いる主眼は、(4.1) でも述べたように、殻模型理論の基本的因子である 1 粒子単位と 2 体の残留相互作用の推移を系統的に調べることにより、殻模型が不安定核の記述に適切であるかを吟味することにある。その際、異なった殻に配位する核子の間の相互作用の関与が重要となるが、1) においては、1970 年代に提唱され、これまで頻繁に使われてきた Millener と Kurath 氏による相互作用を用い、2) においては、近年、Warburton と Brown 氏によって導入された相互作用を用いた。

一方、模型 3) と 4) は (4.1) でも述べたように、中性子数と陽子数が大きく異なる軽核での平均場の不安定性や中性子と陽子に対する平均場の違いを考慮した、通常の殻模型の枠組を超える理論で、ドリップ線近傍核の、エネルギーやパリティ等に関する異常を再現することに成功している。これらの模型が、核モーメントという原子核のよりミクロスコピックな特性を反映する物理量にも適用できるか否かは興味を持たれる、図 84 と図 85 に示す様に、計算値は核モーメントの測定値も良く再現している。

上記の様に、模型 3) 及び 4) 中性子過剰核の基本的な性質の全般をかなり良く再現するが、そのメカニズムは必ずしも明らかではない。そこで、以下では、核構造の性質をより分析的に調べるのに便利な殻模型を用いた解析を行う。特に、波動関数に含まれる配位と核モーメントの対応関係をたどりつつ、安定核から不安定核への核構造の推移を特徴づける因子の抽出を計る。理論模型としては、この領域にしばしば使われてきた模型 1) を用いる。計算値は実測値を必ずしも再現しないが、むしろ、その差異が、中性子過剰核の特異性を由来すると考え、議論を進めた。

まず、(4.4.1) で、殻模型計算の概略を述べ、(4.4.2) では、 ^{14}B と ^{15}B の磁気モーメントについて、特に模型 1) の計算結果を分析し、波動関数の配位と各々の磁気モーメントの関係について考察する。(4.4.3) では、(4.4.2) で得られた知見を基に、B 同位体の不安定核領域での特徴的な性質の抽出を試みる。

4.4.1 殻模型計算の概略

殻模型において、原子核は、スピン・軌道相互作用を含む、調和振動子型や Woods-Saxon 型の形を持った 1 体ポテンシャルで表わされる平均場中を運動している核子の集団であると考えられる。しかし、核子間の散乱の効果を記述するには、1 体ポテンシャルのみでは充分ではなく、残余の効果として残留相互作用を導入してそれを摂動として取り扱う。残留相互作用は通常 2 体相互作用まで考慮され、この摂動により核子の状態が混合し、波動関数は幾つかの配位の線形結合として表わされることになる。

2 体相互作用は、大概、同一殻内に属する核子間に適応範囲を限って殻毎に定め、その範囲に該当するエネルギー準位等を再現するように求められる。従って殻模型計算では、1 体ポテンシャルの他に模型空間と 2 体相互作用を決めることが必要である。表 18 本節で用いた模型空間、1 体ポテンシャル及び 2 体相互作用の名称、計算を行った核種を記す。

模型空間	相互作用のラベル	適応核種
<i>p</i> -space	CKPOT	¹¹ B, ¹³ B
<i>p</i> -space	PWBP	¹¹ B, ¹³ B
<i>psd</i> -space	PSDMK	¹⁵ B, ¹⁷ B, ¹⁹ B
<i>psd</i> -space	PSDWBP	¹⁵ B, ¹⁷ B, ¹⁹ B
<i>sd</i> -space	USD	²¹ F

表 18: 殻模型計算の模型空間と相互作用。相互作用のラベルは OXBASH [51] コード中でのものを示す。

¹¹B と ¹³B に関しては、*p* 空間のみで計算が可能であるが、¹⁴B と ¹⁵B は陽子 5 個中性子 9 または 10 個を持つため、*psd* 空間で計算する必要がある。この際、*p* 殻と *sd* 殻の間に殻をまたがって働く殻をまたがった 2 体相互作用の導入が必要となる。この 2 体相互作用は、陽子と中性子の数が極端に違う不安定な領域ではとりわけ重要である。ここでは、2 つの相互作用を用いた。1 つ目はその殻またがりの相互作用に ¹⁶O 近傍核の abnormal parity state を 1*p*-1*h* 近似で再現するように作られた Milner-Kurath による相互作用を用いた。これは近年まで、*p* 殻核子と *sd* 殻核子との相互作用を与えるものとして唯一のものであった。*p*(*sd*) 空間内同志の核子については、各々の殻内で確立されている CKPOT (USD) 相互作用を用いた。もう 1 つの PSDWBP 相互作用はより広い範囲の殻またがりの相互作用が関連してくる実験データを用いて作られ、最近提唱されたものである。

記号	配位
$ \pi_1\rangle$	$(p_{3/2})_3^{J=3/2}$
$ \pi_2\rangle$	$[(p_{3/2})_2^{J=2}, p_{1/2}]^{J=3/2}$
$ \pi_3\rangle$	$[(p_{3/2})_2^{J=0}, p_{1/2}]^{J=1/2}$
$ \pi_4\rangle$	$[(p_{3/2})_2^{J=2}, p_{1/2}]^{J=5/2}$
$ \pi_5\rangle$	$[(p_{1/2})_2^{J=0}, p_{3/2}]^{J=3/2}$

表 19: *p* 殻にいる 3 個の陽子の配位

4.4.2 ¹⁴B と ¹⁵B の波動関数

本節では模型 1) から得られた波動関数を分析し、¹⁴B と ¹⁵B の磁気モーメントの値を主に決めている配位を抽出する。以下、(4.4.2.1) では、¹⁵B について、(4.4.2.2) では、¹⁴B について述べる。

4.4.2.1 ¹⁵B

単純な単一粒子模型に立てば、この核の基底状態は、*p*_{3/2} 状態の陽子で代表され、 μ 値はシュミット値 3.79 となるが、測定値はその値から 1.03 ほど小さくなっている。模型 1) による計算値は 2.722 で、数 % の誤差で測定値 2.657 を再現している。

以下では、特に 模型 1) の計算から得られた波動関数を考察し、磁気モーメントの決定に特に重要となる配位を議論する。¹⁵B 基底状態の波動関数は、*p* 殻にいる 3 個の陽子と *sd* 殻にいる 2 個の中性子が構成する複数の配位の混合によって記述される。*p* 殻に陽子 3 個を入れて作り得る配位は表 19 に示す 5 通りである。また、*sd* 殻にある 2 個の中性子による配位の主要なものは表 20 に示す 14 通りあり、これらを陽子配位と組み合わせ、¹⁵B の $J^\pi = 3/2^-$ を記述するのに 54 通りの配位が考えられる。殻模型 1) による計算によれば、その中で重要な成分は図 80 に示すとおりである。各配位の占有確率を各棒線の長で表わし、その配位の確率振幅を数値表わす。この表から、¹⁵B の主な配位は、表 19, 20 の記号を用いて、 $|\pi_1\rangle \times |\nu_1\rangle$ と表わされる状態で、*p*_{3/2} にある 3 個の陽子が $J^\pi = 3/2^-$ に組み、*sd* 殻にある 2 個の中性子が 0^+ に組んでいる状態である。その他の配位の内では、2+ に組む中性子配位 ($|\nu_6\rangle$ や $|\nu_8\rangle$) を含む成分や、陽子の主要な配位である $|\pi_1\rangle$ と M1 演算子で強く結合する陽子配位 $|\pi_2\rangle$ を含む成分が重要である。磁気モーメント μ は、こうして得られた波動関数に対応する M1 演算子の期待値、

$$\mu = \sum_i \alpha_i^2 <\phi_i | \mu | \phi_i> + \sum_{i \neq j} \alpha_i \alpha_j <\phi_i | \mu | \phi_j> \quad (131)$$

$$\phi_i, \phi_j: \text{各配位} \quad (132)$$

で与えられ、各配位 *i* に対する M1 演算子の期待値の確率重み付平均を取った部分(対角行列要素)と

記号	配位
$ \nu_1\rangle$	$(s_{1/2})_{1/2}^{J=0}$
$ \nu_2\rangle$	$(d_{5/2})_{1/2}^{J=0}$
$ \nu_3\rangle$	$(d_{3/2})_{1/2}^{J=0}$
$ \nu_4\rangle$	$(s_{1/2}, s_{3/2})_{1/2}^{J=1}$
$ \nu_5\rangle$	$(d_{5/2}, d_{3/2})_{1/2}^{J=1}$
$ \nu_6\rangle$	$(d_{5/2})_{1/2}^{J=2}$
$ \nu_7\rangle$	$(d_{3/2})_{1/2}^{J=2}$
$ \nu_8\rangle$	$(s_{1/2}, d_{5/2})_{1/2}^{J=2}$
$ \nu_9\rangle$	$(s_{1/2}, d_{3/2})_{1/2}^{J=2}$
$ \nu_{10}\rangle$	$(d_{5/2}, d_{3/2})_{1/2}^{J=2}$
$ \nu_{11}\rangle$	$(s_{1/2}, d_{5/2})_{1/2}^{J=3}$
$ \nu_{12}\rangle$	$(d_{3/2}, d_{5/2})_{1/2}^{J=3}$
$ \nu_{13}\rangle$	$(d_{5/2})_{1/2}^{J=4}$
$ \nu_{14}\rangle$	$(d_{3/2}, d_{5/2})_{1/2}^{J=4}$

表 20: sd 殻にいる 2 個の中性子に在る主な配位

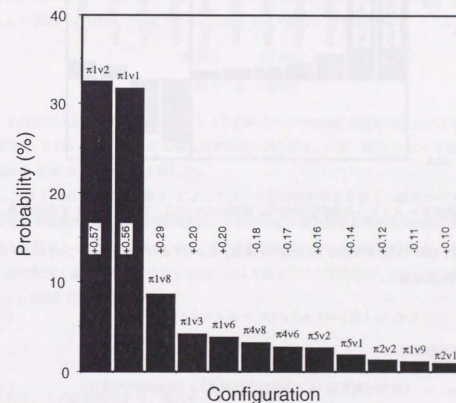


図 80: ^{15}B の波動関数の各配位の占有確率。各棒の上に配位のラベルが示されている。また、各配位の確率振幅も示されている。配位については、表 19、表 20 を参照の事。

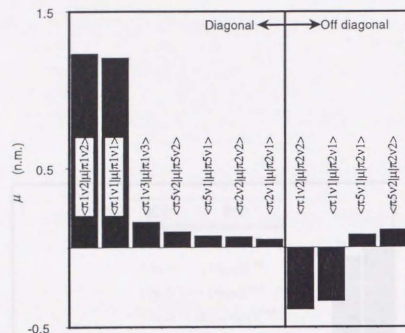


図 81: ^{15}B の磁気モーメントへの各配位の寄与。配位については、表 19、表 20 を参照の事。

異なる配位間の M1 転移に対応する部分 (非対角行列要素) によって表わされる。 $|\phi_i\rangle = |\pi_i\rangle | \nu_i\rangle$ に対する対角行列要素は更に、

$$\langle \phi_i | \mu | \phi_i \rangle = \langle \pi_i | \mu | \pi_i \rangle + \langle \nu_i | \mu | \nu_i \rangle \quad (133)$$

と与えられる。計算結果は

$$\begin{aligned} \mu &= (\text{対角行列要素}) + (\text{非対角行列要素}) + (\text{他の配位の寄与}) \\ &= 2.876 - 0.532 + 0.376 \end{aligned} \quad (134)$$

とまとめられる。各配位からの寄与の、主要なものを図 81 に示している。負の寄与を与える非対角行列成分は、陽子に関する p 殻のスピン 2 重項 $|\pi_1\rangle$ 及び $|\pi_2\rangle$ の間の M1 転移によるものである。一方、対角行列要素は各々が単一粒子模型でのシュミット値に対応するもので、荷重平均値 (2.876) は、 $\pi_{p_{3/2}}$ のシュミット値 3.790 より 20% 近く小さい。これは中性子が $J^\pi = 2^+$ に組んでいる状態が占める確率が全体で約 10% あるにもかかわらず、それらの μ の期待値がそれぞれ

$$\langle \pi_1 \nu_8 | \mu | \pi_1 \nu_8 \rangle = 0.452 \quad (135)$$

$$\langle \pi_1 \nu_8 | \mu | \pi_1 \nu_8 \rangle = 0.000 \quad (136)$$

$$\langle \pi_4 \nu_8 | \mu | \pi_4 \nu_8 \rangle = 2.440 \quad (137)$$

$$\langle \pi_4 \nu_8 | \mu | \pi_4 \nu_8 \rangle = 2.338 \quad (138)$$

と総じて $\pi_{p_{3/2}}$ に対するシュミット値より小さいためである。

以上より、 ^{15}B の磁気モーメントがシュミット値からずれる主要原因として、1) 陽子が関与する p 殻のスピン二重項の間の M1 励起と、2) 中性子が 2^+ に結合した状態の寄与、の 2 つの理由が挙げられる。

4.4.2.2 ^{14}B

単純な殻模型の考察によれば、 ^{14}B の $J^\pi = 2^-$ の基底状態として、 $|\pi_1, \nu_{s_{1/2}}\rangle$ [配位 1] と $|\pi_1, \nu_{d_{5/2}}\rangle$ [配位 2] の配位が想定される。これら各々の配位に対する磁気モーメントの期待値は

$$\text{配位 1} = +1.880 \quad (139)$$

$$\text{配位 2} = -0.982 \quad (140)$$

となり、その差が大きい。磁気モーメントの値はこの 2 つの配位の混合の仕方により敏感に変化する。測定値、1.185、は、[配位 1] の値に比較的近い値を示す。一方、模型 1) による計算値、0.961、は測定値から 30% 以上ずれた値を示した。

次に、 ^{15}B と同様に、模型計算 1) によって得られた波動関数を考察し、磁気モーメントの決定に重要な配位を議論する。 ^{14}B の波動関数は、 p 殻にいる 3 個の陽子の陽子と sd 殻にある 1 個の中性子の作る配位によって記述される。 $J^\pi = 2^-$ となる状態は全て 14 個存在するが、その内主なもの、上述の配位 1 及び 2 の他にそれらが M1 により結合するして出来た、 $|\pi_2, \nu_{s_{1/2}}\rangle$ [配位 3] と $|\pi_2, \nu_{d_{5/2}}\rangle$ [配位 4] であり、近似的に、

$$\begin{aligned} |^{14}\text{B}\rangle &= 0.818 \times |\pi_1, \nu_{s_{1/2}}\rangle + 0.118 \times |\pi_2, \nu_{s_{1/2}}\rangle + \\ &0.451 \times |\pi_1, \nu_{d_{5/2}}\rangle + 0.120 \times |\pi_1, \nu_{s_{1/2}}\rangle \end{aligned} \quad (141)$$

と表わされる。この波動関数から、磁気モーメントの値は

$$\begin{aligned} \langle ^{14}\text{B} | \mu | ^{14}\text{B} \rangle &= (0.818)^2 \times \langle \pi_1, \nu_{s_{1/2}} | \mu | \pi_1, \nu_{s_{1/2}} \rangle \\ &+ (0.451)^2 \times \langle \pi_1, \nu_{d_{5/2}} | \mu | \pi_1, \nu_{d_{5/2}} \rangle \\ &+ 2(0.818)(0.118) \times \langle \pi_1, \nu_{s_{1/2}} | \mu | \pi_2, \nu_{s_{1/2}} \rangle \\ &+ 2(0.451)(0.120) \times \langle \pi_1, \nu_{d_{5/2}} | \mu | \pi_2, \nu_{d_{5/2}} \rangle \\ &= 1.259 - 0.200 - 0.562 - 0.035 \end{aligned} \quad (142)$$

$$(143)$$

と分解され、配位 1、及び 2 の対角行列要素からの寄与と、配位 1、3 間と配位 2、4 間の M1 転移に対応する非対角行列成分が主要なものであることがわかる。

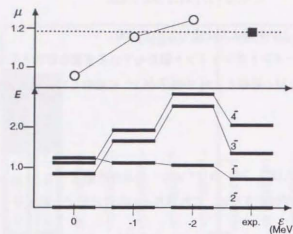


図 82: $s_{1/2}$ の一粒子エネルギー準位 ϵ の変化に対する、 ^{14}B の磁気モーメントの値と低エネルギー準位

この計算値は、実測値より 30% 値が小さいが、 $|\pi p_{3/2}, \nu d_{5/2} >$ の配位の占有確率の計算値が大きすぎることに起因していると考えられるが、配位 1 及び 2 の混合率を主に決定するものは、中性子の $s_{1/2}$ と $d_{5/2}$ の単一粒子エネルギーの差と二つの状態間の残留相互作用の強さであり、それらの修正の必要性が示唆されている。 ^{14}B は p 殻に価核子の陽子、 sd 殻に価核子の中性子を 1 つ持つため、殻をまたがる残留相互作用の研究には良い材料を提供している。ここでは、一つの試みとして、[配位 1] の混合比を増加させるために、 $s_{1/2}$ の単一粒子エネルギー $\epsilon(s_{1/2})$ を、標準の値より 1 から 2 MeV 小さくした場合について、磁気モーメントおよびエネルギー準位を計算した。結果を図 82 に示す。 $\epsilon(s_{1/2})$ を 1 MeV 程小さくした時、エネルギー準位および磁気モーメント測定値と理論値との一致が良くなることがわかる。

以上、奇核と奇-奇核をそれぞれ代表する ^{15}B 、 ^{14}B について、殻模型 1) による計算によって得られた波動関数を解析し、磁気モーメントに寄与する配位を議論した結果、以下の事が明らかとなった。

- 1) 奇核の ^{15}B が磁気モーメントの Schmidt 値からずれる要因は、主に二つある。1つは非対角行列要素に含まれる陽子の M1 の励起であり、今1つは、対角行列要素に現われる sd 殻中の 2 つの中性子が 2^+ に組むことによる磁気モーメントの期待値の減少である。
- 2) 奇-奇核である ^{14}B の磁気モーメントは主に $|\pi_1, \nu s_{1/2} >$ 及び $|\pi_1, \nu d_{5/2} >$ の 2 つの配位の競合によって決まる。PSDMK を用いた殻模型計算によって得られた波動関数では、 $|\pi_1, \nu d_{5/2} >$ の配位を多く見積もる。上記の 2 つの配位混合を決定する主要な要因の 1 つである $s_{1/2}$ の 1 粒子準位を 1 MeV 程度下げることによって、実験値にはほぼ一致した値が得られる。

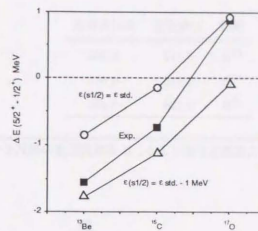


図 83: $N = 9$ の核における $1/2^+$ と $5/2^+$ のエネルギー準位の差。四角は測定値、(但し、 ^{13}Be に関しては文中でも述べているように計算値) 丸、三角は $1/2^+$ の一粒子準位を 0 MeV, 1 MeV 下げて計算したものである。

4.4.3 安定領域から不安定領域への核構造の変化

本節では (4.4.2) で得られた知見をもとに、他の測定結果を加えて、安定領域から不安定領域への核構造の変化を辿る。以下、(4.4.3.1) では、 ^{14}B の解析から示唆された所で得られた、 $s_{1/2}$ の 1 粒子準位の低エネルギーへのシフトについて議論し、(4.4.3.1) では、 ^{15}B に関連して、B 奇核の核構造の変化を ^{17}B の磁気モーメント、 ^{15}B の電気四重極モーメントの測定結果も交えて議論する。

4.4.3.1 $s_{1/2}$ のエネルギー準位

安定領域から不安定領域へ行くに従って $s_{1/2}$ のエネルギー準位が低くシフトしてくることは、幾つかの測定結果より示唆されていることであるが、本節では、 ^{14}B と同数の中性子を持つ $N = 9$ の同位体の $s_{1/2}$ のエネルギー準位を議論する。図 83 に中性子数が 9 の、 ^{13}Be 、 ^{15}C 、 ^{17}O の $5/2^+$ 準位と $1/2^+$ 準位との差 $\Delta E_{5/2}$ の測定値を示す。但し、 ^{13}Be に関しては測定値が無いので、Lense 氏による、標準的な Woods-Saxon 型の平均場に密度に依存したレンジ 0 のペア相互作用を考慮した計算値 [52] を示した。図から陽子数の減少に従って、 $1/2^+$ 準位は減少して行くことがわかる。一方図には、模型 1) で、 $s_{1/2}$ の 1 粒子準位 $\epsilon(s_{1/2})$ を標準値 ϵ_{std} とした場合と ϵ_{std} より 1 MeV 低くした場合の計算結果も示されているが、 ^{17}O では、標準値とした時の計算値と良く一致し、 ^{13}Be 、 ^{15}C では、標準値より 1 MeV 下げた時の計算値とより良く一致することがわかる。 ^{13}Be と ^{15}C の中間に位置する ^{14}B においても、 $s_{1/2}$ を 1 MeV 低くすると、より現実により近くなることを示唆され、(4.4.2.2) での考察と一致する。

核種	対角要素	非対角要素
^{11}B	3.112	-0.502
^{13}B	3.816	-0.665
^{15}B	3.128	-0.460

表 21: PSDMK 相互作用を用いた殻模型計算による、B 奇核同位体の磁気モーメントの対角要素と非対角要素。

4.4.3.2 B 奇核の構造変化

図 84 に奇核 B 同位体の磁気モーメントの理論値と測定値、図 85 に奇核 B 同位体の電気四重極モーメントの理論値と測定値を示す。図 84 に示すように、磁気モーメントの測定値は、中性子の p 殻が閉じている ^{13}B の値を頂点として、質量数が 15, 17, と変化していくうちに、減少していくのがわかる。模型 1) の計算値はほぼ、その傾向を再現していることがわかる。表 21 に、PSDMK の計算における、 ^{11}B から ^{15}B までの磁気モーメントの値にたいして、非対角要素の寄与と対角要素からの寄与を示す。この表によれば、M1 の陽子励起の寄与を主要な成分とする非対角要素からの寄与の質量数に対する変化は小さいが、中性子の 2^+ 励起を表わす対角要素の寄与は、質量数が変化することによって ^{13}B の値から大きく減少することがわかる。 ^{17}B と ^{19}B については、詳しい解析は行っていない。しかし、 $A=17, 19$ の領域においても、質量数の増加にともなって磁気モーメントが減少していく理由は、 sd 殻に入る中性子数が増加し、中性子が 2^+ に組んでいる確率が増加したためと考えられる。

こうした sd 殻中の中性子が 2^+ に組む配位が電気四重極モーメントには次の様な影響を与えると期待される。殻模型計算では、計算に用いる空間を限っている為に、核子が模型空間以外に励起する効果を考慮して、有効電荷 (e_p : 陽子, e_n : 中性子) を用いて電気四重極モーメント Q は、以下の様に表わされる。

$$Q = \frac{\langle JJ20 | JJ \rangle}{\sqrt{2J+1}} (e_p M_p(E2) + e_n M_n(E2)) \quad (144)$$

ここで、 $M_p(E2)$ と $M_n(E2)$ は各々陽子、中性子の波動関数の $E2$ 演算子に対する行列要素で、 J は核のスピンを表わす。(4.4.2.1) で示した様に、 ^{15}B の波動関数は $|\pi_1, \nu_2 \rangle, |\pi_1, \nu_1 \rangle$ といった sd 殻中の 2 つの中性子が 0^+ に組んだ配位が主要で、これらの配位に加えて、 $|\pi_1, \nu_6 \rangle, |\pi_1, \nu_6 \rangle$ の様に中性子が 2^+ に組んだ配位が混在している。この様な波動関数の $M_n(E2)$ は各配位 i, j の確率振幅 α_i, α_j を用いて、

$$M_n(E2) = \sum \alpha_i \times \alpha_j \langle i | Q | j \rangle \text{ (mb)} \quad (145)$$

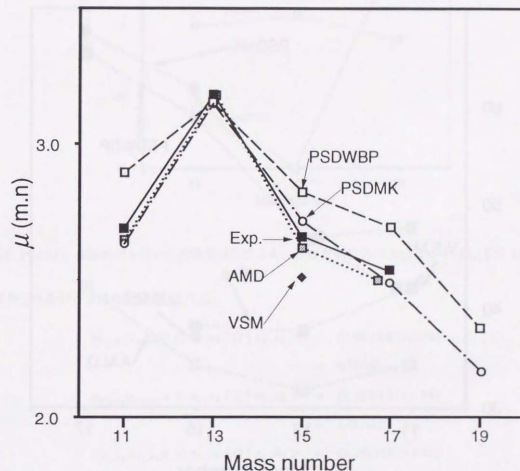


図 84: 奇核 B 同位体の磁気モーメントの測定値と理論値。横軸は、B 同位体の質量数を表わす。黒い四角が測定値で、他のものは計算値、各理論の計算値は矢印で示されている。AMD, VSM に関しては、(E.2) (E.1) 参照。PSDMK と PSDWBP に関しては、(4.4.1) を参照の事。

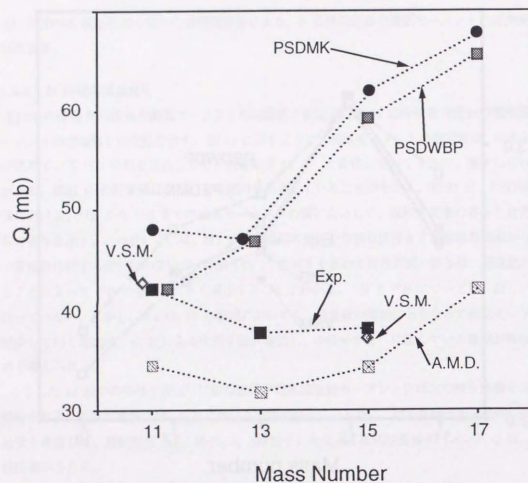


図 85: 奇核 B 同位体の電気四重極モーメントの測定値と理論値。横軸は、B 同位体の質量数を表す。黒い四角が測定値で、他のものは計算値、各理論の計算値は矢印で示されている。AMD, VSM に関しては、(E.2) (E.1) 参照。PSDMK と PSDWBP に関しては、(4.4.1) を参照の事。

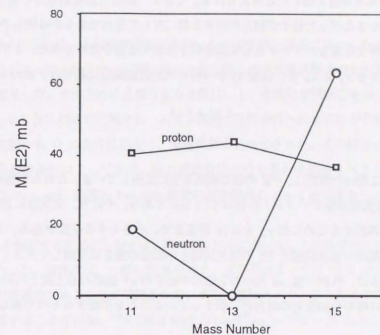


図 86: PSDMK 相互作用を用いた殻模型計算による、奇核 B 同位体の $M_p(E2)$ と $M_n(E2)$ (144)。

と表わされるが、上述の配位に対しては、

$$\alpha_{\pi_1, \nu_6} \alpha_{\pi_1, \nu_1} \times \langle \pi_1, \nu_8 | Q | \pi_1, \nu_1 \rangle = (0.29)(0.56)(5.73) \quad (146)$$

$$= 6.7(mb)$$

$$\alpha_{\pi_1, \nu_6} \alpha_{\pi_2, \nu_2} \times \langle \pi_1, \nu_8 | Q | \pi_2, \nu_8 \rangle = (0.20)(0.57)(5.54) \quad (147)$$

$$= 4.4(mb)$$

$$\alpha_{\pi_1, \nu_8} \alpha_{\pi_1, \nu_2} \times \langle \pi_1, \nu_8 | Q | \pi_1, \nu_2 \rangle = (0.29)(0.57)(3.31) \quad (148)$$

$$= 3.9(mb) \quad (149)$$

といった寄与を持ち、 $e_n \neq 0$ である限りこれらの寄与は、 Q の値に反映される事が、期待される。

しかし、電気四重極モーメントの測定値は、図 85 に示すように、質量数にあまり依存せず、ほぼ一定の値を示し、模型 1) による計算値は、測定値の ^{15}B の磁気モーメントの値と比較して 50 % 近く大きい。模型計算 1) から得られた波動関数の $M_p(E2)$ と $M_n(E2)$ を各々図 86 に、 ^{11}B , ^{13}B 及び ^{15}B に対してしめす。図の示す如く、 $M_p(E2)$ は質量数にたいして殆ど変化しないが、 $M_n(E2)$ は質量数 15 になると、急激に増加する。上記の計算では、有効電荷として、 sd 殻で標準的な値である $e_p = 1.5$, $e_n = 0.5$ を採用したため、 $M_n(E2)$ の増加の影響を受け、模型計算 1) は、上記の如

く測定値より 50 % も大きな値を出したと考えられる。しかし、採用した有効電荷の値が、この B 同位体領域でしかも殻をまたがった核子が相互作用する核に対して妥当であるかは明らかではない。そこで我々は、有効電荷を任意なパラメータとして測定値を再現する値を求めてみた。まず、 ^{11}B ^{13}B の測定値を同時に再現する e_p と e_n を、模型 1) から得られた波動関数に基づき、求める

$$e_p = 1.20 \pm 0.13 \quad (150)$$

$$e_n = 0.46 \pm 0.28 \quad (151)$$

が得られる。有効電荷に着いた誤差は、 ^{13}B の値の誤差を主に反映している。これらの有効電荷を用いて計算した ^{15}B の電気四重極モーメントの値は 51.1 mb であり、やはり、測定値に比べて 34 % 近く大きい。測定値を再現するためには e_n を 0.14 程度まで、小さくする必要がある。元来電気四重極モーメントの有効電荷は基底状態と E2 の巨大共鳴との結合の強さに比例して大きくなるので、こうした有効電荷の減少は、外側の殻, sd 殻中の 2 個の中性子の 2^+ 励起の自由度と内側の殻, p 殻, 中の核子群の E2 巨大共鳴の自由度との結合が、弱まっていることを示唆するものである。

5 結論

本研究の第一の目的は、入射核破砕反応を用いた不安定核生成法に適合したスピン偏極法を新たに確立することであった。我々は、不安定核の生成を起こす核反応過程そのものを利用して偏極核を得る可能性を追及した。そのために必要な主な条件は、1) 生成物が核反応を通じて、スピン偏極すること、及び、2) 反応機構が理解され、スピン偏極の反応条件への依存性が予測可能となることである。初期の実験から 1) の条件に見合う、偏極現象が見い出された。その解析法として、破砕片偏極は運動学的な整合条件によって生じ、放出運動量依存性を表わす偏極スペクトラムは、反応条件によって決まる Near-side 軌道と Far-side 軌道の競合関係によって変化するというモデルが考えられた。

このモデルを検証するために、我々は、様々な反応系において、入射核破砕片のスピン偏極度の測定を系統的に行った。偏極度は、一般に数 % を超え、反応系によっては 20 % 達することが見い出され、偏極現象が普遍的であることが確認された。また、偏極スペクトラムの基本的性質は、当初立てたモデルで理解することが出来、 ^{14}N (39.4 MeV/u) + $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$ 反応と ^{15}N (68.0 MeV/u) + $^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$ 反応の反応系で得られた結果は、それぞれ、Near-side 軌道と Far-side 軌道が優勢の場合の典型例として理解出来た。その他の反応条件におけるスペクトラムは、より複雑で、反応条件に応じて変化するが、その振る舞いは、これら二つの偏極スペクトラムの間の推移している様に見える。この推移は、その規則性から、Near-side と Far-side 軌道の競合関係によって発生すると理解された。

一方、当初のモデルから顕著につれる現象も幾つか観測された。その中で、とりわけ興味ある現象として、偏極スペクトラムがモデルの予想よりも、全体的に負の方向へシフトする傾向が見い出された。この現象は、効率の良い偏極核生成法の可能性を示唆するものであり、我々は、その発現機構の理解を画った。破砕片の持つ角運動量を詳しく考察した結果、入射核破砕反応の剥ぎ取り過程において、もし、核子群が剥ぎ取られる核内位置が後部にずれた場合、偏極度が負の方向にずれるこのことを見い出し、この効果を考慮することによって、測定結果をより再現出来ることを明らかにした。この際、測定結果を良く再現する剥ぎ取り位置のずれは、(3.3.2.1) で導入した Θ で -30° 程度であった。核子群の剥ぎ取られる位置が後部にずれる現象は、これまでの中間エネルギー重イオン反応の研究では、二義的に考えられてきたが、我々は、剥ぎ取り過程を核子核衝突の描像に基づいて再考することにより、剥ぎ取られた核子が、破砕片中で再散乱を起こすことによって、剥ぎ取りの起こる位置に、実際、有為なずれを起こし得ることを確認出来た。

以上の測定と考察により、入射核破砕反応に適合する偏極法 (以下、入射核破砕反応法と称する) を開発することができた。入射核破砕反応法の特徴は以下の様にまとめられる。得られた偏極度の大きさは数 % である。不安定核の収量は、高い生産性をもつ入射核破砕反応を生成反応として使っているため高い。例えば、 ^{14}B に関して本研究で得られた収量は、無偏極の ^{14}B を生成するために

(d,p) 反応で得られた収量 [53] の約 1000 倍である。入射核破砕反応法の Figure of Merits は他の方法と比べても顕著である。例えば ^{11}Li の場合、光ポンピング法に依れば、10 % 偏極した毎秒 2×10^3 個の ^{11}Li が生成可能であるのに対し、入射核破砕反応法では数 % 偏極した毎秒 5×10^4 個の ^{11}Li の生成が可能であり [20]、この入射核破砕反応法は光ポンピング法に十分匹敵する。この手法の際立った特徴は、光ポンピング法などとは異なり、元素に依らず、普遍的に様々な核種に適用可能な点にある。さらに、この手法では、偏極した不安定核を得るために、破砕片の放出運動量と放出角度を選択するだけでよく、その単純さ故、効率的で平易な応用が可能となる。

本研究の第二の目的は、入射核破砕反応法の幅広い応用を開拓することにあった。我々はまず、原子核の基本量であり、原子核を応用する上でも重要な核モーメントの測定を行い、現在まで、 ^{14}B 、 ^{15}B 、 ^{21}F 、 ^{17}N 、 ^{17}B の磁気モーメントおよび ^{14}B 、 ^{15}B の電気四重極モーメントの測定に成功した。測定結果を、主に標準的な殻模型による計算値と比較し、B 同位体の結果を中心に、安定核から不安定核にわたって変異する核構造的性質の抽出を試みた。その結果、奇奇核である ^{14}B に関しては、 $s_{1/2}$ の 1 粒子エネルギー準位が標準的な値よりも約 1 MeV 低エネルギー側へシフトしているという示唆を得た。 $s_{1/2}$ 準位が降下する傾向は、 $N=7$ の同中性子核で知られており、中性子過剰とともに、顕著になる現象として興味を集めてきた。上の結果は、 ^{14}B の様な $N=9$ においても、同様な現象が起こり、それが磁気モーメントの性質を規定することを意味し、興味深い。

また、奇核である ^{15}B に関しては、磁気モーメントの減少に寄与している主要な要因は、配位混合であり、内でも、 sd 殻に居る 2 個の中性子が 2^+ 状態に組む配位の寄与の重要性が理解された。一方、 2^+ 励起に関わるこれらの配位は、通常、電気四重極モーメントに強く反映する筈のものであるながら、実測された結果はこの予測と合致しなかった。この矛盾は、中性子の有効電荷の減少を示唆するもので、外側の殻、 sd 殻中の 2 個の中性子の 2^+ 励起の自由度と内側の殻、 p 殻、中の核子群の $E2$ 巨大共鳴の自由度との結合が、通常の核と違って、弱まっていることを意味しており、中性子過剰領域の原子核構造の特徴を表わす現象として、興味深い。

謝辞

本研究を行うにあたり、沢山の方々の協力、励ましを頂きました。深く感謝いたします。

指導教官である東京大学の石原正泰氏には、本研究の基本的な指針を与えていただくと同時に、物理全般にわたる助言を頂きました。ご多忙な中でとの氏との議論は、私にとって示唆に富んだものでありました。本研究の発案者である東京工業大学の旭耕一郎氏には、実際の実験施行、解析、考察に必要な基本知識・技術を教えて頂き、また、共に研究を進めて頂きました。両者のお力が無ければ、この研究は全く成し得なかったものと思います。

本研究の共同実験者である上野秀樹氏を初めとする東京工業大学地研究室の佐藤広海氏、出水秀明氏、長田和彦氏、小川宏氏、大阪大学の高橋憲明氏、下田正氏、宮武宇也氏、仏国オルセー原子核研究所の D. Beaumel 氏、米国ミシガン州立大学の D.J. Morressey 氏、独国ゲッティンゲン大学の W.D. Schmidt-Ott 氏には、理化学研究所の市原卓氏、吉田敦氏には、惜しみ無い協力と有益な助言を頂いた事を感謝いたします。

理化学研究所の久保敏幸氏、稲辺尚人氏、中村隆司氏（元石原研究室）には、本研究の共同実験者として入射核破砕片分析装置 RIPS の扱い方に関する助言を頂くとともに、私が修士課程の学生として理研に滞在するようになった当初より、日常的にお世話になった事を感謝しております。

東京大学においては、酒井英行氏、早野龍五氏、及び、原子核グループの方々には、物理全般に渡る助言を頂きました。

立教大学の下浦享氏、理化学研究所の岸田隆氏には、両氏が石原研究室に在籍中、物理に関する有益な議論をして頂き感謝しております。また、現在の石原研究室の助手でいらっしゃる桜井幹夫氏にも、特に、偏極発生機構の考察を行う点で、非常に有益な助言を頂き、感謝しております。

理研の居室においては、寺西隆氏、青井孝氏を初めとする石原研究室の方々、岡村弘之氏、大津秀曉氏、坂本成彦氏、東京工業大学の古高和禎氏、理化学研究所の中川恵子氏には、日常にお世話に成りました。現代物理学研究所（蘭州／中国）の劉冠華氏には、破砕片偏極の発生機構の研究の初期の段階において、有益な助言を頂きました。理研の福西久氏には、特に、原子核殻模型の計算コードの扱い方、そして、核構造に関する有益な助言を頂き感謝しております。

最後になりましたが、矢野安重氏を初めとする理研サイクロトロン研究室の室員の方々、及び、住友重機加速器サービスの方々には、本研究を行う際に必要不可欠な安定かつ大強度の重イオンビームを供給して頂きました事を、深く感謝しております。

その他、精神的に私を支えてくれた家族、友人達に、この場を借りて感謝いたします。

補遺

A Goldhaber モデル

入射核破砕片の運動量分布の幅 σ が、

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 K(A-K)/(A-1) \quad (152)$$

A : 入射核の質量数

K : 破砕片の質量数

(153)

と表わされることを Goldhaber モデルを用いて示す [10]。

今、 A 個の核子が全体では止まっている、すなわち全体の運動量の各成分がゼロ ($p_A = 0$) の集団を考え、その中からランダムに選ばれた K 個の核子が一つの破砕片として放出されたとした時の、その全体の運動量の二乗平均 $\langle p_K^2 \rangle$ を求める。 A 個の核子は ($p_A = 0$) という条件の下、で相関しあっている為、

$$A \langle p^2 \rangle + \sum_{i \neq j} \langle p_i \cdot p_j \rangle = 0 \quad (154)$$

$$\text{または } \langle p_i \cdot p_j \rangle = -p^2/(A-1) \quad (155)$$

となる。今ここで、2 重括弧はすべての違う核子 ($i \neq j$) に対する平均を表わす。これより直ちに、 $\langle p_K^2 \rangle$ は

$$\langle \langle \sum_{i=1}^K p_K^2 \rangle \rangle = K(A-K) \langle p^2 \rangle / (A-1) \quad (156)$$

と求まる。今ここで 2 重括弧は A 個の核子から K 個の核子を選択するあらゆる可能性に対する平均である。

式 (3) の σ は $\langle p_K^2 \rangle$ の 1 成分に対応するので、

$$\sigma_0^2 = \langle p^2 \rangle / 3 \quad (157)$$

を得る。 $\langle p_K^2 \rangle$ に対しては、良い第一次近似としては、

$$\langle p^2 \rangle = 3p_F^2/5 \quad (158)$$

p_F : フェルミ運動量 (約 230 MeV/c)

と与えることができるが、これにより、 $\sigma_0 \approx 100 \text{ MeV/c}$ となり、測定値とほぼ一致する。

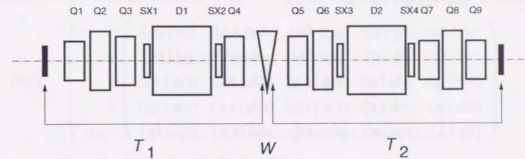


図 87: RIPS transfer matrix

B RIPS の輸送行列

荷電粒子を記述するために次の様な変数を導入する。

- x : ビーム軸からのずれ。
- x' : x のビーム方向に対する微分係数。
- $\delta Z \equiv \frac{Z-\bar{Z}}{\bar{Z}}$: 原子番号のずれ。
- $\delta A \equiv \frac{A-\bar{A}}{\bar{A}}$: 質量数のずれ。
- $\delta p \equiv \frac{p-\bar{p}}{\bar{p}}$: 運動量のずれ。

RIPS を以下に示すような 3 の行列に分けて考える (図 87)。

- T_1 : F0 から degrader 直前までの輸送行列。
- W : degrader の輸送行列。
- T_2 : F1 から F2 までの輸送行列。

また、各点での変数 ($x, x', \delta Z, \delta A, \delta p$) も図 87 の様に添え字を付けて表わす。この様な定義より、例えば、F0 から F1 までの粒子の運動は

(159)

と表わされる。 T_1 及び T_2 は次の様に表わされる。

$$\begin{pmatrix} (x_T | x_i) & (x_T | x'_i) & (x_T | \delta Z_i) & (x_T | \delta A_i) & (x_T | \delta p_i) \\ (x'_T | x_i) & (x'_T | x'_i) & (x'_T | \delta Z_i) & (x'_T | \delta A_i) & (x'_T | \delta p_i) \\ (\delta Z_T | x_i) & (\delta Z_T | x'_i) & (\delta Z_T | \delta Z_i) & (\delta Z_T | \delta A_i) & (\delta Z_T | \delta p_i) \\ (\delta A_T | x_i) & (\delta A_T | x'_i) & (\delta A_T | \delta Z_i) & (\delta A_T | \delta A_i) & (\delta A_T | \delta p_i) \\ (\delta p_T | x_i) & (\delta p_T | x'_i) & (\delta p_T | \delta Z_i) & (\delta p_T | \delta A_i) & (\delta p_T | \delta p_i) \end{pmatrix} \quad (160)$$

$$= \begin{pmatrix} M & 0 & -D & D & D \\ M' & 1/M & -D' & D' & D' \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (161)$$

今ここで $(x_T | x'_i) = 0$ は取束条件を表わし、磁気硬度が $B\rho \propto \frac{1}{2}p$ と表わされることから、

$$(x_T | \delta p_i) = (x_T | \delta A_i) = -(x_T | \delta Z_i) = D$$

$$(x'_T | \delta p_i) = (x'_T | \delta A_i) = -(x'_T | \delta Z_i) = D' \quad (162)$$

$$(163)$$

とした。

エネルギー減衰板を入れないときの F0 から F2 までの輸送行列 $T_{\text{nodegrader}}$ は

$$\begin{pmatrix} M_1 M_2 & 0 & -D_1 M_2 - D_2 & D_1 M_2 + D_2 & D_1 M_2 + D_2 \\ M_1 M'_2 + \frac{M'_1}{M_2} & \frac{1}{M_1 M_2} & -(D_1 M'_2 + \frac{D'_1}{M_2} + D'_2) & D_1 M'_2 + \frac{D'_1}{M_2} + D'_2 & D_1 M'_2 + \frac{D'_1}{M_2} + D'_2 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (164)$$

となる。これより、エネルギー減衰板を入れないときの Achroma 条件は

$$D_1 M_2 + D_2 = 0 \quad (165)$$

$$D_1 M'_2 + D'_1/M_2 + D'_2 \quad (166)$$

となる。エネルギー減衰板の輸送行列 W は

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ (\delta p_2 | x_1) & (\delta p_2 | x'_1) & (\delta p_2 | \delta Z_1) & (\delta p_2 | \delta A_1) & (\delta p_2 | \delta p_1) \end{pmatrix} \quad (167)$$

今ここで、これらによって F0 から F2 までの全体の輸送行列 T_{tot} は

$$T_{\text{tot}} = T_2 \cdot W \cdot T_1 \quad (168)$$

$$= \begin{pmatrix} (x_3 | x_0) & (x_3 | x'_0) & (x_3 | \delta Z_0) & (x_3 | \delta A_0) & (x_3 | \delta p_0) \\ (x'_3 | x_0) & (x'_3 | x'_0) & (x'_3 | \delta Z_0) & (x'_3 | \delta A_0) & (x'_3 | \delta p_0) \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (\delta p'_3 | \delta p'_0) \end{pmatrix} \quad (169)$$

今、ここで

$$(x_3 | x_0) = M_1 M_2 + D_2((\delta p_2 | x_1) + (\delta p_2 | x'_1)M'_1) \quad (170)$$

$$(x_3 | x'_0) = D_2(\delta p_2 | x'_1)/M'_1 \quad (171)$$

$$(x_3 | \delta Z_0) = -D_2(D_1(\delta p_2 | x_1) + D'_1((\delta p_2 | x'_1) - (\delta p_2 | \delta Z_1))) \quad (172)$$

$$(x_3 | \delta A_0) = D_2(D_1(\delta p_2 | x_1) + D'_1((\delta p_2 | x'_1) - (\delta p_2 | \delta A_1))) \quad (173)$$

$$(x_3 | \delta p_0) = D_2(D_1(\delta p_2 | x_1) + D'_1((\delta p_2 | x'_1) - (\delta p_2 | \delta p_1) - 1)) \quad (174)$$

$$(x'_3 | x_0) = M'_1 M'_2 + M'_1/M_2 + D'_2((\delta p_2 | x_1) + (\delta p_2 | x'_1)M'_1) \quad (175)$$

$$(x'_3 | x'_0) = 1/M_1 M_2 + D'_2(\delta p_2 | x'_1)/M'_1 \quad (176)$$

$$(x'_3 | \delta Z_0) = -D'_2(D_1(\delta p_2 | x_1) + D'_1((\delta p_2 | x'_1) - (\delta p_2 | \delta Z_1))) \quad (177)$$

$$(x'_3 | \delta A_0) = D'_2(D_1(\delta p_2 | x_1) + D'_1((\delta p_2 | x'_1) + (\delta p_2 | \delta A_1))) \quad (178)$$

$$(x'_3 | \delta p_0) = D'_2(D_1(\delta p_2 | x_1) + D'_1((\delta p_2 | x'_1) - (\delta p_2 | \delta p_1) - 1)) \quad (179)$$

$$(\delta p'_3 | \delta p'_0) = D_1(\delta p_2 | x_1) + D'_1(\delta p_2 | x'_1) - (\delta p_2 | \delta p_1) - 1 \quad (180)$$

である。よって、エネルギー減衰板の形状を

$$D_1(\delta p_2 | x_1) + D'_1(\delta p_2 | x'_1) - (\delta p_2 | \delta p_1) - 1 = 0 \quad (181)$$

とすることで、エネルギー減衰板を入れた後も Achroma 条件は失われない。

最後に RIPS の各行列要素を示す [54]。

$$T_1 = \begin{pmatrix} -1.60 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 2.40 \\ 1.30 & -0.63 & 0.00 & 0.00 & -0.89 \\ 0.00 & 0.00 & -5.86 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & -2.58 & -0.17 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 1.00 \end{pmatrix} \quad (182)$$

$$T_2 = \begin{pmatrix} -1.56 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 3.75 \\ -0.61 & -0.64 & 0.00 & 0.00 & 0.89 \\ 0.00 & 0.00 & -0.26 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 1.49 & -3.86 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 1.00 \end{pmatrix} \quad (183)$$

$$T_{\text{tot}} = \begin{pmatrix} 2.50 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 \\ 0.14 & 0.40 & 0.00 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 1.52 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 1.21 & 0.66 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 1.00 \end{pmatrix} \quad (184)$$

C Gamow-Teller 型の β 崩壊での偏極分解能

式 73 中の偏極分解能 A は Gamow-Teller 遷移の場合次の様に表わされる [18]。

$$A = \begin{cases} -1 & (I_f = I_i - 1) \\ +\frac{I_i}{I_i + 1} & (I_f = I_i) \\ -\frac{1}{I_i + 1} & (I_f = I_i + 1) \end{cases} \quad (185)$$

いま、此処で I_i と I_f は初期及び終状態の核スピンを表わす。

D 軌道計算の詳細

ここでは、軌道計算に必要な厚み関数と核力ポテンシャルの詳細を記す。

D.1 厚み関数

入射核と標的核が複合体であるものとして扱えるグラウバーの多重散乱理論からの帰結では、質量数 A の入射核から n 個の核子が抜き取られる断面積は

$$\sigma_n(\vec{b}) = \binom{A}{n} [1 - P(\vec{b})]^n P(\vec{b})^{A-n} \quad (186)$$

と求められる [9]。ここで、 $P(\vec{b})$ は 1 つの核子が剥ぎ取られる確率で、

$$P(\vec{b}) = \int d^2 s dz \rho_P(\vec{s}, z) \quad (187)$$

$$\times \exp \left[-A_T \sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_T(\vec{s} + \vec{b}, z') dz' \right] \quad (188)$$

$$\approx 1 - A_T \sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}} \int d^2 s dz \rho_P(\vec{s}, z) \rho_T(\vec{s}, z') dz' \quad (189)$$

と表わされる。これより、 $P(\vec{b}) - 1$ は入射核と標的核の幾何学的な重なりに比例する。今厚み関数 $T(\vec{b})$ を

$$T(\vec{b}) = A_P A_T \sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}} \int d^2 s dz \rho_P(\vec{s}, z) \rho_T(\vec{s}, z') dz' \quad (190)$$

と定義すると、式 186 の分布は

$$T(\vec{b}) = n \quad (191)$$

のところで最大値を持つことがわかる。

$T(\vec{b})$ 中の積分は標的核と入射核の波動関数を与えれば、数値積分することによって求められるが、各々の波動関数がガウス分布の時は解析的に解くことが出来る [55]。いま、 ρ_P と ρ_T を

$$\rho_P(r) = \rho_{P0} \exp \left[-\left(\frac{r}{a_P} \right)^2 \right] \quad (192)$$

$$\rho_T(r) = \rho_{T0} \exp \left[-\left(\frac{r}{a_T} \right)^2 \right] \quad (193)$$

と表わされるとすると、 $T(\vec{b})$ は

$$T(\vec{b}) = \pi^2 A_P A_T \sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}} \times \frac{\rho_{P0} \rho_{T0} a_P^3 a_T^3}{a_T^2 + a_P^2} \exp \left(-\frac{r^2}{a_P^2 + a_T^2} \right) \quad (194)$$

と求められる。ここでは、主に周辺衝突を扱うため、実際の波動関数の縁の部分をガウス関数で合わせて用いた。表 22 に本研究で扱う核種の ρ_{P0}/ρ_{T0} と a_P/a_T の値を示す。また $\sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}}$ は、反応系の中性子陽子数に対して平均をとって、

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}} = \left[\left(\frac{Z_T}{A_T} \right) \left(\frac{Z_P}{A_P} \right) + \left(\frac{N_T}{A_T} \right) \left(\frac{N_P}{A_P} \right) \right] \sigma_{pp} + \left[\left(\frac{Z_T}{A_T} \right) \left(\frac{N_P}{A_P} \right) + \left(\frac{N_T}{A_T} \right) \left(\frac{Z_P}{A_P} \right) \right] \sigma_{pn} \quad (195)$$

$$N_{P/T} : \text{入射核/標的核の中性子数} \quad (196)$$

$$Z_{P/T} : \text{入射核/標的核の陽子数} \quad (197)$$

とした。ここで、核子核子散乱の断面積は図 88 に示すものを用いた。

核種	ρ_0	a
^{14}N	2.837×10^{-2}	1.920
^{15}N	2.480×10^{-2}	2.006
^{27}Al	3.181×10^{-2}	2.056
^{93}Nb	3.171×10^{-2}	2.637
^{159}Tb	6.137×10^{-2}	2.748
^{197}Au	5.952×10^{-2}	2.895

表 22: 測定に用いた核種のガウス分布に関するパラメータ

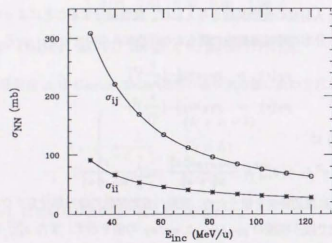


図 88: 計算に用いた核子核子散乱の断面積 σ_{NN} 。横軸は核子間の運動エネルギーを表す。

D.2 光学ポテンシャル

グライバーの光学理論によれば、位相のずれは δ_l は

$$\delta_l = \frac{1}{2} \sigma_{NN} (\alpha_{NN} + i) \Omega_l \quad (198)$$

と表われる。今ここで、 σ_{NN} は核子核子散乱の全断面積で、 α_{NN} 核子核子衝突の前方の散乱振幅の実数部と虚数部の比である。また、 Ω は

$$l + \frac{1}{2} = kb \quad (199)$$

と記述される衝突係数 b の直線軌道に沿った密度の重なり積分を表す。この様な δ_l から核力ポテンシャルは積分形式で

$$V(r) = \frac{2\hbar v}{\pi r} \frac{d}{dr} \int_0^\infty \frac{\delta(b)}{(b^2 - r^2)^2} b db \quad (200)$$

と求めることができる [33]。前節の様に重なり積分をガウス分布だとするとこの式中の積分も解析的に解くことが可能で、

$$V(r) = - \frac{\hbar v \pi^{3/2}}{(a_T^2 + a_P^2)^{3/2}} \frac{1}{2} \sigma_{NN} (\alpha_{NN} + i) \quad (201)$$

$$\times \rho_{T0} \rho_{P0} a_T^3 a_P^3 \exp\left(-\frac{r^2}{a_T^2 + a_P^2}\right) \quad (202)$$

と表われる。本計算では、 σ_{NN} は前節の様に反応系の陽子数中性子数に関して平均をとり、 α_{NN} は以下のように求めた。

$$\alpha_{NN} = \frac{\sin 2\delta_0}{1 - \cos 2\delta_0} \quad (203)$$

$$\cos 2\delta_0 = 1 - \frac{\sigma_{NN}}{2\pi \lambda_{NN}^2} \quad (204)$$

$$\lambda_{NN} = \frac{\hbar c}{p} \quad (205)$$

E 原子核模型計算の概略

E.1 変分殻模型 (VSM)

従来の殻模型では、1 体ポテンシャルの安定性を暗に仮定しているが、軽い極端に中性子（陽子）過剰な原子核においては、そのような仮定がくずれ、状態毎に対応する一休場が変動する効果が顕著になる可能性がある。こうした状況を考慮して提唱された模型の一つが変分殻模型である [45]。この模型では、1 粒子波動関数の動径部分が例えば、ポテンシャルの半径を代表する変分パラメータ α に依存すると考える。

$$\phi_i(r; \alpha) \quad (206)$$

原子核の各々の状態は、 ϕ_i を用いて構成した多体系の波動関数について、ハミルトニアン H の行列要素を対角化して得られる。つまり与えられたパラメーター α に対して通常の殻模型計算を行い、ハミルトニアン H の最低固有値が

$$E(J^{\pi}; \alpha) \quad (207)$$

のように表わされることになる。このエネルギー α にたいする変分原理、

$$\frac{\delta E(J^{\pi}; \alpha)}{\delta \alpha} \Big|_{\alpha=\alpha_{\min}(J^{\pi})} = 0 \quad (208)$$

によりエネルギーを最低にする α を決め、波動関数が得られる。以上が変分殻模型の概略である。この模型は、 ^{11}Be の基底状態近傍にみられる $1/2^{+}$ と $1/2^{-}$ 状態が単位を逆転する現象を再現することに成功している。

E.2 反対称化された分子動力学模型 (AMD)

AMD [44] では1粒子波動関数 ψ_i をガウス関数もちいて表わし、それらから成るスレーター行列式により原子核の状態を記述する:

$$|\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{A! \det[\psi_i(j)]}} \quad (209)$$

ここで、1粒子波動関数 ψ_i は位相空間の $r = Z_i$ に局在した、巾 ν のガウス波束

$$\langle r | \phi_{Z_i} \rangle = \left(\frac{2\nu}{\pi}\right)^{3/4} \exp\left[-\nu\left(r - \frac{Z_i}{\sqrt{\nu}}\right)^2 + \frac{1}{2}Z_i^2\right] \quad (210)$$

とスピンアイソスピン関数 χ_{α_i} ($\alpha_i = p, n, 1, n, 1$) の積 $\phi_i = \phi_{Z_i} \chi_{\alpha_i}$ で表わされ、空間的広がりが ν 、ガウス波束の中心、 Z_i は、各々の核子に対し独立に扱われる。このように定めた波動関数 $|\Phi\rangle$ を摩擦冷却方程式は

$$Z_{i,r} = (\lambda + i\mu) \frac{1}{i\hbar} \frac{\partial H}{\partial Z_{i,r}} \quad (211)$$

$$\text{c.c.} (\mu < 0), \quad (212)$$

$$H(Z, Z^*) = \frac{\langle \Phi(Z) | H | \Phi(Z) \rangle}{\langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle} \quad (213)$$

を解くことにより時間発展をたどると、冷却の極限として最低エネルギーの固有状態に到達する。この取扱の特徴の一つとして、クラスターの存在をあらかじめ仮定せずにクラスター状態を記述できることが挙げられる。

参考文献

- [1] K. Sugimoto, N. Takahashi, M. Mizobuchi, Y. Nojiri, T. Minasimono, M. Ishihara, K. Tanaka, and H. Kamitsubo, Phys. Rev. Lett., **39** (1977) 323.
- [2] K. Asahi, M. Ishihara, N. Inabe, T. Ichihara, T. Kubo, M. Adachi, H. Takanashi, M. Kouguchi, M. Fukuda, D. Mikolas, D.J. Morrissey, D. Beaumel, T. Shimoda, H. Miyatake and N. Takahashi, Phys. Lett. **B251** (1990) 488.
- [3] H. Okuno, K. Asahi, H. Sato, H. Ueno, J. Kura, M. Adachi, T. Nakamura, T. Kubo, N. Inabe, A. Yoshida, T. Ichihara, Y. Kobayashi, Y. Ohkubo, M. Iwamoto, T. Shimoda, H. Miyatake, N. Takahashi, J. Nakamura, D. Beaumel, D. J. Morrissey, W.-D. Schmidt-Ott, and M. Ishihara, Phys. Lett. **B335** (1994) 29.
- [4] M. Ishihara, Colloque de Physique, **C6** (1990) 231.
- [5] H. Okuno, K. Asahi, H. Ueno, H. Sato, M. Adachi, T. Kubo, T. Nakamura, N. Inabe, A. Yoshida, Y. Ohkubo, T. Ichihara, M. Ishihara, T. Shimoda, H. Miyatake and N. Takahashi, Hyperfine Interactions **78** (1993) 97.
- [6] K. Asahi, H. Okuno, H. Ueno, H. Sato, J. Kura, T. Kubo, T. Nakamura, N. Inabe, A. Yoshida, Y. Ohkubo, M. Adachi, T. Ichihara, M. Ishihara, T. Shimoda, H. Miyatake, N. Takahashi, D. Beaumel, D.J. Morrissey and W.-D. Schmidt-Ott, Hyperfine Interactions **75** (1992) 101.
- [7] E. Kugler, D. Fiander, B. Jonson, H. Haas, A. Przewloka, H.L. Ravn, D.J. Simon, K. Zimmer and the ISOLDE Collaboration, Nucl. Inst. Meth. **B70** (1992) 41.
- [8] J. P. Dufour, R. Del Moral, H. Emmermann, F. Hubert, D. Jean, C. Poinot, M. S. Pravikoff, A. Fleury, H. Delagrangé, and K. - H. Schmidt, Nucl. Inst. Meth. **A248** (1986) 267.
- [9] H. Hüfner and M. C. Nemes, Phys. Rev. **C 12** (1975) 1888.
- [10] A. S. Goldhaber, Phys. Lett. **B53** (1974) 306.
- [11] D.E. Greiner, P.J. Lindstrom, H.H. Heckman, Bruce Cork and F.S. Bieser, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 152.
- [12] D. Guereau, Nucl. Phys. **A447** (1985) 37c.
- [13] G.S.F. Stephens, R.V.F. Janssens, D.G. Kovar and B.D. Wilkins, Phys. Rev. **35C** (1987) 614.

- [14] K. Van Bibber, D. L. Hendrie, D. K. Scott, H. H. Weiman, L. S. Schroeder, J. V. Geaga, S. A. Cessin, R. Treuhaft, Y. J. Grossiord, J. O. Rasmussen and C. Y. Wong, Phys. Rev. Lett. **17** (1979) 840
- [15] M. Ishihara, K. Tanaka, T. Kammuri, K. Matsuoaka and M. Sano, Phys. Lett. **B73** (1978) 281.
- [16] Y. Yano, Proc. Perspectives in Heavy Ion Physics (SIF, Bologna, 1998)
- [17] T. Kubo, M. Ishihara, N. Inabe, H. Kumagai, I. Tanihata, K. Yoshida, T. Nakamura, H. Okuno, S. Shimoura, K. Asahi, Nucl. Instr. Meth. **B70** (1992) 309.
- [18] K. Sugimoto, M. Ishihara and N. Takahashi, Polarization Phenomena in Heavy-Ion Reactions (ICPR-Cyclotron Report, 1982) ch. III.
- [19] R. Neugart, Hyperfine Interactions **78** (1993) 47.
- [20] E. Arnold, J. Bonn, R. Gegenwart, W. Neu, R. Neugart, E.-W. Otten, G. Ulm, K. Wendt and ISOLDE Collaboration, Phys. Lett. **B197** (1987) 311.
- [21] E. Arnold, J. Bonn, A. Klein, R. Neugart, M. Neuroth, E.W. Otten, P. Lievens, H. Reich, W. Widdra and ISOLDE Collaboration, Phys. Lett. **B281** (1992) 16.
- [22] K. Shimomura, I. Ogawa, K. Suzuki, S. Hamada, T. Nakamura, H. Okuno, M. Koizumi, N. Inabe, Y. Fukushima, H. Sunaoshi, M. Wada, S. Hatori, T. Murayama, T. Kohmoto, Y. Fukuda, T. Kubo, T. Shinozuka, K. Asahi, S. Morinobu, T. T. Inamura, M. Ishihara, M. Fujioka, M. Kondo and S. Matsuki Nucl. Instr. Meth. **B70** (1992) 513.
- [23] S. Momota, 「短寿命核ビームの科学'92」研究会報告 (1993) p. 11.
- [24] K. Matsuta, M. Izumi, A. Kitagawa, Y. Nojiri, T. Minamizono, A. Ozawa, T. Ohtsubo, S. Momota, Y. Shida, I. Tanihata, S. Shimoura, T. Kobayashi, J.R. Alonso, G.F. Krebs and T.J.M. Symons, Hyperfine Interactions **61** (1990) 1387.
- [25] C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes and R.P. Hudson, Phys. Rev. **105** (1957) 1413.
- [26] J. Hüfner and M. C. Nemes, Phys. Rev. **C 23** (1981) 2538.
- [27] H. Kumagai, M. Fuse, E. Gotoh, M. Fukuda, K. Asahi and M. Ishihara, RIKEN Accel. Prog. Rep. **21** (1987) 180.
- [28] T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. **104** (1956) 254.

- [29] A. Abragam, The principle of nuclear magnetism (Clarendon, Oxford, 1961) ch. III.
- [30] H. Kumagai, K. Asahi and M. Ishihara, RIKEN Accel. Prog. Rep. **20** (1986) 149.
- [31] H. Katayama-Yoshida, K. Terakura and J. Kanamori, J. Phys. Soc. Japan, **49** (1980) 972.
- [32] J. Wells, R. Williams, L. Pfeiffer, L. Madansky, Phys. Lett. **B27**(1968)448.
- [33] A. Vitturi and F. Fardi, Phys. Rev. **C36** (1987) 1404.
- [34] J. W. Negele and K. Yazaki, Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 73.
- [35] F. Pühlhofer, Nucl. Phys. **A280** (1977) 267.
- [36] D.J. Morrissey, W.R. Marsh, R.J. Otto, W. Loveland and G.T. Seaborg, Phys. Rev. **C18** (1978) 1267.
- [37] J.A. Winger, B.M. Sherill and D.J. Morrissey, Nucl. Inst. Meth. **B70** (1992) 41.
- [38] A. Ohnishi, T. Maruyama and H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. **87** (1992) 2; 「理研加速器研究施設成果発表会」報告書 (1992) p. 104.
- [39] K. Matsuta, et al., Phys. Lett. **B281** (1992) 214.
- [40] N. Takahashi, T. Shimoda, H. Miyaake, et. al., private communication.
- [41] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi and N. Takahashi, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2676.
- [42] D.J. Pullen, A.E. Litherland, S. Hinds and R. Middleton, Nucl. Phys. **36** (1962) 1.
- [43] I. Talmi and I. Unna, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 469.
- [44] H. Horiuchi, T. Maruyama, A. Ohnishi and S. Yamaguchi, Proc. Int. Symp. on Structure and Reaction of Unstable Nuclei, Niigata, eds. K. Ikeda and Y. Suzuki, (World Scientific 1991) p. 108.
- [45] T. Otsuka, N. Fukunishi and H. Sagawa, Phys. Rev. Lett. **70**(1993)1385.
- [46] T. Tsang, D. Connor, Phys. Rev. **132**(1963)1141.
- [47] T. Minamizono, Y. Nojiri, K. Matsuta, K. Takeyama, A. Kitagawa, T. Ohtsubo, A. Ozawa, M. Izumi, Nucl. Phys. **A516** (1990) 365.
- [48] T. Minamizono, et. al., Jour. Phys. Soc. Japan Supplement, **34** (1973) 167.

- [49] D.J. Millener and D. Kurath, Nucl. Phys. **A255** (1975) 315.
- [50] E.K. Warburton and B.A. Brown, Phys. Rev. **C46** (1992) 923.
- [51] B.A. Brown, A. Etchegoyen, and W.D.M. Rae, MSUCL report, No. 524 (1988).
- [52] H. Lenske, Proc. Int. Sym. on Structure and Reactions of Unstable Nuclei, Niigata 1991. ed.
K. Ikeda and Y. Suzuki, World Scientific, Singapore, 1991.
- [53] D.E. Alburger and D.R. Goosman, Phys. Rev. **C10** (1974) 912.
- [54] T. Nakamura, Master thesis (1990).
- [55] P.J. Karol, Phys. Rev **C11** (1975) 1203.

- [49] D.J. Millener and D. Kurath, Nucl. Phys. **A255** (1975) 315.
- [50] E.K. Warburton and B.A. Brown, Phys. Rev. **C46** (1992) 923.
- [51] B.A. Brown, A. Etchegoyen, and W.D.M. Rae, MSUCL report, No. 524 (1988).
- [52] H. Lenske, Proc. Int. Sym. on Structure and Reactions of Unstable Nuclei, Niigata 1991, ed. K. Ikeda and Y. Suzuki, World Scientific, Singapore, 1991.
- [53] D.E. Alburger and D.R. Goosman, Phys. Rev. **C10** (1974) 912.
- [54] T. Nakamura, Master thesis (1990).
- [55] P.J. Karol, Phys. Rev **C11** (1975) 1203.