

インビーム γ 線核分光法による

^{100}Sn 近傍の核構造の研究

石井 哲朗

報告番号	乙第	4696	号
------	----	------	---

①

インビーム γ 線核分光法による

^{100}Sn 近傍の核構造の研究

石井哲朗

1994. 8

目次

第1章 序論	1
§1-1 はじめに	1
§1-2 原子核の模型	1
§1-3 核構造を研究する実験的手法	2
§1-4 研究の目的	3
§1-5 これまでの ^{100}Sn 近傍核の研究	6
第2章 実験	8
§2-1 はじめに	8
§2-2 タンデム型静電加速器	8
§2-3 重イオン融合反応を用いたインビーム γ 線核分光法	9
§2-4 荷電粒子多重度フィルター -Si-Box検出器-	13
§2-5 ビームライン	18
§2-6 インビーム実験	19
2-6 A 実験の一覧	19
2-6 B γ 線のシングル測定	22
2-6 C γ - γ 同時測定	24
2-6 D γ 線の角度分布の測定	25
2-6 E γ 線の直線偏光度の測定	26
2-6 F 反跳距離法 (RDM) による励起準位の寿命測定	30
2-6 G 積分摂動角度分布法によるg因子の測定	33
第3章 実験結果	35
§3-1 はじめに	35
§3-2 ^{106}Sn の励起準位	35
§3-3 ^{105}In の励起準位	44

§ 3 - 4	^{103}In の励起準位	50
§ 3 - 5	^{107}Sn の励起準位	52
§ 3 - 6	^{109}Sb の励起準位	58
第 4 章	考 察	66
§ 4 - 1	はじめに	66
§ 4 - 2	殻模型	66
4 - 2 A	殻模型の概要	66
4 - 2 B	単一粒子軌道のエネルギー	71
4 - 2 C	^{107}Sn の基底状態	73
§ 4 - 3	シニオリティ数 - ^{106}Sn の核構造 -	73
§ 4 - 4	弱結合模型 - ^{105}In , ^{107}Sn , ^{109}Sb の核構造 -	76
4 - 4 A	弱結合模型の概要	76
4 - 4 B	エネルギー準位	77
4 - 4 C	E2の遷移確率	79
4 - 4 D	M1の遷移確率	80
4 - 4 E	M1/E2分岐比	81
4 - 4 F	E2/M1混合比	83
4 - 4 G	殻模型の計算との比較 (^{107}Sn)	84
§ 4 - 5	閉殻の励起	86
4 - 5 A	E1遷移	86
4 - 5 B	^{109}Sb の集団的バンド	86
§ 4 - 6	その他の考察	90
第 5 章	結 論	93
謝 辞		96

付録	98
A-1 Si-Box検出器の詳細図	99
A-2 入射粒子のエネルギーとSi検出器に与えられるエネルギーの関係	100
A-3 回路図	101
A-4 荷電粒子多重度フィルターの性能評価	103
A-5 ターゲット-Ge検出器間の距離と γ - γ 同時測定における効率との 関係	105
A-6 E2/M1が混合した γ 線遷移の角度分布と直線偏光度	107
A-7 上位の準位の寿命が無視できないときの寿命の解析	109
A-8 積分摂動角度分布法における歳差角の求め方	113
A-9 励起準位のスピン・パリティの決定法	115
A-10 Talmiの結合エネルギーの公式	117
A-11 本論文に関するg因子	119
A-12 ^{106}Sn の殻模型による計算	120
A-13 弱結合模型におけるM1の遷移確率	122
引用文献	124
発表論文一覧	128

第1章 序論

§1-1 はじめに

原子核には多様な構造が現われる。殻構造はその特徴的なものの一つで、陽子数または中性子数が魔法数である原子核は閉殻構造をとる。特に陽子数も中性子数も共に魔法数の二重閉殻は、容易に励起されない。そのため二重閉殻の近くに位置する原子核は、不活性な二重閉殻に数個の核子が付いた系という単純な描像でとらえることができ、核構造を探る上で貴重な存在となっている。本論文は、二重閉殻である ^{100}Sn の近傍の核構造をインビーム γ 線核分光法により研究した結果をまとめたものである。

本論文は、序論・実験・実験結果・考察・結論の五つの章より成る。第1章は、五つの節より構成する。まず1-2節で、原子核の模型を通して核構造を概観する。次に1-3節で、核構造を調べるための実験的手法を比較検討する。1-4節では、本研究の目的を明示する。1-5節では、これまでに実施されてきた ^{100}Sn 近傍核の研究を総括する。

§1-2 原子核の模型

低エネルギー状態の原子核は、複数の陽子と中性子が核力によって結びついた系とみなすことができる。原子核は陽子数や中性子数の変化とともに、また励起エネルギーや角運動量の増加とともに様々な構造を現わす。原子核は本質的に多体系であるために、たとえ核力の詳細が明らかになったとしても、この系を解くことはできない。また核子の数もせいぜい250程度であり、統計的手法を適用することも困難である。そのため原子核の性質は模型を用いて理解されてきた。模型は、原子核のある特長的な面のみをとらえて他の面はできる限り簡素化することにより、多体系である原子核の取り扱いを可能にしている。

原子核の代表的な模型に液的模型がある。重い核での核分裂現象は、この模型を用いて説明された。液的模型では、核内核子の平均自由行路が核半径に比べて短いことを仮定している。同じ仮定のもとで構築された複合核模型では中性子の共鳴吸収の現象が説明さ

れている。しかし一方、原子核はある特定の陽子数や中性子数のところで安定であること、すなわち殻構造を持つことが明らかになっている。そこで原子の中の電子の運動と同じように、核内の核子が一体のポテンシャルのもとで運動するとして殻構造を説明しようという試みがなされた。MayerとJensen [1] は、核子の軌道角運動量とスピンの相互作用が大きいことを取り入れた殻模型を考案し、原子核の殻構造を説明することに成功した。液的模型とは逆に殻模型では、核子の実効的な平均自由行路が核半径に比べて長いことを仮定している。原子核の弾性散乱などの現象を取り扱うのに用いられる光学模型も同じ仮定に立っている。このように原子核がいろいろな様相を呈するのは、原子核がフェルミオンである核子から構成された量子的な多体形であることに起因している。

魔法数から離れた原子核は大きな電気四重極モーメントを持つことが知られている。これは核子に働く一体場が殻模型で考えたような球形ではなく、四重極変形していると仮定するとうまく説明がつく。これらの核種で観測される回転スペクトルもこれを支持している。BohrとMottelson [2] は、原子核の一体場が球形でなく時間的に変動するとし、核内核子はその中でかなりの程度独立して運動するという描像の集団模型を構築した。この模型により、魔法数から離れた原子核の構造の理解が深められた。ArimaとIachello [3] は相互作用するボソン模型 (IBM模型) を提案した。この模型では、2個の核子が角運動量0 (sボソン) と2 (dボソン) のボソンを形成し、そのボソンが相互作用することにより励起状態が形成されるとする。IBM模型では球形核から変形核までを一貫してとらえることができる。高スピン状態を説明するためにクランキング模型がよく用いられる。この模型は、高速回転する平均場の中の粒子の運動を記述する。

§1-3 核構造を研究する実験的手法

核構造はさまざまな実験的手法で研究されている。その手法を大きく分けると、核反応的手法と分光的手法がある。前者は、核反応で放出される粒子のエネルギーや角度分布などから標的核の構造を探る手法である。核反応の中でもピックアップやストリッピング

反応などの直接反応は、核構造を研究する上で広く用いられてきた。この方法は、基底状態や励起状態の角運動量などを直接測定できるのが利点である。しかし対象核が安定核の近傍に限られ、またエネルギー分解能が分光的手法と比較して悪いという欠点がある。

原子核の励起状態から放出される γ 線や内部転換電子などの測定を通して核構造を研究するのが分光的手法である。分光法には、不安定核の β (または α)崩壊により励起された娘核を利用する手法と、核反応直後の励起された原子核を利用するインビーム的手法が広く用いられている。 β 崩壊は弱い相互作用によって生ずるために、ふつう数秒以上の比較的長い半減期をもつ。また α 崩壊でも通常数ms以上の半減期をもつ。このため質量分離や化学分離の手法を用いることにより、対象とする核種を低バックグラウンドの環境下で高感度で測定することができる。これに反しインビーム的な手法では、核反応下での γ 線などを観測するために必然的にバックグラウンドが高くなる。しかし β (α)崩壊を利用する方法では、励起することのできる状態が崩壊のQ値を越えることができず、さらにスピン・パリティの選択則により特定の励起状態しか観測できない。一方インビーム的手法では高角運動量の状態を励起することができ、これらの核構造に関して多くの知見を得ることができる。

§1-4 研究の目的

原子核には殻構造があり、陽子数(Z)や中性子数(N)が魔法数の原子核は閉殻構造をとる。特に陽子数も中性子数も魔法数の原子核は二重閉殻と呼ばれ、非常に”かたい”すなわち容易に励起されにくいと考えられている。このため二重閉殻の近くに位置する原子核は、少数の核子が不活性な閉殻に付け加わった系という単純な描像でとらえることができる。二重閉殻構造を持つ原子核の多くは安定核であるために、その近傍の原子核はこれまでに詳細に調べられてきた。Sn同位元素では、 β 安定領域から非常に離れたところに二つの二重閉殻が存在する。一つは中性子過剰核の ^{132}Sn ($Z=50, N=82$)で、もう一つは陽子過剰核の ^{100}Sn ($Z=50, N=50$)である。 ^{132}Sn とその近傍の原子核は、Uの核分裂片を質

量分離することにより研究されてきた。一方 ^{100}Sn 近傍の原子核は、重イオン融合反応により生成することができる。ただし ^{100}Sn 自身は、陽子放出曲線ぎりぎりに存在するために、その存在はまだ確認されていない*。Sn同位元素は二つの二重閉殻に挟まれた領域に広く存在する。そのためSnとその近傍核では、原子核の多様な描像が観測できることが期待される。

本研究の目的は、 ^{100}Sn に数個の核子がついた原子核の構造を統一的に把握することである。そのために図1.1に示した原子核 $^{103,105,107}\text{In}$, $^{106,107,108}\text{Sn}$, ^{109}Sb の励起状態の性質をインビーム γ 線核分光法により調べた。これらの核構造は、次節で記述するように、これまでほとんど研究がなされてこなかった。その理由の一つとしては、タンデム加速器のような重イオン用の加速器が以前はほとんど無かったことが挙げられる。しかし研究を困難にしてきた最大の理由は、重イオン融合反応により陽子過剰な核を生成する際には同時に多核種が生成し、そのためにインビーム γ 線のスペクトルが非常に複雑になることにある。特に安定領域から非常に離れた原子核を対象とする場合は、その核の生成断面積が小さいことが単に問題ではなく、同時に生成する対象外の核種の断面積が大きいことが問題となる。本研究では、対象とする核種を選別しながら γ 線を測定する装置として荷電粒子多重度フィルター(Si-Box検出器)を開発し、実験に用いた。この装置を用いることにより、対象とする核種からのインビーム γ 線の測定感度を向上させ、 γ 線の角度分布や直線偏光度さらに励起準位の寿命やg因子の測定を可能にした。インビーム実験で得られた結果は、殻模型を基礎にして考察した。ただし、原子核を個々の核種ごとに理解する視点に立つのではなく、 ^{100}Sn 近傍の原子核全体を統一的に理解する視点で考察した。そのために奇核に関しては弱結合の模型を用いて考察した。この考察により、 ^{100}Sn のより近くに存在する未知の原子核の構造を予測することを可能にした。

* 最近ドイツのGSI研究所で、 $1\text{GeV}/n$ の ^{124}Xe ビームを用いた核破碎反応により ^{100}Sn の存在が確認された(R. Schneider et al., Z. Phys. A 348, 241(1994))。

	N = 50				N = 54		N = 56	N = 57	N = 58	
Z = 51										^{109}Sb
Z = 50							^{106}Sn	^{107}Sn	^{108}Sn	
Z = 49					^{103}In		^{105}In		^{107}In	

Fig. 1.1 A nuclear chart in the neighborhood of ^{100}Sn .

The present study involves the nuclides depicted in this chart.

§1-5 これまでの ^{100}Sn 近傍核の研究

^{100}Sn 近傍の $Z \sim 50$, $N > 50$ の原子核における, これまでに実施された研究をまとめておく。

Sn偶偶核 励起状態が調べられた ^{100}Sn に最も近い偶偶核は ^{104}Sn で, $^{50}\text{Cr}(^{58}\text{Ni}, 2p2n)$ 反応を用いたインビーム実験により, 10^+ までの励起準位のエネルギーと 6^+ 準位の寿命が報告されている[4]。 ^{106}Sn の励起準位は, Augerら[5]によって約4MeVまでの, またChibaら[6]によって約7MeVまでのイラスト状態がほぼ同じ時期に同定されている。彼らはいずれも $^{54}\text{Fe}(^{58}\text{Ni}, 4p2n)$ 反応で ^{106}Sn を生成した。その後Azaiezら[7]がクリスタルボールを用いた実験により約10MeVまでの励起準位を確認した。またAndrejtscheffら[8]は 6^+ 準位の寿命を $\gamma-\gamma$ 遅延同時計数法で測定した。 ^{108}Sn は, Anderssonら[9]が $^{92}\text{Mo}(^{19}\text{F}, p2n)$ 反応を用いて約6.5MeVまでの励起準位を詳細に調べた。またHassら[10]により, 6^+ と 8^+ 準位の寿命と 6^+ 準位の g 因子の値が報告されている。Azaiezら[7]は ^{108}Sn の約10MeVまでの励起状態を調べ, 14^+ から始まるスピンの変化 $\Delta I=2$ の集団的なバンドの存在を確認した。最近Wadsworthら[11]は約20MeVまでの励起状態を調べ, $\Delta I=2$ の集団的なバンドをさらに2本明らかにしている。本研究では, ^{106}Sn の励起準位の寿命や g 因子などの電磁氣的性質に焦点をしばって測定した。また ^{108}Sn の電磁氣的性質も ^{106}Sn との比較のために測定した。

Sn奇核 励起準位が同定された最も軽いSn奇核は ^{105}Sn で, Schubartら[12]が $^{50}\text{Cr}(^{58}\text{Ni}, 2p1n)$ 反応で, 我々[13]が $^{54}\text{Fe}(^{54}\text{Fe}, 2p1n)$ 反応で, ^{105}Sn を生成してインビーム実験を行った。 ^{107}Sn は, Augerら[14]が $^{106}\text{Cd}(^3\text{He}, 2n)$ 反応を利用したインビーム実験により約2MeVまでの励起準位を調べた。 $^{109-117}\text{Sn}$ に関しては, Hashimotoら[15]の $^{108-116}\text{Cd}(\alpha, xn)$ 反応を用いたインビーム実験による詳しい報告がある。本研究では, 重イオン融合反応を用いて ^{107}Sn の高スピン状態を調べた。また励起準位のスピン・パリティを測定することにより, 負パリティの準位を同定した。さら

に $17/2^+$ と $11/2^-$ 準位の寿命も測定した。

In奇核 Deneffeら [16] は、 ^{105}Sn からの β 崩壊により ^{105}In の低スピン状態を調べた。 ^{107}In の励起準位は、Anderssonら [17] が $^{92}\text{Mo}(^{19}\text{F}, 2p2n)$ 反応を用いたインビーム実験により調べた。Kikuchiら [18] は、 $^{106}\text{Cd}(\alpha, p2n)$ 反応を利用したインビーム実験で ^{107}In の内部転換電子の測定をしている。またAndrejtscheffら [19] は $\gamma-\gamma$ 遅延同時計数法により、 ^{107}In の $17/2^+$ と $19/2^+$ 準位の寿命を報告している。本研究では ^{103}In の励起準位を初めて同定した。また ^{105}In の励起状態をインビーム実験により調べた。さらに $17/2^+$ と $19/2^+$ 準位の寿命を測定した。 ^{107}In の $17/2^+$ と $19/2^+$ 準位の寿命もIn同位元素の系統性を調べるために測定した。

Sb奇核 Iacobら [20] は ^{111}Sb の励起準位を報告している。 $^{113-119}\text{Sb}$ の励起準位には $9/2^+$ から始まる $\Delta I=1$ の集団的なバンドの存在が明らかにされている [21]。また最近 $\Delta I=2$ でつながっている集団的なバンドが $^{113}, ^{117}\text{Sb}$ の励起状態に見つけられた [22, 23]。これまでに ^{109}Sb の励起状態は調べられたことがない。本研究では、 ^{109}Sb の励起準位のエネルギー・スピン・パリティを決定した。この中に $\Delta I=1$ の集団的なバンドを2本発見した。また $23/2^-$ 準位の寿命も測定した。

第2章 実験

§2-1 はじめに

大型のタンデム型静電加速器の実用化により、核反応を起こすのに十分なエネルギーの重イオンビームが現在では得られるようになった。重イオン同士の融合反応を用いることにより、 ^{100}Sn 近傍核のような、安定核から非常に離れた領域の陽子過剰な原子核を生成することができる。また重イオン融合反応によって大きな角運動量が複合核にもたらされるために、核反応直後に放出されるインビーム γ 線の測定を通して原子核の高角運動量の状態を調べることができる。しかし、非常に陽子過剰な原子核を生成する場合は、中性子のみでなく荷電粒子も複合核から放出される。そのために多核種が同時に生成され、インビーム γ 線のスペクトルは非常に複雑になる。そこで対象とする核種からの γ 線を感度を上げて測定するためには、融合反応で生成した核種を識別する必要がある。本研究では、この目的のために荷電粒子多重度フィルター(Si-Box検出器)を開発し、生成核の原子番号を選別しながらインビーム γ 線を測定した。この装置を用いることにより、 ^{100}Sn 近傍の原子核でのインビーム実験が可能となり、 γ 線のシングル測定や $\gamma-\gamma$ 同時測定、 γ 線の角度分布や直線偏光度の測定、励起準位の寿命やg因子の測定を実施した。

本章は実験について記述し、六つの節より構成する。2-2節では、タンデム加速器について概説する。2-3節では、重イオン融合反応を用いたインビーム γ 線核分光法の特徴について記す。2-4節では、Si-Box検出器について詳述する。2-5節では、実験で利用したビームラインの構成について記す。2-6節では、実施したインビーム実験を各測定法ごとに記述する。

§2-2 タンデム型静電加速器

タンデム型静電加速器は、重イオン用の加速器として現在ひろく用いられている。重

イオンを効率よく加速するためには多価のイオンを得る必要があり、このためタンデム加速器は入射部・前段加速部・後段加速部より構成される。入射部では、負イオン源からマイナス1価の負イオンが取り出される。前段部では、加速管に入射した負イオンが高電圧のターミナルに向かって加速され、フォイルストリッパもしくはガスストリッパで多価の正イオンに荷電変換される。この正イオンを後段部で加速することにより高エネルギーの重イオンビームが得られる。端子電圧を V 、フォイル(ガス)ストリッパ通過後の正イオンの電荷を q とすると、タンデム加速器で得られるイオンビームのエネルギーは $(q+1)V$ となる。

本研究は、日本原子力研究所20URタンデム加速器(米国NEC社製)を用いて実験を行なった。原研タンデム加速器は、ペレットチェーンにより電荷がターミナルに運ばれて高電圧を発生する。実用的な最大電圧は今のところ17MVである。負イオン源には、安定したビームの得やすいスパッタ型イオン源(SNICS)がよく用いられている。原研タンデム加速器は折り畳み(folding)型で、ターミナルにある180度の偏向磁石により、特定の電荷のみが後段部で加速される。このタンデム加速器の電圧の安定度は2kV以下、ビームエネルギーにして $2(q+1)$ keV以下である。ビームエミッタンスは160MeVのC1ビームで1.8mm·mrad程度と非常によく、本研究で行なったインビーム実験には好都合である。

原研タンデムでは超電導リニアックのブースター加速器が1993年に完成し、現在調整中である。このブースター加速器により、現在の3~4倍の加速エネルギーが得られる予定である[24-26]。

§2-3 重イオン融合反応を用いたインビーム γ 線核分光法

原子核反応の一つである融合反応は複合核を形成する。融合反応を起こした直後の複合核は高温で高角運動量の状態にあり、陽子や中性子などの粒子と γ 線などを放出して基底状態にいたる。この粒子や γ 線の放出は競合過程であり、粒子の放出確率のほうが γ 線

の放出確率よりも普通は大きい。このため高温状態の原子核はまず粒子を何個か放出し、励起エネルギーが粒子の分離エネルギーより小さくなった後に γ 線を放出する。この様子を $^{48}\text{Ti}(^{58}\text{Ni}, 1p2n)^{103}\text{In}$ 反応を例にとり、図2.1に模式的に示した。時間的な経過で見れば、核反応直後から $\sim 10^{-20}$ 秒までの間に複合核は粒子を放出し、 $\sim 10^{-13}$ 秒以後に γ 線を放出する。粒子によって持ちだされる角運動量は比較的少ないために、 γ 線は高角運動量の状態から放出される。この γ 線の測定を通して核構造を研究する手法をインビーム γ 線核分光法とよぶ[27]。

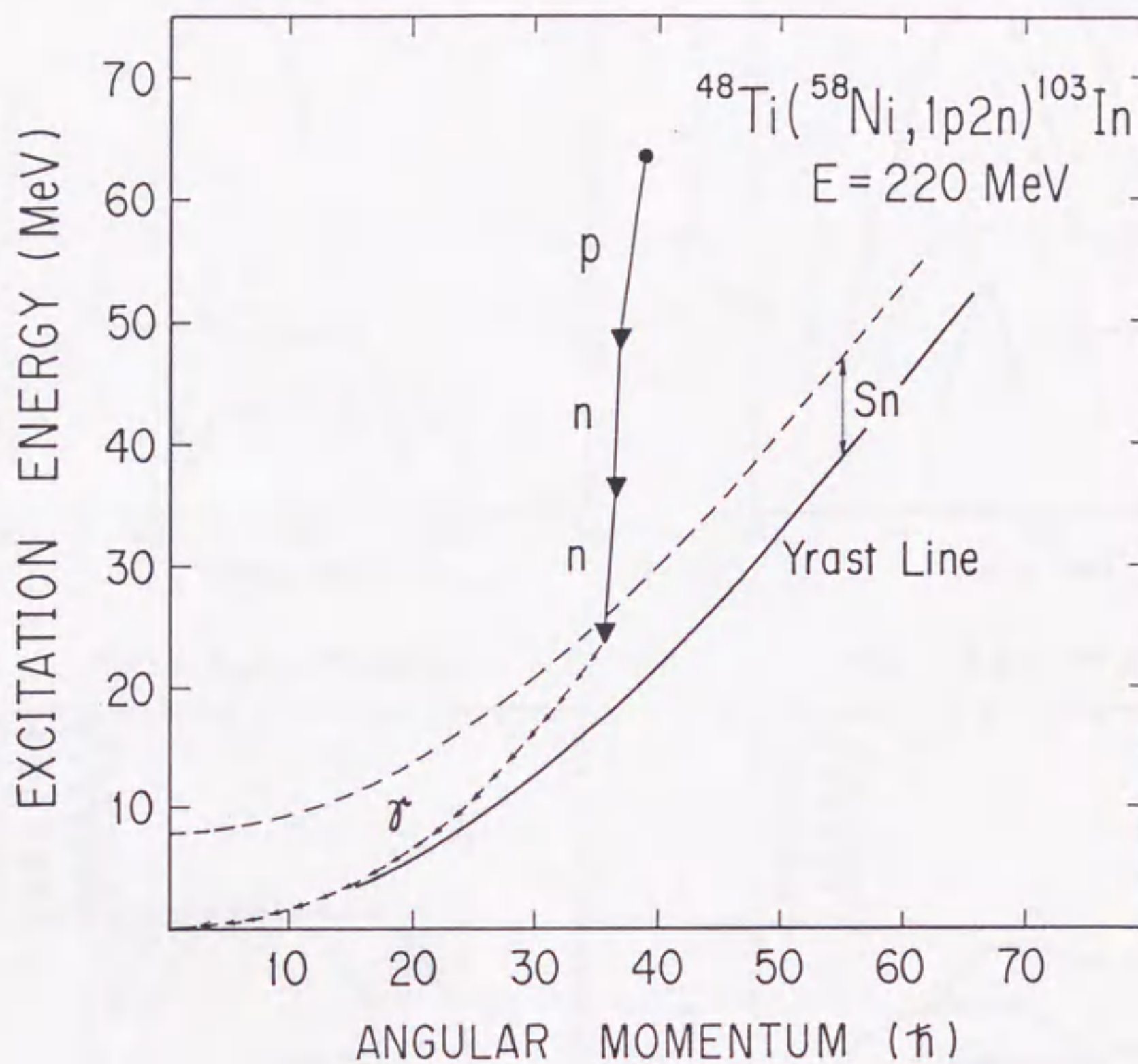
重イオン加速器が出現する以前は、おもに α 粒子ビームを用いてインビーム γ 線核分光法による実験(インビーム実験)が行われてきた。現在は、重イオン同士の融合反応を用いたインビーム実験が広く行われている。重イオン同士の融合反応では、 α 粒子ビームによる融合反応と比較して次の特徴がある。

(i) 複合核に持ち込まれる角運動量が大きい。

(ii) 非常に広範囲な領域の核種を、特に陽子過剰な核を生成することができる。

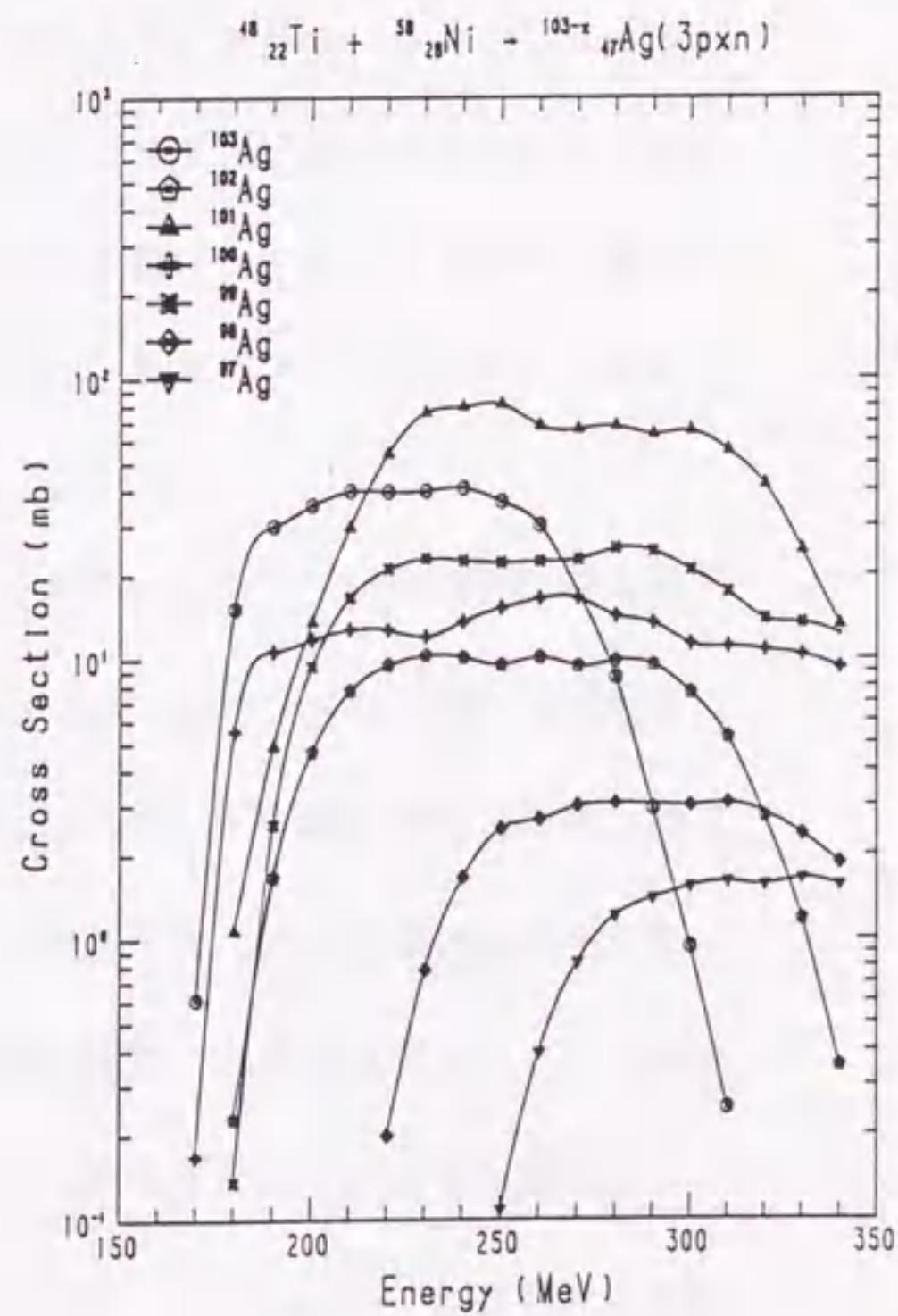
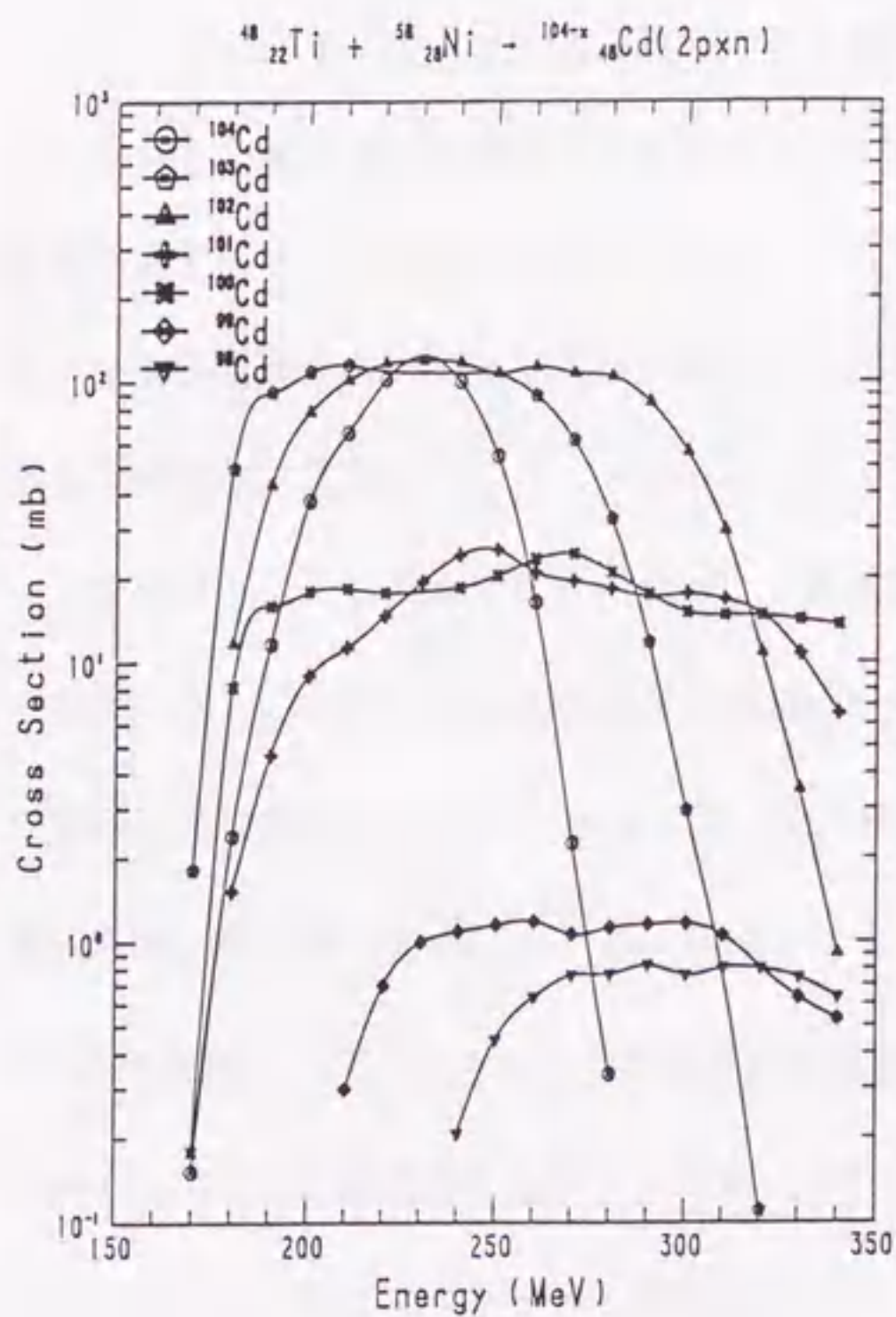
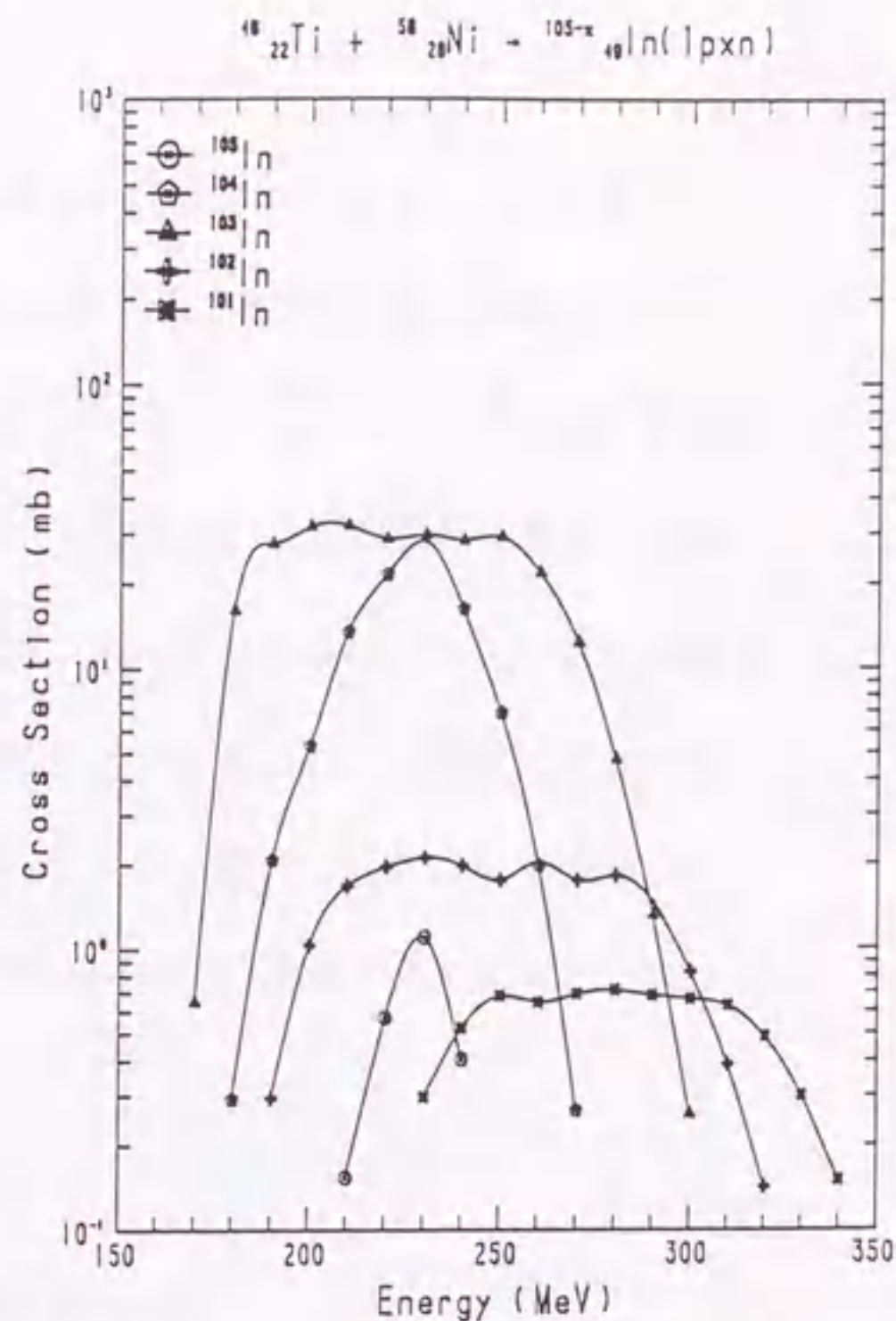
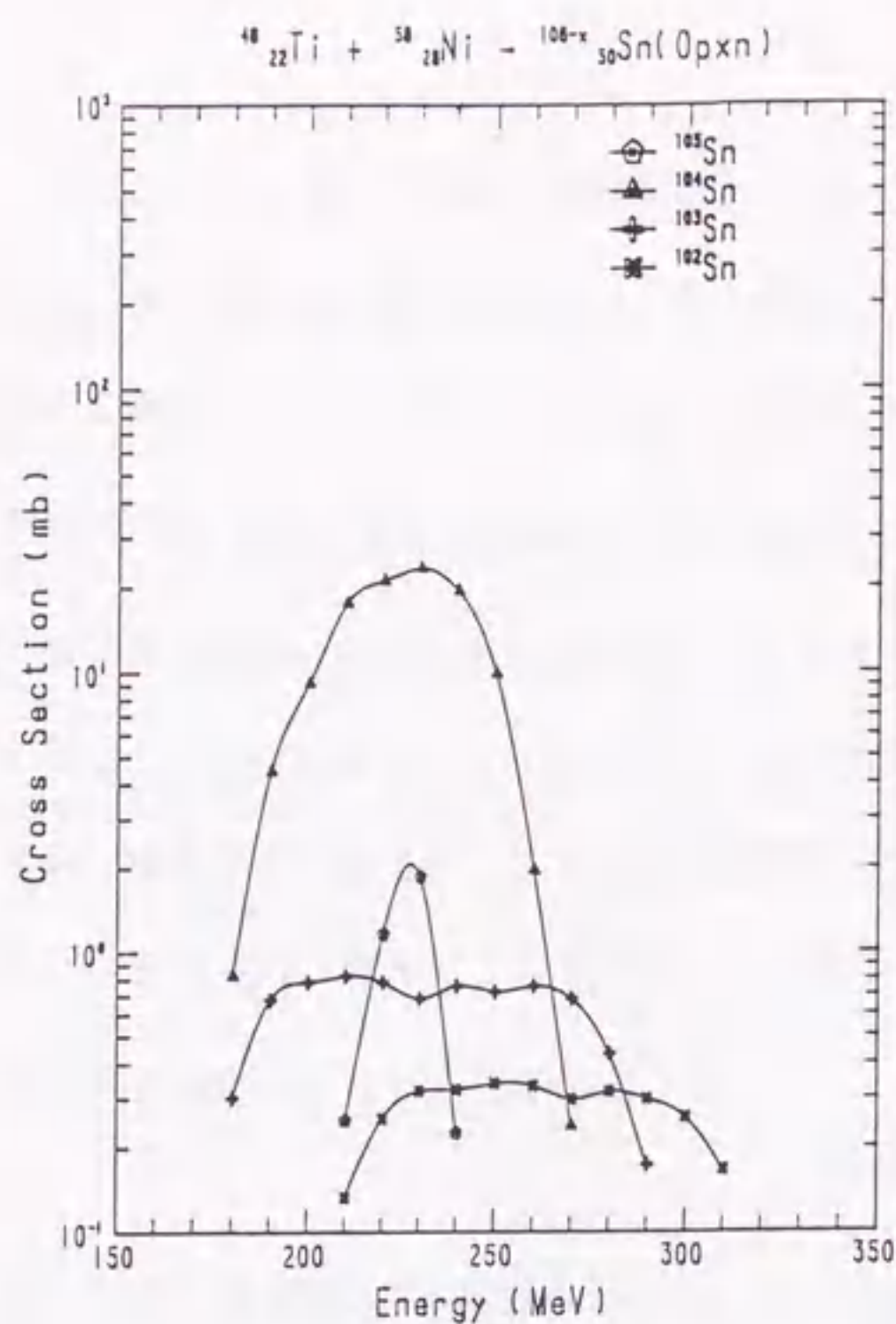
(i)の特徴により、非常に高角運動量の状態を観測することができる。そこで重イオン融合反応と多重 γ 線検出器(クリスタル ボール)とを組み合わせることにより高角運動量の状態が調べられ、原子核の超変形状態や同一(identical)バンドが発見された[28, 29]。本研究は、主に(ii)の特徴を利用して、 β 安定線から非常に離れた ^{100}Sn 近傍の原子核の核構造を研究した。一般に、融合反応で生じた複合核は、 β 安定線よりも陽子過剰の原子核になる。これは β 安定線が(中性子数)=(陽子数)の直線よりも中性子過剰側に片寄っていることによる。

高励起状態にある複合核からの荷電粒子の放出はクーロン障壁を越えなければならない。このために複合核が β 安定線近傍の原子核のときは、中性子のみが放出され、荷電粒子の放出は抑制される。しかし ^{100}Sn 近傍核のような非常に陽子過剰の原子核の場合は、中性子の結合エネルギーと陽子や α 粒子などの荷電粒子の結合エネルギーとの差がクーロン障壁程度となり、中性子の放出のみでなく荷電粒子も放出される。そのため従来の α 粒



⊠ 2.1 A schematic diagram of the decay of a compound nucleus.

The compound nucleus is produced by the $^{48}\text{Ti} + ^{58}\text{Ni}$ reaction with a beam energy of 220 MeV. The compound nucleus emits a proton and neutrons first, and then emits γ -rays after the excitation energy lowers below the neutron separation energy (S_n). The excited states along or near the yrast line are strongly fed.



⊠ 2.2 Excitation functions of the $^{48}\text{Ti} + ^{58}\text{Ni}$ reaction.

These functions were calculated from ALICE code. The produced nuclei were sorted by their atomic numbers or charged-particle multiplicities.

子を用いたインビーム実験と比較すると、きわめて多くの核反応のチャンネルが開くようになる。また重イオン融合反応では、複合核に持ち込まれる角運動量分布の幅も広いために、励起関数のエネルギー幅も広くなる。一例として、ALICEコード [30] で計算した $^{48}\text{Ti} + ^{58}\text{Ni}$ で生ずる原子核の励起関数を図2.2に示した。この図では、生成核を原子番号ごとに仕分けしてある。これから分かるように、たとえ入射エネルギーを選択しても多数の核種が競合することになる。したがって重イオン融合反応を用いたインビーム実験により陽子過剰な核を研究するためには、生成核を識別・分離しながら γ 線分光をおこなう必要がある。本研究では、複合核から放出された荷電粒子の数(多重度)を識別するためにSi-Box検出器を製作し、これを実験に用いた。

§2-4 荷電粒子多重度フィルター —Si-Box検出器—

融合反応により放出される荷電粒子の多重度を識別するためには、ターゲットを覆う全立体角を多数の検出器で囲む必要がある。また陽子と α 粒子とでは複合核から持ち出す電荷が違うために、これら粒子の弁別もできなければならない。さらにインビーム実験では、 γ 線検出器をターゲット周りに配置する必要があり、多重度フィルターとしては小さいことが要求される。

本研究では、このような条件を満たす多重度フィルターとしてSi-Box検出器を開発・製作した。このSi-Box検出器は、Makishimaら [31, 32] によって初めて開発された検出器を発展させたものである。Si-Box検出器は、10枚の表面障壁型のSi検出器で構成され、直方体の形をしている。隙間をなるべく少なくするためにSi検出器は井ゲタに組んだ(付録A-1)。ビームの入射部と出口部のSi検出器は、中央に穴のあいている環状(annular)型の検出器を使用している。図2.3に示したようにSi-Box検出器は二つに分割でき、その間にターゲットや寿命測定用のプランジャー(plunger)などを挿入できる。図2.4にはSi-Box検出器をビームラインに取り付けたときの写真を載せた。

Si検出器は、n型で比抵抗 $\sim 10\text{k}\Omega\text{cm}$ の $50\text{mm}\phi \times 1\text{mm}$ tのウエーハーから切り出して

自作した。形状は、

平板型 ……30×35mm, 1mmt,

環状型 ……40×35mm, 1mmt, 12mmφである。

Si検出器はMOS(Metal-Oxide-Silicon)型の構造をしている。前面と側面に、まず酸化タングステン(WO_x)約1500Åを一様な厚みになるように蒸着する。その上に、前面には金(Au)1200Åを蒸着する。不感部分をなくすため、周囲にマージン(margin)はとっていない。裏面は周囲に約2mmのマージンを取って、アルミニウム2000Åを蒸着した。

Si検出器は5mmの厚みのマコール(切削用ガラス)上の四箇所のインジウム片(5mm×5mm×0.5mmt)に瞬間接着材で貼り付ける。Si検出器の前面は9mg/cm²の銅箔で覆い(前方の環状型には18mg/cm²)、陰極(アース)とすると同時に、散乱ビームがSi検出器に入射するのを防ぐシールドとした。陽極は、マコールの中心にあけた2mmφの穴の中に燐青銅のばねを入れ、それをネジで押さえ付けてとる。Si検出器の詳細図は付録A-1に載せた。

製作したSi検出器の常温での漏れ電流は0.5~3μAである。安定に作動させるために、実験中はSi-Box検出器を約-60°Cに冷却して使用した。この温度での漏れ電流は数nA~数10nAに減少する。液体窒素温度までSi-Box検出器を冷やした時には、真空中の水分子がSi検出器に付着したり、Si検出器を貼っている接着材がはがれたりするトラブルが生じることがある。それを避けるために、Si-Box検出器は液体窒素で冷やされた冷却用支柱(cold finger)に熱的な接触を悪くして取り付け、さらにSi-Box検出器に取り付けた2Wのパワー トランジスター2つを温度調整器で制御することにより温度を保つ。Si-Box検出器は、使用しないときには窒素ガス中で保存した。これによりSi検出器の裏面のマージンの部分が酸化されてp層に変化するのを防ぐことができ、Si検出器の長期間の使用が可能となった。

Si検出器は、空乏層の厚みを適当に調整することにより陽子とα粒子とを区別をすることができる。複合核から放出される荷電粒子はクーロン障壁を越えてくるために、陽子

で約10MeV, α 粒子で約20MeVのエネルギーをもつ。またSiの阻止能は、陽子に対するときよりも α 粒子に対するときのほうが大きい。これらの性質を利用して陽子に対しては ΔE 検出器として、 α 粒子に対しては全E(total E)検出器として作動するように、空乏層の厚みが0.4mmになるように電圧をかけた。陽子や α 粒子の入射エネルギーとSi検出器に与えられるエネルギーの関係は付録A-2に載せてある。実験で得られたSi検出器のエネルギー スペクトルを図2.5に示す。前方の環状型のSi検出器で得られたスペクトルでは、陽子と α 粒子の分離はよい。しかし前方の平板型のSi検出器では、荷電粒子が斜めに入射することや、 α 粒子のエネルギーが運動力学的に下がることから、分離は少し悪くなる。後方の検出器には、 α 粒子はほとんど入射しない。これは実験室系で観測した場合に、 α 粒子が前方に片寄って放出されるためである。

各Si検出器で得られたエネルギー信号をシングルチャネルアナライザーにより、陽子の場合は1, α 粒子の場合は2の重みをつけ、10台のSi検出器からの荷電粒子の数を足し合わせる。インビーム γ 線は、対象とする生成核の荷電粒子の多重度(M)及び荷電粒子- γ の同時信号(p- γ のTAC)と同時計数した γ 線を収集する。p- γ のTACの時間幅は約200 nsとった。回路図の詳細は付録A-3にある。本研究で行ったすべてのインビーム実験はSi-Box検出器と同時計数をとっている。

Si-Box検出器を用いて荷電粒子の多重度で γ 線を選別しても、高次の多重度をもつ生成核からの γ 線がスペクトルに混じってくる。これは、Si-Box検出器が完全に全立体角を覆っているわけではないために荷電粒子の逃げがあること、さらには2個の陽子が1台のSi検出器に入射した場合に1つの陽子として数えてしまうことがあるためである。多重度フィルターの性能を向上するには、できるだけ全立体角をなるべく多数の検出器で覆えばよい。しかし多数の検出器で実際に組み立てようとすると、その構造物などのために立体角の総和が小さくなってしまう。検出効率 ϵ の検出器n個で構成され、全検出効率 ϵ_{tot} ($\equiv n\epsilon$)の多重度フィルターの性能を簡単に評価しておく(詳しくは付録A-4)。例えば対

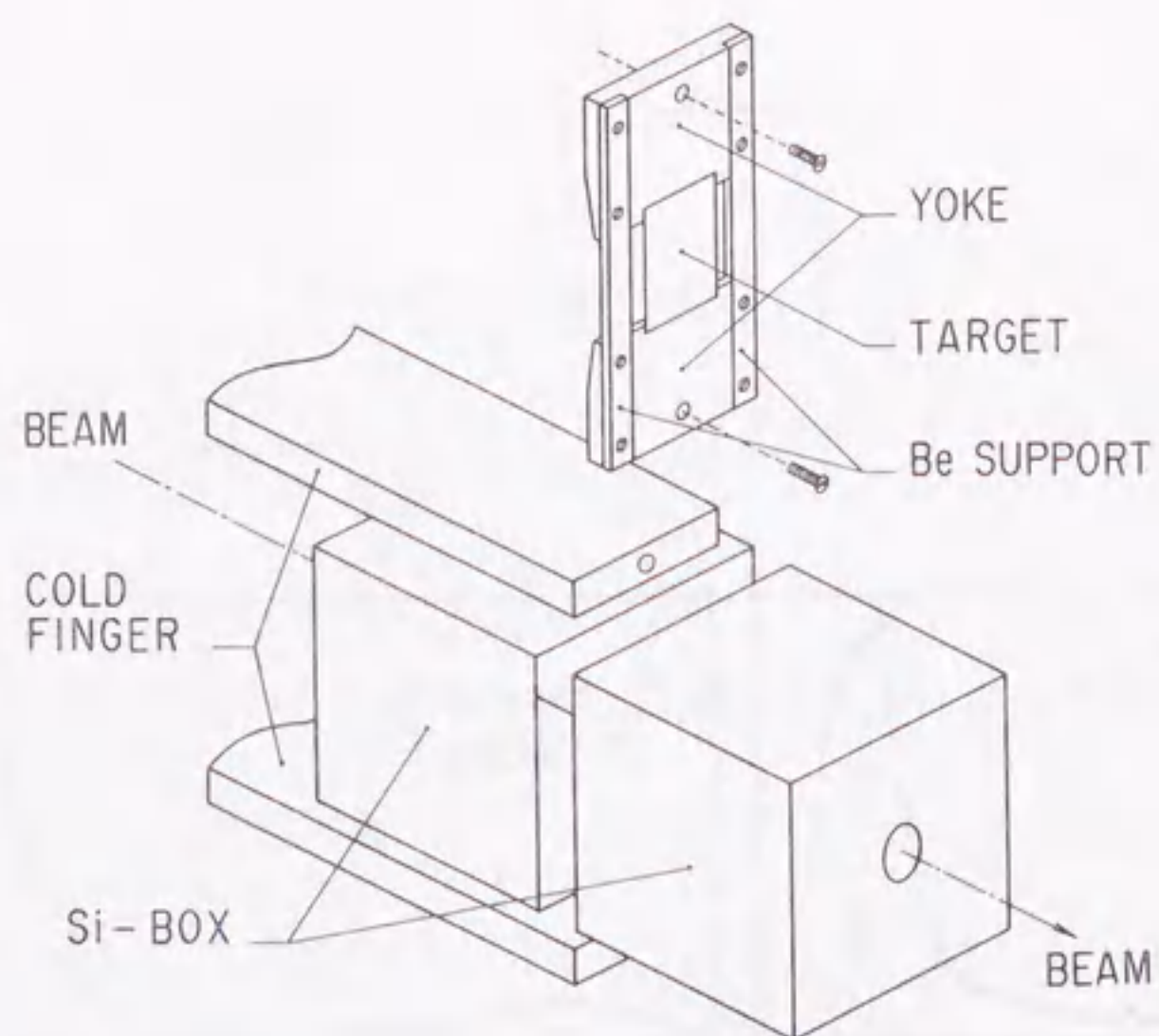


图 2.3 Si box and target assembly for the g-factor measurement.

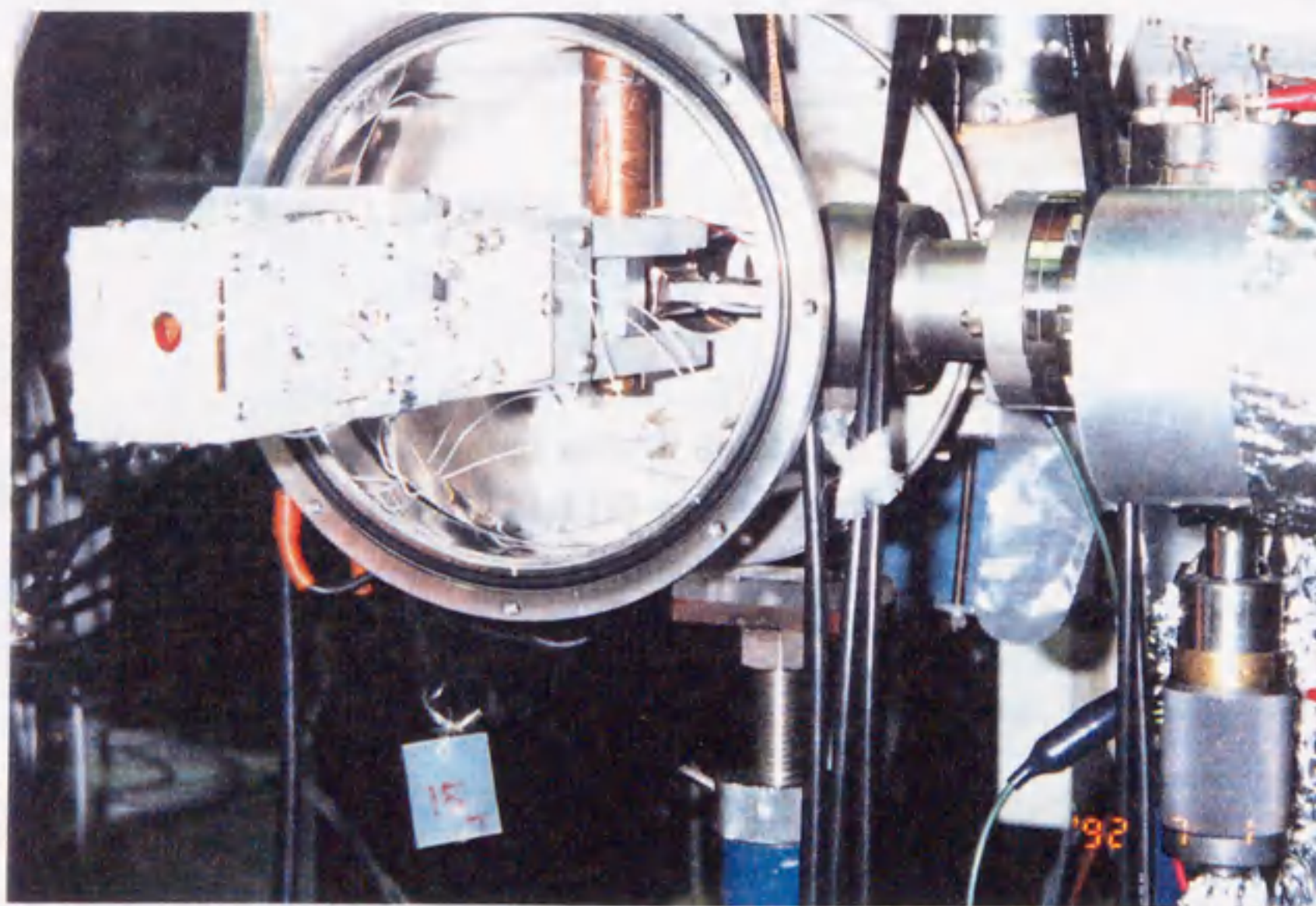
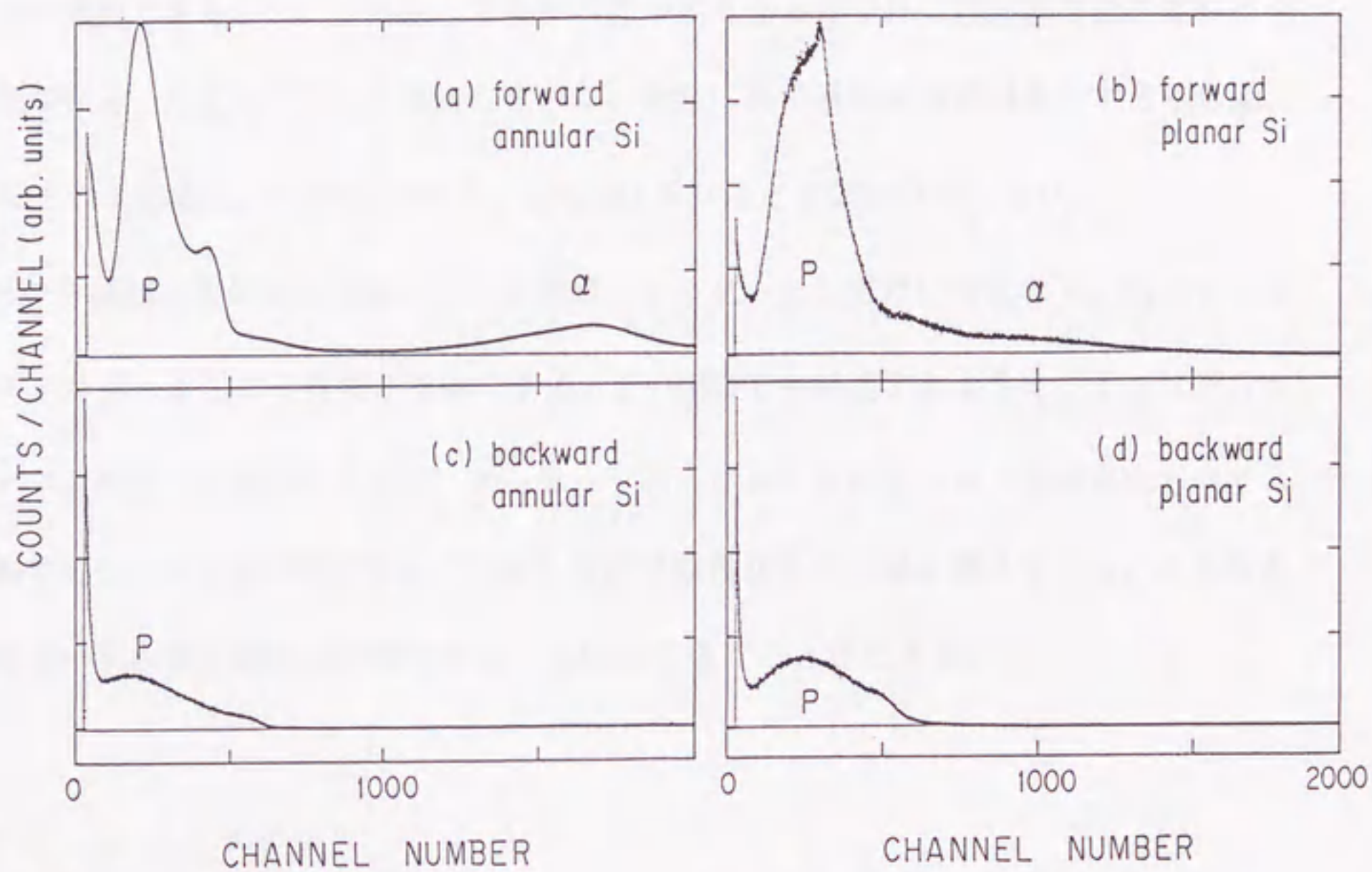


图 2.4 A picture of the Si box.



☒ 2.5 Energy spectra measured with Si detectors.

The spectra (a), (b), (c) and (d) were obtained with a forward annular Si, a forward planar Si, a backward annular Si and a backward planar Si, respectively.

象とした多重度が2のとき、 $M=2$ として検出される確率 P は、

$$P = n\varepsilon(n-1)\varepsilon = \left(1 - \frac{1}{n}\right)\varepsilon_{\text{tot}}^2$$

である。本研究で用いたSi-Box検出器では、 $n=10$ 、 $\varepsilon_{\text{tot}} \sim 0.9$ で、 $P \sim 0.7$ となる。上の式から類推できるように、対象とする多重度が高くなるにつれて検出器の枚数を多くする必要がある。ただし ^{100}Sn 近傍核のように、非常に陽子過剰な核を対象とする場合は、荷電粒子の多重度は1~3程度であり、 $n=10$ はそれほど少ない数ではない。

Si-Box検出器は単に荷電粒子の多重度フィルターとしてだけでなく、他のチャンネルのフィルターとしても非常に有効である。2-6B節でも記述するように、インビーム γ 線の中で最も強く観測されるのは、ターゲットおよびビームがクーロン励起されて出てくる γ 線である。また長時間測定していると放射性核種からの γ 線も増えてくる。これらの γ 線はSi-Box検出器と同時測定することにより除くことができる。

§2-5 ビームライン

インビーム実験では、バックグラウンド低減のために、ターゲット以外で発生する γ 線をできる限り少なくする必要がある。さらに本研究のようにターゲットをSi検出器で覆う場合には、アパーチャー(aperture)などで散乱されたビームやそれに伴う電子線(δ 線)がSi-Box検出器に入射するのを避けなくてはならない。このためにビームのコリメーションとして、ターゲットの上流3mの位置に8mm ϕ のアパーチャー(A)と上流20cmの位置に2.5mm ϕ のアパーチャー(B)を置き、ビームがSi-Box検出器に平行に入射するようにした。またアパーチャー(B)のへりで散乱されたビームが環状型のSi検出器に直接入射しないように、Si-Box検出器の直前に5mm ϕ のアパーチャーを取り付けてある。

ビームを導く時には、アパーチャーの位置に石英とプリズムを置く。石英にビームが当たって発する光は、プリズムで屈折させることにより、観察用窓(viewer)を通して見ることができる。このようにしてビームの中心と大きさを確認しながらビームをターゲッ

トまで導いた。またSi-Box検出器やアパーチャーを一直線上に配置するために、上流から光を通した。基準とする光はアパーチャー(A)の位置の観察用窓から逆に光を入射し、プリズムで下流の方向に曲げた。

Si-Box検出器を通り抜けたビームは鉛のビーム止め(beamstopper)で止めると同時に、そこで発生する γ 線を遮蔽する。このビーム止めは電氣的に絶縁されており、ビーム電流が測定できるようになっている。またアパーチャー(B)も電氣的に絶縁されており、そこに当たるビーム電流を監視できる。アパーチャー(B)とGe検出器の間には鉛の遮蔽を置き、アパーチャーで発生した γ 線がGe検出器に入らないようにしてある。

ビームラインは、排気量500l/sのターボ分子ポンプで真空に引くほかに、Si-Box検出器を冷却するための液体窒素温度の冷却用支柱が水分子のトラップとして働き、 1×10^{-7} torr以下の真空度に保つことができる。

§2-6 インビーム実験

2-6 A 実験の一覧

本論文に関係したインビーム実験を表2.1に示す。対象とする ^{100}Sn 近傍の原子核を生成するために、陽子数の比率(Z/A)のなるべく高い質量数50程度の原子核どうしの融合反応を利用した。インビーム実験としては、 γ 線のシングル・角度分布・直線偏光度の測定と $\gamma-\gamma$ 同時測定さらに反跳距離法による励起準位の寿命測定を行った。 $^{106}, ^{108}\text{Sn}$ に関しては積分摂動角度分布法によるg因子の測定も実施した。

ターゲットは濃縮した同位元素の ^{54}Fe (濃縮度98%)と ^{48}Ti (濃縮度99.8%)箔、安定同位元素が $A=51$ のみの $^{\text{nat}}\text{V}$ 箔、寿命測定用の薄い ^{56}Fe ターゲットとしては $^{\text{nat}}\text{Fe}$ 箔(^{56}Fe 92%含有)を用いた。 ^{54}Fe と ^{48}Ti 箔はオークリッジ研究所より、 $^{\text{nat}}\text{V}$ と $^{\text{nat}}\text{Fe}$ 箔はグッドフェロー社より購入した。 γ 線のシングル・角度分布・直線偏光度の測定と $\gamma-\gamma$ 同時測定に用いたターゲットは、生成核がターゲット中で止まり、かつ入射ビームは突きぬける

ような厚みにした。 ^{48}Ti ターゲットは厚みが薄いために、 $5.4\text{mg}/\text{cm}^2$ の $^{\text{nat}}\text{Ti}$ 箔をターゲットに重ねて使用した。この時 ^{48}Ti 箔を通過したビームのエネルギーはTiとのクーロン障壁以下になるために、裏材(backing)の $^{\text{nat}}\text{Ti}$ とは核反応を起こさない。 ^{54}Fe ターゲットはAuを蒸着して裏材とし、Auの中で生成核が止まるようにした。これは、Feが強磁性体であるために核反応で生じた核整列がくずれることを避けるためである。また $^{106}, ^{108}\text{Sn}$ のg因子の測定には、 ^{51}V に強磁性体であるGdを $9\text{mg}/\text{cm}^2$ 蒸着したターゲットを使用し、生成核はGd中で止まるようにした。反跳距離法による寿命測定用のターゲットは生成核が突き抜ける厚みにし、停止用箔(stopper foil)で止まるようにした。停止用箔はCu箔 $7.9\text{mg}/\text{cm}^2$ の前面にAuを $2.3\text{mg}/\text{cm}^2$ 蒸着したものを使用した。Auを蒸着したのは、ターゲットを突き抜けたビームをCu箔で核反応を起こさせないエネルギーまで下げるためである。

入射ビームには ^{58}Ni , ^{56}Fe , ^{54}Fe を用いた。これらはすべてスパッタ型イオン源(SNICS)より負イオンとして取り出した。 ^{54}Fe は天然の同位体存在比が6%と少ないために、濃縮した $^{54}\text{Fe}_2\text{O}_3$ より還元した金属粉をイオン源のスパッタ用ターゲットに装填した。ビーム電流は、ターゲット位置で通常 $\sim 15\text{nA}$ ($\sim 1\text{p}\cdot\text{nA}$)である。ビーム電流の上限値は、Ge検出器の計数率やターゲット箔の耐熱性によって押さえられる。特に積分摂動角度分布の測定の時には、温度変化によりGdの内部磁場が変化しないように、ビーム電流を $8(\pm 1)\text{nA}$ に保った。ビームのエネルギーは、対象とする原子核の収率が高く、かつ他の核種の収率が低くなるようなエネルギーを選んだ。ビームのエネルギーが高くなるほど荷電粒子が多く放出されるチャンネルが開くようになる。本研究では β 安定線から非常に離れた原子核を対象としているために、複合核から放出される荷電粒子の数は1~3個と比較的少ない。このためビームエネルギーは、対象とした核種が出てくる最低のところに通常設定した。

表 2.1. In-beam γ -ray experiments involved in this study

Reaction	Target thickness (mg/cm ²) + Backing	Beam energy (MeV)	Nuclide	In-beam experiments
$^{51}\text{V}(^{58}\text{Ni}, 1\text{p}2\text{n})$ $, 2\text{p}2\text{n})$	6.1	217	^{106}Sn ^{105}In	γ , γ - γ , p- γ (TAC) γ , γ - γ , W(θ), P ₉₀
$^{51}\text{V}(^{58}\text{Ni}, 1\text{p}2\text{n})$ $(^{60}\text{Ni}, 1\text{p}2\text{n})$	2.4+Gd	220 220	^{106}Sn ^{108}Sn] IPAD
$^{48}\text{Ti}(^{58}\text{Ni}, 1\text{p}2\text{n})$	1.0+Ti	224	^{103}In	
$^{54}\text{Fe}(^{56}\text{Fe}, 2\text{p}2\text{n})$	2.1+Au	210	^{107}Sn	γ , γ - γ , W(θ), P ₉₀
$^{56}\text{Fe}(^{54}\text{Fe}, 2\text{p}1\text{n})$ $, 3\text{p})$ $, 3\text{p}2\text{n})$	0.4(^{nat} Fe)	200	^{107}Sn ^{107}In ^{105}In] RDM
$^{54}\text{Fe}(^{58}\text{Ni}, 3\text{p})$ $, 4\text{p})$ $, \alpha 2\text{p})$	2.1+Au	225	^{109}Sb ^{108}Sn ^{106}Sn	
$^{54}\text{Fe}(^{58}\text{Ni}, 3\text{p})$ $, 4\text{p})$ $, \alpha 2\text{p})$	0.8	225	^{109}Sb ^{108}Sn ^{106}Sn] RDM
$^{54}\text{Fe}(^{54}\text{Fe}, \alpha\text{p})$	7	210	^{103}In	

γ : γ -ray singles

γ - γ : γ - γ coincidences

W(θ) : γ -ray angular distributions

W(20/90) : anisotropies of W(20°)/W(90°)

P₉₀ : γ -ray linear polarization measured at 90°

p- γ (TAC) : life time measurements by delayed coincidences

RDM : life time measurements by recoil distance method

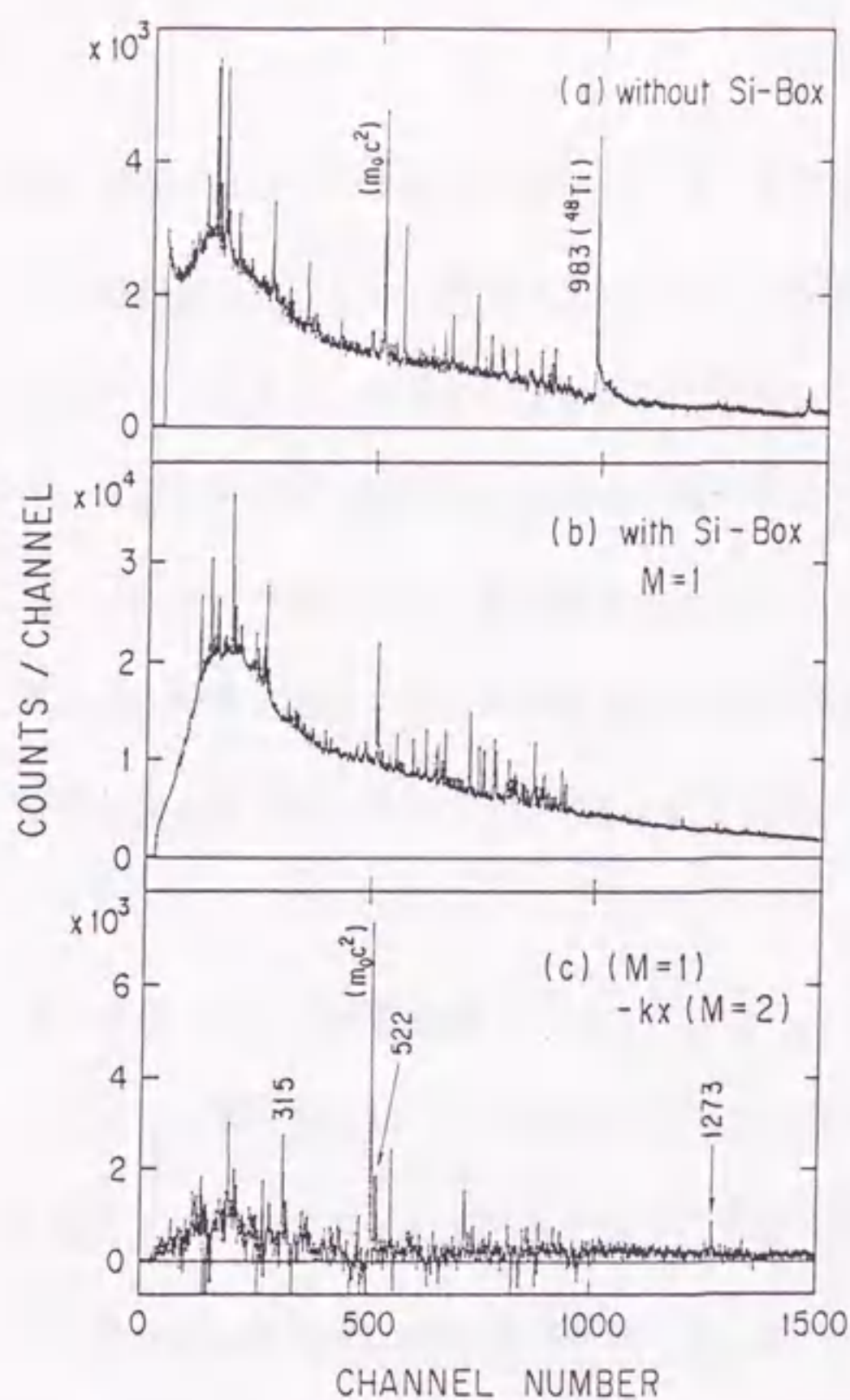
IPAD : integral perturbed angular distributions

2-6 B γ 線のシングル測定

Si-Box検出器の信号でゲートをかけないときに最も強く観測される γ 線は、ビームおよびターゲットがクーロン励起されて出てくる γ 線である。クーロン励起の断面積は数b程度なのに対し、本研究で用いた融合反応で生成される原子核の断面積はせいぜい100mb程度である。またSi-Box検出器は荷電粒子の数え落としがあるために、高次の多重度をもつ原子核からの γ 線が低次のものの γ 線スペクトルに混じる。すなわち多重度Mの γ 線スペクトルの中には多重度M+1, +2, ...からの γ 線が混入する。ただし逆に、低次のM-1, -2, ...の多重度の γ 線が混じることはない。

図2.6は、 $^{48}\text{Ti}(^{58}\text{Ni}, 1p2n)^{103}\text{In}$ 反応で ^{103}In を観測した時の γ 線スペクトルである。図2.6(a)はSi-Box検出器の信号でゲートをかけていないときのスペクトルで、強く見えるのはクーロン励起の γ 線と核反応で生じた放射性核種からの γ 線である。図2.6(b)は多重度M=1と同時計数したスペクトルである。ここで見えている γ 線はほとんどがM \geq 2の核種の γ 線が混入したのである。M \geq 2の核種の断面積は100mb程度あるのに対し ^{103}In は30mb程度しかなく、流れ込みの γ 線の方が強く観測されている。このM=1のスペクトルの中から多重度が真に1の γ 線を探すためには、M=1とM=2の γ 線スペクトルを比較し、M=1のスペクトルにのみ現われるものを見ればよい。図2.7にM=1, 2, 3のスペクトルを載せた。この図から明らかなように、M=1のスペクトルだけに現われる γ 線はInのものである。図2.6(c)のスペクトルは、見やすくするために図2.6(b)のM=1のスペクトルからM=2のスペクトルを適当な係数を掛けて差し引いたものである。

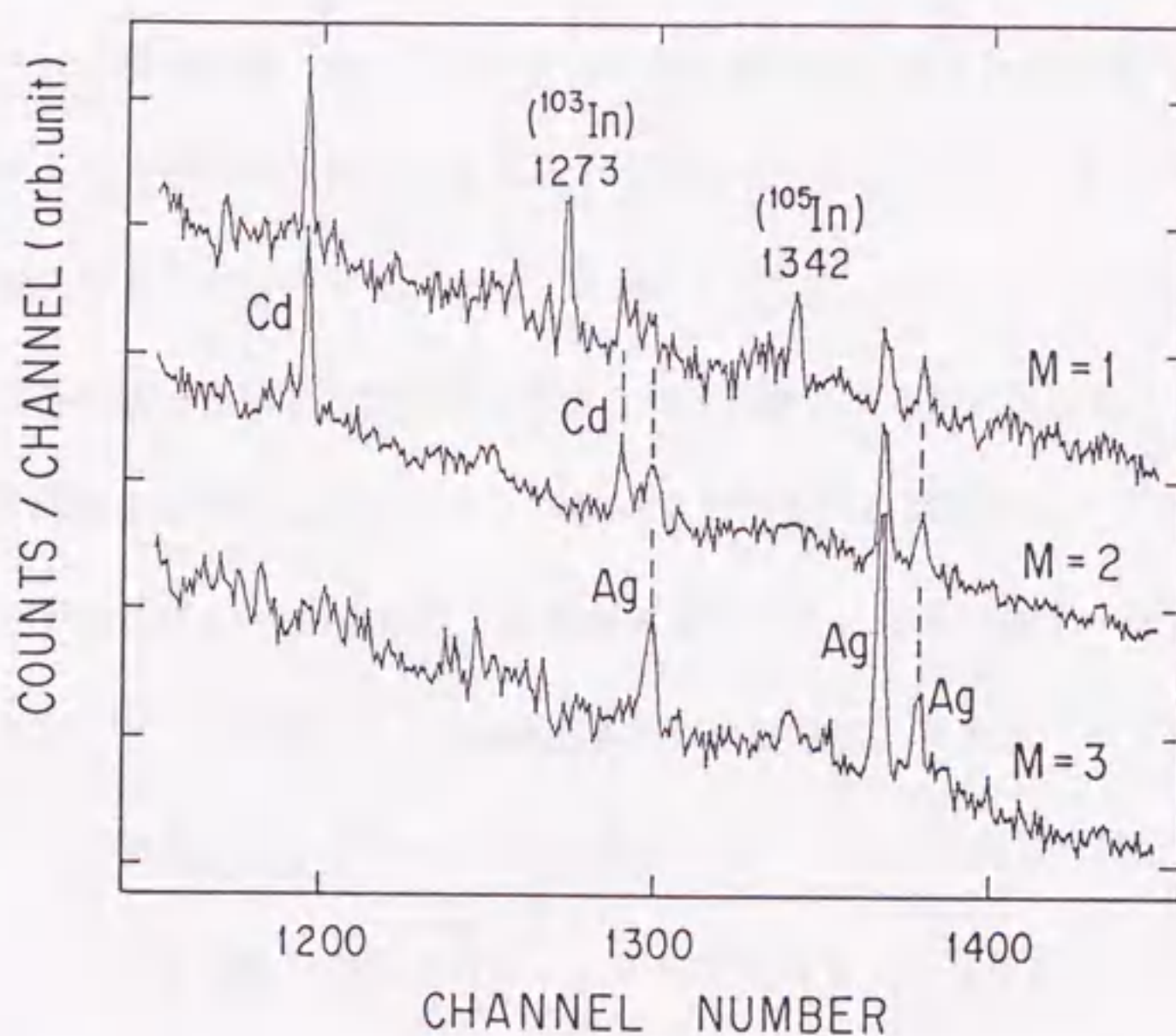
γ 線のシングル測定には、ターゲットから20cmの距離に置いた検出効率30%程度の横型Ge検出器を使用した。 γ 線のエネルギーと相対強度は、インビーム実験の後に ^{152}Eu 線源をターゲットのビーム照射位置において校正する。シングル測定は、角度分布を測定するときに通常 同時に行なった。 γ 線の強度は、角度分布の影響が小さくなるように 57° で評価した。この点では、ルジャンドルの多項式の $P_2(\cos\theta)$ の値がほぼ0となる。また



2.6

In-beam γ -ray spectra measured in the $^{48}\text{Ti} + ^{58}\text{Ni}$ reaction.

The spectrum (a) was measured without Si box. The spectrum (b) was measured with Si box; the signal of a γ -ray was gated by that of the p - γ (TAC) coincidence and that of the charged-particle multiplicity $M=1$. The spectrum (c) was obtained after subtracting a spectrum with $M=2$ from that with $M=1$.



2.7 Comparison of the γ -ray spectra with different charged-particle multiplicities.

These spectra were measured in the $^{48}\text{Ti} + ^{58}\text{Ni}$ reaction.

高次の多重度からの γ 線が重なっているときには、 $M+1$ のスペクトルを差し引いたスペクトルで評価した。しかし核種ごとにまじり方が違うために、この方法で求めた強度の誤差は大きい。さらに、 γ 線の強度が小さいためにシングル スペクトルでは判別できないときや、 γ 線ピークが二重線(doublet)などになって分離が難しいときは、 $\gamma-\gamma$ 同時測定のスpectrumを参考にして γ 線強度を求めた。エネルギーの精度は、誤差の小さいもので0.2keV程度である。また相対強度は、通常 強度の一番強い γ 線を100として表記した。相対強度の誤差は小さいもので5%程度である。

2-6 C $\gamma-\gamma$ 同時測定

$\gamma-\gamma$ 同時測定は、検出効率が約30%のGe検出器を4~6台用いて行った。ターゲット鉛直下に広口の液体窒素容器を置き、そこに垂直型のGe検出器を3~4台挿入した。水平方向からは横型のGe検出器を配置した。幾何学的な効率のみを考えれば、ターゲットから検出器までの距離は近いほうが当然よい。しかしインビーム実験ではカスケードに放出される γ 線の数が多い。このため一台の検出器の張る立体角が大きすぎると、複数の γ 線が一台の検出器で同時に計数されるために(サム コインシデンス)、 γ 線をピークとして検出する効率が落ちてしまう。付録A-5には、ターゲット-Ge検出器間の距離と $\gamma-\gamma$ 同時計数の効率との関係をのせた。測定対象とする励起準位のスピンの大きさによってこの距離の最適値は変わるが、本研究で対象とした励起エネルギー~5MeV程度までのスピンであれば7~10cm程度の距離が適当である。実験でもターゲットとGe検出器間の距離はおおよそ8cmにおいた。Ge検出器からの信号は、荷電粒子- γ (TAC)の同時信号と荷電粒子の多重度(M)でゲートをかける。このゲートを通じた信号はADCを経て、ラボ社の波高分析器AMS-1600に入る。いずれか2台もしくはそれ以上のADCで信号が同時(7 μ s以内)に発生した場合に、同時計数の事象として磁気テープにリストモードで記録する。どの核種においても $\gamma-\gamma$ 同時測定は約 1×10^8 の同時計数の事象を収集した。リスト モー

ドで記録したデータは測定後にVAX-780およびVAX-8550計算機で解析し、同時関係 (coincidence relation) を調べた。

2-6D γ 線の角度分布の測定

入射ビームによって持ち込まれる運動量のために、融合反応で生じた複合核の角運動量はビーム軸と垂直な平面内にある。これはビーム軸を量子化軸にとった時に、角運動量の磁気量子数 (m) が0近傍に整列したことに相当する。荷電粒子や中性子の放出さらに γ 線の放出に伴い核整列は徐々にくずれていくが、これは m の分布の広がりが大きくなっただけで依然 $m=0$ を中心としている。核整列した原子核から放出される γ 線は、その多重度と初期状態や終状態のスピンにより異なった角度分布をもつ。角度分布 $W(\theta)$ は次式のようにルジャンドルの多項式で展開できる。

$$W(\theta) = A_0 [1 + \alpha_2 A_{2\max} P_2(\cos\theta) + \alpha_4 A_{4\max} P_4(\cos\theta)] \quad (2.1)$$

ここで $A_{2\max}$ と $A_{4\max}$ は $m=0$ に完全に整列している時の値である。 α_2 と α_4 は m の分布の広がりに関係し、励起エネルギーが下がるにつれて小さくなる[33]。

$A_{2\max}$ と $A_{4\max}$ の値は低スピン状態になるほど大きい。しかし α_2 と α_4 は逆に小さくなるために、両者の積 $A_2 (\equiv \alpha_2 A_{2\max})$ 、 $A_4 (\equiv \alpha_4 A_{4\max})$ はほぼ一定の値となる。本研究で測定した純粋な四重極遷移(E2)の場合は $A_2 \sim +0.3$ 、 $A_4 \sim -0.06$ 、純粋な双極遷移(E1, M1)の場合は $A_2 \sim -0.2$ である。この A_2 の値から明らかなように、純粋なE2遷移はビーム軸方向($0^\circ, 180^\circ$)で γ 線の強度が強く、純粋なM1(E1)遷移では逆に垂直方向(90°)で γ 線の強度が強い。また純粋な遷移でない場合には、混合比 δ の大きさと符号によって角度分布は大きく変化する。詳細は付録A-6に載せるが、一例として $\Delta I=1$ のE2/M1の混合した遷移の角度分布を記しておく。 $\delta(E2/M1) > 0$ のときは δ が大きくなるにつれて A_2 は ~ -0.2 から次第に0に近づき、やがて逆転して $A_2 > 0$ となり純E2遷移と似たような角度分布になる。また $\delta < 0$ のときは A_2 は負の値をもち、 $|\delta|$ が大きくなるにつれて $|A_2|$ も大きくなる。

角度分布は、Ge検出器をターゲットから20cm離して測定した。Ge検出器はゴニオメーターの上に置き角度を変える。測定点は、ビーム軸に対して前方21°から105°まで12°おきにとった。各測定点でのビーム電流と測定時間を較正するために、固定した別なGe検出器で同時間測定し、そのスペクトルの中の γ 線強度を用いた。さらにSi-Box検出器による γ 線の吸収やターゲットの回転中心からのずれを補正するために、インビーム実験後にターゲットのビーム照射位置へ ^{152}Eu 線源をおき較正した。このようにして得られた角度分布を、式(2.1)に最小自乗法で合わせることににより A_2 と A_4 の値を求めた。

2-6 E γ 線の直線偏光度の測定

角度分布の測定からは γ 線の多重極度に関する情報を得ることができるが、そのパリティに関しては何も得られない。たとえば純粋なM1遷移とE1遷移とでは同じ角度分布を示す。 γ 線のもちだすパリティに関しては内部転換係数の測定や、 γ 線の直線偏光度を測定する必要がある。本研究では、 γ 線の直線偏光度を測定することによりパリティを決めた。

γ 線の直線偏光度の測定は、 γ 線のコンプトン散乱の断面積が γ 線の電気ベクトルの方向に依存することを利用する。この断面積は次のKlein-Nishinaの公式により与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{k^2}{k_0^2} \left(\frac{k}{k_0} + \frac{k_0}{k} - 2\sin^2\theta\cos^2\phi \right) \quad (2.2)$$

ここで k_0 は入射 γ 線のエネルギー、 k は散乱 γ 線のエネルギーで、

$$k = \frac{k_0}{1 + \left(\frac{k_0}{m_0 c^2} \right) (1 - \cos\theta)} \quad (2.3)$$

の関係がある。 θ は、入射 γ 線の進行方向に対する散乱 γ 線の放出角度である。また ϕ は、入射 γ 線の電気ベクトルとその進行方向の張る平面から測った散乱 γ 線の放出角度である。

式(2.2)によれば、入射 γ 線の電気ベクトルの向きと垂直方向($\phi=90^\circ$)にコンプトン散乱される断面積が大きい。これを古典的に解釈すれば、入射 γ 線の電気ベクトルの方向に電子が振動をうけ、そこから放射される散乱 γ 線は、電子の振動方向と垂直に放射されることに相当している。

角度分布の測定の時と同じ理由でビーム軸を量子化軸にとり、ビーム軸と垂直方向に放出された電氣的遷移の γ 線を例として考える。電氣的遷移の γ 線の電気ベクトルは量子化軸に平行であるから、コンプトン散乱した γ 線はビーム軸と入射 γ 線の張る平面に垂直な方向に放出される確率が高い。そこで図2.8に示したように、平板型のGe検出器をこの平面に垂直に置くと、平行に向けたときよりも γ 線ピークの強度が強く観測されることになる。磁氣的遷移の γ 線では電氣的遷移のときの逆になる。

本研究では、平板型のGe検出器(70mm ϕ ×15mm t)を直線偏光器として用いた。Geの結晶は冷却用支柱に平行に据え付け、この支柱を回転させることによりGe結晶の向きを変えることができる。偏光器はターゲットの鉛直下で、ターゲットとGe結晶の中心間距離10cmのところに置き、ビーム軸に平行な向きと垂直な向きでの γ 線の強度を測定した。角度分布の測定のとおりと同様に、固定した別のGe検出器で測定した γ 線強度により、それぞれの向きのビーム強度と測定時間の較正をした。またターゲット中に生じた放射性核種を用いて、Si-Box検出器およびターゲット箔での γ 線の吸収を補正した。

γ 線の直線偏光度 P_θ は γ 線の角度分布の係数 A_2 や A_4 などから計算することができる[34, 35]。純E1遷移の場合は

$$P_{90} = -\frac{3A_2}{2-A_2} \quad (2.4)$$

であり、純M1遷移の場合は符号のみが逆になる。M1/E2が混合した遷移の場合は付録A-6に載せてある。ここで P_θ は、ビーム軸に対して θ の角度で測定したときの直線偏光度で

$$P_{\theta} = \frac{n_{\parallel} - n_{\perp}}{n_{\parallel} + n_{\perp}} \quad (2.5)$$

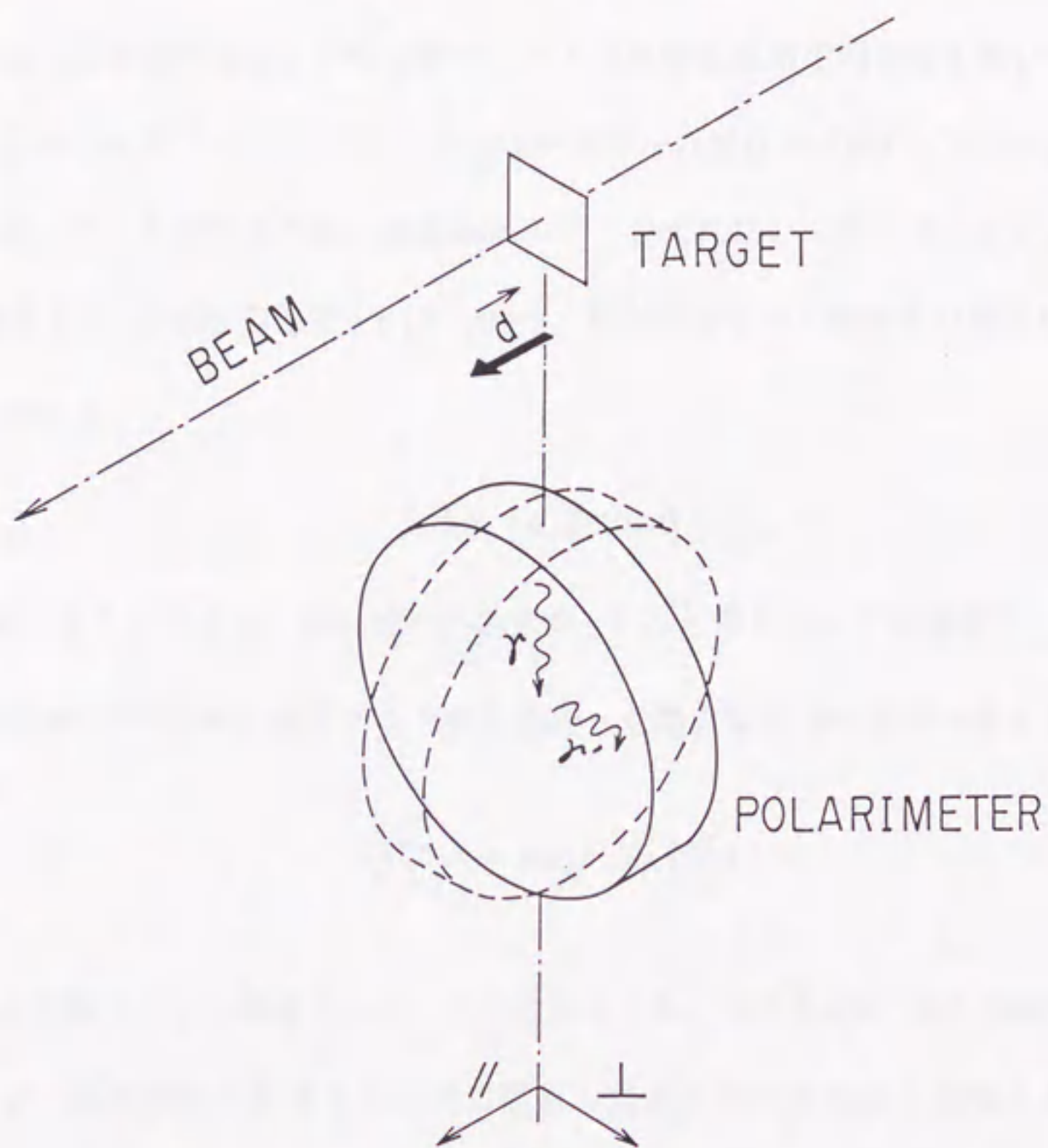
により定義される。 n_{\parallel} (n_{\perp}) は電気ベクトルが量子化軸に平行 (垂直) な γ 線の数である。

遷移の型がすでに分かっている γ 線の P と、直線偏光器で得られた

$$P_{\theta}^{\text{exp}} = \frac{N_{\parallel} - N_{\perp}}{N_{\parallel} + N_{\perp}} \quad (2.6)$$

とを比較することにより、偏光器の感度を知ることができる。注意しておく必要があるのであるのは、実験値 N_{\parallel} (N_{\perp}) はビーム軸に平行 (垂直) に偏光器を向けたときの γ 線の強度であり、 P と P^{exp} との符号は逆になる。偏光器の感度はエネルギー依存性をもち、500 keV あたりが最も高く 5% 程度である。これよりも低エネルギー側では、コンプトン散乱した γ 線が Ge 検出器から逃げにくくなるために感度が落ち、200 keV 以下ではほとんど 0% である。また高エネルギー側では、式 (2.2) と (2.3) から分かるように、 $\phi = 0^{\circ}$ と 90° でのコンプトン散乱の断面積の差が小さくなるために感度が落ちる。

本研究で用いた偏光器の感度は大きくないが、電氣的遷移か磁氣的遷移かを区別するには十分であった。ただし偏光度の誤差が大きくなるために、偏光度の値自身を求めることには特に努力を払わなかった。コンプトン散乱した γ 線のみを検出するように、複数の Ge 検出器で偏光器を構成した場合は偏光器の感度は高くなる (例えば [35, 36])。しかしこの偏光器を用いた予備的な実験では、 γ 線スペクトルのバックグラウンドが高くなるために実用的でなかった。これは重イオンを用いた融合反応では、統計的遷移の γ 線が多く放出されるためではないかと推測される。この γ 線は 1~2 MeV の連続的なエネルギー分布をもち、そのエネルギーのために他の低エネルギーの γ 線よりもコンプトン散乱の断面積が大きい。したがって統計的遷移の γ 線は、複数の Ge 検出器で構成した偏光器では効率よく検出されてしまうことになる。



☒ 2.8 The principle of γ -ray linear polarization measurements.

The polarimeter is set parallel or perpendicular to the direction of the beam. An E1 γ -ray is emitted by the dipole parallel to the beam direction. This γ -ray has a larger Compton cross section scattered to the perpendicular direction than that scattered to the parallel direction.

2-6 F 反跳距離法 (RDM) による励起準位の寿命測定

動いている原子核から放出される γ 線はドップラーシフトをする。そこで核反応で生じた複合核をターゲット中に止めずに突き抜けさせ、距離 d だけ離れた停止用箔で複合核を止めるように装置を組む。するとターゲット箔と停止用箔の間を飛んでいるときに放出される γ 線はドップラーシフトのためにエネルギーがずれる(飛行ピーク)。一方、停止用箔に止まってから放出される γ 線はエネルギーがずれない(停止ピーク)。エネルギーのずれ(ΔE_γ)は、生成核の速度を $\beta (\equiv v/c)$ 、検出器のビーム軸からの角度を θ とすると次式で表わされる。

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma \beta \cos \theta \quad (2.7)$$

距離 d を変えることにより、飛行ピークの強度(I_f)と停止ピークの強度(I_s)の比が変化する。崩壊率 λ の準位から遷移する γ 線を観測した場合には次の関係が得られる。

$$\frac{I_s}{I_s + I_f} = \exp \left[-\lambda \left(\frac{d}{v} \right) \right] \quad (2.8)$$

インビーム実験では、 γ 線はカスケードに放出される。そのためにある励起準位の寿命を決めるには、その準位に到達するまでに経過してきた準位の寿命を考慮する必要がある(付録A-7)。ただし、対象とする準位の寿命が上位の準位の寿命に比較して十分長い場合は、この影響は無視できる。

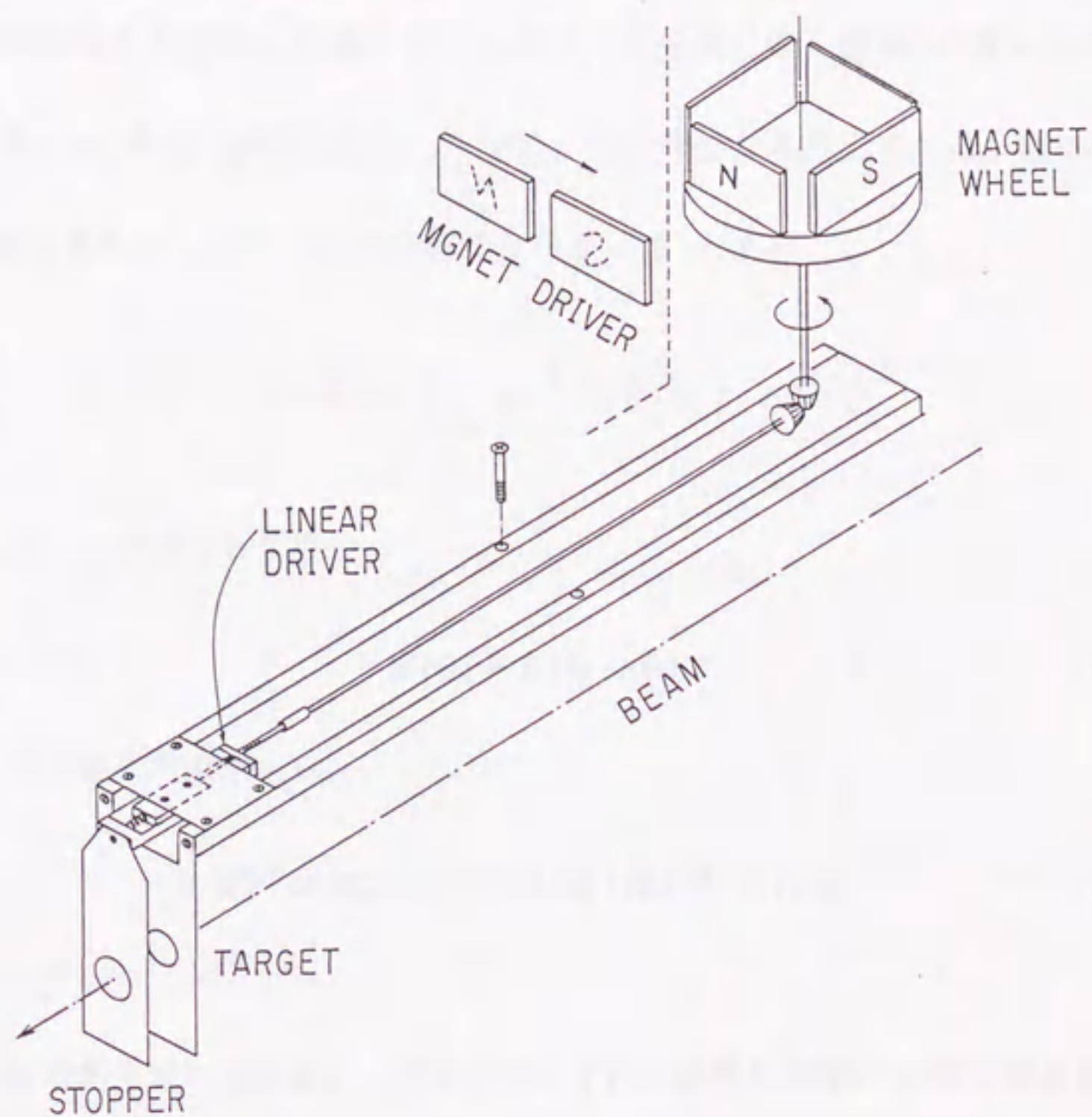
本研究では、停止用箔とターゲット箔の距離を変化させるために、図2.9に示したブランジャーを製作した。ターゲット箔と停止用箔は、穴の開けたBe板に箔の周囲を瞬間接着材で貼ってとめた。ターゲット箔の位置は固定し、停止用箔が0から3mmの範囲で移動するようにした。4枚の磁石よりなる回転子(ホイール)を真空槽の外から別の磁石で駆動することにより、停止用箔の位置を変えることができる。外の磁石の磁極を反転することにより回転子は1/4回転し、これによって停止用箔が約0.1mm移動する。このブランジャーは、Si-Box検出器を冷やすための冷却用支柱の上に装着する。そこでブランジャーが冷

えすぎて動かなくなるのを避けるために、ブランジャーには熱的な遮蔽を施した。距離 d を長くとることにより、より長い寿命の測定まで可能となる。しかし反面、Si-Box検出器の隙間が広くなるために高次の多重度をもつ生成核からの γ 線の流れ込みが大きくなり、 γ 線スペクトルのバックグラウンドが増加する。距離の精度はターゲット箔と停止用箔の平面度で決まり、0.05mm程度である。本研究で用いた核反応で生ずる生成核の β は4%程度であり、1mmあたり約80psに相当する。従って、このブランジャーで測定可能な寿命は数psから1ns程度である。

実験はビーム軸に対し前方(20°)と後方(145°)および 90° に、ターゲットから15cmの距離を離してGe検出器を置き測定した。Ge検出器の張る立体角 $\delta\theta$ によって生ずる飛行ピークのエネルギーの広がり $\delta(\Delta E)$ は次式で表される。

$$\delta(\Delta E_\gamma) = E_\gamma \beta \sin\theta \cdot \delta\theta \quad (2.9)$$

この式から明らかなように、 γ 線のエネルギーが高くなるにつれて飛行ピークのエネルギー幅は広がる。そのために、飛行ピークは他のピークと重なるなどして正確な強度を求めることが困難になることが多い。その場合には停止ピークの強度を、同じスペクトル中に現われる半減期の十分長い γ 線の強度と比較することによって崩壊曲線を求めた。 ^{107}Sn の崩壊曲線は、停止ピークの強度を1800-2000keVの領域の全面積と比較した。前方と後方の検出器で観測される飛行ピークは逆方向に移動するために、どちらかの検出器でピークが重なって観測されても他では重ならないことが多い。 90° 方向に置いたGe検出器では、式(2.9)から明らかなように飛行ピークのエネルギー幅が広がるため、幅の広いピークの上に鋭い停止ピークが乗った形の γ 線のピークとなる。そこで幅の広いピークとその上の鋭いピークの比から、寿命を推測することができる。この方法は精度は良くないが、 γ 線スペクトルのピークの数が増えない利点がある。生成核の速度(v)は、飛行ピークと停止ピークのエネルギー差および検出器の置かれた角度から求めた。この値は運動力学的に計算した場合と5%以内の精度で一致していた。



⊠ 2.9 A schematic drawing of the plunger for the recoil distance method.

The stopper foil is moved by the linear driver which is controlled by a pair of magnets outside the vacuum chamber.

2-6 G 積分摂動角度分布法による g 因子の測定

原子核は磁気モーメントを持っているために、静磁場中におかれた原子核は歳差運動をする。歳差運動の角速度 ω_L は原子核の g 因子と原子核に働く磁場 H の積に比例する。原子核が平均寿命 τ の準位で歳差運動をした時に、その準位から放出される γ 線の角度分布 $\tilde{W}(\theta)$ は、歳差運動をしなかった時の角度分布を $W(\theta)$ とすると、

$$\tilde{W}(\theta) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau}} W(\theta - \omega_L t) dt \quad (2.10)$$

で表わされる。 $\omega_L \tau \ll 1$ のときは

$$\tilde{W}(\theta) \approx W(\theta - \Delta\theta) \quad (2.11)$$

となる。ここで歳差角 $\Delta\theta = \omega_L \tau$ は

$$\Delta\theta [\text{degree}] = 0.4 g H [\text{MG}] T_{1/2} [\text{ps}] \quad (2.12)$$

の関係にある。

微少な歳差角を求めるために、角度分布のずれに敏感な角度に Ge 検出器を置き、ターゲットと検出器を含む平面に垂直な方向(ここでは鉛直方向)に磁場を上向きにかけた場合と下向きにかけた場合の γ 線の強度比を測定する。通常ビーム軸に対して対称な位置に Ge 検出器を2台おいて強度比を測定する。実験はターゲットから 15 cm の距離を離して $\pm 50^\circ$ の位置に Ge 検出器を置き、 γ 線の強度を測定した。測定した強度比

$$R = \frac{I(50^\circ, \uparrow) + I(-50^\circ, \downarrow)}{I(50^\circ, \downarrow) + I(-50^\circ, \uparrow)} \quad (2.13)$$

から、

$$\Delta\theta = \frac{1-R}{2S} ; S \equiv \frac{dW/d\theta}{W} \quad (2.14)$$

の関係を用いて歳差角 $\Delta\theta$ を求める(詳細は付録 A-8)。ただし、この方法で測定される歳差角は一つの励起準位だけで歳差運動をしたものではなく、上位の準位の歳差角をすべて背おっていることに留意する必要がある(式(3.2)参照)。

原子核に強磁場をかけるために、強磁性体であるGd中でSnに働く内部磁場を用いた。Gdはキュリー一点が308Kである。そのため、鉄のヨークに瞬間接着材で貼り付けられたターゲットは、液体窒素温度の冷却用支柱に取り付けて冷やす(図2.3)。励磁は真空槽の外から永久磁石で行なった。この磁石のN極とS極とを反転することによりSnに働く磁場の向きを変えた。外部磁場の強さはターゲットの中心で約400Gである。

内部磁場には、原子核が高速で強磁性体中を移動するときに受ける過渡磁場(transient field)と、強磁性体中に静止してから受ける静磁場(static field)がある。前者は、強磁性体中の偏極した電子が原子・原子の衝突で直接s軌道に入ることに起因し、 $\sim 20\text{MG}$ の磁場である。ただし相互作用の時間は動いているときだけで $\sim 0.5\text{ ps}$ である。後者は、打ち込まれた原子核の1s軌道が強磁性体中のf電子によって偏極されることによるもので、打ち込まれる元素により符号も大きさも異なる。この実験で得られたGd中でSnに働く内部磁場(静磁場)は、約 -40 kG であった。

第3章 実験結果

§3-1 はじめに

核構造を研究する立場から見たときに、偶偶核 ^{106}Sn とその周囲の奇核は ^{100}Sn への最前線に位置している。これらの原子核の励起準位の性質は、実験的に調べるのが困難であったために、ほとんど明らかにされていない。本研究では、Si-Box検出器を用いたインビーム実験により $^{103,105,107}\text{In}$, $^{106,107,108}\text{Sn}$, ^{109}Sb の励起準位に関する実験結果を得ることができた。

本章は実験結果について記述し、六つの節より構成する。3-2節では、 ^{106}Sn の励起準位の寿命やg因子などの電磁氣的性質を中心とした実験結果を記す。 ^{108}Sn の励起準位に関する実験結果もこの節に載せる。3-3節から3-6節では、奇核 ^{105}In , ^{103}In , ^{107}Sn , ^{109}Sb の励起準位のエネルギー・スピン・パリティ・寿命に関する結果を記述する。 ^{107}In の励起準位の寿命の実験結果は3-3節に含める。

§3-2 ^{106}Sn の励起準位

$^{51}\text{V}(^{58,60}\text{Ni}, 1p2n)$ 反応で得られた $^{106,108}\text{Sn}$ のシングルスペクトルを図3.1に示した。また、 $^{106,108}\text{Sn}$ の励起準位からの γ 線の電磁氣的性質は表3.1にまとめた。この表の中の角度分布の係数は $^{54}\text{Fe}(^{58}\text{Ni}, \alpha 2p)^{106}\text{Sn}$ 反応および $^{54}\text{Fe}(^{58}\text{Ni}, 4p)^{108}\text{Sn}$ で得られた値である。 $\gamma-\gamma$ の同時関係や γ 線の強度収支・角度分布の係数・直線偏光度の実験結果より作成した準位図を図3.2に示す。これらの準位図は、Azaiezら[7]が提案したものとほとんど矛盾していない。ただし彼らは、 $^{106,108}\text{Sn}$ のスピン14の状態を偶パリティとしているが、本実験では奇パリティとした。なぜなら角度分布および直線偏光度の測定結果によると、図3.3に示すように、 $^{106,108}\text{Sn}$ の $14 \rightarrow 13^-$ 遷移はそれぞれ混合比 $\delta(E2/M1) = -0.20(5)$ と $-0.6(2)$ をもち、 $\Delta\pi = +$ の遷移だからである。

^{106}Sn の 6^+ 準位の寿命は $p-\gamma$ の遅延同時計数法により求めた。TACのスペクトルの時間分解能は1MeV程度のエネルギーに対して半値幅で約8nsである。 6^+ 準位の寿命はこれよりも短いために、重心法で半減期を求めた。 γ 線のエネルギーを横軸にしてTACの重心を図3.4に示した。図3.4の下曲線は即発(prompt)曲線で、 ^{106}Sn の 8^+ 準位以上の励起状態から放出された γ 線とスペクトルの中に混じってくる他の核種の γ 線より作成した。これに対して上の曲線は、 6^+ 準位より下で放出される γ 線に対するものである。この2本の曲線のずれが 6^+ 準位の寿命に対応し、平均寿命 $3.3(7)\text{ns}$ 、すなわち $T_{1/2}=2.3(5)\text{ns}$ である。この値はAndrejtscheffら[8]が $\gamma-\gamma$ 遅延同時計数法で測定した $T_{1/2}=2.8(5)\text{ns}$ と誤差の範囲で一致している。

$^{106}, ^{108}\text{Sn}$ の 10^+ 準位の寿命は反跳距離法により求めた。図3.5に ^{106}Sn の $12^+ \rightarrow 10^+ \rightarrow 8^+$ のカスケードの崩壊曲線を示した。 $x=0$ の点での値は、それぞれの γ 線の相対強度に比例するようにとってある。 $12^+ \rightarrow 10^+$ の崩壊に対して、 $10^+ \rightarrow 8^+$ は遅い崩壊を示している。 10^+ 準位に遷移してくる寿命の短い成分が十分崩壊したところでは、付録A-7に記述した方法により、 10^+ 準位の寿命を求めることができる。 $10^+ \rightarrow 8^+$ の曲線の傾きを α 、 $12^+ \rightarrow 10^+$ と $10^+ \rightarrow 8^+$ の曲線の間隔を Δx とすると、 10^+ 準位の崩壊定数 λ は

$$\lambda = \frac{\alpha}{1 - e^{-\alpha \Delta x}} \quad (3.1)$$

で表わされる。図3.5に示した値を用いて計算すると $T_{1/2}(10^+) = 25(4)\text{ps}$ となる。 $14^- \rightarrow 13^-$ の崩壊曲線は $T_{1/2} \leq 20\text{ps}$ である。 $15^- \rightarrow 13^-$ の遷移は $T_{1/2} = 6\text{ps}$ であり、 14^- 状態に遷移してくる γ 線もこれと同程度の寿命を担っていると推測される。したがって 14^- 準位の寿命は $T_{1/2}(14^-) \leq 15\text{ps}$ と見積もることができる。

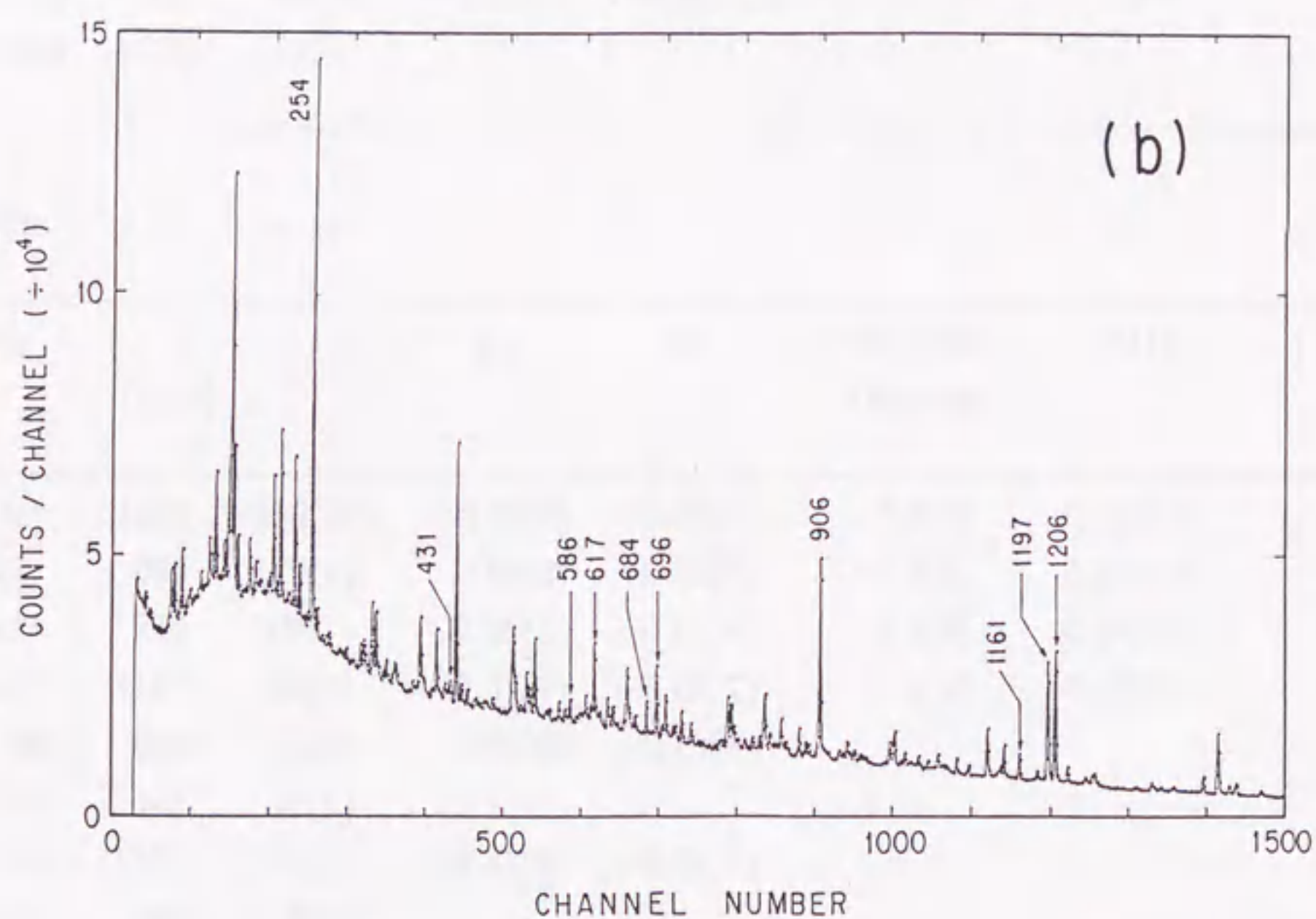
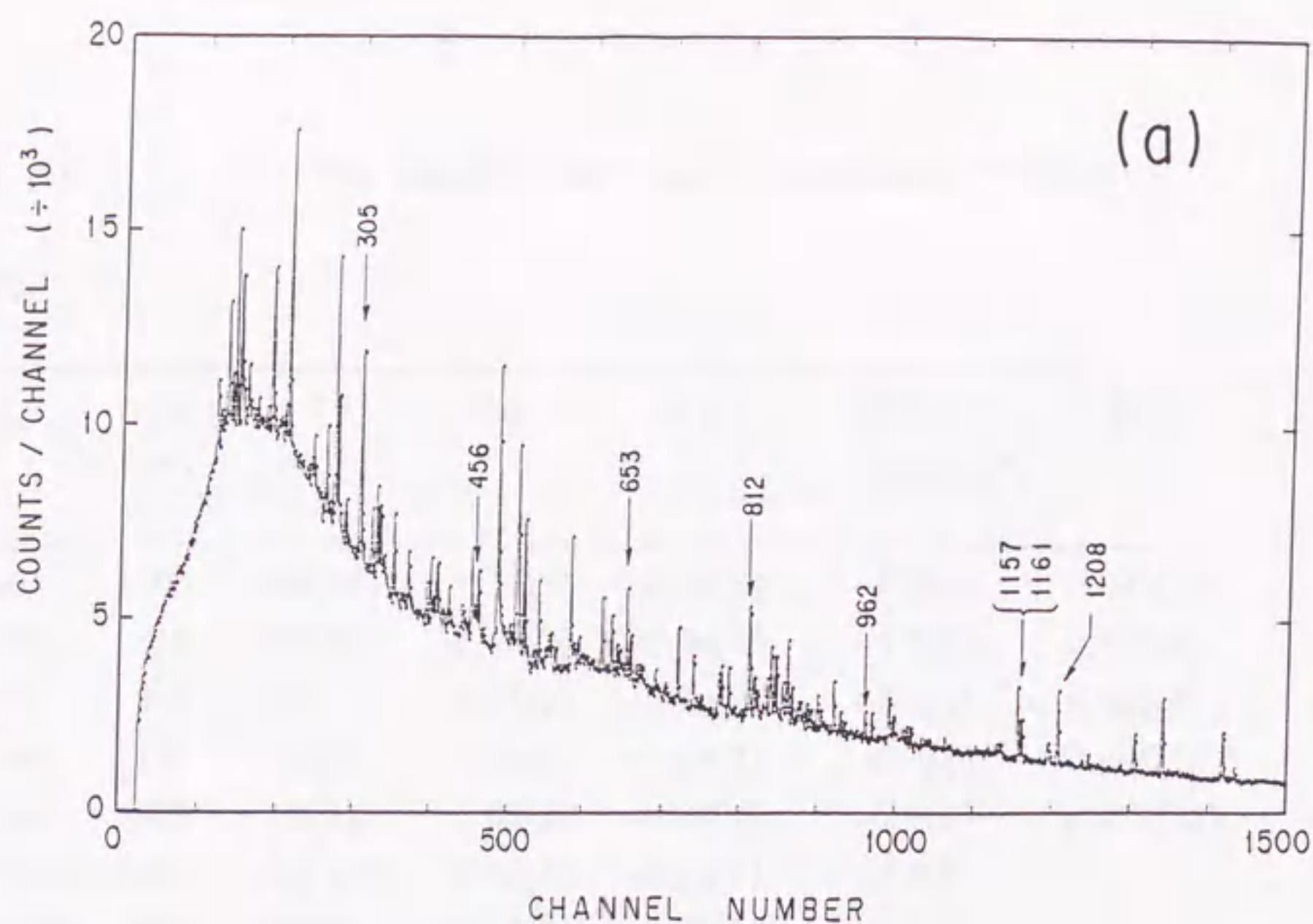
図3.6には ^{108}Sn の $12^+ \rightarrow 10^+ \rightarrow 8^+$ のカスケードの崩壊曲線を示した。 $12^+ \rightarrow 10^+$ の遷移は $10^+ \rightarrow 8^+$ の遷移に対し十分早く崩壊している。したがって、 $10^+ \rightarrow 8^+$ の崩壊曲線が 10^+ 準位の半減期 $T_{1/2}(10^+) = 184(15)\text{ps}$ を与える。Hassら[10]は ^{108}Sn の 8^+ 準位に $T_{1/2} =$

110psの寿命があると報告しているが、これは 10^+ 準位の半減期を誤認していると考えられる。 8^+ 準位には 10^+ 準位からだけではなく、例えば $9^- \rightarrow 8^+$ の遷移(図3.6(e))のように、他の準位からも寿命の短い成分が流れ込んできている。これらの早い成分と 10^+ 準位からの成分を合成するとみかけ100ps程度の半減期となる。図3.6(b), (c), (d)の曲線には $T_{1/2}=60\text{ps}$ の寿命の長い成分が含まれている。この成分は 14^- 準位の寿命に起因していると推測される。

g 因子の測定で得られた γ 線の強度比 R (式2.13)を図3.7に示した。この図から分かるように、 6^+ 準位で歳差角が大きくなっている。 6^+ 準位での歳差角($\Delta\theta$)は次式で計算される。

$$\Delta\theta(6^+) = \frac{1-R(6^+)}{2S(6^+)} - \frac{1-R(8^+)}{2S(8^+)} \quad (3.2)$$

ここで $S(I)$ は式(2.14)で定義され、角度分布の大きさに関係する量である。表3.1には、 $R(I)$ とともに $S(I)$ の値も載せてある。 2^+ と 4^+ 準位の寿命は 6^+ 準位に比べて十分短いため、これらの準位での歳差角は無視できる。そのため ^{106}Sn の $R(6^+)$ は、 2^+ 、 4^+ 、 6^+ 準位の $R(I)$ を平均した値を用いた。また $R(8^+)$ は、 8^+ 、 10^+ 、 12^+ 準位の $R(I)$ を平均した。 ^{108}Sn は誤差が十分小さいので、 6^+ 準位と 8^+ 準位の $R(I)$ の値をそのまま用いた。結果は、 $\Delta\theta(6^+; ^{106}\text{Sn}) = -2.62^\circ(71)$ 、 $\Delta\theta(6^+; ^{108}\text{Sn}) = -2.47^\circ(39)$ であった。Gd中で働く内部磁場が ^{106}Sn と ^{108}Sn で同じであると仮定して、式(2.12)に両者の 6^+ 準位の半減期を代入することにより、
 $g(6^+; ^{106}\text{Sn}) = 3.4(13) \times g(6^+; ^{108}\text{Sn})$ の関係が得られる。Hassら[10]の報告している $g(6^+; ^{108}\text{Sn}) = -0.04(2)$ の値を用いると、 ^{106}Sn の 6^+ 準位の g 因子 $g(6^+; ^{106}\text{Sn}) = -0.14(9)$ が求まる。



☒ 3.1 Singles spectra of γ -rays from (a) ^{106}Sn and (b) ^{108}Sn .

Gamma-ray spectra were taken using the Si box. Because of incomplete discrimination of the charged-particle multiplicity these spectra were contaminated by γ -rays from In and Cd with higher multiplicities.

表 3.1

The properties of γ -ray transitions in $^{106,108}\text{Sn}$. ^{106}Sn :

$I_i \rightarrow I_f$	E_γ (keV)	I_γ	A_2	A_4	$S(I) \times 10^3$ (degrees $^{-1}$)	$R(I)$	$[1-R(I)]/S(I)$ (degrees)
$2^+ \rightarrow 0^+$	1208	100(10)	0.29(2)	-0.05(7)	-7.2(5)	0.941(12)	-8.2(18)
$4^+ \rightarrow 2^+$	812	100(5)	0.28(2)	-0.05(4)	-7.0(5)	0.952(8)	-6.9(12)
$6^+ \rightarrow 4^+$	305	100	0.27(2)	-0.10(4)	-6.7(5)	0.951(8)	-7.3(13)
$8^+ \rightarrow 6^+$	1157	90(6)	0.34(3)	-0.06(7)	-8.4(7)	0.986(12) ^a	-1.7(15)
$10^+ \rightarrow 8^+$	653	72(4)	0.32(2)	-0.07(4)	-7.9(5)	0.979(15)	-2.7(19)
$12^+ \rightarrow 10^+$	1161	45(10)	0.31(3)	-0.05(7)	-7.7(7)	^a	
$13^- \rightarrow 12^+$	962	36(4)	-0.15(8)	0.07(12)			
$14^- \rightarrow 13^-$	456	22(4)	-0.53(8)	-0.03(12)			
$15^- \rightarrow 13^-$	1129	17(5)					

 ^{108}Sn :

$I_i \rightarrow I_f$	E_γ (keV)	I_γ	A_2	A_4	$S(I) \times 10^3$ (degrees $^{-1}$)	$R(I)$	$[1-R(I)]/S(I)$ (degrees)
$2^+ \rightarrow 0^+$	1206	110(10)	0.29(2)	-0.05(7)	-7.2(5)	0.943(4)	-7.9(8)
$4^+ \rightarrow 2^+$	906	110(5)	0.29(2)	-0.08(4)	-7.2(5)	0.950(4)	-7.0(7)
$6^+ \rightarrow 4^+$	254	100	0.29(2)	-0.07(4)	-7.2(5)	0.949(3)	-7.1(6)
$8^+ \rightarrow 6^+$	1197	84(6)	0.31(2)	-0.05(7)	-7.7(5)	0.982(5)	-2.3(7)
$10^+ \rightarrow 8^+$	696	28(2)	0.27(3)	-0.10(7)			
$10_2^+ \rightarrow 8^+$	940	10(2)					
$12^+ \rightarrow 10^+$	1161	15(5)	0.31(3)	-0.05(7)			
$8^- \rightarrow 8^+$	586	8(2)					
$9^- \rightarrow 8^+$	617	26(3)	-0.24(3)	0.03(7)			
$13^- \rightarrow 12^+$	684	14(2)	-0.26(3)	-0.00(7)			
$14^- \rightarrow 13^-$	431	5(2)	-0.93(14)	0.13(21)			
$14^- \rightarrow 13_2^-$	214	2(1)					
$14^- \rightarrow 12^-$	571	3(1)					
$15_2^- \rightarrow 13^-$	1096	4(2)					

(continued)

表 3.1 (continued)

The relative γ -ray intensities I_γ and the angular distribution coefficients A_2 and A_4 of transitions in $^{106,108}\text{Sn}$ have already been reported in ref [7] but the tabulated values are those obtained in the present study. The sensitivities $S(I)$ are given only for the transitions involved in the g -factor measurements. The ratios $R(I)$ were obtained in the present IPAD experiments.

^a Since the peaks for the $12^+ \rightarrow 10^+$ and $8^+ \rightarrow 6^+$ transitions were close to each other, $R(8^+)$ was evaluated from the sum of their peak areas.

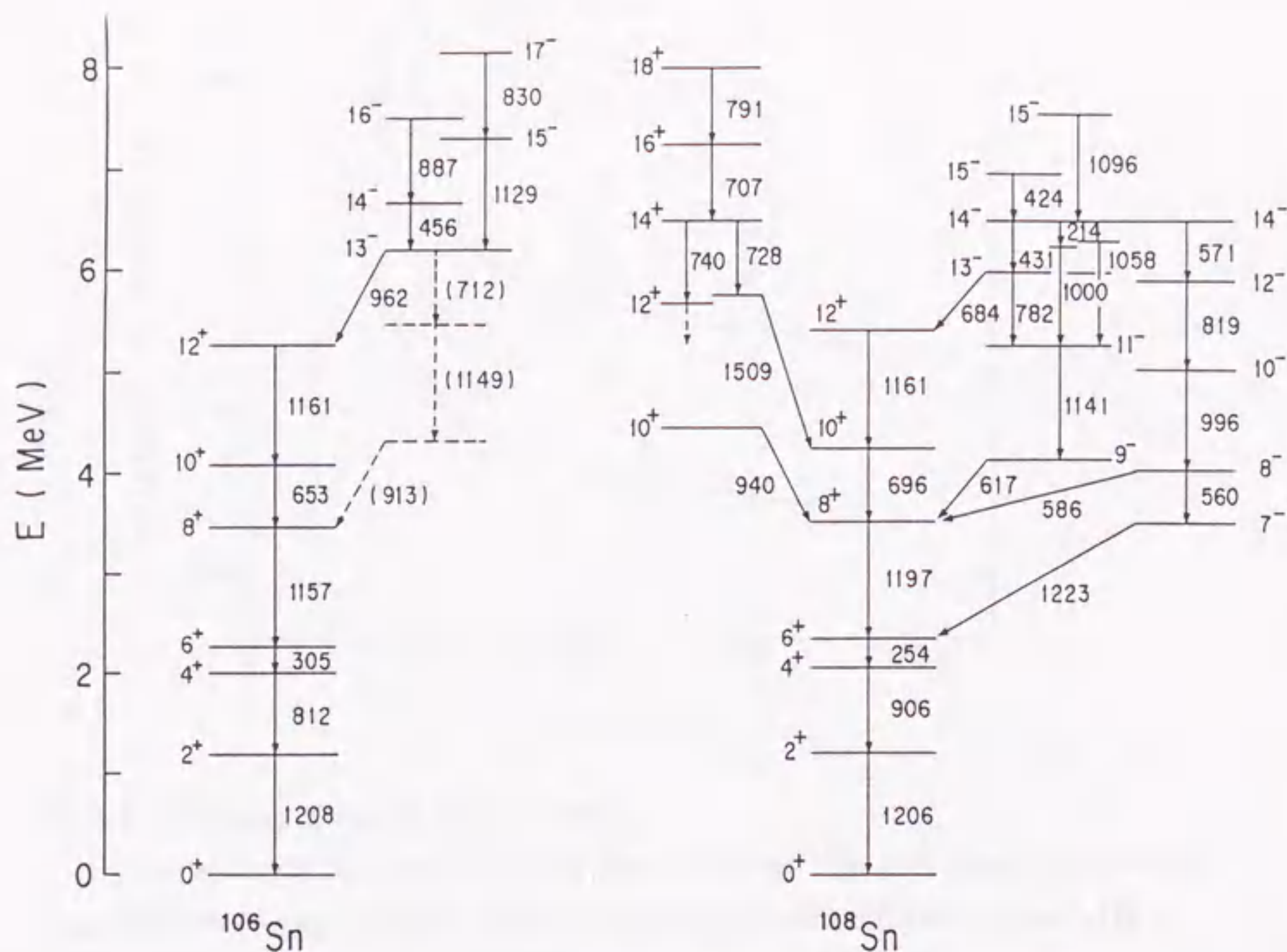


Fig. 3.2 Levels of $^{106,108}\text{Sn}$ involved in the present study.

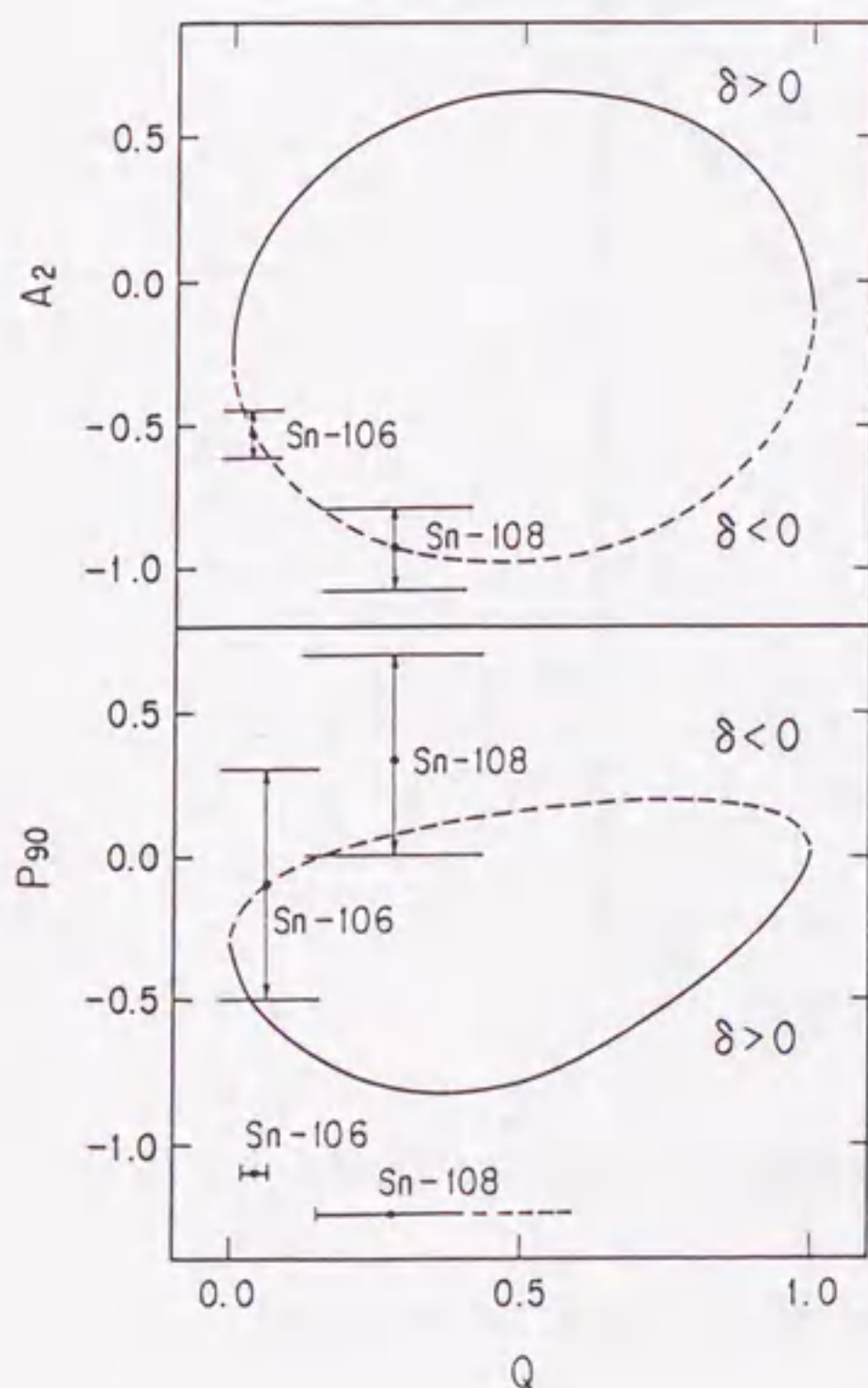
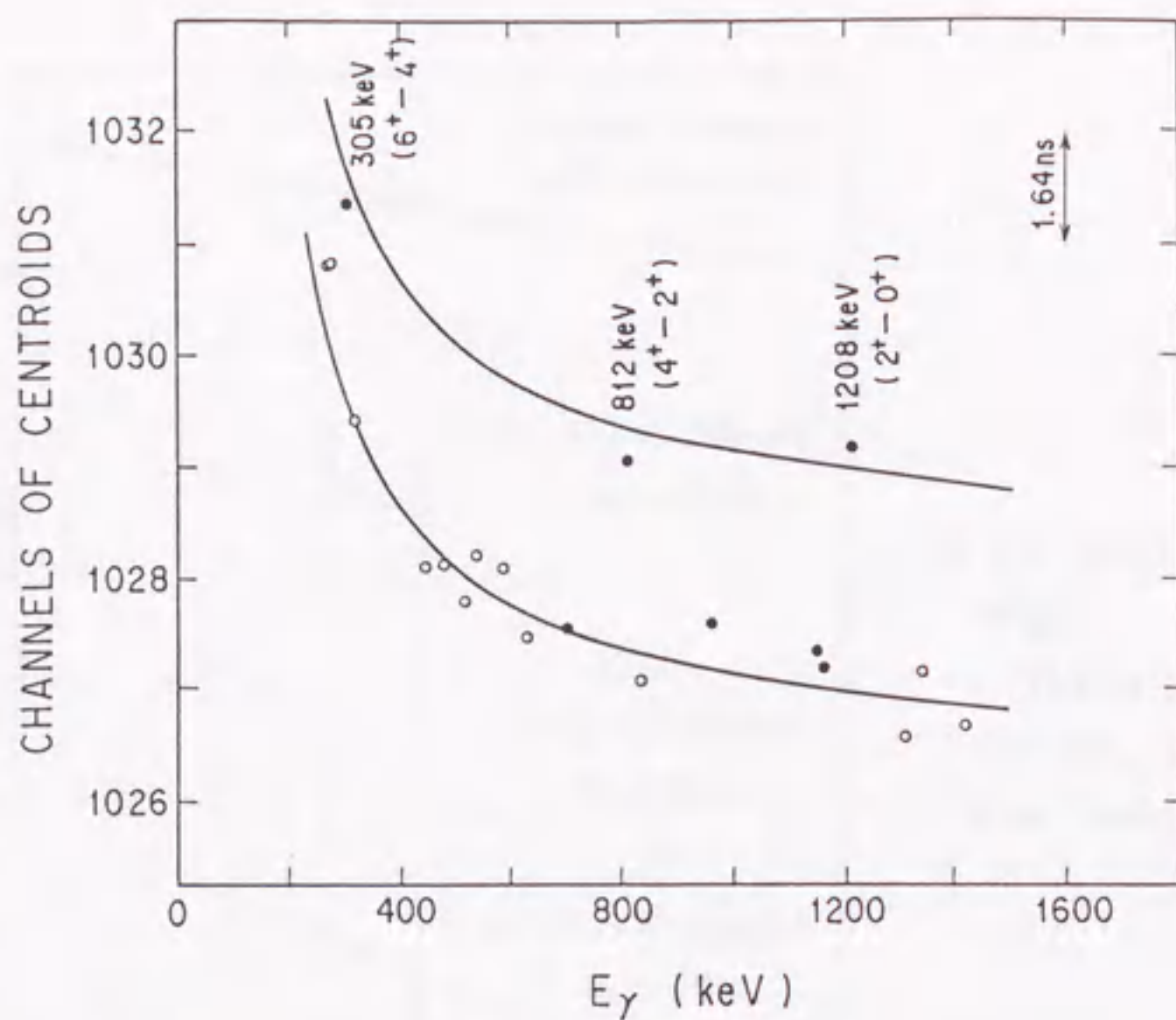


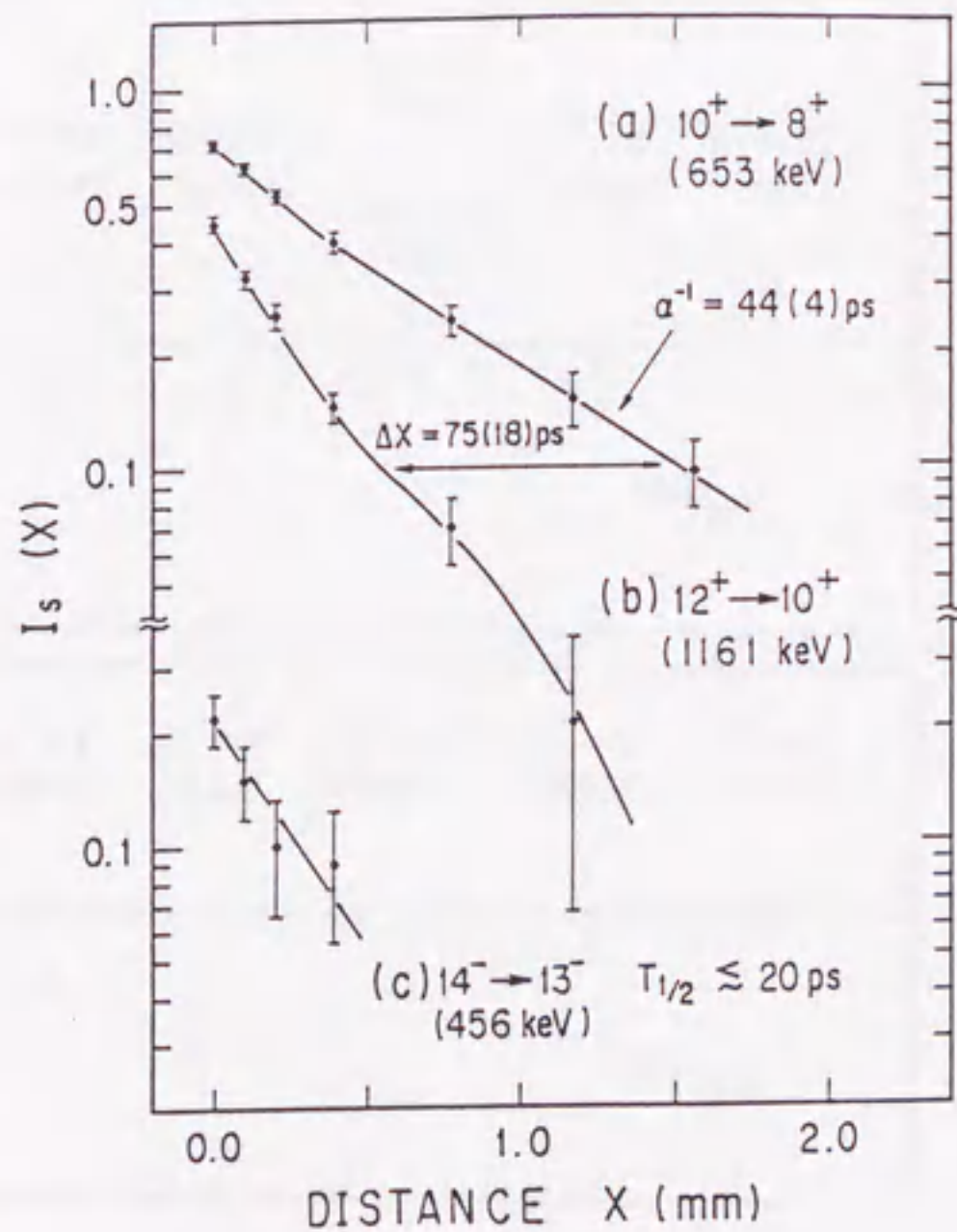
Fig. 3.3 Angular distribution coefficient A_2 and linear polarization P_{90} for the $14^- \rightarrow 13^-$ transitions in $^{106,108}\text{Sn}$.

The coefficients A_2 and the linear polarization P_{90} are plotted against the ratio $Q \equiv \delta^2/(1+\delta^2)$; the sign of P_{90} should be inverted for the $14^+ \rightarrow 13^-$ transition. The parameter σ/J is taken to be 0.25. Experimental values of A_2 and P_{90} for the transitions in $^{106,108}\text{Sn}$ are denoted by the segments showing allowed regions.



☒ 3.4 Lifetimes of the 6^+ state in ^{106}Sn .

The centroids of particle- γ time spectra from ^{106}Sn and others are plotted against the γ -ray energies. They are distributed around two curves with a separation of $3.3(7)$ ns, leading to $T_{1/2}(6^+) = 2.3(5)$ ns.



☒ 3.5 Decay curves for the transitions in ^{106}Sn measured by recoil distance method.

Decay curves for the (a) $10^+ \rightarrow 8^+$, (b) $12^+ \rightarrow 10^+$ and (c) $14^- \rightarrow 13^-$ transitions.

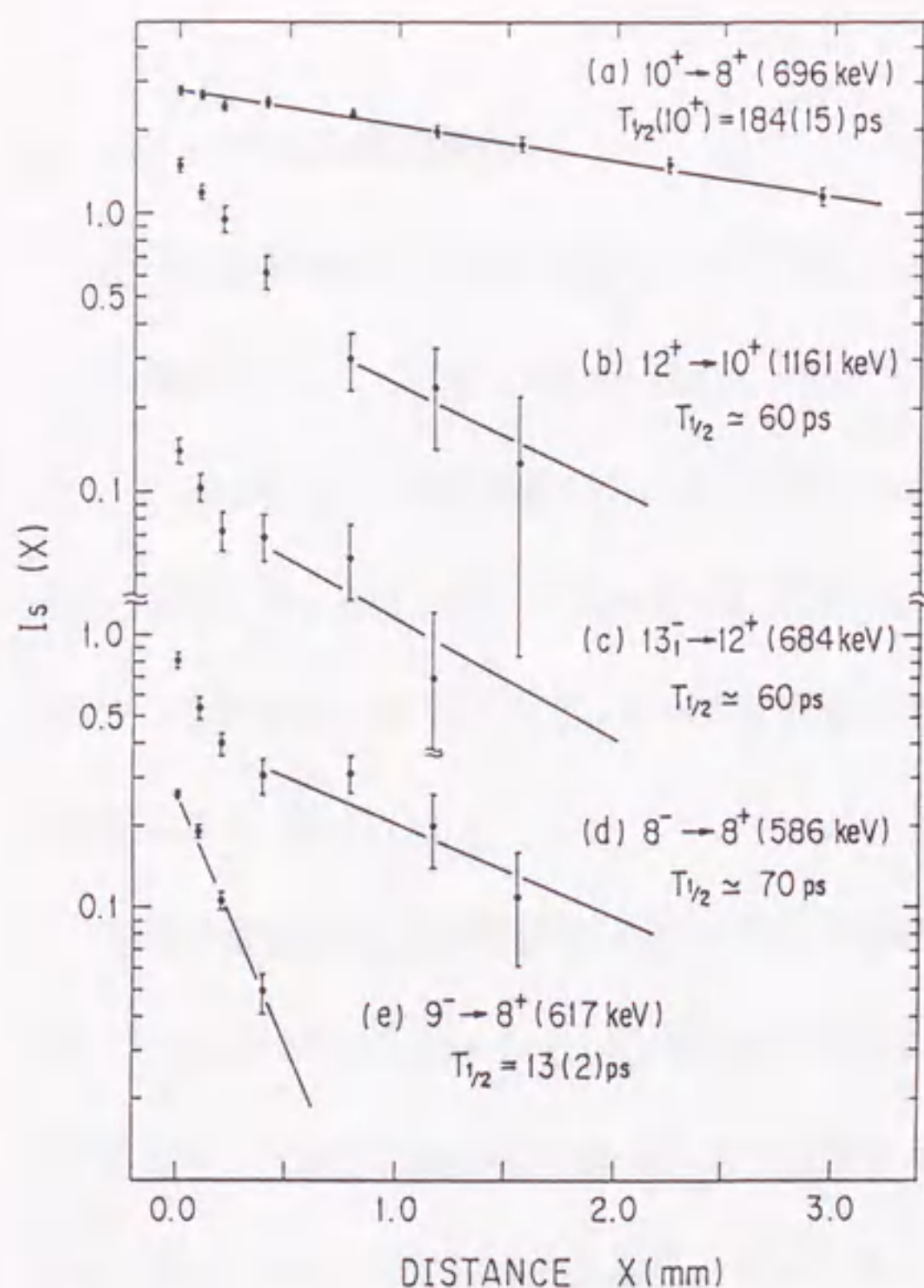


Fig. 3.6 Decay curves for the transitions in ^{108}Sn .

Decay curves for the (a) $10^+ \rightarrow 8^+$, (b) $12^+ \rightarrow 10^+$, (c) $13^- \rightarrow 12^+$, (d) $8^- \rightarrow 8^+$ and (e) $9^- \rightarrow 8^+$ transitions.

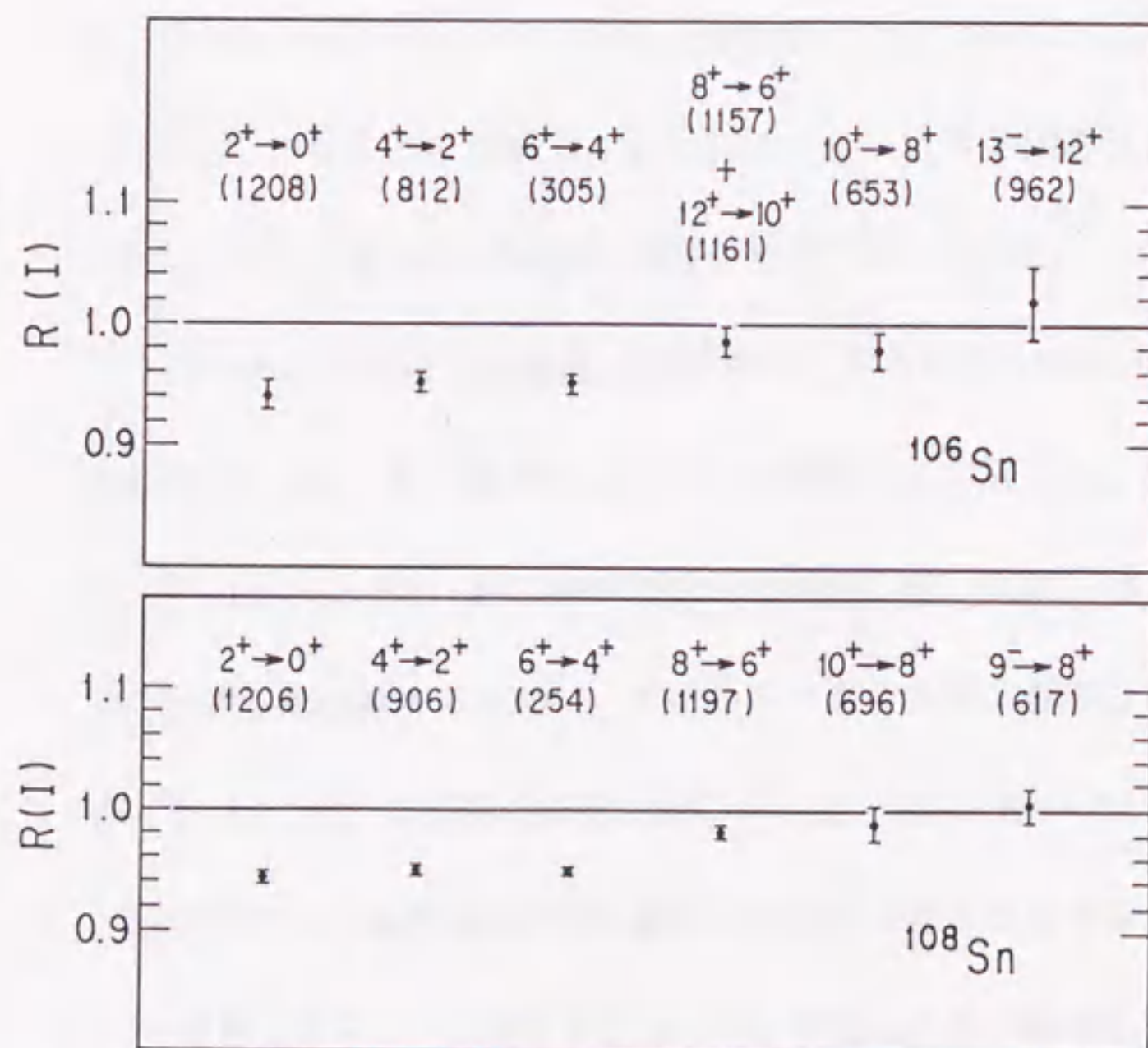


Fig. 3.7 The Larmor precession observed in $^{106,108}\text{Sn}$.

Larmor precession for transition ($I_i \rightarrow I_f$) is expressed by the ratio:

$$R = [W(50^\circ, \uparrow) + W(-50^\circ, \downarrow)] / [W(50^\circ, \downarrow) + W(-50^\circ, \uparrow)]$$
 Transition energies are given in units of keV in the parentheses.

§3-3 ^{105}In の励起準位

^{105}In の励起準位からの γ 線は、 $^{51}\text{V}(^{58}\text{Ni}, \text{x pyn})$ 反応の多重度 $M=2$ の γ 線スペクトルより選択した。この中に、Deneffeら[16]が ^{105}Sn の β 崩壊により同定した992keV ($11/2^+ \rightarrow 9/2^+$)の γ 線を確認した。そこで992keVの γ 線と同時計数するものを ^{105}In の γ 線と判断した。図3.8は、 ^{105}In の中で強度の強い1342, 485, 272, 840keVの γ 線でゲートを開けたときのスペクトルの和である。本実験で得られた ^{105}In の γ 線の電磁氣的性質は表3.2に示した。

γ 線の強度関係と同時関係から図3.9(a)に示した準位図を導いた。基底状態のスピンは、Vandeplasscheら[37]が g 因子の測定より決めた $9/2^+$ を採用した。励起状態のスピンは、 γ 線の角度分布で得られた多重度をもとにして決めた(詳細は付録A-9)。398, 690, 402, 442keVの γ 線は、ドップラーシフトによるピークの広がりを観測した。これは γ 線がターゲット中で止まる前に放出されることによるもので、早い遷移($T_{1/2} < 1\text{ps}$)であることを意味している。従ってこれらの遷移は $\Delta I=1$ のM1遷移とした。また690, 402, 442keVの強度は誤差の範囲で等しいため、この順序は替わる可能性がある。

パリティは γ 線の直線偏光度の測定より決めた。図3.10に、直線偏光器で測定した強度比(N_{\parallel}/N_{\perp})を γ 線のエネルギーを横軸にして表した。純粋な電氣的遷移に対しては $N_{\parallel}/N_{\perp} < 0$ ($P_{90} > 0$)、逆に純粋な磁氣的遷移に対しては $N_{\parallel}/N_{\perp} > 0$ ($P_{90} < 0$)となる。実験結果の信頼性を確認するために、 $M=2$ のスペクトル中に観測される電磁氣的性質が既知の γ 線[7, 38, 39]の強度比も同じ図に示した。1021keVと1730keVの γ 線は、角度分布の測定だけではM1遷移かE1遷移かを区別することはできないが、直線偏光度の測定よりE1遷移であることが明らかとなった。992keVの γ 線は $A_2=0.21$, $P_{90} < 0$ より、M1/E2の混合した遷移であることが分かる(付録A-9)。この P_{90} の値は、エネルギーの近い1021keVの N_{\parallel}/N_{\perp} と比較して求めることができる。1021keVはE1遷移なので、式(2.4)より直線偏光度が計算でき、 $P_{90}=0.36$ である。1021keVと992keVでの偏光器の感度は

ほぼ等しいので、992keVの $P_{90}=-0.3$ となる。この P_{90} と A_2 の値より、図3.11に示すように992keVの γ 線は、混合比 $\delta(E2/M1)=+0.5(1)$ であることが一義的に決められる。

反跳距離法の測定により $19/2^+$ と $17/2^+$ 準位の寿命を求めた。272keV($19/2^+ \rightarrow 17/2^+$)と485keV($17/2^+ \rightarrow 13/2^+$)の γ 線の崩壊曲線は図3.12に示した。これらの曲線より得られた半減期は、

$$T_{1/2}(19/2^+)=4(2)\text{ps}, T_{1/2}(17/2^+)=0.33(10)\text{ns}\text{である。}$$

$19/2^+$ 準位に遷移する840keVの担う寿命は $\leq 1\text{ps}$ であり、この補正はしていない。

またIn同位元素の系統性を調べるために ^{107}In の寿命も測定し、

$$T_{1/2}(19/2^+)=27(4)\text{ps}, T_{1/2}(17/2^+)=1.1_{-0.3}^{+0.6}\text{ns}\text{を得た。}$$

Andrejtscheffら [19] は、 $\gamma-\gamma$ 遅延同時計数法の重心法により ^{107}In の寿命を測定し、

$T_{1/2}(19/2^+)=0.6(2)\text{ns}$, $T_{1/2}(17/2^+)=1.7(3)\text{ns}$ の値を報告している。 $17/2^+$ 準位の寿命は本研究と一致するが、 $19/2^+$ 準位の寿命は矛盾している。荷電粒子の多重度で γ 線を選別しないと、 ^{107}In の150keV($19/2^+ \rightarrow 17/2^+$)の γ 線のピークは、 ^{107}Sn の長い半減期($T_{1/2} \approx 1\text{ns}$)を担った151keVのピークと重なる。彼らの結果は、 ^{107}Sn の γ 線も含んで解析したためではないかと推測される。

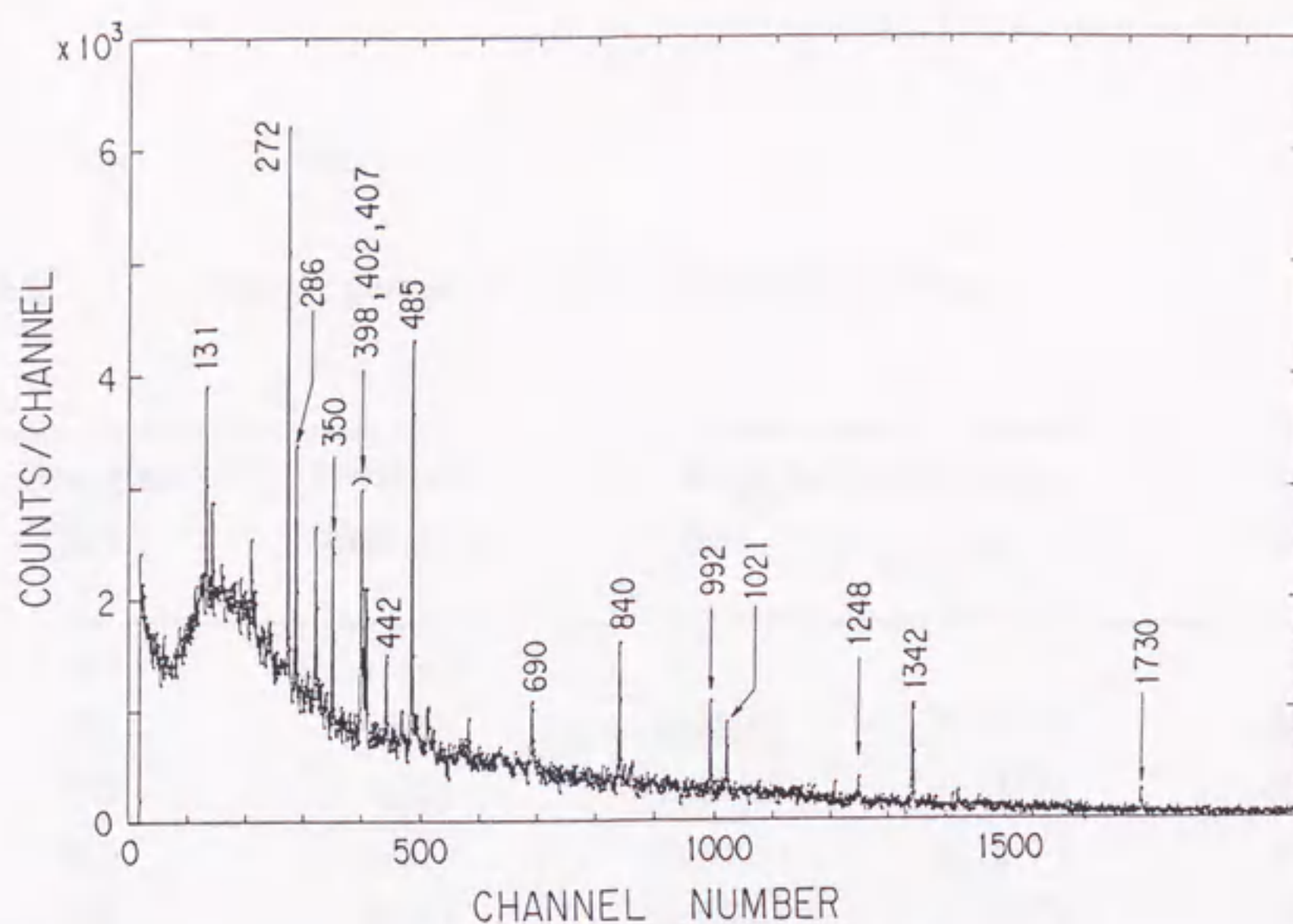


Fig. 3.8 A coincidence sum spectrum of γ -rays from ^{105}In .

This is a γ - γ spectrum summed over the gate sets on the 1342, 485, 272 and 840 keV γ -rays.

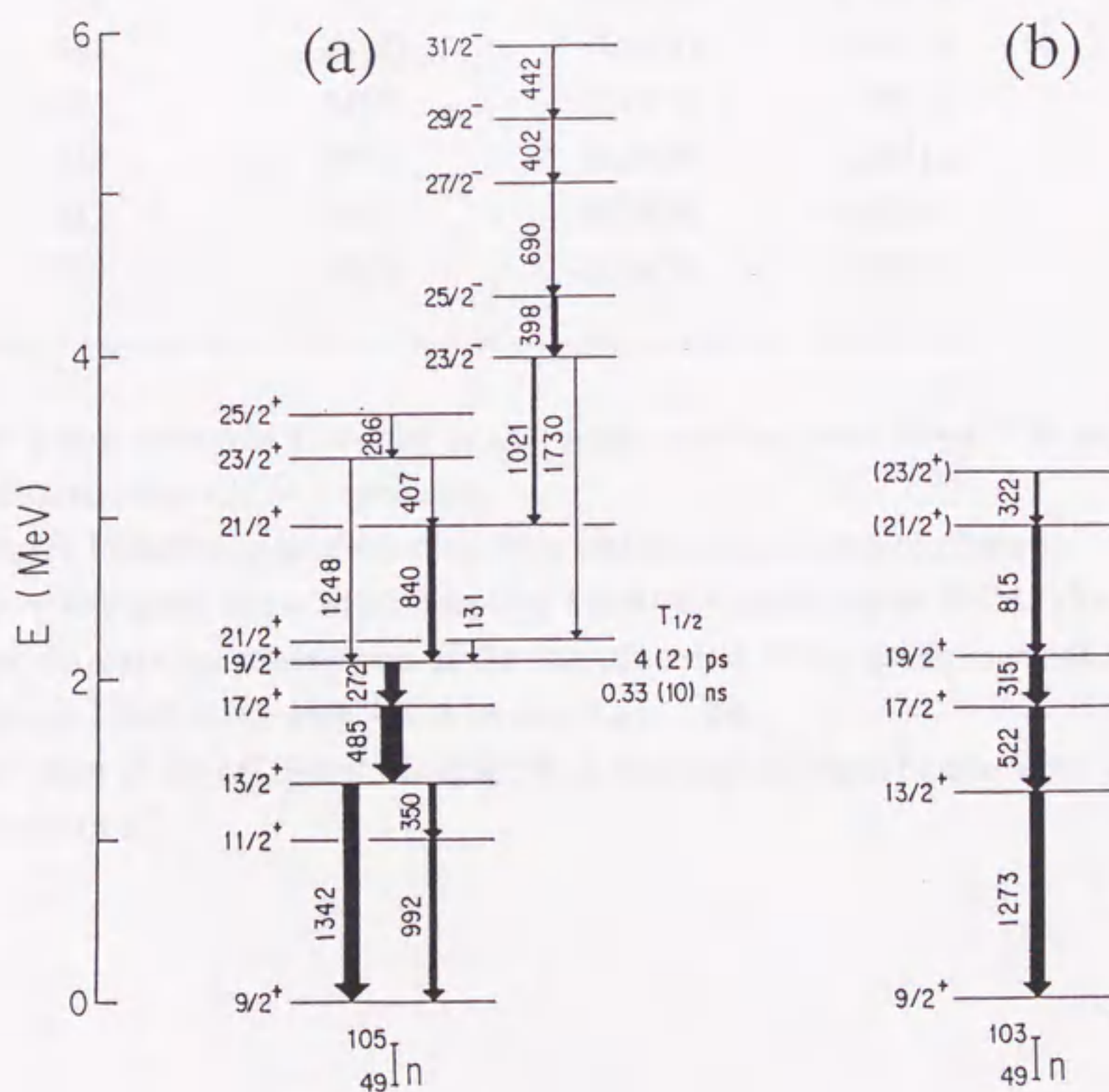


Fig. 3.9 Level schemes of (a) ^{105}In and (b) ^{103}In .

表 3.2 The properties of γ -ray transitions in ^{105}In .

Energies (keV)	Relative Intensities	Angular distributions		type of transitions
		A_2	A_4	
131	15(4) ^a			
272	90(5)	-0.23(2)	0.06(4)	M1
286	18(2)	-0.29(3)	0.14(7)	M1
350	42(2)	-0.21(3)	0.10(7)	M1
398	43(4)	-0.37(3)	0.13(7)	(M1)
402	26(10)	b		
407	18(5) ^a			
442	23(9)	b		
485	139(14)	0.26(1)	-0.15(3)	E2
690	28(4)	b		
840	43(13) ^c	-0.04(8) ^c	0.05(12) ^c	M1+E2
992	46(3)	0.21(3)	-0.01(7)	M1+E2 ^d
1021	24(2)	-0.27(3)	0.08(7)	E1
1248	15(2)	0.27(8)	0.03(12)	E2
1342	100	0.28(2)	-0.08(4)	E2
1730	15(2)	-0.29(5)	-0.07(9)	E1

^a The γ -ray peak was a doublet in the γ -ray spectrum with $M=2$. The intensity was estimated from the γ - γ spectrum.

^b Doppler broadening prevented us from estimation of these coefficients.

^c The γ -ray peak was contaminated by the $8^+ \rightarrow 6^+$ transition in ^{104}Cd . These values were obtained by subtraction of the component of ^{104}Cd , assuming that it shows the angular distribution with $A_2=0.28$ and $A_4=-0.08$.

^d The value of $\delta=0.5(1)$ was obtained from the angular distribution and the linear polarization.

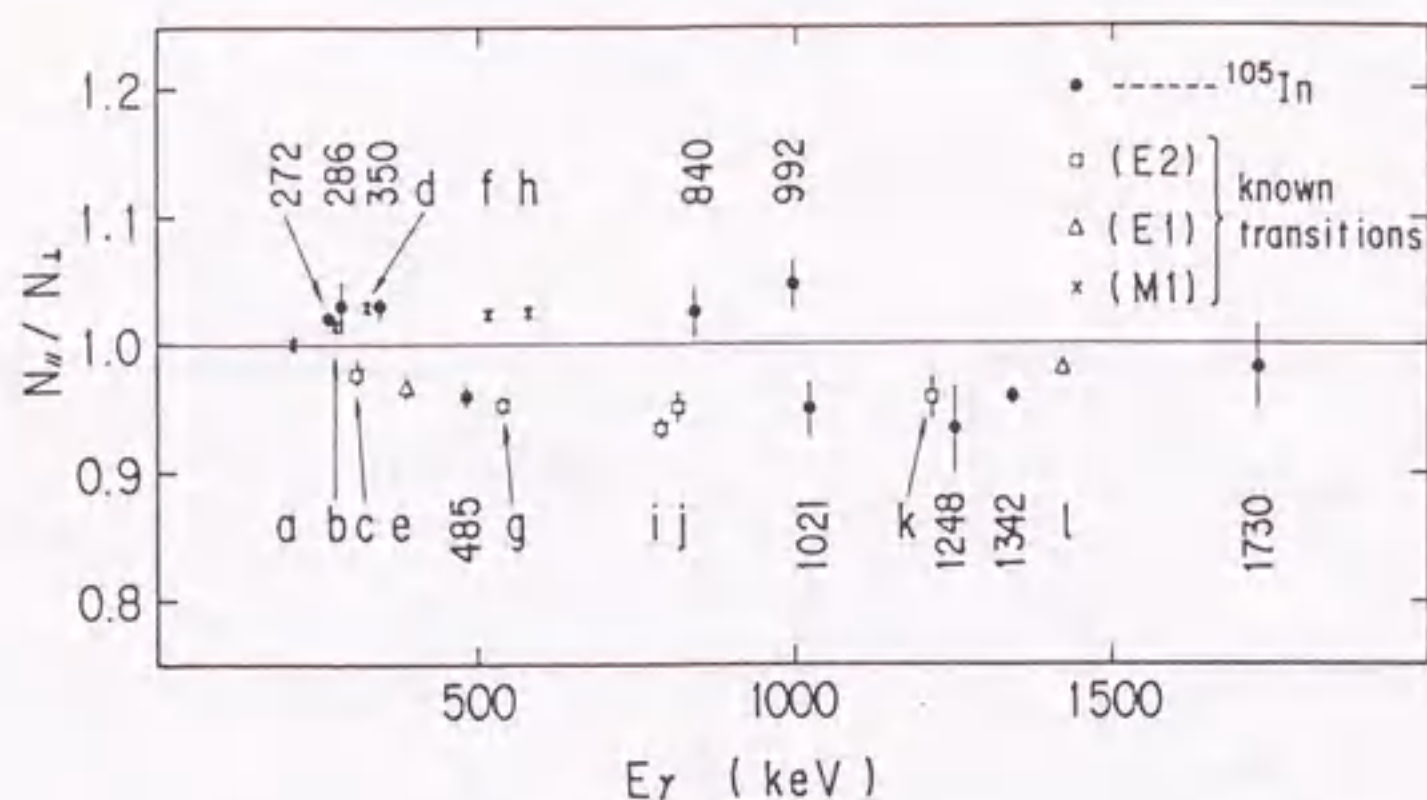


Fig. 3.10 Anisotropies N_{\parallel}/N_{\perp} in linear polarization for ^{105}In .

The anisotropies for γ -rays from ^{105}In are denoted by their energies in keV units and those for γ -rays from other fusion residues by alphabetical letters; *a* 209 keV ($8^{-}\rightarrow 7^{-}$; ^{106}In). *b* 275 keV ($12^{-}\rightarrow 11^{-}$; ^{106}In). *c* 305 keV ($6^{+}\rightarrow 4^{+}$; ^{106}Sn). *d* 326 keV ($13^{-}\rightarrow 12^{-}$; ^{106}In). *e* 392 keV ($11/2^{-}\rightarrow 9/2^{+}$; ^{105}Cd). *f* 520 keV ($9^{-}\rightarrow 8^{-}$; ^{106}In). *g* 539 keV ($15/2^{-}\rightarrow 11/2^{-}$; ^{105}Cd). *h* 582 keV ($10^{-}\rightarrow 9^{-}$; ^{106}In). *i* 786 keV ($19/2^{-}\rightarrow 15/2^{-}$; ^{105}Cd). *j* 812 keV ($4^{+}\rightarrow 2^{+}$; ^{106}Sn). *k* 1208 keV ($2^{+}\rightarrow 0^{+}$; ^{106}Sn). *l* 1419 keV ($7^{-}\rightarrow 6^{+}$; ^{106}In).

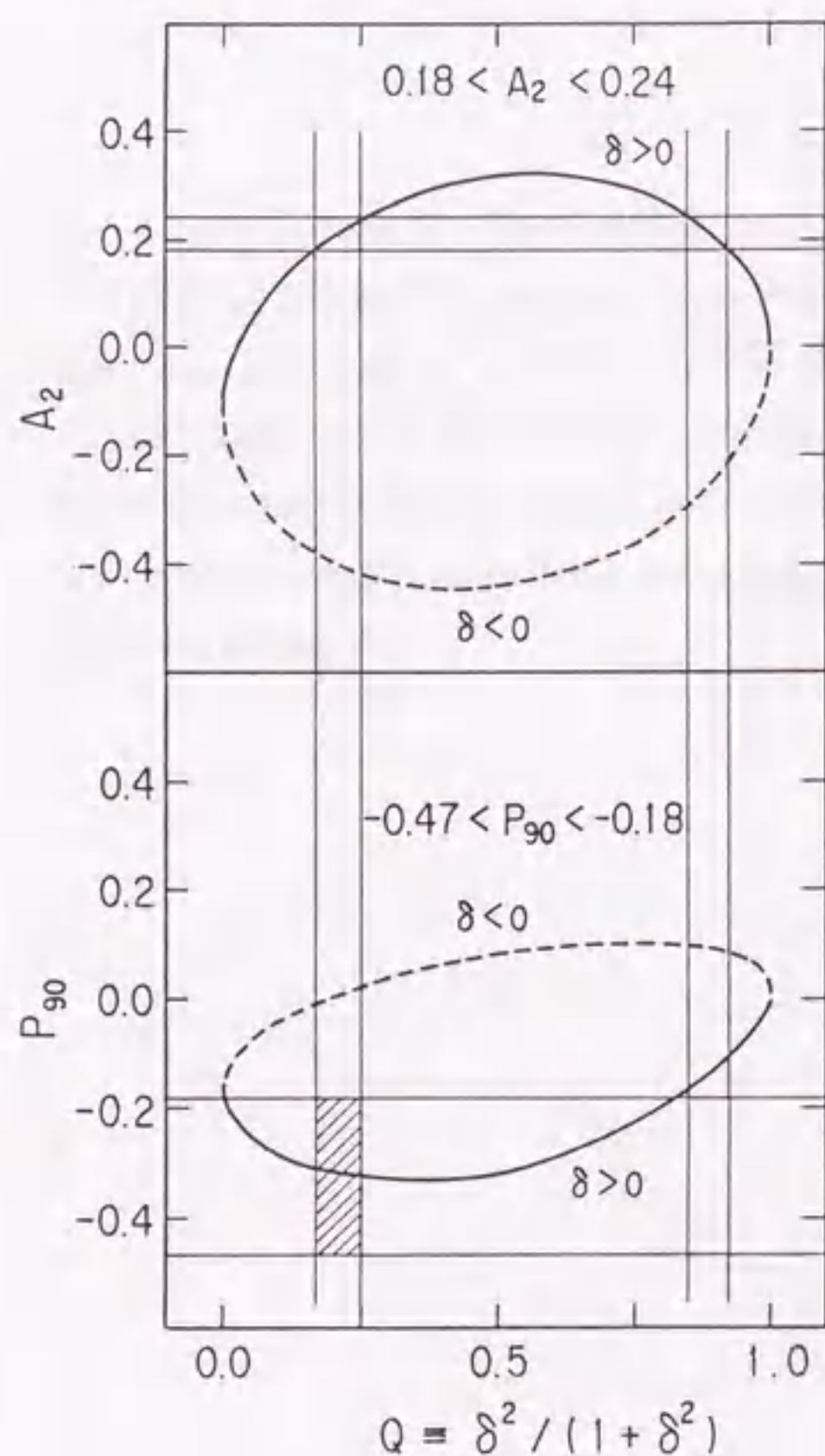


Fig. 3.11 Angular distribution coefficient A_2 and linear polarization P_{90} for the $11/2^{+}\rightarrow 9/2^{+}$ transition in ^{105}In .

The coefficient A_2 shows an ellipse against $Q \equiv \delta^2/(1+\delta^2)$ while the linear polarization P_{90} shows a closed curve higher than quadratic. σ/J is assumed to be 0.6. Their respective branches for $\delta > 0$ or < 0 are indicated. The measured A_2 gives two solutions for Q , but the observed P_{90} discriminates between the two. The present experiments allowed $Q=0.20(5)$ or $\delta=0.5(1)$.

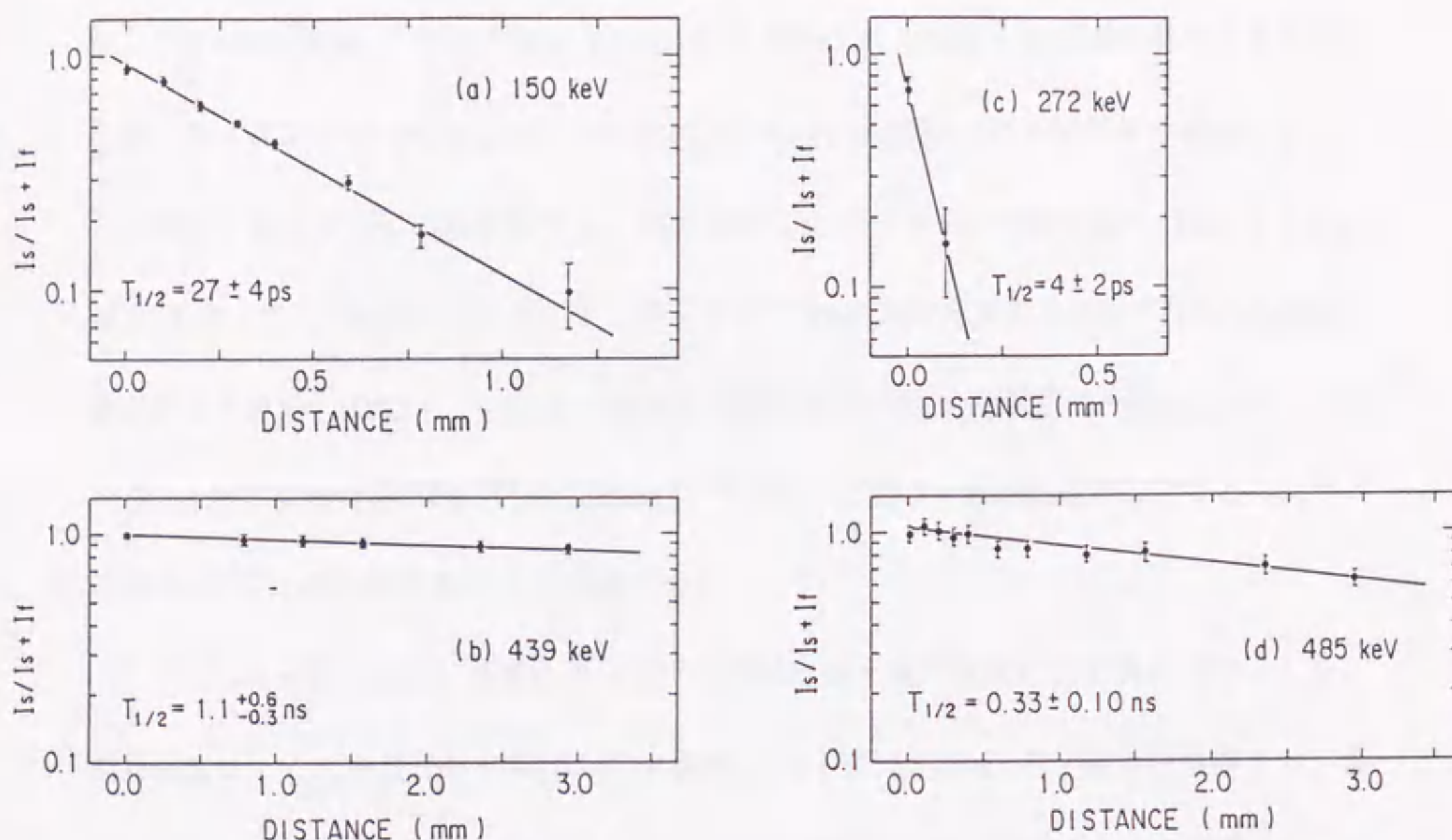


图 3.12 Decay curves for the transitions in ^{107}In and ^{105}In .

(a) The 150 keV transition from the $19/2^+$ state and (b) the 439 keV γ -ray from the $17/2^+$ state in ^{107}In . (c) The 272 keV γ -ray from the $19/2^+$ state and (d) the 485 keV γ -ray from the $17/2^+$ state in ^{105}In . The flight peak of the 485 keV transition coincided in energy with other peaks. The decay curve (d) was obtained by comparison with the stop peak of the 439 keV transition with a relatively long life.

§3-4 ^{103}In の励起準位

^{103}In の γ 線は、 $^{48}\text{Ti}(^{58}\text{Ni}, \text{x pyn})$ 反応で $M=1$ のスペクトルのみに現われるものから選んだ。図2.6(c)に示したように1273, 522, 315keVの γ 線がその候補である。これらの γ 線は互いに同時計数する。同時計数したスペクトルの和は図3.13に示した。ALICEコードによれば、この反応で生成する $^{105-x}\text{In}$ の同位元素の中では ^{103}In の生成断面積が最も大きく(30mb), ^{103}In よりも中性子数の少ないInの断面積は一桁以上小さい(図2.2)。また別の反応 $^{54}\text{Fe}(^{54}\text{Fe}, \alpha \text{pxn})^{103-x}\text{In}$ で上記の γ 線が観測されることにより、これらが ^{103}In の γ 線であることを確かめた。

^{103}In の γ 線の強度と角度分布(20°と90°での γ 線の強度比)を表3.3に示した。相対強度は、この角度分布を補正して求めた。1273と522keVの γ 線は四重極型の、また315keVは双極型の遷移である。In同位元素の系統性および殻模型からの考察より、基底状態のスピンは $9/2^+[(\pi g_{9/2})^{-1}]$ と仮定し、励起状態のスピンを図3.9(b)のように決めた。

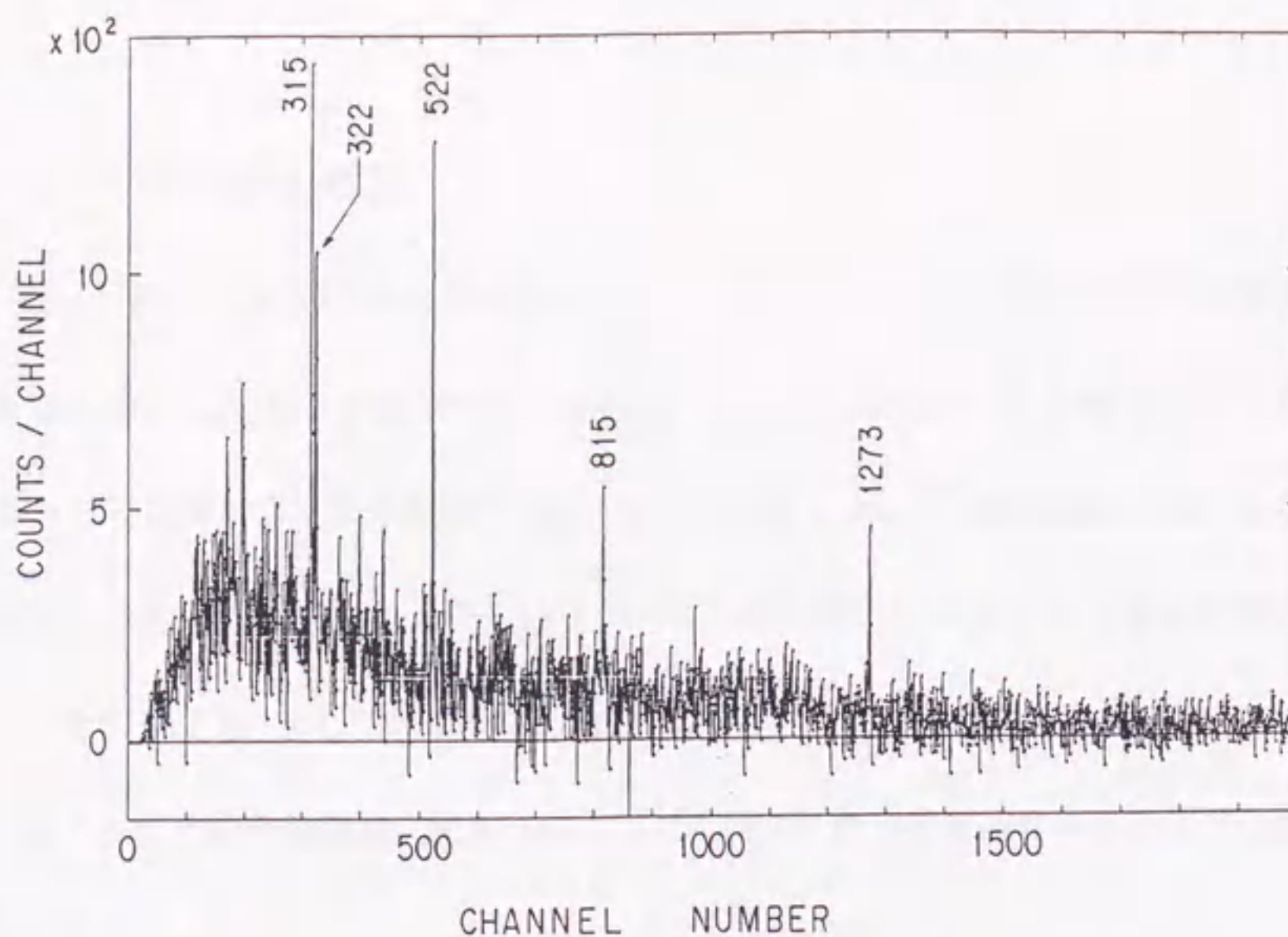


图 3.13 A coincidence sum spectrum of γ -rays from ^{103}In .

This is a γ - γ spectrum summed over the gates set on the 1273, 522 and 315 keV γ -rays.

表 3.3 The properties of γ -ray transitions in ^{103}In .

Energies (keV)	Relative Intensities ^a	Anisotropies $I_{\gamma}(20^{\circ})/I_{\gamma}(90^{\circ})$
315	79(8)	0.80(16)
322	32(10)	—
522	107(11)	1.19(24)
815	47(15) ^b	—
1273	100	1.43(14)

^a On the assumption of null $P_4(\theta)$ components, the relative intensities were estimated by $I_{\gamma} = I_{\gamma}(20^{\circ}) \times (1.59/(W+0.59))$.

^b The γ -ray peak was a doublet in the γ -ray spectrum with $M=1$. The intensity was estimated from the γ - γ spectrum.

§ 3-5 ^{107}Sn の励起準位

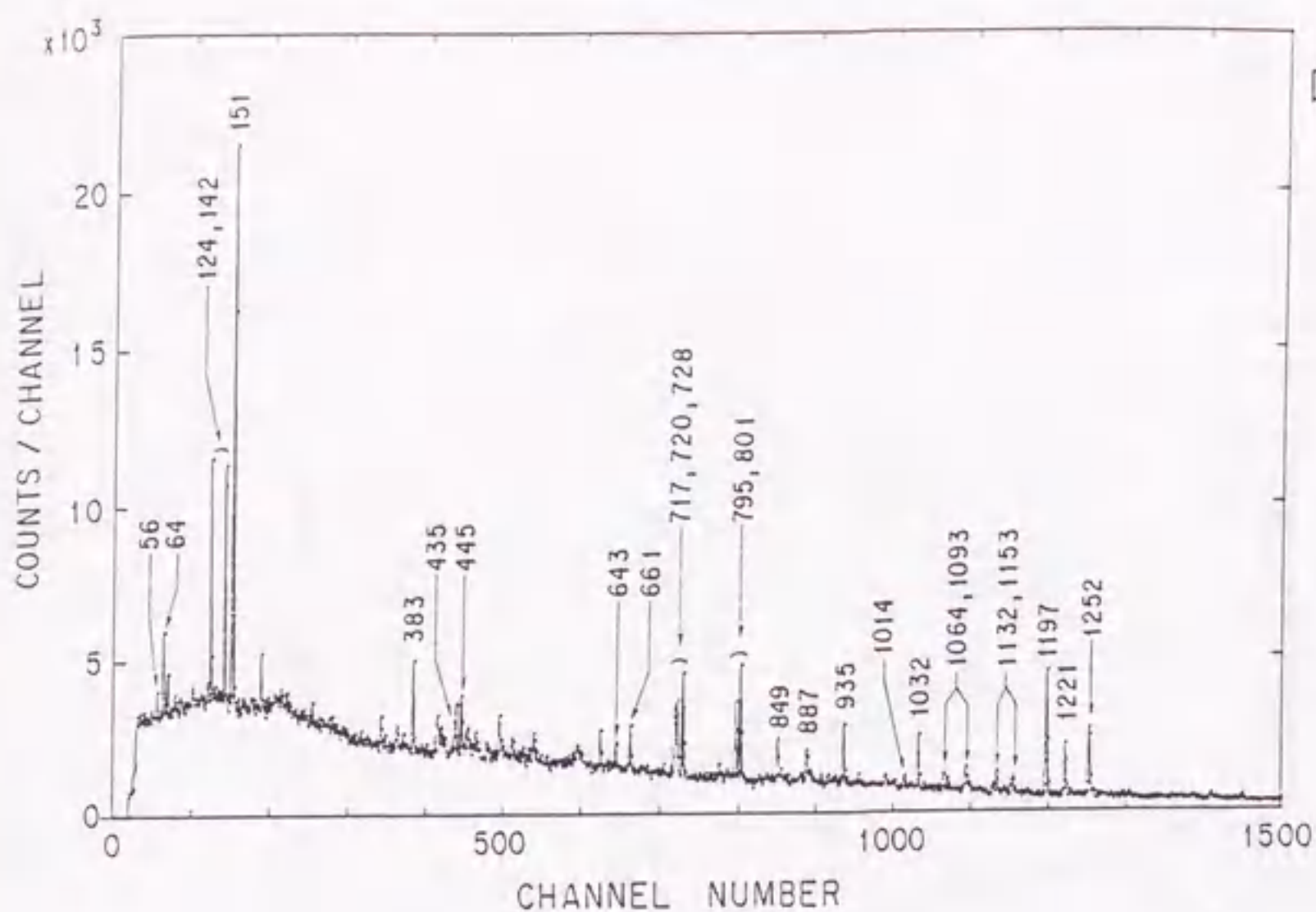
$^{54}\text{Fe}(^{56}\text{Fe}, \text{x pyn})$ 反応の $M=2$ のスペクトルより、 ^{107}Sn の励起状態から放出される γ 線を選んだ。これらの γ 線の中に、Augerら[14]の同定した γ 線を確認した。そこで、それらと同時計数する γ 線を ^{107}Sn のものと判断した。 ^{107}Sn の強度の強い γ 線でゲートを開けたときのスペクトルの和を図3.14に、また新たに同定した γ 線の証拠となるスペクトルを図3.15に示した。図3.15(a)には $17/2^+$ から上の準位間の、図3.15(b)には $15/2_1^+$ より上の準位間の、図3.15(c)には $11/2^-$ から始まる奇パリティ準位間の γ 線が観測される。

γ 線強度の収支関係と同時関係をもとに、図3.16に示した準位図を導出した。スピン・パリティは、角度分布と直線偏光度の測定結果より決めた。基底状態は、4-2C節で記すように殻模型の観点から考察すると、 $5/2^+$ または $7/2^+$ の可能性がある。しかし $7/2^+$ とすると、測定結果とつじつまのあうように励起準位のスピン・パリティを割り当てることができない。このため基底状態は $5/2^+$ とした。

^{107}Sn の γ 線の電磁氣的性質は表3.4にまとめた。 γ 線の直線偏光度の測定結果は図3.17に表わした。電磁氣的性質が既知の γ 線の強度比も同じ図に示してある[18, 38, 40]。角度分布と直線偏光度の測定より、383, 445, 728, 801keVの γ 線がE1遷移であることを決めることができた。このように遷移の型を決定できたものは、表3.4の一番右の欄に括弧を付けずに示してある。383keVの γ 線と1132keVの γ 線はカスケードに崩壊し $21/2^-$ 準位に遷移する。この2本の γ 線は上下の関係が明らかでないために、図3.16の準位図には載せていない。64keVの γ 線は双極型の遷移である。内部転換電子を考慮した強度収支から、この γ 線はM1遷移であることが分かる。849, 887, 1014, 1093, 1132, 1153keVの γ 線は強度が弱いために直線偏光度は測定できなかったが、角度分布の測定より四重極型の遷移であることは分かっている。これらの γ 線では寿命の遅れが見られない($T_{1/2} < \text{数ps}$)ことから考えて、バンド内のE2遷移であることが推測

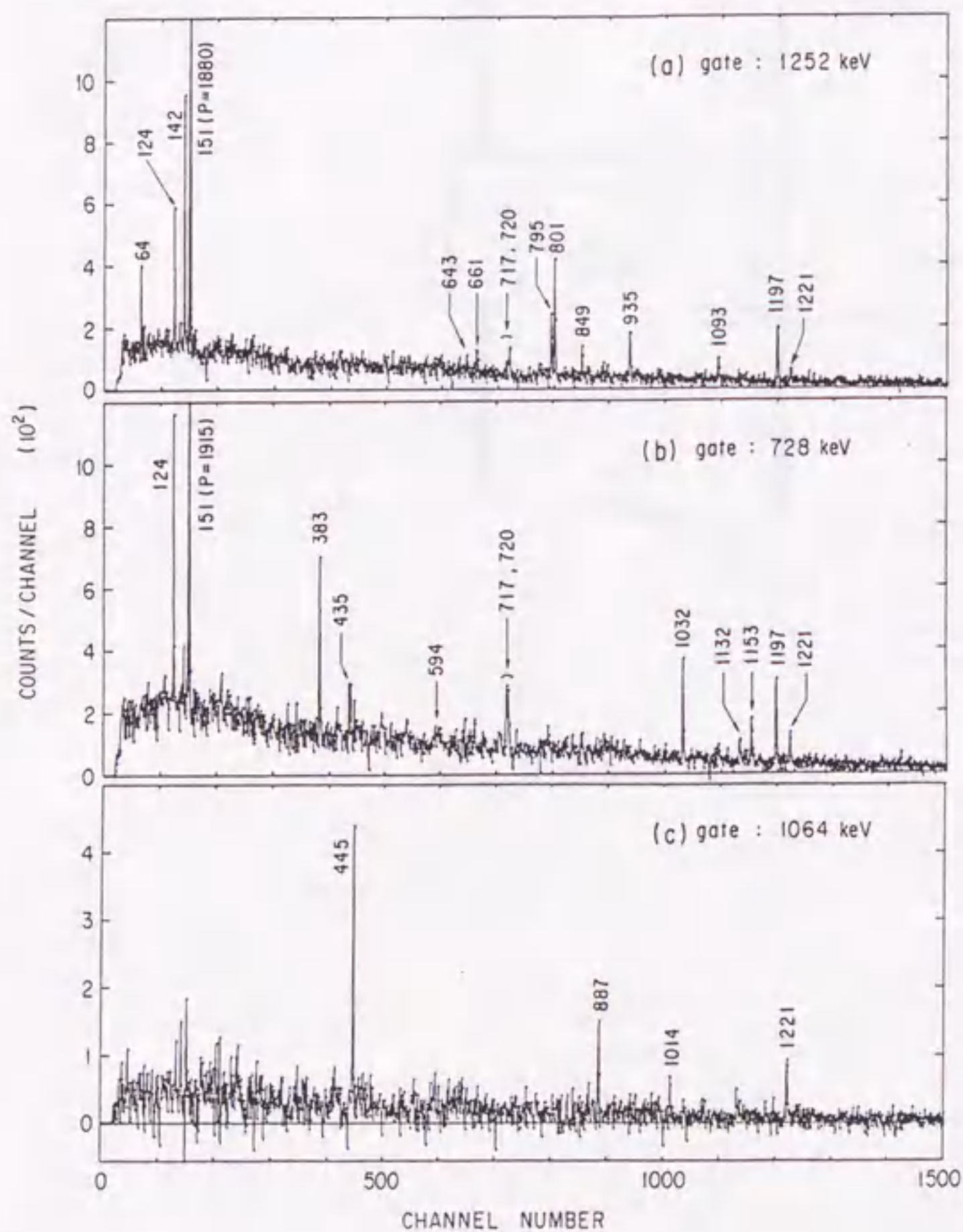
される。

反跳距離法による寿命の解析では、 $I_s/(I_s+I_f)$ のかわりに $I_s/I_{1800-2000}$ を計算した。 $I_{1800-2000}$ は、 γ 線スペクトルの高エネルギー領域1800–2000keVの全面積である。これは飛行ピークがドップラー効果により太くなり、他のピークと重なるなどしてピーク面積の誤差が大きくなってしまふことを避けるためである。 $I_{1800-2000}$ を I_s+I_f のかわりに用いることが妥当であることは、同じスペクトルで観測される、長い寿命を担った γ 線(^{108}Sn の254keV, $T_{1/2}=7.1\text{ns}$)のピーク面積と $I_{1800-2000}$ の比が距離が変化しても誤差の範囲で一定であることから確かめてある。図3.18に445keV($11/2^- \rightarrow 9/2^+$)と795keV($15/2_2^+ \rightarrow 11/2^+$)の γ 線の崩壊曲線を示した。この曲線から得られた半減期はそれぞれ35(10)psと0.26(4)nsである。 $11/2^-$ 準位には1064keVの γ 線のみが遷移している。1064keVが担っている半減期は7(3)psであり、近似的にはこの時間を差し引くことによって $11/2^-$ 準位の半減期 $T_{1/2}(11/2^-)=28(11)\text{ps}$ を得ることができる(付録A-7)。795keVの γ 線の崩壊曲線は、 $17/2^+$ 準位の半減期を表している。なぜなら $15/2_2^+$ 準位の寿命は、特に抑制されない限り、 $T_{1/2} \sim 5\text{ps}$ で、崩壊曲線に影響を与えないからである。実際 $17/2^+ \rightarrow 15/2_1^+$ の遷移の142keVの γ 線からも、誤差は少し大きいですが、ほぼ同じ半減期を観測している。一方 $17/2^+$ 準位には1252keVの γ 線が遷移してきており、この遷移は14(4)psの半減期を担っている。これを補正することにより $T_{1/2}(17/2^+)=0.25(4)\text{ns}$ を求めた。また、 $7/2^+$ の半減期が0.3~2nsであることが得られた。下限値は1197keV($11/2^+ \rightarrow 7/2^+$)と151keV($7/2^+ \rightarrow 5/2^+$)の反跳距離法で得られた崩壊曲線の差より、上限値はp- γ の遅延同時計数法より求めた。 $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ のM1遷移は、このように50倍以上抑制されており、 $\nu g_{7/2} \rightarrow \nu d_{5/2}$ の ℓ 禁止M1遷移であることと符合している。



☒ 3.14 A coincidence sum spectrum of γ -rays from ^{107}Sn .

This is a γ - γ spectrum summed over the gates set on prominent transitions in ^{107}Sn . Transitions in ^{107}Sn are denoted by their energies in keV units. Other γ -rays come from ^{103}Cd and ^{107}In .



☒ 3.15 Coincidence spectra of γ -rays from ^{107}Sn .

Coincidence spectra (a), (b) and (c) are projected by setting the gates on the 1252, 728 and 1064 keV transitions, respectively. Over-flowed γ -lines have their peak counts given in parentheses.

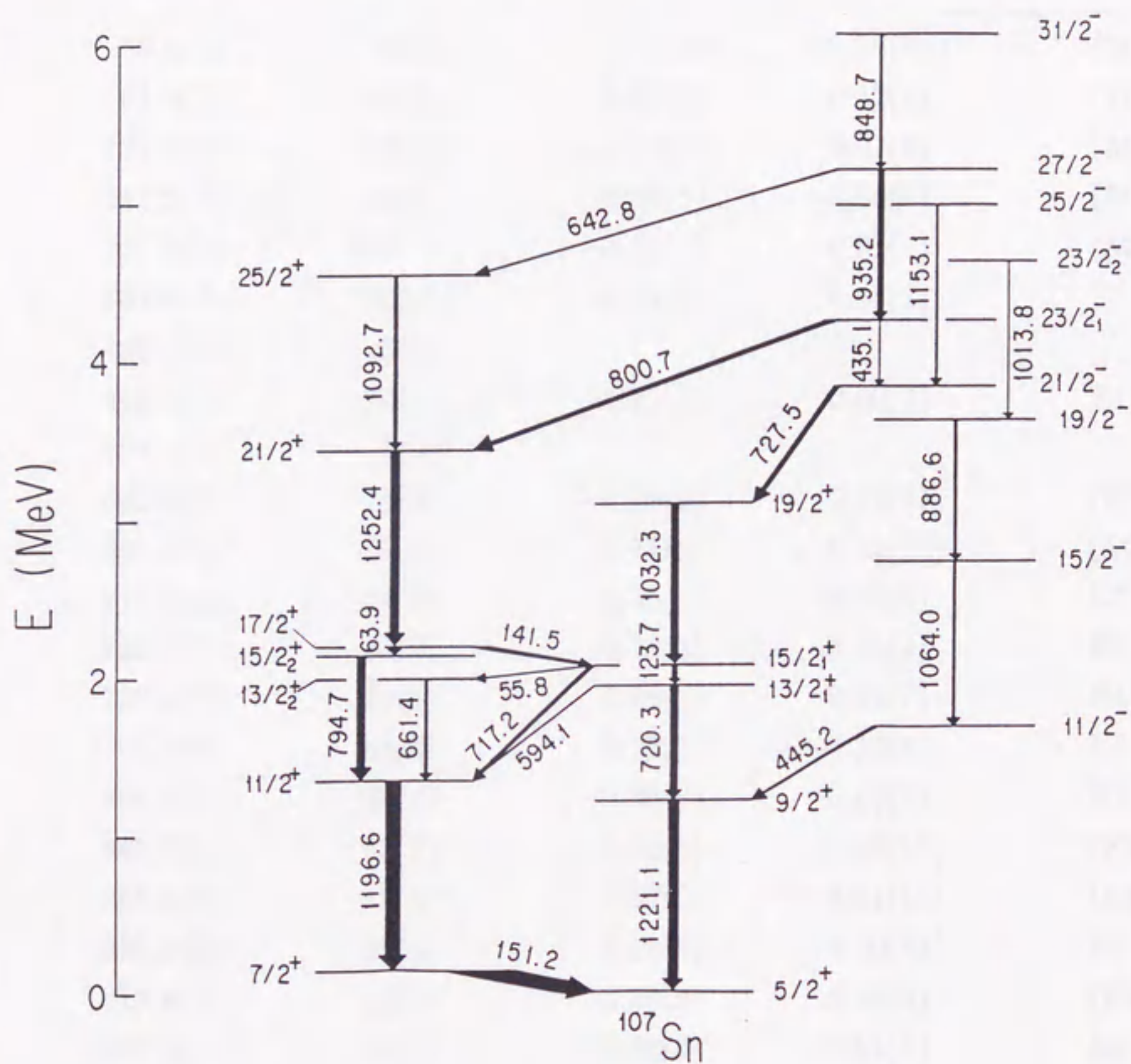


图 3.16 ^{107}Sn 的能级图.

表 3.4

The properties of γ -ray transitions in ^{107}Sn .

Energies (keV)	Relative intensities	Angular distributions		Type of transitions
		A_2	A_4	
55.8(2)	6(2)	-0.07(10)	0.10(15)	(M1)
63.9(2)	14(4)	-0.23(5)	0.12(9)	M1
123.7(3)	25(8)	-0.26(2)	0.01(4)	(M1)
141.5(2)	30(3)	-0.38(3)	-0.04(7)	(M1)
151.2(2)	100	-0.28(2)	0.01(4)	(M1)
382.5(4)	20(10) ^a	-0.15(8)	0.03(2)	E1
435.1(6)	5(2)			
445.2(4)	22(5)	-0.27(3)	0.00(7)	E1
594.1(8)	4(2) ^a			
642.8(5)	13(4)	-0.28(5)	0.11(9)	(E1)
661.4(6)	17(5)	-0.17(8)	0.12(12)	(M1)
717.2(3)	34(5)	0.26(2)	-0.09(4)	E2
720.3(3)	37(7)	0.22(2)	-0.10(4)	E2
727.5(2)	40(4)	-0.24(3)	-0.02(7)	E1
794.7(2)	54(5)	0.28(2)	-0.12(4)	E2
800.7(2)	38(4)	-0.33(3)	-0.10(7)	E1
848.7(5)	23(7)	0.28(8)	-0.08(12)	(E2)
886.6(4)	18(6) ^a	0.17(8)	-0.01(12)	(E2)
935.2(2)	38(6)	0.19(8)	-0.10(12)	E2
1013.8(5)	12(2)	0.28(5)	0.05(9)	(E2)
1032.3(2)	49(3)	0.30(2)	-0.11(4)	E2
1064.0(3)	21(2)	0.45(3)	-0.10(7)	E2
1092.7(4)	15(5)	0.19(8)	-0.12(12)	(E2)
1131.9(5)	15(6)	0.37(8)	0.04(12)	(E2)
1153.1(6)	17(5)	0.30(8)	0.15(12)	(E2)
1196.6(2)	111(10) ^b	0.25(2)	-0.14(4)	E2
1221.1(2)	65(5)	0.24(2)	-0.06(4)	E2
1252.4(2)	63(5)	0.29(2)	-0.11(4)	E2

^a The γ -ray was unresolved from others in the γ spectrum with $M=2$. Its intensity was evaluated from the γ - γ spectrum.

^b The γ -ray peak was contaminated by the transition in ^{108}Sn . Its intensity was evaluated by a data processing for subtracting the contaminants.

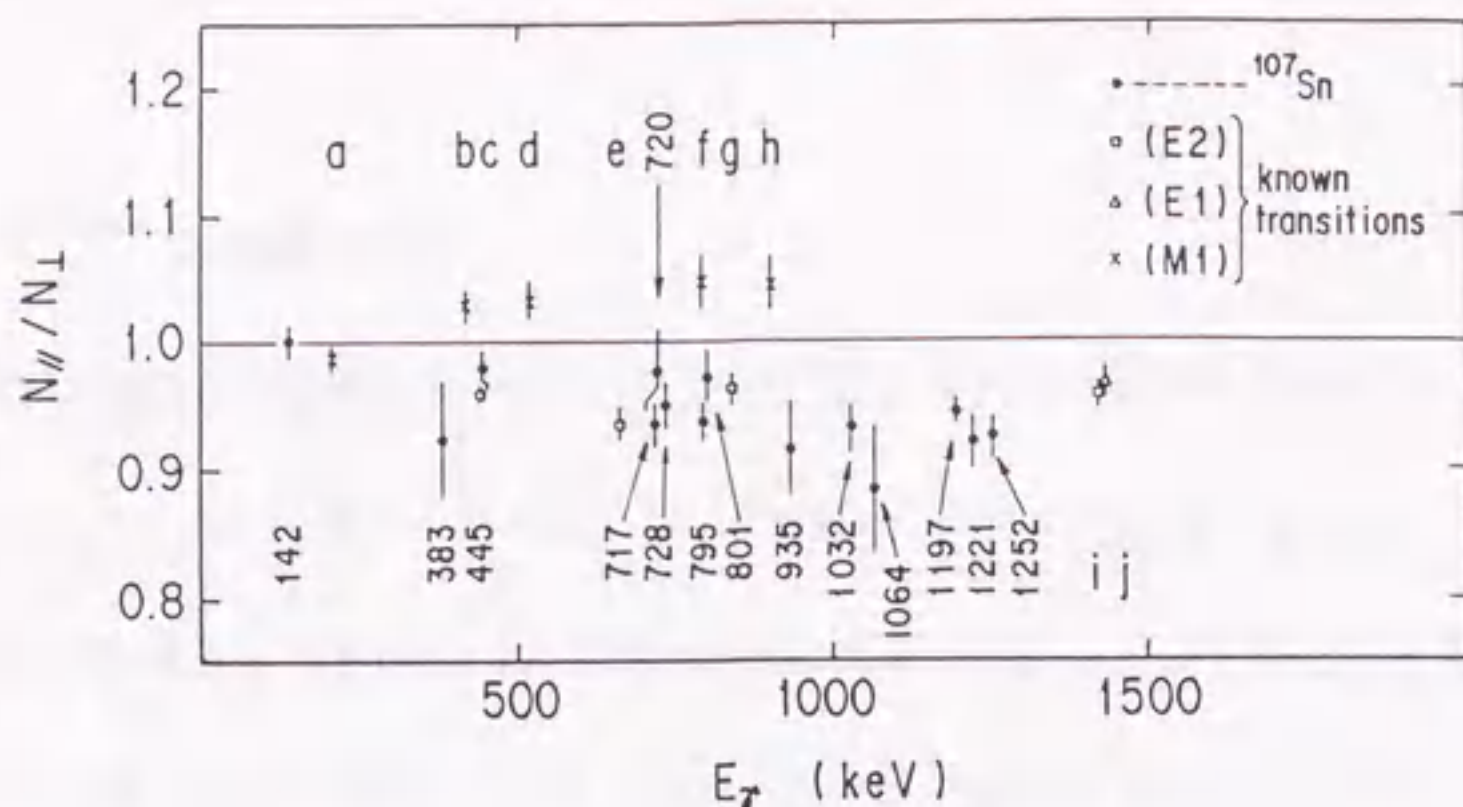


Fig. 3.17 Anisotropies $N_{||}/N_{\perp}$ in linear polarization for ^{107}Sn .

The anisotropies for γ -rays from ^{107}Sn are denoted by their energies in keV units and those for γ -rays from other fusion residues by alphabetical letters;
a 209 keV ($8^- \rightarrow 7^-$; ^{106}In). *b* 414 keV ($13/2^+ \rightarrow 11/2^+$; ^{107}In). *c* 439 keV ($17/2^+ \rightarrow 13/2^+$; ^{107}In). *d* 520 keV ($9^- \rightarrow 8^-$; ^{106}In). *e* 658 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$; ^{104}Cd). *f* 791 keV ($21/2^+ \rightarrow 19/2^+$; ^{107}In). *g* 834 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$; ^{104}Cd). *h* 1001 keV ($11/2^+ \rightarrow 9/2^+$; ^{107}In). *i* 1415 keV ($13/2^+ \rightarrow 9/2^+$; ^{107}In). *j* 1419 keV ($7^- \rightarrow 6^+$; ^{106}In).

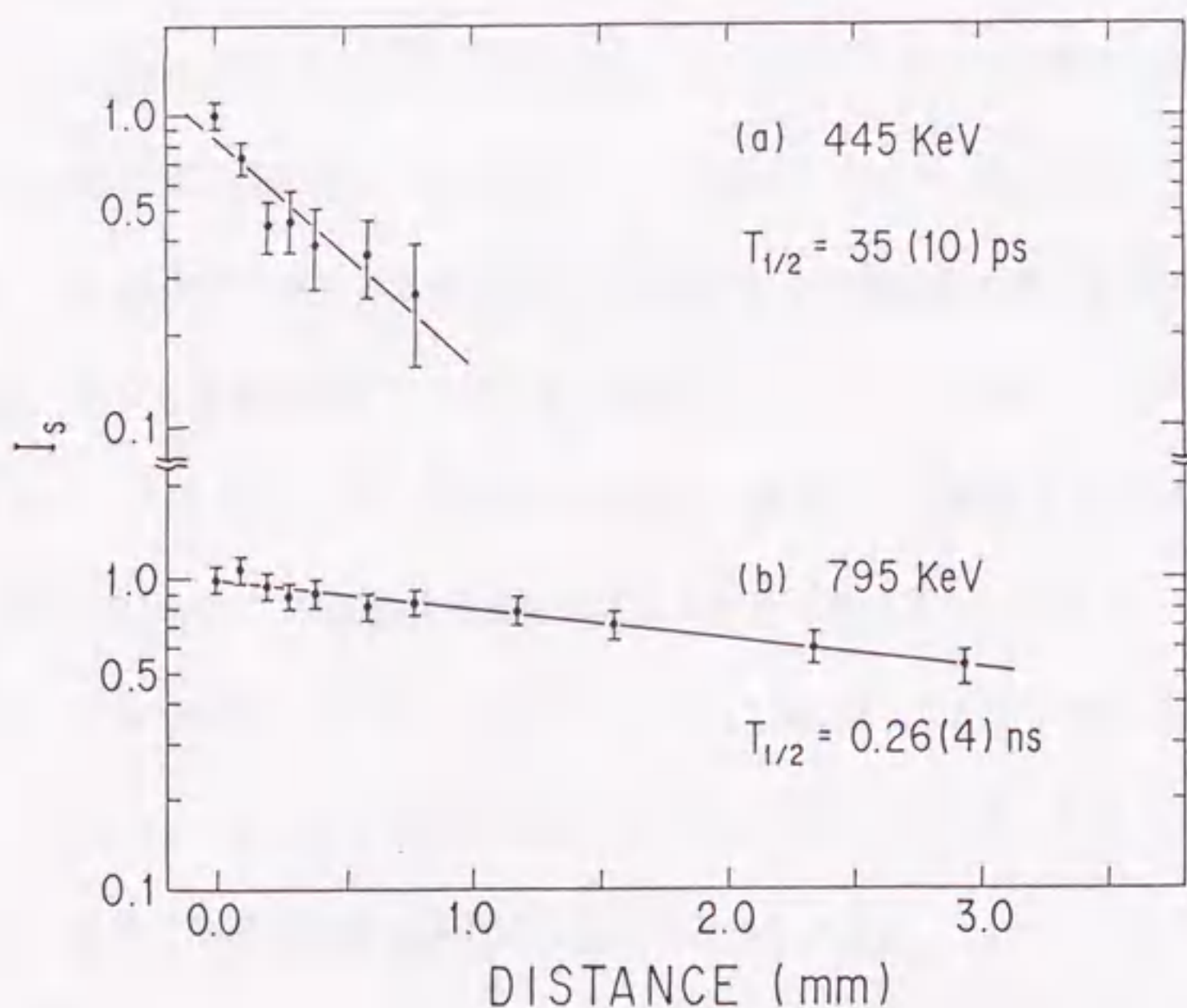


Fig. 3.18 Decay curves for the transitions in ^{107}Sn .

Decay curve (a) is for the 445 keV transition from the $11/2^-$ state and (b) for the 795 keV transition from the $15/2_2^+$ state. A recoil distance of 1 mm is equivalent to 83 ps. The intensity of a stop peak was normalized to the integral of the 1800 to 2000 keV region of the γ -ray spectrum.

§ 3-6 ^{109}Sb の励起準位

^{109}Sb の励起状態からの γ 線は、 $^{54}\text{Fe}(^{58}\text{Ni}, \text{xpyn})$ 反応の多重度 $M=3$ のスペクトルより選択した。ALICEコードによれば、3pxnチャネルで生成する核種の中では ^{109}Sb の断面積が最も大きく(100mb)、 ^{108}Sb が次に大きい(30mb)。これよりも中性子数の小さいSbの生成断面積は一桁以上小さくなる。 $\gamma-\gamma$ 同時測定の結果によれば、 $M=3$ のスペクトルに現われる γ 線は二つの組に仕分けすることができ、収率の高い組の γ 線を ^{109}Sb のものとした。一方、収率の低い組の励起準位は奇奇核特有の複雑なものとなっており、 ^{108}Sb の準位であることが推測される。なお最近Johnsonら[41]は、この γ 線を ^{108}Sb のものと同定している。 ^{109}Sb のスペクトルの中で代表的なものを図3.19に示した。図3.19(a)と(b)では集団的なバンド内の γ 線が確認できる。図3.19(c)には奇パリティのバンド間の遷移が見られる。

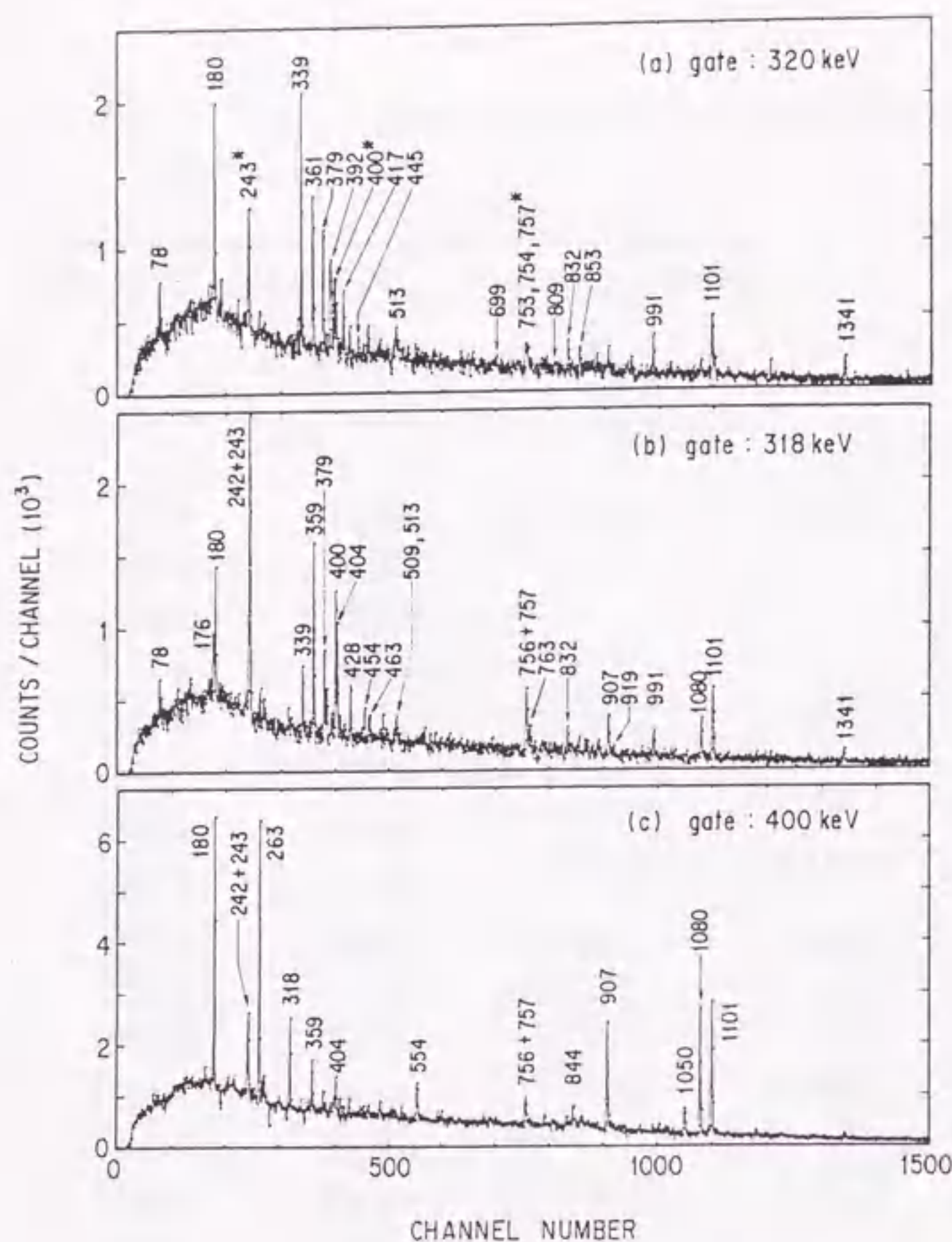
^{109}Sb の励起状態から γ 線を67本同定した。これらの γ 線の電磁氣的性質を表3.5に、直線偏光度の測定結果を図3.20に示す。シングルスペクトルでは分解できない γ 線に対しては、二重線のピークのままの角度分布の係数および直線偏光度を計算した。 $\Delta I=1$ の γ 遷移は、角度分布の係数によって、 $A_2=+0.15, -0.1, -0.2, -0.35$ の組に大きく分類できる。ここで $A_2=-0.2$ は純粋な双極型の遷移で、直線偏光度の実験結果より、373keVと400keVの γ 線はE1遷移であることが明らかとなった。 $A_2>-0.2$ の γ 線は $\delta(E2/M1)>0$ の遷移で、特に513keVの $A_2=+0.15$ は大きな $\delta(E2/M1)$ をもつことを意味する。逆に $A_2<-0.2$ の γ 線は $\delta(E2/M1)<0$ に対応している。 $\delta(E2/M1)$ の符号は4-4F節で議論するように原子核の形と密接な関係にある。

同時関係および γ 線の強度収支より図3.21の準位図を導出した。 $19/2^-$ (バンドV)準位より遷移する γ 線は強度が弱いために観測できなかった。励起状態のスピン・パリティは、角度分布と直線偏光度の測定結果より決めた。また基底状態のスピンは、4-2B節で記述するSb同位元素の系統性より $5/2^+$ とした。励起状態は、その性質によりバンド(I)

～(V)に分類した。

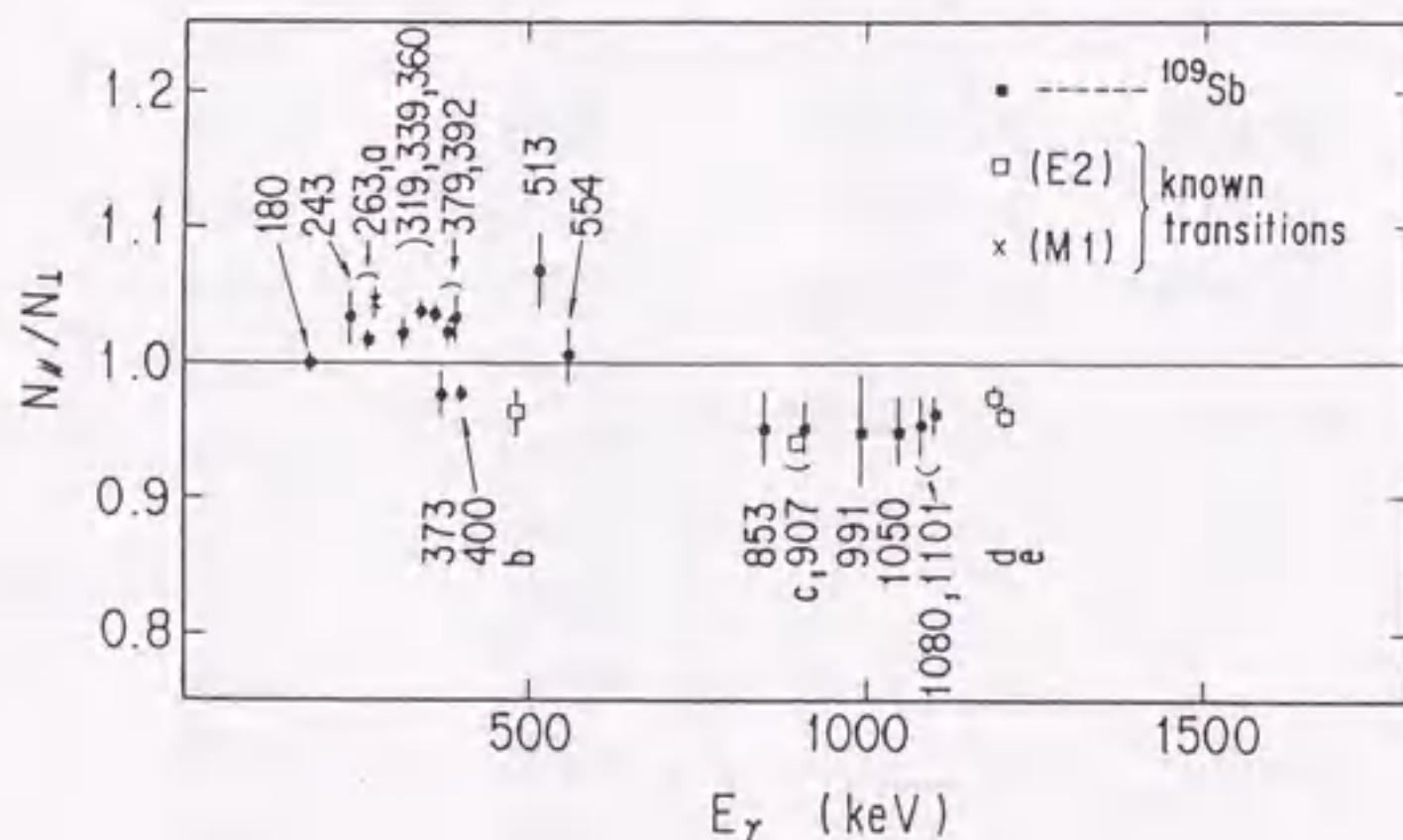
23/2⁻準位(III)の半減期を反跳距離法の測定より求めた。図3.22には、180keVの二重線、263keV(21/2⁻→19/2⁻)のγ線、379keV(17/2⁺→15/2⁺)のγ線の崩壊曲線を示した。180keV二重線のピークには179.9keV(23/2⁻→21/2⁻)と179.5keV(17/2⁺→15/2⁺)のγ線が含まれている。23/2⁻準位(III)には1050keVと554keVのγ線が遷移しているが、これらはいずれも $T_{1/2} < 6\text{ps}$ の短い寿命しか担っていない。また263keVのM1遷移の寿命は、4-4D節の考察から類推すると、¹⁰⁵Inの272keV(19/2⁺→17/2⁺)遷移の寿命と同程度の数psと推測される。したがって263keVで観測された寿命は、23/2⁻準位(III)の寿命 $T_{1/2}(23/2^-) = 84(7)\text{ps}$ であるとみなすことができる。

379keVの崩壊曲線には遷移の遅い成分と早い成分がある。遅い成分は、23/2⁻準位(III)を経由して17/2⁺準位に遷移したγ線によるものであり、早い成分は集団的バンド(IV)より17/2⁺準位に遷移したγ線によるものである。この早い成分の痕跡は15/2⁺→13/2⁺の78keVの崩壊曲線にもみられる。しかし、180keV二重線の崩壊曲線にはみられない。15/2⁺準位(I)の半減期を仮定してこの二重線の崩壊曲線を計算すると、実験で得られた崩壊曲線を再現するには $10\text{ps} \leq T_{1/2}(15/2^+) \leq 30\text{ps}$ であることが必要である。



3.19 Gamma-gamma coincidence spectra from ^{109}Sb .

Spectra (a) and (b) demonstrate the transitions in the collective bands with even and odd parities, respectively. Spectrum (a) includes the asterisked(*) transitions in the odd-parity band since the 320 keV gate was contaminated by the 318 keV transition in that band. Spectrum (c) shows the linkage by the 400 keV E1 transition between the ground state band and the $\pi h_{11/2}$ band.



3.20 Anisotropies N_{\parallel}/N_{\perp} in linear polarization for ^{109}Sb .

The anisotropies for γ -rays from ^{109}Sb are denoted by their energies in keV units and those for γ -rays from other nuclei by alphabetical letters; a 272 keV ($19/2^+ \rightarrow 17/2^+$; ^{105}In). b 485 keV ($17/2^+ \rightarrow 13/2^+$; ^{105}In). c 906 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$; ^{108}Sn). d 1195 keV ($8^+ \rightarrow 6^+$; ^{108}Sn). e 1206 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$; ^{108}Sn). The anisotropy at 319 keV was evaluated for the doublet of the 318 and 320 keV γ -rays. Also are given the 360(359+361) keV.

表 3.5

The properties of γ -ray transitions in ^{109}Sb .

Energies (keV)	Relative intensities	Angular distributions		Mixing ratios $\delta(Q/D)$	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$ (band No.)
		A_2	A_4		
77.8	18(5)	-0.21(3)	0.04(7)	~ 0	$15/2^+ \rightarrow 13/2^+$ (II)
168.6	4(1) ^a				$23/2^- \rightarrow 21/2^+$ (III-I)
176.3	2(1) ^a				$21/2^- \rightarrow (19/2^-)$ (V)
[179.5	20(6) ^b	-0.27(3) ^b	0.02(7) ^b		$15/2^+ \rightarrow 13/2^+$ (I)
179.9	44(13) ^b				$23/2^- \rightarrow 21/2^-$ (III)
187.0	6(1) ^a				$19/2^- \rightarrow 17/2^+$ (III-I)
[241.5	12(2) ^c	-0.07(3) ^c	0.04(7) ^c	$\sim +0.1$	$23/2^- \rightarrow 21/2^-$ (V)
243.3	16(3) ^c				$23/2^- \rightarrow 21/2^-$ (V)
262.5	31(2)	-0.35(3)	0.04(7)	~ -0.1	$21/2^- \rightarrow 19/2^-$ (III)
268.6	3(1)	-0.19(8)	0.15(12)	~ 0	$9/2^+ \rightarrow 7/2^+$ (I-II)
[318.4	23(6) ^c	-0.10(3) ^c	0.04(7) ^c	$\sim +0.1$	$25/2^- \rightarrow 23/2^-$ (V)
320.1	17(5) ^c				$19/2^+ \rightarrow 17/2^+$ (IV)
[338.9	16(5) ^b	-0.10(3) ^b	0.04(7) ^b	$\sim +0.1$	$21/2^+ \rightarrow 19/2^+$ (IV)
339.1	20(6) ^b				$13/2^+ \rightarrow 11/2^+$ (II)
[359.1	17(5) ^c	-0.10(3) ^c	0.06(7) ^c	$\sim +0.1$	$27/2^- \rightarrow 25/2^-$ (V)
360.5	17(5) ^c				$23/2^+ \rightarrow 21/2^+$ (IV)
373.1	17(2)	-0.21(3)	0.03(7)	~ 0	$21/2^- \rightarrow 19/2^+$ (III-I)
379.1	35(5)	-0.29(3)	0.04(7)	~ -0.1	$17/2^+ \rightarrow 15/2^+$ (I)
384.1	1(1) ^a				$21/2^+ \rightarrow 19/2^+$ (I)
392.4	15(3)	-0.14(5)	0.14(9)	$\sim +0.1$	$25/2^+ \rightarrow 23/2^+$ (IV)
400.2	53(5)	-0.22(3)	0.05(7)	~ 0	$11/2^- \rightarrow 9/2^+$ (III-I)
403.6	12(2)	-0.08(5)	-0.01(9)	$\sim +0.1$	$29/2^- \rightarrow 27/2^-$ (V)
[416.7	4(1) ^b	-0.12(3) ^b	0.07(7) ^b	$\sim +0.1$	$15/2^+ \rightarrow 11/2^+$ (II)
416.9	10(3) ^b				$27/2^+ \rightarrow 25/2^+$ (IV)
428.2	7(2)	-0.05(5)	0.03(9)	$\sim +0.1$	$31/2^- \rightarrow 29/2^-$ (V)
444.5	3(1) ^a				$(29/2^+) \rightarrow 27/2^+$ (IV)
454.4	5(2) ^a				$33/2^- \rightarrow 31/2^-$ (V)
462.0	4(2) ^a				$(21/2^+) \rightarrow 19/2^+$ (I)
463.3	3(1) ^a				$35/2^- \rightarrow 33/2^-$ (V)
488.6	4(2) ^a				$15/2^- \rightarrow 13/2^+$ (III-I)

(continued)

表 3.5 (continued)

496.3	1(1) ^a				27/2 ⁻ →25/2 ⁻ (III)
508.6	6(2) ^a				9/2 ⁺ →7/2 ⁺ (II)
511.6	4(2) ^a				33/2 ⁻ →31/2 ⁻ (III)
513.4	15(5)	0.15(3)	0.04(7)	~+0.28	11/2 ⁺ →9/2 ⁺ (II)
554.0	18(3)	-0.42(5)	0.04(9)	~-0.1	25/2 ⁻ →23/2 ⁻ (III)
658.8	3(1) ^a				21/2 ⁺ →17/2 ⁺ (IV)
678.5	3(1) ^a				27/2 ⁻ →23/2 ⁻ (V)
699.4	5(2) ^a				23/2 ⁺ →19/2 ⁺ (IV)
727.1	2(1) ^a				19/2 ⁺ →17/2 ⁺ (I)
752.6	4(2) ^a				25/2 ⁺ →21/2 ⁺ (IV)
753.6	4(2) ^a				11/2 ⁺ →9/2 ⁺ (II→I)
756.0	7(3) ^c				21/2 ⁻ →19/2 ⁻ (V→III)
757.4	7(3) ^c	-0.42(5) ^c	0.09(9) ^c	~-0.1	21/2 ⁻ →19/2 ⁻ (V→III)
763.0	5(2) ^a				29/2 ⁻ →25/2 ⁻ (V)
809.4	5(2) ^a				27/2 ⁺ →23/2 ⁺ (IV)
832.1	4(2) ^b				31/2 ⁻ →27/2 ⁻ (V)
832.2	18(4) ^b	-0.34(5) ^b	0.02(9) ^b	~-0.1	7/2 ⁺ →5/2 ⁺ (II→I)
837.3	7(2)	-0.18(8)	+0.16(12)	~0	19/2 ⁻ →17/2 ⁺ (III→I)
843.7	13(2)	0.23(8)	0.09(12)		31/2 ⁻ →27/2 ⁻ (III)
847.5	5(2) ^a				33/2 ⁻ →29/2 ⁻ (III)
852.9	20(2)	0.26(5)	-0.02(9)		13/2 ⁺ →9/2 ⁺ (II)
882.4	3(1) ^a				33/2 ⁻ →29/2 ⁻ (V)
907.4	39(8) ^d	0.31(5) ^d	-0.16(9) ^d		19/2 ⁻ →15/2 ⁻ (III)
918.6	3(1) ^a				35/2 ⁻ →31/2 ⁻ (V)
991.4	30(6)	0.29(3)	-0.10(7)		13/2 ⁺ →9/2 ⁺ (I)
1003.8	6(2)	0.28(8)	0.12(12)		29/2 ⁻ →25/2 ⁻ (III)
1015.7	4(2) ^a				(35/2 ⁻)→31/2 ⁻ (III)
1022.6	5(2) ^a				11/2 ⁺ →7/2 ⁺ (II)
1029.4	2(1) ^a				17/2 ⁺ →15/2 ⁺ (I)
1050.0	26(4)	0.35(3)	-0.18(7)		27/2 ⁻ →23/2 ⁻ (III)
1079.7	46(3)	0.29(2)	-0.06(4)		15/2 ⁻ →11/2 ⁻ (III)
1093.3	16(3)	0.11(8)	-0.01(12)		13/2 ⁺ →9/2 ⁺ (II→I)
1100.7	100	0.27(2)	-0.08(4)		9/2 ⁺ →5/2 ⁺ (I)
1105.6	30(3)	0.30(3)	-0.21(7)		19/2 ⁺ →15/2 ⁺ (I)
1111.3	6(3)	0.25(8)	-0.25(12)		21/2 ⁺ →17/2 ⁺ (I)
1208.8	6(3) ^a				17/2 ⁺ →13/2 ⁺ (I)
1341.1	29(9) ^e	0.25(8) ^e	-0.20(12) ^e		9/2 ⁺ →5/2 ⁺ (II→I)

(continued)

表 3.5 (continued)

- ^a Unresolved γ -peaks in the singles spectrum with $M=3$; the intensity of the γ -ray from ^{109}Sb was evaluated from the γ - γ coincidences.
- ^b A doublet of γ -rays from ^{109}Sb ; their intensities were evaluated from the γ - γ coincidence spectra and their angular distribution coefficients A_2 and A_4 were determined for the doublet.
- ^c A doublet of γ -rays from ^{109}Sb ; their intensities were obtained from the singles spectrum with $M=3$ but their angular distribution coefficients A_2 and A_4 were determined for the doublet.
- ^d $e\gamma$ -peaks including impurities; the 907 keV peak was contaminated by the 906 keV γ -ray from ^{108}Sn and the 1341 keV peak by the 1342 keV γ -ray from ^{105}In ; their intensities were obtained by subtracting the estimated intensities of the contaminants.

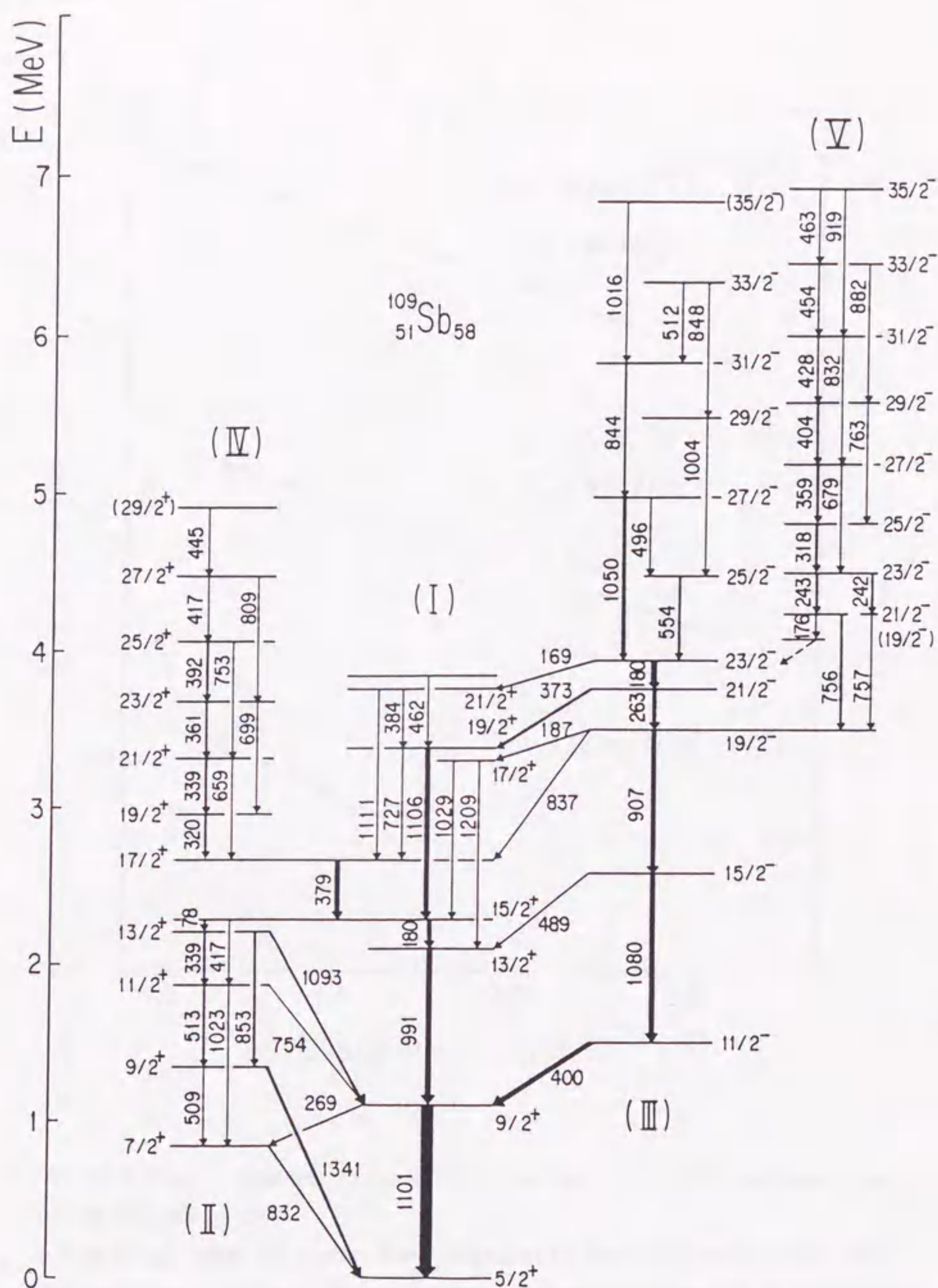


图 3.21 A level scheme of ^{109}Sb .

Excited states are classified into five bands according to the particle(hole)-core coupling scheme: three are based on the $\pi d_{5/2}$, $\pi g_{7/2}$ and $\pi h_{11/2}$ states and the other two are rotationally aligned collective bands.

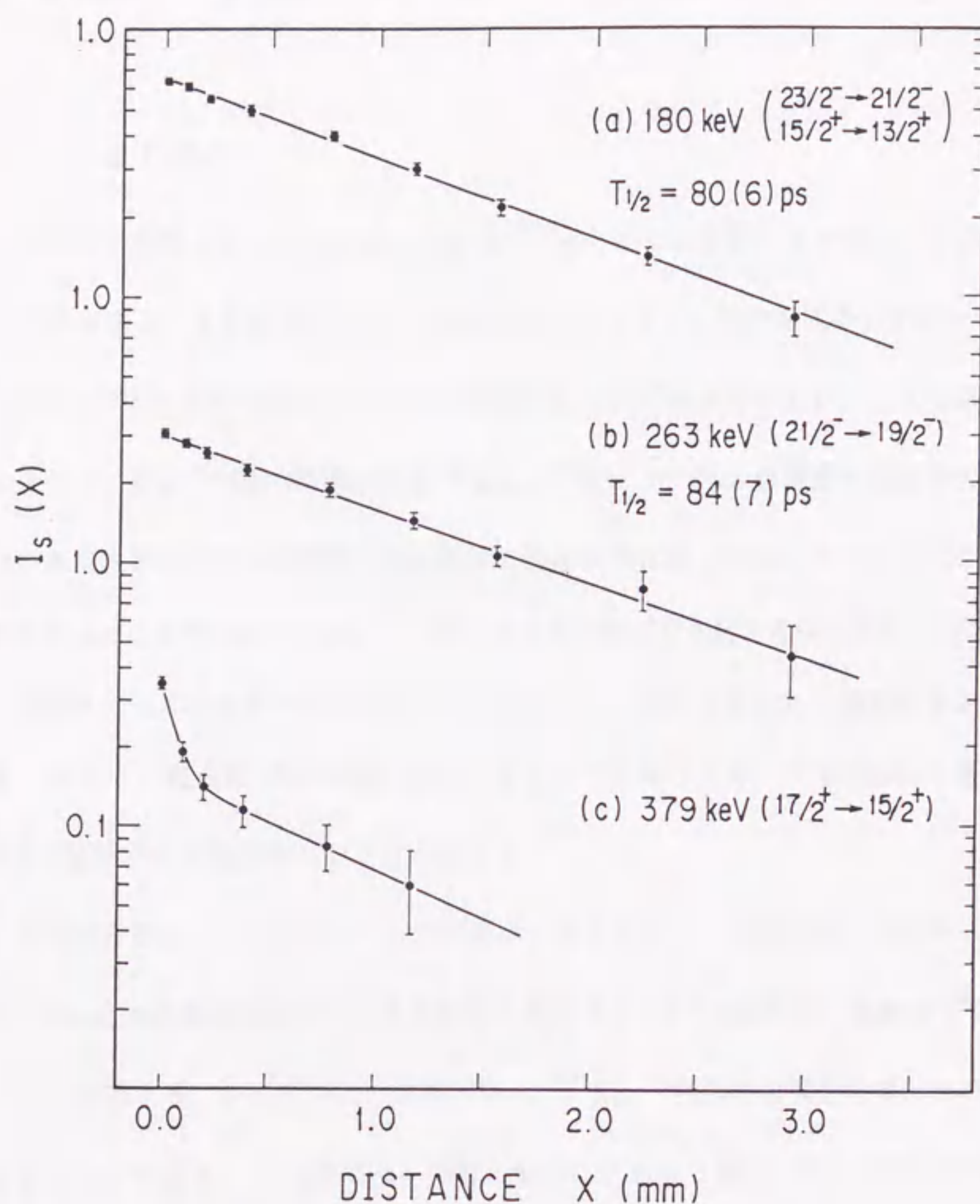


Fig. 3.22 The decay curves for (a) the 180 keV doublet, (b) the 263 keV γ -ray and (c) the 379 keV γ -ray.

The decay curves for γ -rays were measured by the recoil distance method. The intensities of the stop peaks were measured relatively to that of the 254 keV γ -ray from ^{108}Sn with a half-life of 7.3 ns. A recoil distance of 1mm is equivalent to 79 ps. These three curves are substantially ruled by the lifetime of the $23/2^-$ state.

第4章 考察

§4-1 はじめに

本研究で対象とした原子核は二重閉殻 ^{100}Sn の近くに位置するために、殻模型を基礎にして考察する。まず偶偶核 ^{106}Sn の核構造をシニオリティ数の図式で、すなわち $J=0^+$ に組んだ3つの中性子対が励起エネルギーの増加につれて順次壊れていくことで解釈できることを示す。次に ^{106}Sn の周囲の奇核 ^{105}In , ^{107}Sn , ^{109}Sb の核構造を弱結合の模型で、すなわち奇数番目の核子が隣接する偶偶核の励起状態に弱く結合しているとして統一的に理解できることを明らかにする。シニオリティ数の図式や弱結合の模型が成り立つことは、単に励起準位のエネルギーの対応からだけではなく、実験で得られた遷移確率からも検証する。さらに、魔法数50の閉殻の励起にともなう現象として、 ^{107}Sn のE1の遷移確率と ^{109}Sb で観測された集団的バンドを考察する。

本章は考察について記述し、六つの節より構成する。4-2節では、殻模型について、特に ^{100}Sn 近傍の領域に関係する点を中心に概説する。4-3節では、偶偶核 ^{106}Sn の構造について記述する。4-4節では、奇核 ^{105}In , ^{107}Sn , ^{109}Sb の核構造を弱結合の模型で理解できることを示す。4-5節では、閉殻の励起にともなう現象に関して記述する。4-6節では、その他の考察にふれる。

§4-2 殻模型

4-2 A 殻模型の概要

原子が不活性元素で安定であるのと同じように、原子核においても、中性子数や陽子数が2, 8, 20, 28, 50, 82, 126の魔法数となる核種は安定である。そのために原子核でも殻模型の成り立つことが期待される。原子の場合、電子は原子核のつくるクーロンポテンシャルのもとで運動する。しかし原子核は、核子が核力によって互いに強く結びつ

いた系である。そこで原子核における殻模型では、核子に働くポテンシャルとして他の核子のつくる平均場ポテンシャルをとる。平均場ポテンシャルとしては核内核子の密度分布が目安となる。核子の密度は核半径($1.2A^{1/3}\text{fm}$)内ではほぼ一定であり、表面部分は質量数 A によらず約 2.5fm の厚みで密度が減少する。この密度分布より平均場としてWoods-Saxson型のポテンシャルを用いても、28以上の魔法数を説明することはできない。MayerとJensenは、原子核では核子に働くスピン軌道相互作用が強いことに着目し、魔法数を説明するのに成功した[1]。

本論文に関係する核子の軌道を図4.1に示した。計算の見通しをよくするために、まず調和振動子のポテンシャルで計算し、その後で箱型のポテンシャルに近付けた。図4.1で左の列に示した準位は、調和振動子のポテンシャルで計算したときのものである。中央の列は、箱型ポテンシャルにすると大きな軌道角運動量(l)を持つ準位が下がることをとりいれてある。右の列に示した準位は、スピン軌道相互作用まで考慮したときのものである。50< N, Z <82の殻は、調和振動子のポテンシャルで計算したときの偶パリティ $N=4\hbar\omega$ の殻に対応する。ただし $h_{11/2}$ 軌道がスピン軌道相互作用により $N=5\hbar\omega$ より降りてきて、この殻に属している。逆に $g_{9/2}$ 軌道は下の28< N, Z <50の殻に下がっている。

殻模型では、閉殻はまず不活性であるとし、原子核の性質は閉殻外の核子によって決まるとする。閉殻の外に複数個の核子が存在するときには、核子間に残留相互作用が働く。平均場ポテンシャルは、一つの核子に対する他の核子がつくる場として、そもそも作られたものであるから、核子間の相互作用は必然的に残る。原子の場合の電子電子相互作用と違って、この残留相互作用は大きく、核構造に重要な役割をはたす。核子間にはたらく残留相互作用の中で最も重要なものは対相互作用である。この相互作用は2つの核子が角運動量を 0^+ に組んだときにエネルギーを最も下げる。この対エネルギーは、Weizsäcker-Betheの質量公式の中にも偶奇項として入ってくるもので、質量数100近傍では $(2\Delta) \sim 2.3\text{MeV}$ 程度である。対相互作用は残留相互作用が近接力の場合に生ずる。 $g_{7/2}$ 軌道に2個の核子があり、近接力の極限として δ 関数をとったときのエネルギー準位を図4.2に示した[文献

42(1章5節)]。ここで波動関数は、調和振動子のポテンシャルで得られるものを使用している。この図から分かるように、角運動量を 0^+ に組んだときに相互作用がもっとも大きく働き、 2^+-4^+ や 4^+-6^+ の準位間隔に比べると 0^+-2^+ の間隔は広い。ちなみに残留相互作用として長距離力をとると 2^+ の準位が下がって 0^+ に接近し、変形核でみられる回転バンドに似たエネルギー準位となる。

エネルギー準位のみでなく、励起準位間の遷移確率などの電磁氣的性質を調べることで、核構造をさらに深く調べることができる。これは、エネルギーは固有値として計算されるために状態を表わす波動関数には敏感でないのに対して、電磁氣的性質は波動関数の重なりを計算するからである。以下に、本論文の中で関係する電磁氣的性質を要約しておく。初期状態 I_i から終状態 I_f に遷移する γ 線の遷移確率 $T(\xi L)$ [ξ はE(電気)またはM(磁気)を表わす]は、

$$T(\xi L; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(L+1)}{L!(2L+1)!!} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\xi L; I_i \rightarrow I_f) \quad (4.1)$$

で与えられる。この式から分かるように $T(\xi L)$ は、エネルギー E の $2L+1$ 乗に比例する。

$B(\xi L)$ は換算遷移確率で、初期状態と終状態の波動関数を Ψ_i と Ψ_f 、 ξL 遷移の演算子を $M(\xi L)$ とすると、次式で定義されるように遷移の行列要素に直接関係する量である。

$$B(\xi L; I_i \rightarrow I_f) = \left(\frac{2I_f+1}{2I_i+1} \right) |\langle \Psi_{I_f} \| M(\xi L) \| \Psi_{I_i} \rangle|^2 \quad (4.2)$$

ξL 遷移が単一粒子の運動によって生じ、さらに動径方向の波動関数は核内で一定であるとしてWeisskopfは遷移確率の計算式を導出した[43]。この式で求めた値を基準にして、実験で得られた $B(\xi L)$ を評価すると直観的に分かりやすい。以後の考察の中では、Weisskopfの評価値を単位(W.u.と表記)にして記述することが多い。E2遷移の演算子 $M(E2)$ は、

$$M(E2) = e_{eff} r^2 Y_{2\mu} \quad (4.3)$$

で表わされる。ここで e_{eff} は有効電荷で、芯の偏極の程度などを反映する。M1遷移の演算子は、M1遷移が一つの軌道の核子にのみ関係しているときには

$$M(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} g_j J_\mu \quad (4.4)$$

となり、核子のg因子に比例する。また J_μ は、角運動量の磁気量子数をせいぜい1しか変えない。このことは4-4節の弱結合の模型で、M1遷移が一つの多重項の中でのみ起こりうることに対応する。M1遷移とE2遷移の遷移確率の比は、

$$\frac{T(M1)}{T(E2)} = 1.44 \times \frac{E_{M1}^3}{E_{E2}^5} \times \frac{B(M1)}{B(E2)} \left(\frac{eb}{\mu_N} \right)^2 \quad (4.5)$$

となる。エネルギーEの単位はMeVである。B(M1)とB(E2)をWeisskopf単位で表わすと、

$$\frac{T(M1)}{T(E2)} = 850 \times \frac{E_{M1}^3}{E_{E2}^5} \times \frac{B(M1)_{w.u.}}{B(E2)_{w.u.}} \quad (4.6)$$

となる。ただし質量数はA=107で計算した。この式から分かるように、もしM1遷移もE2遷移もWeisskopf単位程度の遷移確率をもち、遷移間のエネルギーもそれほど変わらなければ、 $T(M1) \gg T(E2)$ である。したがってM1遷移にE2遷移が大きく混合したり、M1遷移とE2遷移が競合したりする場合は、何らかの理由でM1遷移が抑制されているか、またはE2遷移が促進されていることを意味している。E1遷移は一般に抑制される。これは原子核の殻は基本的に同一パリティの状態で構成されているためである。このためにE1遷移は閉殻の励起と密接な関係がある。これに関しては4-5A節で記述する。

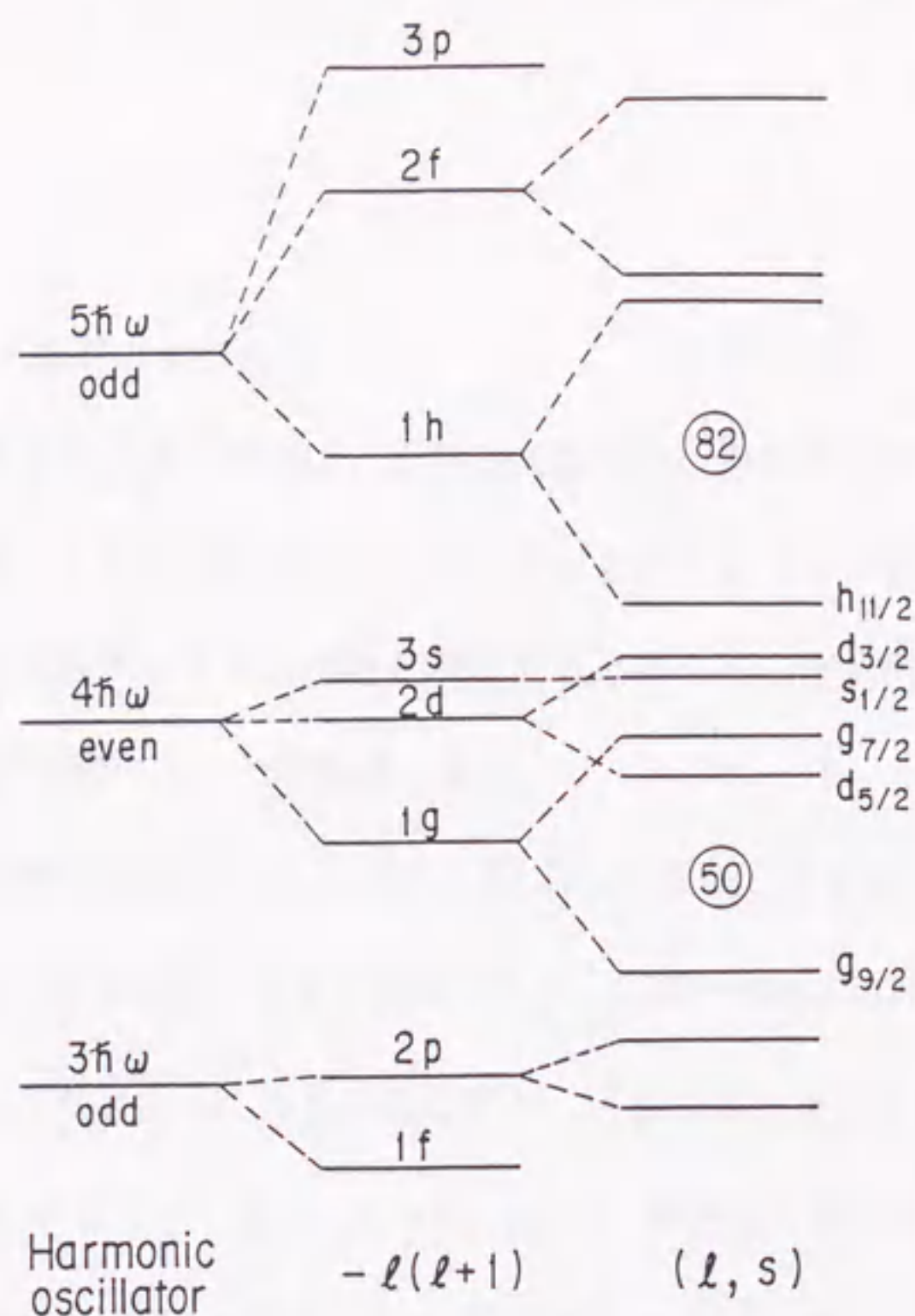


Fig. 4.1 A schematic diagram of single-particle levels.

In a harmonic oscillator potential, the single-particle levels appear in the energy of $n\hbar\omega$ and the parity of $(-1)^n$. The level with a large angular momentum lowers in a Woods-Saxon potential, as shown in the center column. Taking account of the spin-orbit interaction (l, s) , the single-particle levels in nuclei can be deduced.

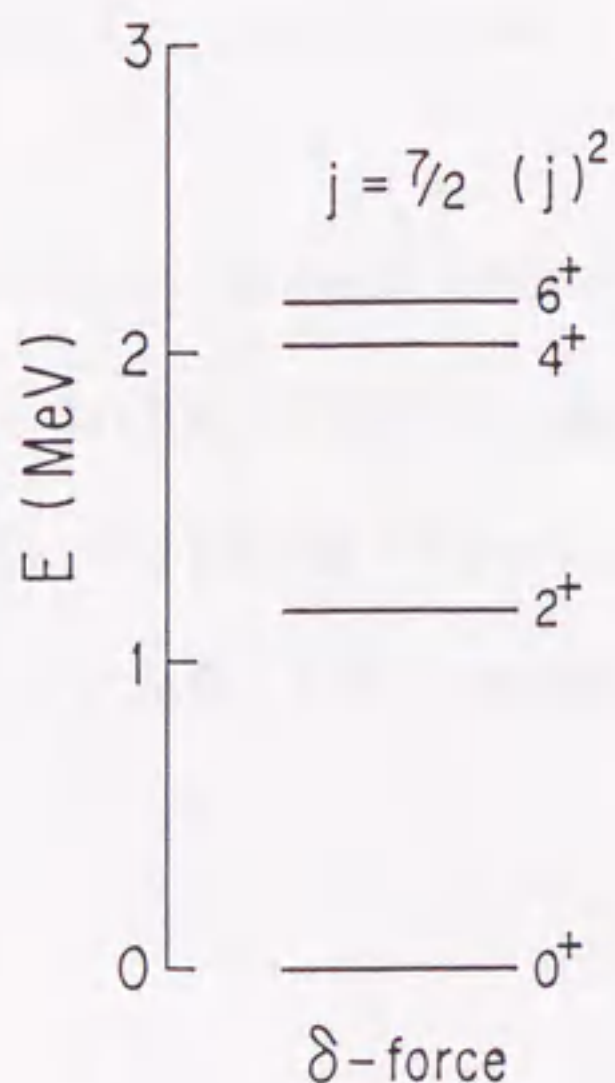


Fig. 4.2 Typical energy levels created by two particles outside the closed shell.

The residual interaction between two nucleons is assumed to be a δ function. The pairing energy is taken of 2.3 MeV from $2\Delta (= 24/\sqrt{A})$.

4-2B 単一粒子軌道のエネルギー

単一粒子軌道のエネルギー準位は、前述したように、平均場ポテンシャルを用いて計算することができる。しかしそのポテンシャルのとり方によって、近接した準位の順序は変わりうる。そこで殻模型により核構造を検討するときには、まず実際のエネルギー準位がどうなっているかを調べることが重要である。

陽子過剰の奇Sn核で観測される $5/2_1^+$ 、 $7/2_1^+$ 、 $11/2_1^-$ 準位の主な成分は、 $\nu d_{5/2}$ 、 $\nu g_{7/2}$ 、 $\nu h_{11/2}$ の単一粒子状態であると推測される。実際 ^{111}Sn においては、これらの準位の軌道角運動量がそれぞれ2、4、5であることが、直接反応を用いた実験により確かめられている[44]。したがって $5/2_1^+$ 、 $7/2_1^+$ 、 $11/2_1^-$ 準位のエネルギーは $\nu d_{5/2}$ 、 $\nu g_{7/2}$ 、 $\nu h_{11/2}$ 軌道のエネルギー準位を反映していると考えてよい。図4-3(a)には奇Sn核の $5/2_1^+$ 、 $7/2_1^+$ 、 $11/2_1^-$ 準位のエネルギーを $5/2_1^+$ 準位を基準にして示した。この図から分かるように、奇Sn核では中性子数が減少するにつれて $7/2^+$ と $11/2^-$ 準位のエネルギーが高くなっていく。中性子数の減少に伴ってフェルミ準位が下がることを考慮すると、この変化は、中性子の軌道が下から順に $\nu d_{5/2}$ 、 $\nu g_{7/2}$ 、 $\nu h_{11/2}$ となっていることを意味している。また $7/2^+$ 準位の変化は緩やかであるのに対し、 $11/2^-$ 準位の変化は急である。これは $\nu d_{5/2}$ 軌道が $\nu g_{7/2}$ 軌道とは近接しており、 $\nu h_{11/2}$ 軌道とは離れていることが現われている。

図4-3(b)には、陽子数51のSb核の $5/2_1^+$ 、 $7/2_1^+$ 、 $11/2_1^-$ 準位のエネルギーの変化を示した。これらのエネルギーは、陽子軌道 $\pi d_{5/2}$ 、 $\pi g_{7/2}$ 、 $\pi h_{11/2}$ のエネルギー準位に対応している。中性子数の減少とともに $\pi g_{7/2}$ 軌道は高くなるのに対し、 $\pi h_{11/2}$ 軌道はほぼ一定である。これに関しては4-6節で考察する。

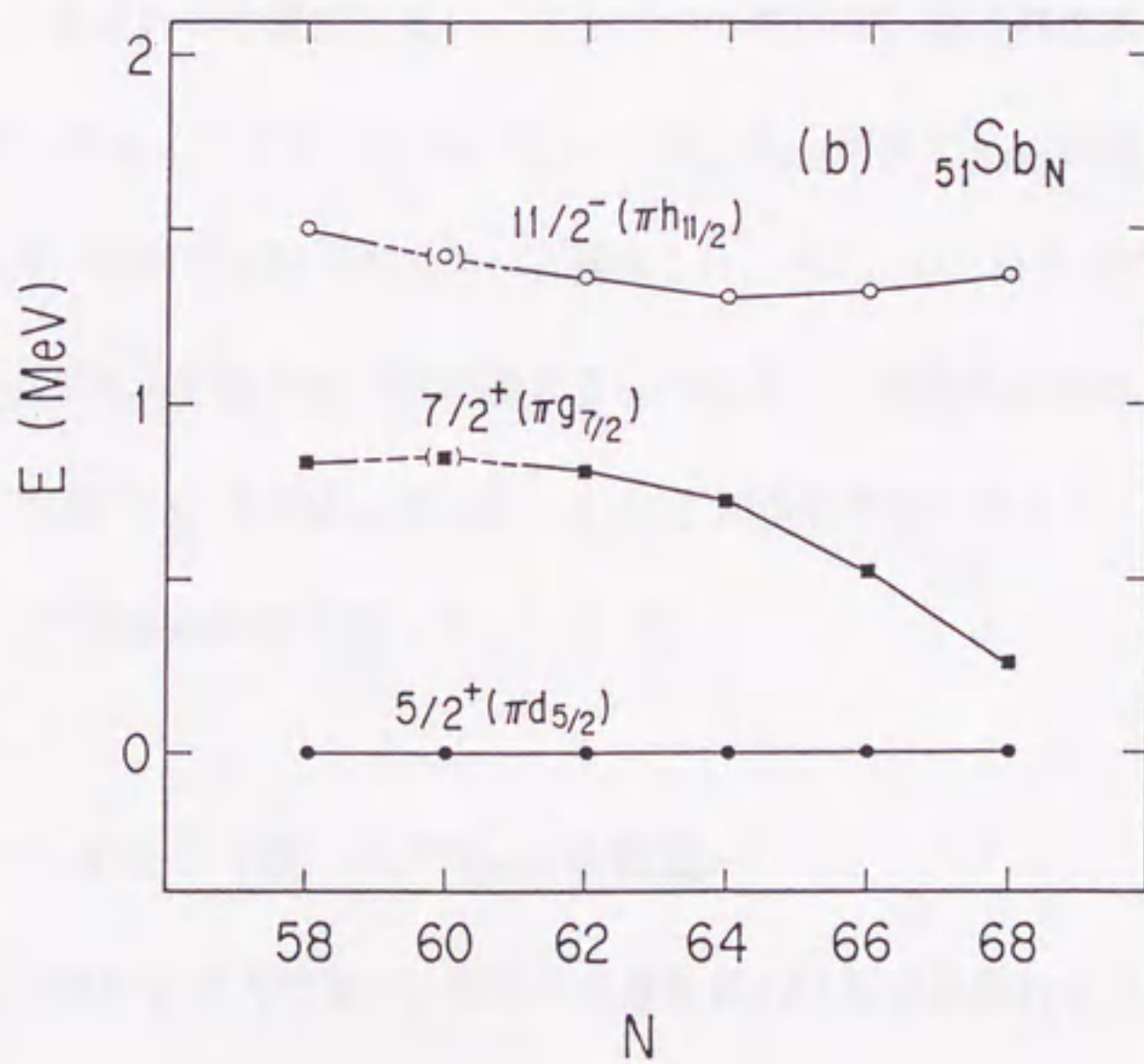
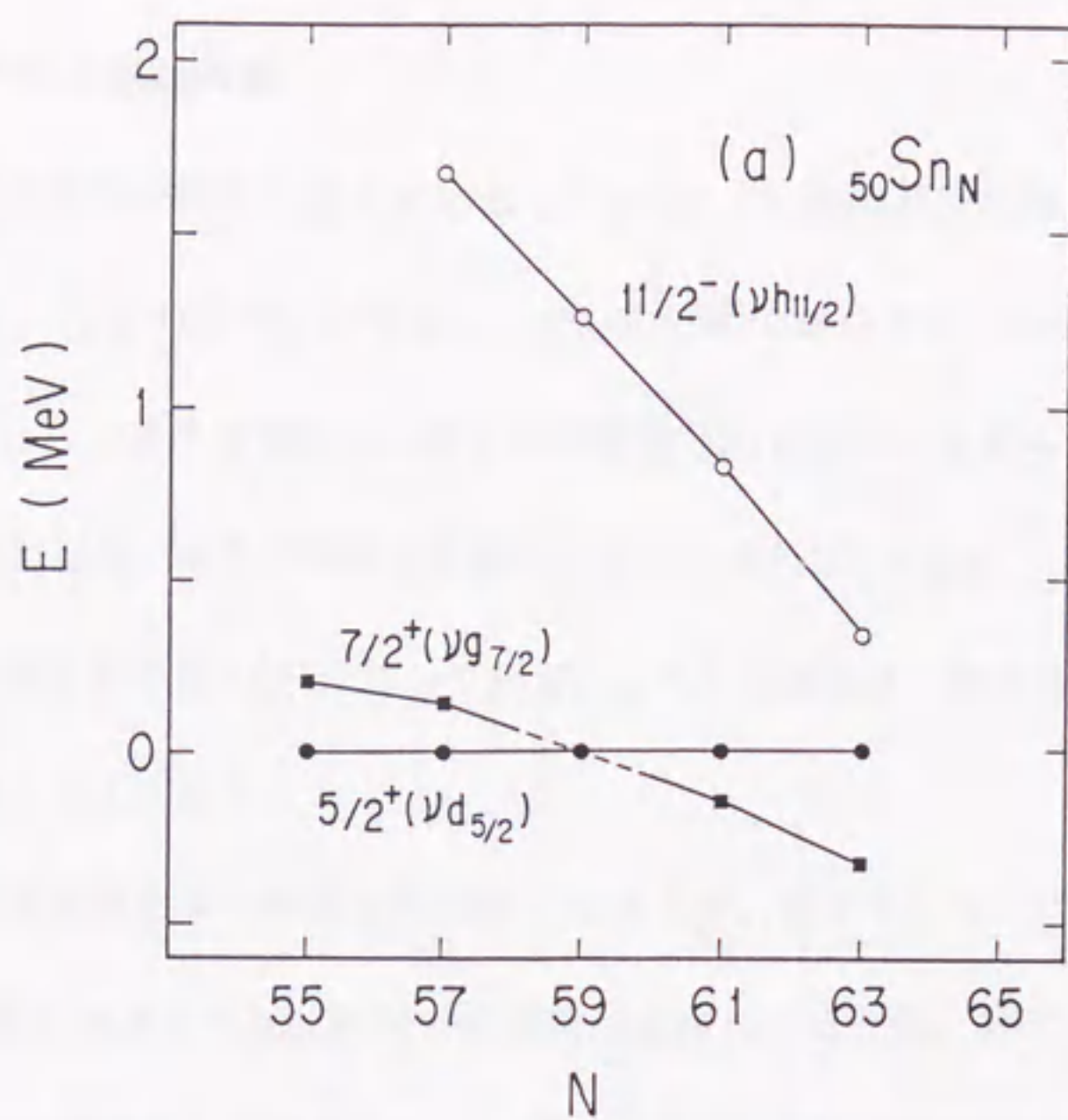


图 4.3 单粒子能量的系统atics.

(a) The energies of the first $5/2^+$, $7/2^+$ and $11/2^-$ states were plotted against neutron numbers in odd Sn isotopes (b) Same as (a) in odd Sb isotopes.

4-2 C ^{107}Sn の基底状態

閉殻外の中性子が軌道を順に占めるとすれば、 ^{107}Sn の基底状態は $[(\nu d_{5/2})^6 \nu g_{7/2}]$ の配位をとり、 $7/2^+$ のスピンとなる。しかし3-5節で述べたように、実験結果は $5/2^+$ を支持している。このような逆転は、陽子が閉殻の ^{61}Ni においても見られる[45]。この核の基底状態の配位は、中性子が軌道を順に占めたとすれば、 $[(\nu p_{3/2})^4 \nu f_{5/2}]$ となる。ところが実際の原子核では $3/2^-$ になっている。これらの逆転は、対エネルギーの次の性質に関係していると考えられる。

(i) 大きな角運動量を持つ軌道で対を作ったほうが、対エネルギーは大きい。

(ii) 少数の核子で占められた軌道で核子対が存在したほうが、対エネルギーは大きい。

残留相互作用を δ 関数として計算すると、対エネルギーは軌道角運動量に比例することが導かれ、(i)の性質を裏付けている。また(ii)の性質はTalmiの結合エネルギーの公式(付録A-10)より導かれる性質である。これら二つの性質は、核子対を大きな角運動量を持つ空いた準位へ押し上げようとする。 ^{107}Sn では、 $d_{5/2}$ 軌道と $g_{7/2}$ 軌道のエネルギー差よりも対エネルギーの利得のほうが大きいと推測され、そのために核子対は上の準位に移る。

(ii)の性質より $g_{7/2}$ 軌道の核子数が増えるにつれて、この逆転は起きにくくなることが予想される。実際 ^{109}Sn までは、逆転により $5/2^+$ が基底状態となるが[46]、 ^{111}Sn では逆転せずに $7/2^+$ が基底状態となっている[47]。

§4-3 シニオリティ数 — ^{106}Sn の核構造—

残留相互作用が近接力の場合、核子は角運動量(J)を 0^+ に組むように対を作ろうとする。この $J=0^+$ の核子対は励起エネルギーの増加とともに壊れる。そこで、 $J=0^+$ に組んでいない核子の数をもって状態を記述することができる。この数をシニオリティ数(ν)とよぶ。 ^{106}Sn は $N=Z=50$ の閉殻外に6つの中性子があり、低エネルギーの状態では $\nu d_{5/2}$ と $\nu g_{7/2}$ 軌道を占める。基底状態は、これらの軌道に $J=0^+$ に組んだ中性子対が3つあり、 $\nu=0$

の状態である。 ^{106}Sn のイラスト状態では、この3つの中性子対が励起エネルギーの増加とともに順に壊れていく様子が観測される。 2^+ , 4^+ , 6^+ 準位が $v=2$ に、 8^+ , 10^+ 準位が $v=4$ に、 12^+ 準位が $v=6$ に対応していることを以下に示す。

シニオリティ数 2 2^+ , 4^+ , 6^+ 準位のエネルギーは図4.2に示したような典型的な準位間隔になっている。従ってこの3つの励起状態は $J=0^+$ の対が一つ壊れた $v=2$ の状態、すなわち、その成分として $(\nu d_{5/2})^2_J$, $(\nu d_{5/2} \nu g_{7/2})_J$, $(\nu g_{7/2})^2_J$ を持つと考えられる。 6^+ 準位の配位は、 g 因子の実験結果を通して知ることができる。この準位の配位は $(\nu d_{5/2} \nu g_{7/2})_{6^+}$ または $(\nu g_{7/2})^2_{6^+}$ が候補に挙げられる。これらのSchmidt値はそれぞれ -0.07 と $+0.43$ であり(付録A-11), 実験値が $g=-0.14(9)$ であることより ^{106}Sn の 6^+ 準位は $(\nu d_{5/2} \nu g_{7/2})_{6^+}$ を主成分にもつと結論できる。 Sn 同位元素の 6^+ の g 因子は ^{112}Sn で $g=+0.04(3)$ [48], ^{108}Sn で $g=-0.04(2)$ [10] であり、中性子数の減少とともに g 因子は正から負へと小さくなっている。すなわち 6^+ の主な成分は $(\nu g_{7/2})^2_{6^+}$ から $(\nu d_{5/2} \nu g_{7/2})_{6^+}$ に変化している。これは中性子数の減少とともにフェルミ準位が下がることと符合している。また、 $6^+ \rightarrow 4^+$ 遷移の $B(E2)$ は、中性子数の減少とともに大きくなる— $^{112}, ^{110}, ^{108}, ^{106}, ^{104}\text{Sn}$ の $B(E2)$ はそれぞれ $0.50(1)$, $1.8(1)$, $2.3(1)$, $3.0(7)$, $4.1(14)\text{W.u.}$ [4, 8]。この $B(E2)$ の傾向も 6^+ 準位の成分を反映していると推測される。

シニオリティ数 4 8^+ と 6^+ の準位間は 1157keV で 2^+ と 0^+ の準位間のエネルギーとほぼ等しい。このことから 8^+ 状態は $J=0^+$ に組んだ対をもう一つ壊してできた $v=4$ の状態であることが推測される。 $\nu d_{5/2}$ と $\nu g_{7/2}$ を成分とする $v=4$ の状態で組める最大のスピンは 10^+ である。 10^+ 準位から 8^+ 準位の $B(E2)$ は $6.4(10)\text{W.u.}$ であり、 10^+ 準位も 8^+ 準位と同じ $v=4$ の状態であると考えられる。これは隣接核 ^{108}Sn と対照的である。 ^{108}Sn の $B(E2; 10^+ \rightarrow 8^+)$ は $0.62(5)\text{W.u.}$ で ^{106}Sn のそれよりも約一桁小さい。これは ^{108}Sn の 10^+ 準位には $(\nu h_{11/2})^2_{10^+}$ の成分が多く含まれるからではないかと推測される。図4.3(a)による

と、 ^{108}Sn の $\nu h_{11/2}$ 軌道のエネルギーは $\nu d_{5/2}$ 軌道よりも約1.4MeV上にある。そこで $\nu d_{5/2}$ 軌道から $\nu h_{11/2}$ 軌道に2つの中性子を上げ、さらに $J=0^+$ の対を壊して 10^+ に組むために必要なエネルギーは約5MeVと見積れる。したがって ^{108}Sn では、 $(\nu h_{11/2})^2_{10^+}$ と $\nu=4$ の $[(\nu d_{5/2})^2(\nu g_{7/2})^2]_{10^+}$ 準位のエネルギーは接近して現われることが予測される。一方 ^{106}Sn では、 $(\nu h_{11/2})^2_{10^+}$ 準位のエネルギーは ^{108}Sn のそれよりも1MeV程度高くなることが予測され、 $\nu=4$ の状態と競合しないと考えられる。

シニオリティ数 6 12^+ と 10^+ の準位間のエネルギーは1161keVで、さらにもう一つの $J=0^+$ の中性子対が壊れた $\nu=6$ の状態であると推測される。すなわち3つの中性子対がすべて壊れた状態である。 $\nu d_{5/2}$ と $\nu g_{7/2}$ 軌道に6つの中性子が存在するときに組める最大のスピンは 12^+ である。他の領域の閉殻、例えば $^{52}\text{Cr}_{28}$ や $^{212}\text{Rn}_{126}$ のような核種においても、 ^{106}Sn で見られたような $\nu=2, 4$ の状態が観測されている[45]。しかし閉殻外に核子が6つ以上ある核種で、これまで $\nu=6$ の状態がイラスト状態で観測されたことはない。これは、 $J=0^+$ の核子対をいくつも壊すよりは、大きな角運動量をもつ軌道に核子を押し上げたほうがエネルギー的に得だからである。逆に言えば、 ^{100}Sn 近傍では、大きな角運動量を持つ $\nu h_{11/2}$ 軌道と $\nu d_{5/2}$ (または $\nu g_{7/2}$)軌道とのエネルギー差が大きいことを示唆している。

殻模型の計算との比較 Momokiら[49]は、 ^{100}Sn 近傍のSn核を対象に殻模型による計算を行った。彼らの模型では、残留相互作用として2つのYukawa型のポテンシャルを用い、配位空間として $50 < N < 82$ 殻のすべての軌道の単一粒子状態をとっている。付録A-12に、計算で用いたパラメータと、 ^{106}Sn の励起状態の波動関数およびE2遷移の換算遷移確率をのせた。計算によっても 6^+ 準位までは $\nu=2$ 、 8^+ と 10^+ 準位は $\nu=4$ が主成分であることが示される。さらに 12^+ 準位は、 $\nu=6$ まで入れて計算しない限り実際のエネルギー準位を再現できないことが明らかになっている。また、 6^+ 準位は $(\nu d_{5/2}\nu g_{7/2})_{6^+}$ が主成分であることが示され、g因子の実験結果と一致している。しかし実験で得られた ^{106}Sn と ^{108}Sn の $B(E2; 10^+ \rightarrow 8^+)$ の大きな差は、今のところ計算では出てこない。さらに 14^- 状態は

$[vd_{5/2}(vg_{7/2})^2vh_{11/2}]_{14^-}$ の配位をとり、 $\langle 13^- \| M1 \| 14^- \rangle$ と $\langle 13^- \| E2 \| 14^- \rangle$ はそれぞれ正と負の符号をとる。これは実験でえられた $\delta(E2/M1) < 0$ と一致する。 $\langle \| E2 \| \rangle < 0$ は、 14^- 状態がミカン型をしていることを意味している。

§4-4 弱結合模型 — ^{105}In , ^{107}Sn , ^{109}Sb の核構造—

4-4 A 弱結合模型の概要

計算機の発達により、 $Z=N=50$ の閉殻外に比較的多数の核子が存在する場合でも殻模型での計算が可能となってきた。陽子が閉殻のSnの場合、殻模型の計算で必要とするパラメーターは各軌道のエネルギーおよび中性子-中性子の残留相互作用である。しかし、 ^{105}In や ^{109}Sb のように陽子が閉殻でない場合は、さらに中性子-陽子の残留相互作用が必要となり計算は非常に複雑になる。本研究で対象とした奇質量数の原子核は6個程度の核子を閉殻外に持つ。このような場合には、直接的な殻模型の計算により原子核の微視的構造を調べても物理的な見通しはよくない。本論文では、粒子(空孔)-芯の弱結合模型に基づいて、奇核を統一的に理解するように努めた。この模型では、奇数番目の対を作っていない核子(粒子又は空孔)が隣の偶偶核の励起状態(芯)に結合することによって奇核の励起状態が構成されるという描像をとる。奇数番目の角運動量 j の陽子 π_j が ^{106}Sn の励起状態 Φ_j に結合して、奇核の励起状態 $\Psi_{I,M}$ を作っている場合は次式で表される。

$$\Psi_{I,M} = [\pi_j \otimes \Phi_j(^{106}\text{Sn})]_{I=J \pm \frac{1}{2}, \dots, \pm j, M} \quad (4.7)$$

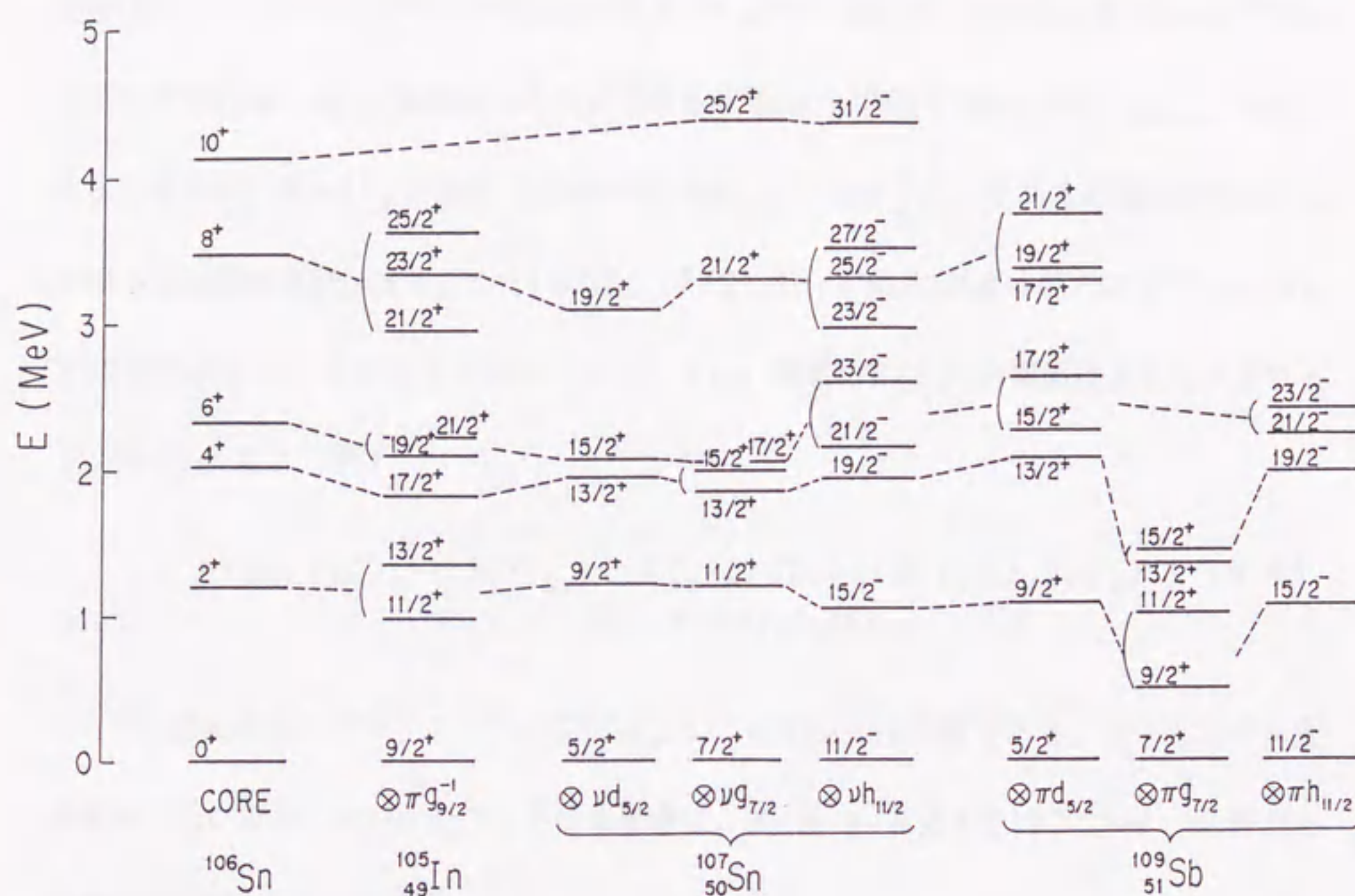
この模型では偶偶核の励起状態の内部構造まで立ち入ることはしない。そのため、直接的な殻模型の計算で必要とする空間を大幅に切断(truncate)したものとなっている。この模型が成り立つためには、粒子(空孔)と偶偶核との結合によって偶偶核の内部状態が大きく変化しないことが必要である。すなわち両者の相互作用が小さいことを必要とする。

4-4B エネルギー準位

弱結合模型に基づくと、 ^{105}In の励起状態は $\pi g_{9/2}$ 軌道の空孔が ^{106}Sn の励起状態に結合してできていると考える。 ^{107}Sn の励起状態は $\nu d_{5/2}$, $\nu g_{7/2}$, $\nu h_{11/2}$ 軌道の中性子が ^{106}Sn の励起状態に、また ^{109}Sb の励起状態は $\pi d_{5/2}$, $\pi g_{7/2}$, $\pi h_{11/2}$ 軌道の陽子が ^{108}Sn の励起状態に結合して構成されているとみなす。図4.4に ^{106}Sn の励起状態に対応する奇核のエネルギー準位を示した。ある準位がどの粒子と結合しているかは、実験で得られた遷移強度比をもとに仕分けした。エネルギーの対応を見るかぎり、弱結合模型は適用してよさそうである。ただし ^{109}Sb の $\pi g_{7/2}$ と ^{108}Sn の準位が下がっているのは、4-5B節で記述するように $Z=50$ の閉殻の励起にともなう $(\pi g_{9/2})^{-1}$ の成分が混じってくるためであると考えられる。

弱結合模型では、式(4.7)から明らかなように、 $\pi(\nu)_j$ が芯のスピン J に結合した場合は $I=J\pm 1/2, \pm 3/2, \dots, \pm j$ の多重項を生ずる。しかし図4.4では、多重項の中で最大の $J+j$ もしくは $J+j-1$, $J+j-2$ しか観測されていない。これは、原子核が高励起状態から崩壊する際には、図2.1に示したようにイラスト線に沿って、すなわち同じスピンをもつ状態なら最低の励起エネルギーの準位を経由して崩壊する確率が高いからである。さらに多重項の準位間隔が狭いことも関係していると考えられる。そのために一つの多重項の中でのM1の遷移確率よりも、異なる多重項間でのE2の遷移確率が大きくなる。この多重項の準位間隔が狭いことは、粒子と芯との結合が弱いことを意味している。

エネルギー準位を見るかぎり、弱結合の模型は本研究で対象とした奇核においてよく成り立つ。実験では、エネルギー準位のみでなく、E2やM1の遷移強度とE2/M1の分岐比や混合比も得ている。これらの遷移強度からも、弱結合模型が ^{100}Sn 近傍の奇核に適用できることを以下で明らかにしていく。



⊠ 4.4 Comparison between the excitation energies in ^{106}Sn and those in odd-mass nuclei ^{105}In , ^{107}Sn and ^{109}Sb .

4-4 C E2の遷移確率

E2遷移は芯の内部状態の変化にともなって生じる。したがって核子と芯の結合が弱ければ、奇核の $B(E2)$ は、対応する芯の $B(E2)$ に等しいはずである。実験で得られた ^{105}In の $B(E2; 17/2^+ \rightarrow 13/2^+)$ と ^{106}Sn の $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ の値を用いてこれを確かめる。 ^{105}In の $13/2^+$ 準位は、 $\pi g_{9/2}$ 軌道の空孔が芯である ^{106}Sn の 2^+ 準位に結合した $[(\pi g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+]$ の状態である。また $17/2^+$ 準位の主成分は $[(\pi g_{9/2})^{-1} \otimes 4^+]_{17/2^+}$ であると推測される。したがって弱結合模型が成り立っていれば、 $17/2^+ \rightarrow 13/2^+$ のE2遷移は芯である ^{106}Sn の $4^+ \rightarrow 2^+$ の遷移によって引き起こされると考えてよい。両者の $B(E2)$ の関係は次式で表される[文献42(5章7.7節)]。

$$B(E2; (jJ)_{I_i} \rightarrow (jJ')_{I_f}) = (2I_f+1)(2J+1)W^2(jJI_f 2; I_i J') \quad (4.8) \\ \times B(E2; J \rightarrow J')$$

ここで j は核子のスピン、 J と J' は芯のスピン、 W はRacah係数である。核子と芯の角運動量が平行に結合(stretch)している場合は、式(4.8)右辺の $B(E2; J \rightarrow J')$ に掛かる係数は1となる。すなわち

$$B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+) = B(E2; 17/2^+ \rightarrow 13/2^+) \quad (4.9)$$

である。ただし次節で述べるように、 $17/2^+$ 準位には 6^+ 状態との多重項 $[(\pi g_{9/2})^{-1} \otimes 6^+]_{17/2^+}$ の成分も含まれる。仮に $17/2^+$ 状態に 6^+ との多重項と 4^+ との多重項の成分が1対1で混じっているとすれば、実験で得られた $B(E2; 17/2^+ \rightarrow 13/2^+)$ の2倍の値を式(4.9)の右辺に用いるべきである。

一方 ^{106}Sn の $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ と $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ との関係は一般には複雑である。しかし同一軌道にのみ核子が存在した場合には、単純に係数をかければよい[文献27(3章3.2節)]。例えば $g_{7/2}$ 軌道の2つの核子によって 2^+ 、 4^+ 、 6^+ の状態が生じていたとすると、

$$B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+) = 2.2 \times B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+) \quad (4.10)$$

の関係にある。 2^+ , 4^+ , 6^+ の状態に $(\nu d_{5/2} g_{7/2})_J$ や $(\nu d_{5/2})^2_J$ の成分が含まれてきても、この関係はそれほど大きく変わらないであろう。

実験で得られた ^{105}In の $B(E2; 17/2^+ \rightarrow 13/2^+)$ は $2.2(7)\text{W.u.}$, ^{106}Sn の $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ は $3.0(7)\text{W.u.}$ である。上の考察に照らすと、 ^{106}Sn の $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ は $(\pi g_{9/2})^{-1}$ が結合しても大きく変化していないことがわかる。すなわち弱結合模型は成り立っていると結論できる。

4-4D M1の遷移確率

E2遷移と対照的にM1遷移は芯の内部状態に関係せず、芯に結合した核子のg因子が大きく関係する。付録A-13によれば $B(M1)$ は $(g_j - g_J)^2$ にほぼ比例する。ここで g_j と g_J はそれぞれ核子と芯のg因子である。また角運動量の演算子 J_μ は磁気量子数をせいぜい1しか変えることができないから、M1遷移は一つのJの多重項の中でしか生じない。これらを踏まえて、実験で得られた $B(M1)$ より核構造を検討する。

^{105}In では $19/2^+ \rightarrow 17/2^+$ のM1遷移が観測される。 $19/2^+$ 準位は $(\pi g_{9/2})^{-1}$ と 6^+ (^{106}Sn) の多重項である。M1遷移は同じ多重項の中でしか生じないから、 $17/2^+$ 準位には 4^+ との多重項の成分と同時に 6^+ との多重項の成分も持つことが分かる。この ^{105}In の $B(M1)$ と ^{107}Sn の $17/2^+ \rightarrow 15/2^+$ 遷移の $B(M1)$ とを比較する。前者の遷移強度には陽子の $g_{9/2}$ 軌道のg因子が関係する。後者は $[\nu g_{7/2} \otimes 6^+ (^{106}\text{Sn})]$ の多重項の中での遷移で、中性子の $g_{7/2}$ 軌道のg因子に関係している。弱結合の模型が成り立っていれば次式が成り立つ(付録A-13)。

$$\frac{B(M1; 17/2^+ \rightarrow 15/2^+, ^{107}\text{Sn})}{B(M1; 19/2^+ \rightarrow 17/2^+, ^{105}\text{In})} \approx \left(\frac{g_{\nu g_{7/2}} - g_J}{g_{\pi g_{9/2}} - g_J} \right)^2 \quad (4.11)$$

実験で得られた ^{105}In の $B(M1; 19/2^+ \rightarrow 17/2^+)$ は $0.27(13)\text{W.u.}$, ^{107}Sn の $B(M1;$

$17/2^+ \rightarrow 15/2_2^+$ は γ 線の分岐比と内部転換係数の補正をすることにより $0.061(2) \text{ W.u.}$ で、式(4.11)の左辺は $0.23(11)$ となる。一方 $\pi g_{9/2}$ と $\nu g_{7/2}$ の g 因子には Schmidt 値(付録A-11)を、また g_J には ^{106}Sn の 6^+ の実験値 -0.14 を用いて式(4.11)の右辺を計算すると 0.12 となり、実験値 $0.23(11)$ に近い値となる。

^{109}Sb のバンド(I)の $15/2^+ \rightarrow 13/2^+$ の $B(M1)$ は $0.1 \sim 0.3 \text{ W.u.}$ で上記の ^{105}In の $B(M1)$ とほぼ等しい。 $\pi d_{5/2}$ と $(\pi g_{9/2})^{-1}$ の g 因子が大きく違わないことを考慮すると、バンド(I)は $\pi d_{5/2}$ が ^{108}Sn の偶パリティの状態に結合した状態であることを裏付けている。次に ^{109}Sb の $23/2^- \rightarrow 21/2^-$ 遷移(バンドIII)の $B(M1)$ を検討する。この $M1$ 遷移がもし $h_{11/2}$ の陽子に関係するものであれば、その $B(M1)$ は上で記した ^{105}In の $B(M1)$ とそれほど変わらないはずである。しかし実際には $B(M1) = 0.040(3) \text{ W.u.}$ で約一桁小さい。これは、 ^{109}Sb の $23/2^-$ 状態がもはや純粋な $[\pi h_{11/2} \otimes 6^+(^{108}\text{Sn})]$ の状態ではなく、 g 因子の小さな中性子 $\nu h_{11/2}$ を含んだ状態が混合しているためであると推測される。実際 ^{108}Sn には $[\nu g_{7/2} \nu h_{11/2}]_{8^-, 9^-}$ を成分に持つと考えられる奇パリティの準位が約 4 MeV に観測されている。これと $\pi d_{5/2}$ または $\pi g_{7/2}$ の結合した状態が $23/2^-$ 準位の主成分になっていると考えられる。

4-4 E M1/E2 分岐比

$B(E2)$ もしくは $B(M1)$ が直接測定できないときでも、ある一つの準位から他の複数の準位へ分岐して遷移する場合は、その分岐比により核構造を探ることができる。最初に ^{105}In の $B(M1; 13/2^+ \rightarrow 11/2^+)/B(E2; 13/2^+ \rightarrow 9/2^+)$ 比を検討する。この $E2$ 遷移は芯である ^{106}Sn の $2^+ \rightarrow 0^+$ の遷移にともなって生じ、 $M1$ 遷移は $[\pi g_{9/2}^{-1} \otimes 2^+(^{106}\text{Sn})]$ の多重項の中で生じる。実験で得られた強度比 $I(M1)/I(E2) = 0.42(2)$ から式(4.6)を用いると $B(M1)/B(E2) = 0.05(2) [\text{W.u.}/\text{W.u.}]$ となる。 $B(M1)$ として ^{105}In の $19/2^+ \rightarrow 17/2^+$ の遷移強度を、また $B(E2)$ として ^{106}Sn の $6^+ \rightarrow 4^+$ の遷移強度を用いてこの比を評価

すると0.09(5)[W.u./W.u.]となり、実験値にほぼ近い値となる。

^{105}In では $23/2^+$ 準位から、 $19/2^+$ 準位と $21/2_2^+$ 準位とへ分岐して遷移している。分岐比は $B(M1; 23/2^+ \rightarrow 21/2^+)/B(E2; 23/2^+ \rightarrow 19/2^+) = 0.07(2)$ [W.u./W.u.]で上記の $13/2^+$ 準位からの分岐比とほぼ等しい。このように ^{105}In では、同じ構造が繰り返されていると見ることができる。実際 $23/2^+$ 準位は $(\pi g_{9/2})^{-1}$ が ^{106}Sn の 8^+ に結合した状態であると考えられ、 $23/2^+ \rightarrow 19/2^+$ へのE2遷移は ^{106}Sn の $8^+ \rightarrow 6^+$ に相当している。このように ^{106}Sn で見られたシニオリティ数は奇核の ^{105}In でも対応づけることができる。

$^{111}, ^{109}, ^{107}, ^{105}\text{In}$ 同位元素の $B(M1; 13/2^+ \rightarrow 11/2^+)/B(E2; 13/2^+ \rightarrow 9/2^+)$ 比はそれぞれ0.021(2), 0.024(1), 0.031(3), 0.051(2)[W.u./W.u.]と中性子数が減るにつれて増加する[17, 50, 51]。B(M1)は結合する核子 $(\pi g_{9/2})^{-1}$ のg因子の大きさにほぼ決まるから、同位元素によってそれほど差はないであろう。したがってB(M1)/B(E2)の変化はB(E2)に起因するとみなしてよい。B(E2)は式(4.3)の有効電荷 e_{eff} の二乗に比例する。したがって中性子数が小さくなるにつれて e_{eff} も小さくなる、すなわち芯の偏極が小さくなることを意味している。言い換えれば、Sn同位元素では中性子数が小さくなるにつれて、 2^+ 状態がフォノンの性格から単一粒子的な性格に変化していることを表している。

^{109}Sb の $9/2^+$ 準位(バンドI)状態は基底状態に崩壊するE2遷移だけでなく $7/2^+$ 準位(バンドII)にもM1で遷移する。もし $7/2^+$ 準位が $[\pi d_{5/2} \otimes 2^+]$ の多重項であるとすれば、このB(M1)/B(E2)比は、上記の ^{105}In の $B(M1; 13/2^+ \rightarrow 11/2^+)/B(E2; 13/2^+ \rightarrow 9/2^+)$ 比とそれほど変わらないはずである。しかし、実際にはこの約1/40しかない。このことが $7/2^+$ 準位を $\pi g_{7/2}$ の単一粒子の状態とみなす根拠となっている。しかしバンド(II)の $9/2^+$ より上の状態は、もはや純粋な $[\pi g_{7/2} \otimes ^{108}\text{Sn}]$ の状態ではない。これをB(M1; $11/2^+ \rightarrow 9/2^+)$ /B(E2; $11/2^+ \rightarrow 7/2^+)$ 比より検討する。もしバンド(II)のB(M1; $11/2^+ \rightarrow 9/2^+)$ 遷移が $\pi g_{7/2}$ 軌道の核子のみで生じていたとすると、その強度は ^{105}In の

$B(M1; 13/2^+ \rightarrow 11/2^+)$ のおおよそ $[(g_{\pi g_{7/2}} - g_J)/(g_{\pi g_{9/2}} - g_J)]^2$ 倍である。 $B(E2)$ は ^{105}In と ^{109}Sb では大きく変わらないであろうから、 ^{109}Sb の $B(M1)/B(E2)$ 比は ^{105}In の0.15倍、すなわち0.008[W.u./W.u.]程度となる。しかし測定された ^{109}Sb のこの $B(M1)/B(E2)$ は0.029(14)[W.u./W.u.]と大きな値をとる。このことはバンド(II)により大きな $B(M1)$ を持つ成分、例えば $(\pi g_{9/2})^{-1}$ の成分が混じっていることを示唆している。

4-4 F E2/M1 混合比

$\Delta I=1$, $\Delta\pi=+$ の状態間では、M1遷移とE2遷移は混合する。しかし式(4.6)から推測されるように、一般的には $T(M1) \gg T(E2)$ で、混合比 $\delta(E2/M1) [\delta^2 \equiv T(E2)/T(M1)]$ は小さい。そのため大きな δ が観測された場合には、そこから核構造に関する手掛かりを得ることができる。

弱結合模型のもとでは、 ^{105}In の $11/2^+$ 準位は $[(\pi g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+]$ 、基底状態は $[(\pi g_{9/2})^{-1} \otimes 0^+]$ の配位とみなすことができる。この場合には、 $11/2^+ \rightarrow 9/2^+$ はE2でしか遷移できない。しかし実際には、基底状態に 2^+ の多重項の成分も多少は含まれるためにM1遷移も生じる。実験で得られた $\delta(E2/M1)$ は+0.5(1)である。この値を用いて、 $[(\pi g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+]_{9/2^+}$ の成分が基底状態にどの程度混じっているかを評価できる。式(4.6)を用いると $B(E2)/B(M1)=220$ [W.u./W.u.]で、 $B(E2)$ として $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+, ^{106}\text{Sn})=3.0$ W.u.を用いると $B(M1)=0.014$ となる。これは、同じ ^{105}In で得られた $B(M1; 19/2^+ \rightarrow 17/2^+)$ の約1/30となる。これより 2^+ の多重項の成分の基底状態への混じりは $(1/30)^{1/2} (=20\%)$ と見積ることができる。 ^{105}In の $21/2^+ \rightarrow 19/2^+$ 遷移も $\delta(E2/M1) \sim +0.1$ の比較的大きな δ を持つ。ここにも、4-4E節で見られたような、 $21/2^+$ 状態 $[(\pi g_{9/2})^{-1} \otimes 8^+]$ と $11/2^+[(\pi g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+]$ との類似性が現われている。

$\delta(E2/M1)$ の符号はE2遷移とM1遷移の行列要素の符号に関係する。例えば陽子によっ

て引き起こされるM1遷移の場合はg因子>0であり，M1の行列要素も正となる。このときの δ の符号はE2の行列要素の符号に一致する。すなわち $\delta>0$ ならば，正の電気四重極能率を持つ，つまり芯がレモン型に偏極している。逆に $\delta<0$ ならばミカン型に偏極している。実際 ^{105}In のように閉殻に空孔がある場合は $\delta>0$ となっているし，逆に閉殻に粒子のついた ^{109}Sb の $17/2^+ \rightarrow 15/2^+(\text{I})$ や $21/2^- \rightarrow 19/2^-(\text{III})$ では $\delta<0$ となってミカン型に偏極している。ただし ^{109}Sb の $11/2^+ \rightarrow 9/2^+(\text{II})$ の $\delta>0$ となっているのは，バンド(II)に閉殻の励起 $(\pi g_{9/2})^{-1}$ の成分が混じるためであると推測される。

4-4 G 殻模型の計算との比較(^{107}Sn)

^{107}Sn の励起準位はMomokiら[49]によって計算された。計算で用いた模型およびパラメータは，4-3節で記したものとほぼ同じである。ただし，シニオリティ数(ν)は5までに制限し，かつ $\nu h_{11/2}$ 軌道の中性子数は1つに制限してある。計算によって得られた励起準位を実験で得た準位と共に図4.5に示す。計算で得られたものは左から偶パリティの準位，奇パリティの準位，さらに実験では観測されていない低スピンの準位と並べてある。

実験で観測された準位と計算によって得られた準位は，総じてよく合う。基底状態のスピンは計算でも $5/2^+$ であり， $7/2^+$ 準位とは反転している。 $17/2^+$ の準位までは $\nu=3$ で， $19/2^+$ と $21/2^+$ 準位は $\nu=5$ である。すなわち $17/2^+$ までの準位は，奇数番めの中性子が $\nu=2$ の ^{106}Sn の 2^+ ， 4^+ ， 6^+ 状態に結合し， $19/2^+$ と $21/2^+$ 準位は $\nu=4$ の 8^+ 状態に結合している。

また計算で得られる $7/2_2^+$ 準位は， $9/2_1^+$ 準位に接近して存在する。 $11/2_1^+$ 準位と $9/2_2^+$ 準位も接近している。これは $[\nu d_{5/2} \otimes 2^+]$ や $[\nu g_{7/2} \otimes 2^+]$ の多重項の分離が小さい，言い換えれば $\nu d_{5/2}$ や $g_{7/2}$ の核子と芯との結合が弱いことを裏付けている。

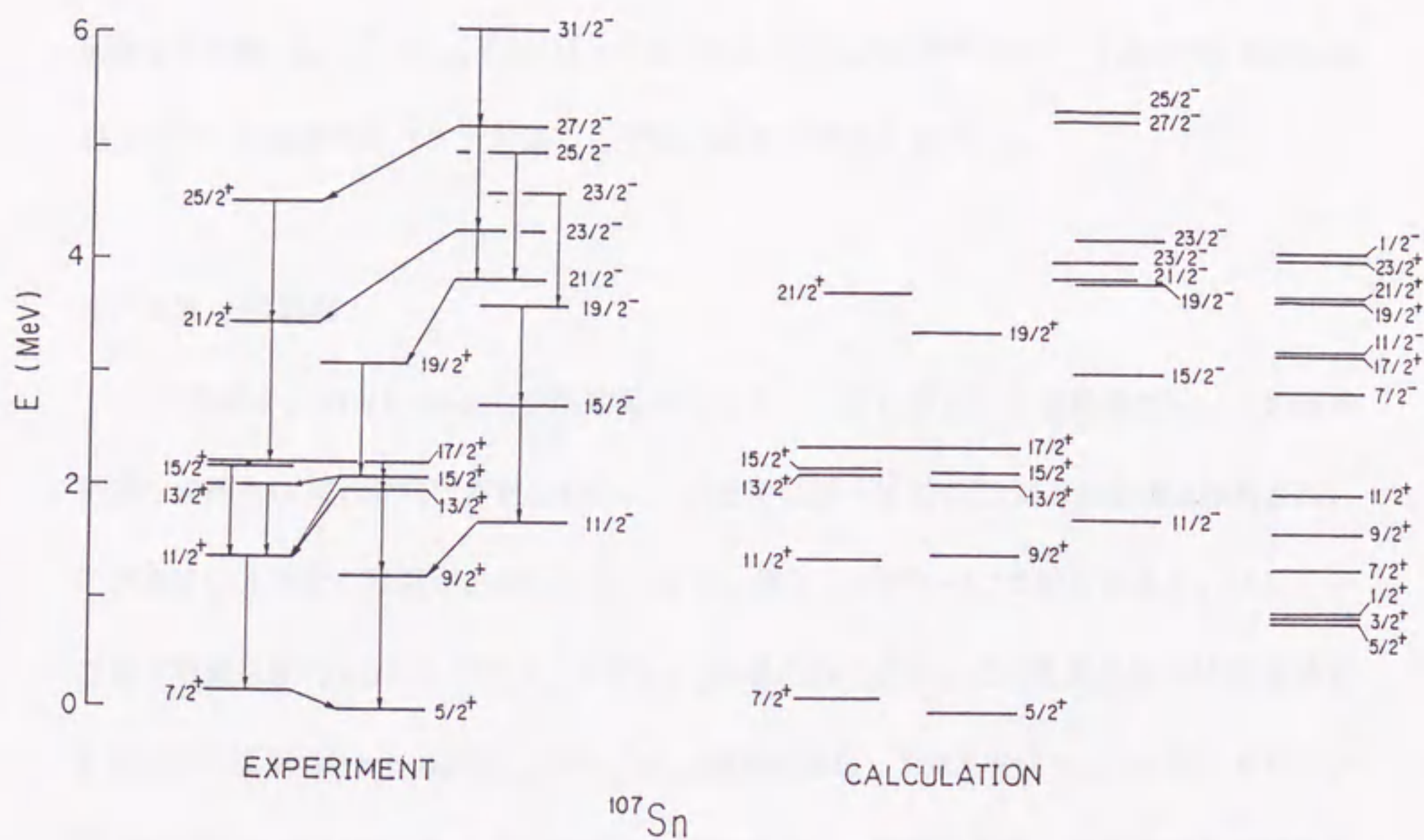


图 4.5 比较 ^{107}Sn 的实验和计算谱 (courtesy of K. Ogawa and G. Momoki).

§4-5 閉殻の励起

これまでの考察は $N=Z=50$ の閉殻を不活性として取り扱ってきた。しかし $^{111-115}\text{Sn}$ のストリッピング反応の実験で示されるように、約4MeV以上の励起エネルギーでは閉殻の励起した状態($g_{9/2}^{-1}, p_{1/2}^{-1}$)が見られる[52-54]。本研究では、 ^{107}Sn のE1遷移の寿命と ^{109}Sb の集団的なバンドを通して閉殻の励起の様子を探る。

4-5 A E1遷移

E1遷移は、 $\Delta l=1, \Delta \pi=-$ の準位間で生じる。しかし原子核の殻構造では、この関係を満たす準位は同じ殻内に存在しない。このために原子核でのE1遷移は普通は抑制され、その遷移には閉殻の励起が必然的にともなう。例として50~82の殻を見ると、パリティの違う軌道は $N=5\hbar\omega$ より下がってきた $h_{11/2}$ 軌道のみであり、この軌道の核子がE1遷移をするためには $N=28\sim 50$ の殻に下がった $g_{9/2}$ 軌道を励起して空孔を作らなければならない。 ^{107}Sn で測定した $B(E1; 11/2^- \rightarrow 9/2^+)$ の値をもとに、閉殻の励起した状態がどの程度混じっているかを考察する。 $11/2^-$ 状態は $\nu h_{11/2}$ を主成分にもつと考えられる。一方 $9/2^+$ 状態の主成分は $[\nu d_{5/2} \otimes 2^+ (^{106}\text{Sn})]$ である。E1遷移を引き起こすためには、閉殻の励起した状態、例えば $9/2^+$ 準位に $[(\nu g_{9/2})^{-1}(\nu h_{11/2})^2]_{9/2^+}$ の成分が含まれていなければならない。実験で得られた $B(E1)$ は $\sim 10^{-4}\text{W.u.}$ であり、 $(\nu g_{9/2})^{-1}$ を含んだ成分が1%程度混じっていると推測される。Blankertら[54]はストリッピング反応を用いた実験により、 ^{111}Sn の1478keVの $9/2^+$ 準位には $(\nu g_{9/2})^{-1}$ の励起が数%含まれていると報告している。 $B(E1)$ から得られた結果は、この直接反応の結果と矛盾しない。

4-5 B ^{109}Sb の集団的なバンド

^{109}Sb には、図3.21のバンド(IV)と(V)に見られるような準位間隔の規則正しい、すなわち集団的な性格を持つと考えられるバンドが観測された。これは $Z=50$ の閉殻の励

起にともなう生ずると推測される。すなわち $Z < 50$ の $\pi g_{9/2}$ 軌道に空孔が生じて原子核をレモン型に偏極させ、さらに $Z > 50$ の軌道の2つの陽子と $N > 50$ の軌道の中性子の四重極-四重極相互作用により ^{109}Sb 核全体が変形すると考えられる。バンド (IV) と (V) の $\Delta I = 1$ の遷移は混合比 $\delta(E2/M1) \sim +0.1$ の正の値を持つ。上記の描像によれば、M1 遷移には $(\pi g_{9/2})^{-1}$ が関係するから $\langle \|M1\| \rangle > 0$ 、またレモン型に変形しているから $\langle \|E2\| \rangle > 0$ 、したがって $\delta > 0$ となり実験結果と一致する。

バンド (II) の $11/2^+ \rightarrow 9/2^+$ 遷移の $\delta(E2/M1) > 0$ であり、このバンドにも閉殻の励起した成分が含まれていると推測される。バンド (II) に含まれている閉殻の励起は $(\pi d_{5/2})^2_{j=0} + [(\pi g_{9/2})^{-1} \circ \Phi_J(^{108}\text{Sn}^*)]$ の配位をもつ。ここで "o" の記号は結合が強いことを、 $^{108}\text{Sn}^*$ は変形した ^{108}Sn であることを表している。バンド (IV) は $17/2^+$ から始まっており、 $(\pi d_{5/2})^2_{j=4} + [(\pi g_{9/2})^{-1} \circ \Phi_J(^{108}\text{Sn}^*)]$ の配位をもつと推測される。すなわち、 $d_{5/2}$ 軌道の2つの陽子が回転方向に整列して $j=4^+$ だけ角運動量をかき上げしている。 $(\pi g_{9/2})^{-1}$ にともなう回転バンドは $^{113-119}\text{Sb}$ においても観測されているが [21]、より典型的なのは $Z=53$ の I 同位元素にみられる $9/2[404]$ バンドである [55-57]。 ^{115}I の $9/2[404]$ のバンドと ^{109}Sb のバンド (IV) の慣性能率を図 4.6 に示した。ただし、バンド (IV) のスピンは回転整列した分の $j=4$ だけ差し引いてある。この図から分かるように両者の慣性能率はほぼ等しく、変形度も同程度であることが推測できる。

バンド (IV) の準位間遷移は、 $\Delta I = 1$ と $\Delta I = 2$ の遷移が競合している。この $E2/M1$ の分岐比からバンド (IV) の変形度を集団模型を用いて見積もることができる。この模型によると回転バンド内の換算遷移確率は、

$$\begin{aligned} B(E2) &= \frac{5}{16\pi} \langle I_i K 2 0 | I_f K \rangle^2 e^2 Q_0^2 \\ B(M1) &= \frac{3}{4\pi} \langle I_i K 1 0 | I_f K \rangle^2 K^2 (g_K - g_R)^2 \mu_N^2 \end{aligned} \quad (4.12)$$

で表される [文献 2 (4章 3節)]。ここで Q_0 は固有四重極能率、 g_K と g_R は固有の内部 g 因子

と回転子のg因子である。これらの式から

$$\frac{B(E2; I \rightarrow I-2)}{B(M1; I \rightarrow I-1)} = \frac{5}{8} \frac{(I-1-K)(I-1+K)}{(I-1)(2I-1)K^2} \frac{Q_0^2}{(g_K - g_R)^2} \left(\frac{eb}{\mu_N} \right)^2 \quad (4.13)$$

が得られる。 g_R は $g_R = Z/A = 0.5$, g_K は $(\pi g_{9/2})^{-1}$ のSchmidt値 $g_\Omega = 1.50$ と

$$g_K = g_R + (g_\Omega - g_R) \frac{\Omega^2}{K(K+1)} \quad (4.14)$$

の関係より $g_K = 1.32$ で見積もる。実験で得られた $B(E2)/B(M1)$ 比は、スピンの増加するにつれて大きくなり、 $21/2^+$ 準位で $0.085(25)(eb/\mu_N)^2$, $27/2^+$ 準位で $0.15(3)(eb/\mu_N)^2$ である。上に記したg因子の値と、 $27/2^+$ 準位での $B(E2)/B(M1)$ 比を用いて式(4.13)により計算すると、 $Q_0 = 3.1(3)eb$ となる。ただしスピンIの値は回転整列した分の $j=4$ を差し引いて計算してある。この Q_0 は変形度 $\beta = 0.23$ に相当する。 $(\pi g_{9/2})^{-1}$ の空孔を持ち、中性子数が ^{109}Sb と同じ ^{107}In の基底状態の電気四重極能率は $+0.81(5)eb$ で[58], Q_0 に換算すると $1.5eb$ に相当する。 ^{109}Sb のバンド(IV)の Q_0 はこれよりもかなり大きな値となっている。

バンド(V)もバンド(IV)と非常によく似た構造をしている。ただしこのバンドでは、 $Z > 50$ の陽子は $(\pi d_{5/2} \pi h_{11/2})_{7^-}$ に組んで回転方向に整列していると考えられる。殻模型の計算では、 ^{108}Sn の 3^- , 5^- , 7^- の準位はほぼ縮退しており、 7^- のスピンで回転整列するのが励起エネルギーを上げずに高スピン状態を作るのに有利であると推測される。また図4.6に示すように、 $I=7$ でスピンをとったときの慣性能率が $9/2[404]$ とほぼ等しくなることもこの配位を裏付けている。さらにE2/M1の分岐比からもバンド(IV)とほぼ等しい変形度が導かれる。

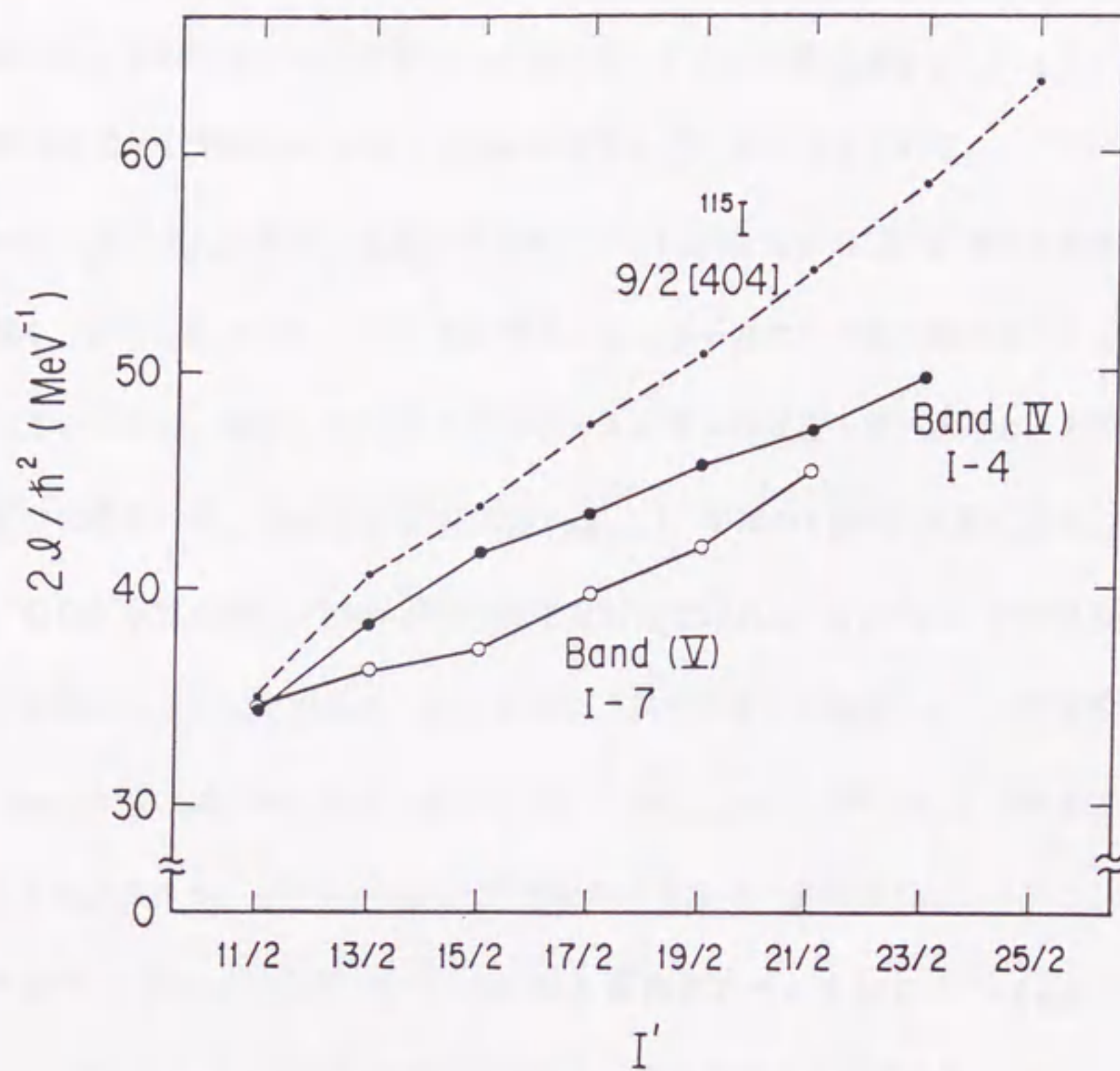


图 4.6 比较变形带之间的转动惯量。

转动惯量是对带 (IV) 的 $(I-4^+)$ 和对带 (V) 的 $(I-7^-)$ 绘出的: $\frac{2J}{h^2} = \frac{2I'}{E(I') - E(I'-1)}$, 其中 $I' = I-j$ 。这些图是与 ^{115}I 的 $9/2[404]$ 带相比较的。

§4-6 その他の考察

高角運動量の状態 本研究で考察した ^{105}In , ^{107}Sn , ^{109}Sb の4MeV以上の励起状態では、奇パリティの状態が強く観測されている。すなわち核反応後の大きな角運動量を持った原子核は奇パリティの状態を経由して偶パリティの状態に遷移している。このことから高角運動量の状態は、 $\nu(\pi)h_{11/2}$ 軌道が関与していると考えられる。

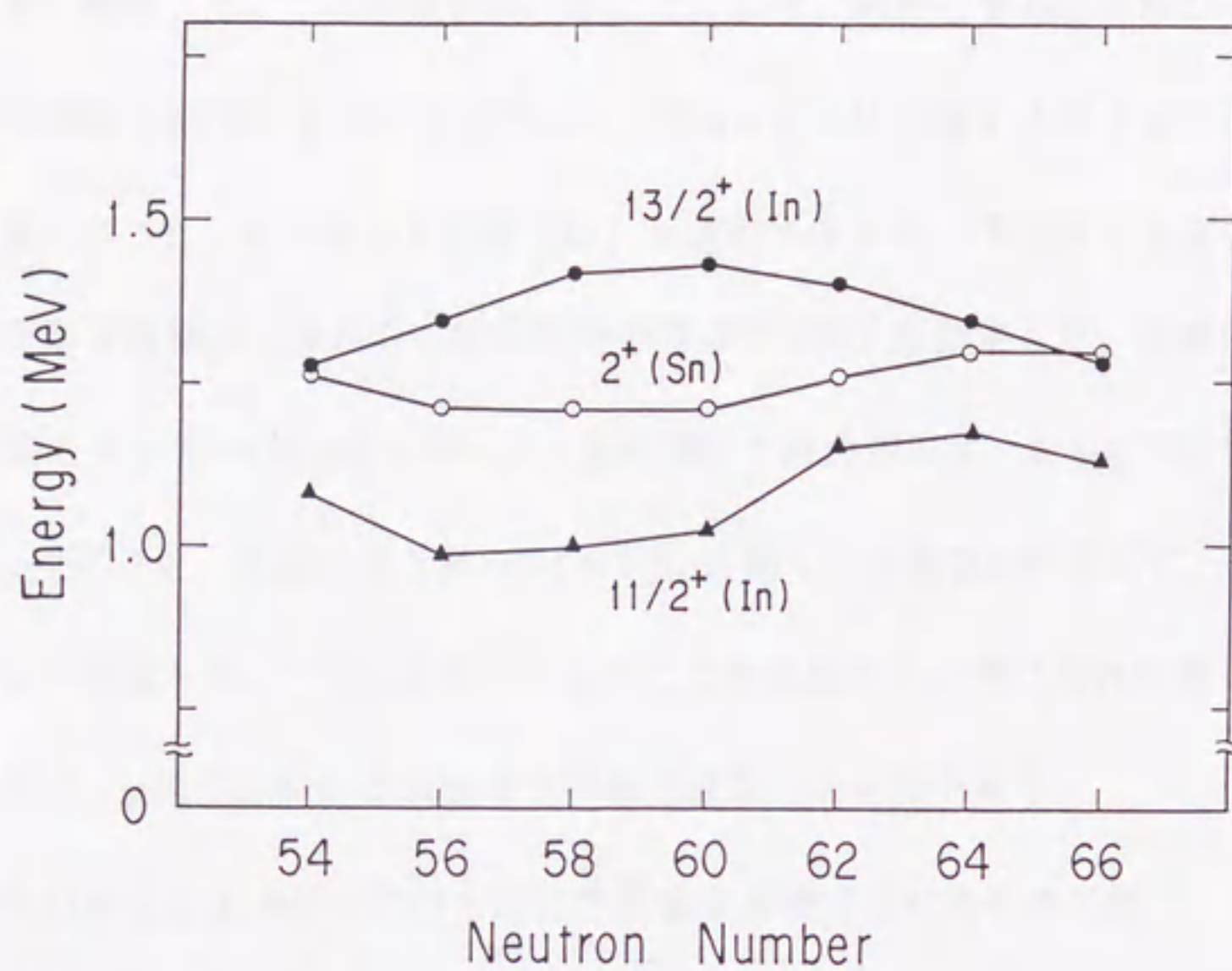
In同位元素の $13/2^+$ 準位の励起エネルギー In同位元素の $13/2^+$ 準位の励起エネルギーは図4.7に示したように、 ^{109}In で最高のエネルギーとなり中性子数の減少とともに下がってくる。これは、隣接したSnの 2^+ 準位のエネルギーがほぼ一定であるのと対照的である。弱結合のモデルでは、Inの $13/2^+$ 状態は $(\pi g_{9/2})^{-1}$ が隣のSnの 2^+ 状態に結合した状態である。もし 2^+ 状態の成分がSnの同位元素で変わらなければ、Inの $13/2^+$ 準位の励起エネルギーも変わらないはずである。Snの 2^+ は4-3節の考察より類推して、中性子数が多いときは $(\nu g_{7/2})^2$ が主成分で、少なくなるにつれて $(\nu d_{5/2} \nu g_{7/2})$ や $(\nu d_{5/2})^2$ が主成分になってくると推測される。したがって $13/2^+$ 準位のエネルギー変化は $(\pi g_{9/2})^{-1}$ とこれらの配位との結合の差によって生じているものと推測される。すなわち $(\pi g_{9/2})^{-1} \otimes \nu d_{5/2}$ と $(\pi g_{9/2})^{-1} \otimes g_{7/2}$ の π - ν 相互作用の差が出ていると見ることができる。

Sb同位元素の $7/2^+$ 準位の励起エネルギー 図4.3(b)に示したようにSb同位元素の $7/2^+$ 準位の励起エネルギーは中性子数の減少とともに高くなる。この励起エネルギーの変化は、 $\pi g_{7/2}$ 軌道の陽子と $J=0^+$ に組んでいる中性子との相互作用によるものと考えられる。 $J=0^+$ の成分も中性子数の減少とともに $\nu d_{5/2}$ の成分が増えてくると推測される。したがって励起エネルギーの変化は、 $\pi g_{7/2} \otimes \nu g_{7/2}$ と $\pi g_{7/2} \otimes \nu d_{5/2}$ の π - ν 相互作用が現われていると考えられる。

この励起エネルギーの変化は別な視点からとらえると、スピン軌道相互作用(l, s)の変化が現われている可能性がある。図4.3で明らかなように、 $\nu h_{11/2}$ 軌道のエネルギーは、 $\pi g_{7/2}$ 軌道のエネルギーとは対照的に中性子数が減少してもあまり変化していない。 $d_{5/2}$ 軌

道も $h_{11/2}$ 軌道も軌道角運動量とスピンは平行に結合しており、両軌道のエネルギーは (ℓ, s) 相互作用により下がる方向に働く。一方 $g_{7/2}$ 軌道は、これらが反対方向に結合しているために、軌道のエネルギーは高くなる方向に働く。したがって中性子数の減少とともに (ℓ, s) 相互作用が強くなっているとすれば、この軌道エネルギーの傾向は説明できる。 (ℓ, s) 相互作用は、原子核の表面の密度変化の勾配に比例して強くなることを考慮すると、中性子数の減少に伴って陽子の密度分布の表面での勾配が鋭くなることを示唆している。

^{107}Sn における弱結合 ^{107}Sn では奇数番目の $\nu d_{5/2}$ や $\nu g_{7/2}$ 軌道の中性子が ^{106}Sn の励起状態に結合しているとして解釈した。この ^{106}Sn の励起状態も $\nu d_{5/2}$ と $\nu g_{7/2}$ の粒子から構成されている。したがって奇数番目の中性子と芯(^{106}Sn の励起状態)との結合は原理的には強いはずである。またパウリの排他律によって奇数番目の中性子がとることのできる磁気量子数も制限される(付録A-13には、殻模型での $B(M1)$ のより適切な取り扱いを載せた)。それにもかかわらず、これまで論じてきたように ^{107}Sn にも弱結合モデルは適用して良さそうである。 ^{107}Sn において弱結合モデルが成り立っていることには、何らかの物理的意味が含まれているのかもしれない。



⊠ 4.7 Systematics of the excitation energies of the $11/2^+$ and $13/2^+$ states in odd In isotopes.

第5章 結論

インビーム γ 線核分光法により、二重閉殻 ^{100}Sn に数個の核子の付いた原子核の構造を研究した。生成核の原子番号を識別しながらインビーム γ 線を測定する装置として、Si-Box検出器を開発した。この装置を用いることにより、対象とする原子核から放出される γ 線の検出感度を向上させることができ、 ^{100}Sn の近くに位置する原子核でのインビーム実験が可能となった。インビーム実験では、 γ 線のエネルギーや強度の測定のほかに、 γ 線の角度分布や直線偏光度さらに励起準位の寿命や g 因子を測定した。直線偏光度の測定には単結晶の平板型Ge検出器を用いた。励起準位の寿命測定は、おもに反跳距離法により実施した。 g 因子は、強磁性体であるGd中でSnに働く内部磁場を利用して、積分摂動角度分布法により測定した。 ^{100}Sn 近傍核のように β 安定線から非常に離れた原子核での直線偏光度・寿命・ g 因子の測定は本研究で初めて成功したものである。

これらの測定により新たに得られた物理量を核種ごとにまとめて記す。

^{103}In (23/2⁺)までの5本の励起準位のエネルギーとスピンを決めた。 ^{103}In の励起状態は、本研究で初めて同定した。

^{105}In 励起エネルギー6MeVまでの準位のエネルギー・スピン・パリティを決定した。励起準位として13、 γ 線として16本を同定した。この中で、11/2⁺準位と992keVの γ 線以外は、すべて新たに発見したものである。また、17/2⁺と19/2⁺準位の寿命を反跳距離法により測定し、それぞれ $T_{1/2}(17/2^+) = 0.33(10)\text{ns}$ 、 $T_{1/2}(19/2^+) = 4(2)\text{ps}$ を得た。

^{107}In 反跳距離法により $T_{1/2}(17/2^+) = 1.1_{-0.3}^{+0.6}\text{ns}$ 、 $T_{1/2}(19/2^+) = 27(4)\text{ps}$ を得た。

^{106}Sn 14 \rightarrow 13 π 遷移の型がM1/E2であることより、I=14の状態が奇パリティであることを明らかにした。また6⁺準位の寿命はp- γ の遅延同時計数法により、10⁺準位の寿命は

反跳距離法により，それぞれ $T_{1/2}(6^+)=2.3(5)\text{ns}$ ， $T_{1/2}(10^+)=25(4)\text{ps}$ を得た。さらに積分摂動角度分布法の測定により $g(6^+)=-0.14(9)$ を求めた。

^{107}Sn 励起エネルギー6MeVまでの準位のエネルギー・スピン・パリティを決定した。 $11/2^-$ 準位から始まる奇パリティの準位と， $17/2^+$ 以上の偶パリティの準位は新たに見つけたものである。また $11/2^-$ と $17/2^+$ 準位の寿命を反跳距離法により測定し， $T_{1/2}(11/2^-)=28(11)\text{ps}$ ， $T_{1/2}(17/2^+)=0.25(4)\text{ns}$ を得た。

^{108}Sn $I=14$ の状態が奇パリティであることを明らかにした。また反跳距離法により $T_{1/2}(10^+)=184(15)\text{ps}$ を得た。

^{109}Sb 約7MeVまでの励起準位を明らかにした。励起準位は本研究で初めて明らかになった。全部で39の励起準位と67本の γ 線を同定した。この中に $\Delta I=1$ の集団的バンドを2本見つけた。また反跳距離法により $T_{1/2}(23/2^-,\text{バンドIII})=84(7)\text{ps}$ を得た。

以上の実験結果を通して，これらの原子核の単一粒子的な構造が鮮明になった。偶偶核 ^{106}Sn はシニオリティ数の図式で，すなわち $vd_{5/2}$ と $vg_{7/2}$ 軌道の $J=0^+$ に組んだ3つの中性子対が励起エネルギーの増加と共に順次壊れていくことで解釈できた。奇核 ^{105}In ， ^{107}Sn ， ^{109}Sb の励起準位は，偶偶核 ^{106}Sn (または ^{108}Sn)の励起状態に，奇数番目の核子が弱く結合しているとして理解できた。これは，単に励起準位のエネルギーの対応だけでなく，実験で得られた $B(M1)$ や $B(E2)$ の遷移確率， $B(M1)/B(E2)$ 比， $\delta(E2/M1)$ からも検証した。さらに閉殻(Z または $N=50$)の励起に伴う現象を確認した。 ^{107}Sn のE1遷移の寿命から閉殻の励起の度合いを見積もった。また ^{109}Sb で観測された集団的な $\Delta I=1$ のバンドは，閉殻の励起 $(\pi g_{9/2})^{-1}$ によって生ずることを明らかにした。

本研究により ^{100}Sn の近くに位置する $Z\sim 50$ ， $N>50$ の原子核の構造を統一的に把握することができるようになった。これにより，現在の測定技術では観測できない ^{100}Sn により近い原子核の構造を予測することが可能となる。さらに，閉殻外の核子数の少ない原子核での集団的バンドが観測されたことにより，単一粒子的な構造から集団的な構造へ変化

する機構を研究する手掛かりが得られた。

最後に、この研究の今後の進むべき方向を検討しておく。一つの方向としては、 ^{100}Sn により近づいていく方向である。そのための実験手段として、より性能の優れた荷電粒子の多重度フィルターを開発することが考えられる。 ^{100}Sn 近傍のような原子核では、中性子数(N)が1小さくなる毎に、生成断面積が約一桁下がる。そのために $N-1$ の原子核でインビーム実験を可能とするためには、フィルターの性能を一桁向上させる必要がある。 ^{100}Sn により近い原子核を生成する反応は一般に荷電粒子の放出数が少ないために、ターゲットを覆う全立体角(ϵ_t)によりフィルターの性能が決まる。今回使用したSi-Box検出器は $\epsilon_t \sim 90\%$ である。一桁向上するためには $\epsilon_t \sim 99\%$ であることを必要とし、實際上ほとんど不可能である。ビームの入射やターゲットの挿入のために必然的に隙間が空き、また散乱電子線との弁別のために電子回路においても損失が生ずるからである。

他の検出器と組み合わせることにより測定感度を上げることもできる。例えば中性子の多重度フィルターや多重 γ 線検出器(クリスタルボール)とを組み合わせる。アンチコンプトン付きのGe検出器を用いた多重 γ 線検出器を用いることにより、 $\gamma-\gamma$ 同時測定では γ 線の感度が一桁以上向上する。実際これらを用いて、我々の測定した核種より中性子数の小さい ^{102}In や $^{106,107}\text{Sb}$ などの励起準位が最近報告されている[41,59]。しかしさらに ^{100}Sn に近づくためには、質量分析器のような分離比の高い測定器を考案することが必要となるであろう。ただし、質量の分離以上に原子番号の分離がここでは重要である。なぜなら、例えば ^{102}Sn を対象とした場合には、同時に ^{102}In や ^{102}Cd などの原子番号の小さい核種の断面積が一桁以上強くなるからである。

もう一つの研究の方向としては、この領域での集団的なバンドの性質を調べることであり、単一粒子的構造から集団的構造への変化の機構を探ることである。 ^{109}Sb では、陽子の $Z=50$ の閉殻の励起が関与していたが、中性子の閉殻の励起が関与した集団的バンドが存在しても不思議ではない。これを探求することも興味ある課題である。

謝辞

本論文を作成するにあたり指導して下さいました名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻の河出清教授，山本洋 助教授，名古屋大学工学部原子核工学科の加藤敏郎教授，森千鶴夫教授，宮原洋 助教授に感謝します。

日本原子力研究所先端基礎研究センターの石井三彦部長は，Si-Box検出器を初めてする実験装置の製作，実験手法，実験データの読解，核構造の考え方，さらには研究に対する姿勢から文章の書き方に至るまで，手取り足取り指導して下さいました。半導体検出器の製作技術を石井部長がお持ちであったことが，本研究を遂行できた大きな要因と思われます。防衛医科大学校の牧嶋章泰博士は実験を一緒に行なって下さり，研究を進める上での有益な議論をして下さいました。牧嶋博士は東京工業大学大学院在学時に原研に特別研究生として来られ，その学位論文の研究の中でSi-Box検出器を初めて開発されました。本研究で開発・製作したSi-Box検出器は，それを発展させたものとなっています。また本研究は，東京工業大学総合理工学研究科エネルギー科学専攻の小川研究室との協力研究で行ないました。小川雅生教授を初め小島充夫技官や大学院生の星正勝氏（現 東芝），柳田謙一氏（現 原研放射光），齋藤勇一氏（現 原研高崎），小金丸健一氏（現 東京ガス），土田英夫氏らと共に研究を進めることができました。小川教授は実験を一緒に行なって下さり，研究を進める上での励ましと貴重な助言を下さいました。星氏は， ^{134}Sm と $^{124,126}\text{Ce}$ の核構造について修士論文をまとめられました。また，インビーム実験を初めてする私に，実験の手ほどきをして下さいました。柳田氏は，Gd中で希土類核に働く超微細相互作用に関する研究を修士論文にまとめられました。中島氏と齋藤氏は， $^{103,105}\text{In}$ の実験に協力して下さいました。小金丸氏は， $^{105,107}\text{Sn}$ の実験とそのデータを解析し，修士論文にされました。またイオン源用の ^{54}Fe ターゲットのために， $^{54}\text{Fe}_2\text{O}_3$ を還元して下さいました。土田氏は， $^{105,107}\text{Sn}$ の ℓ 禁止M1遷移の寿命測定と解析をされました。またタイ国から原研に

留学されたSombat Garnsomsart氏は、ナノ秒アイソマー探索装置と新たな型のSi検出器の開発をされました。 ^{103}In の実験にも協力して下さいました。原研加速器管理室の柴田理尋博士(現 名大エネルギー理工)は、 ^{109}Sb の実験に協力して下さいました。日本大学生産工学部の百木悟郎教授と千葉大学教養部の小川建吾教授は、 $^{105-108}\text{Sn}$ について殻模型の計算をして下さり、貴重な討論をして下さいました。本論文の中で、これらの計算結果を引用させて頂きました。これらの方々の御指導と御協力の上に、本研究を遂行することができました。

鹿園直基元物理部長(現 原研理事)は本研究を行なう機会を与えて下さいました。旧物理部の核物理研究室(現先端基礎研究センター重イオン未知重核グループおよびハドロン輸送グループ)の方々には、本研究を進めるにあたり、活発に討議して下さいさり貴重な助言を頂きました。またケルン大学のGelberg教授には、来日されるたびに励ましの言を頂きました。加速器管理室の方々には、タンデム加速器や計算機の運転などの多くの技術的な支援を受けました。タンデム加速器の安定したビームなしには、この研究を実行することはできませんでした。加速器管理室の竹内末広主任研究員は、超電導ブースターの開発を通して、指導して下さいました。これらの旧物理部の方を初めとして、原研の多くの人に支えられて研究を進めることができました。

名古屋大学に在学中は、原子核工学科の旧加藤研究室の加藤教授、河出教授、山本助教授を初めとする研究室の方から、核構造などの研究の御指導を受けました。また京都大学原子炉実験所の岡野事行教授と川瀬洋一教授は、ISOLの実験を通して指導して下さいました。立教大学理学部の阮建治教授からは、計算機のプログラミングなどの御指導を受けました。アルゴンヌ研究所のIrshad Ahmad博士は、 α 線分光法の指導をして下さったばかりでなく、在米中の生活の面倒までみて下さいました。これらの方々から受けた御指導が、本研究の土台になっています。

最後に、本論文をまとめるにあたり、精神的に支えてくれた妻由実子に感謝します。

付録

A - 1 Si-Box検出器の詳細図

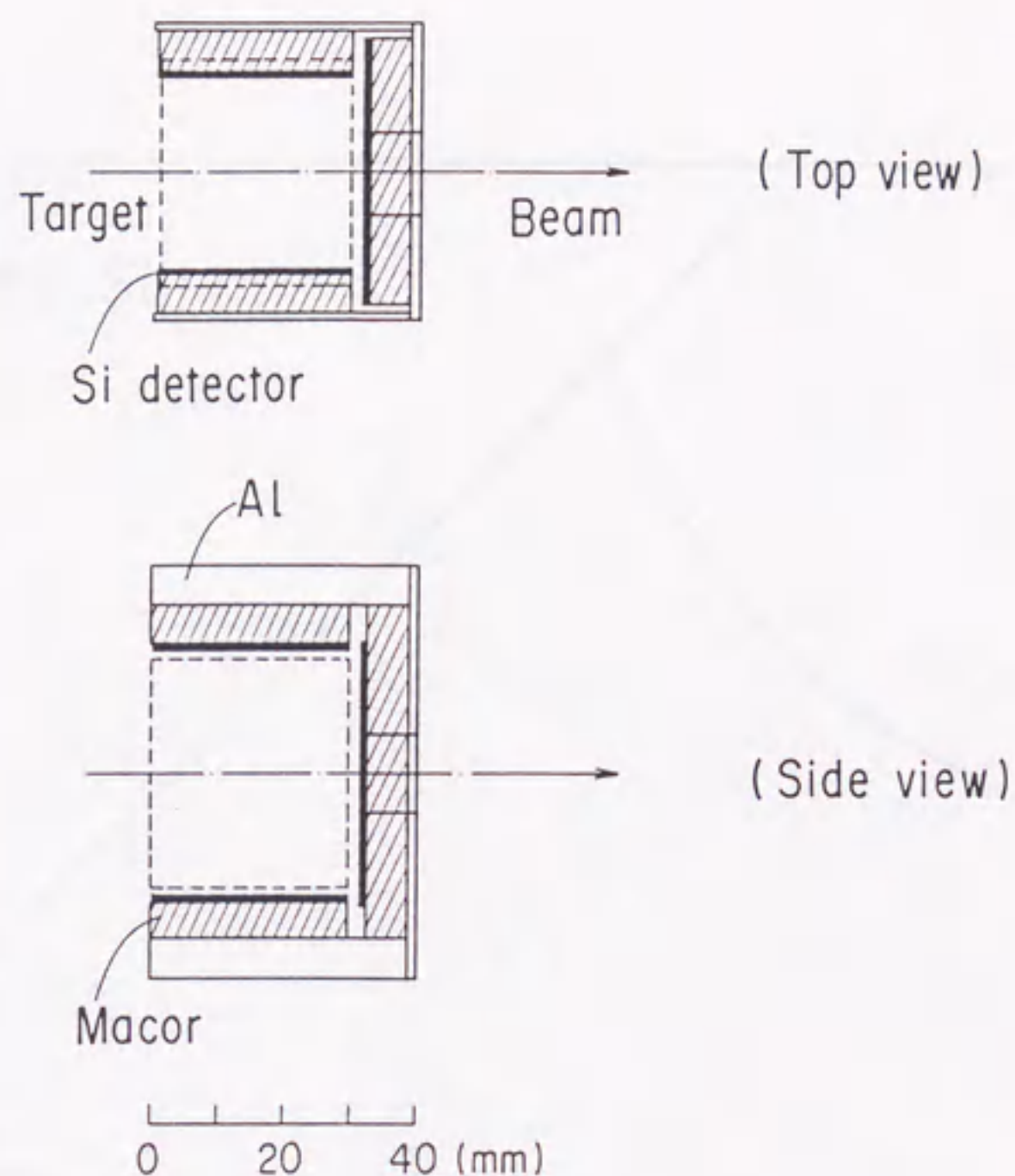


図 A1.1 The cross sectional drawing of the half of the Si box.

The Si detectors are arranged in parallel crosses so as to reduce the escape of the charged particles from the Si box.

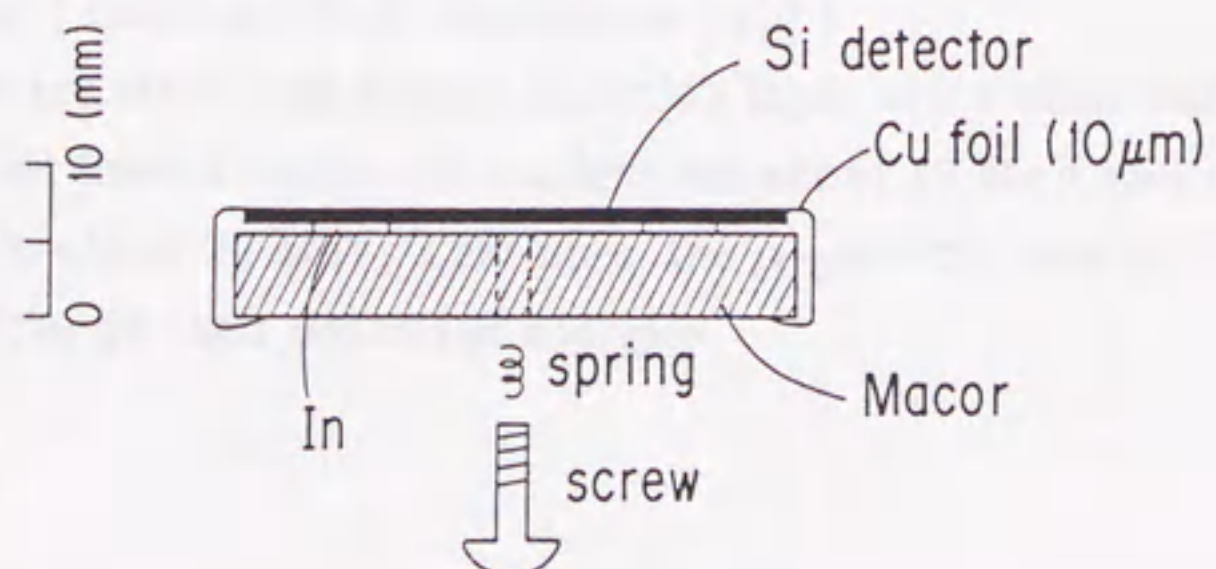


図 A1.2 The Si detector consisting of the Si box.

A-2 入射粒子のエネルギーとSi検出器に与えられるエネルギーの関係

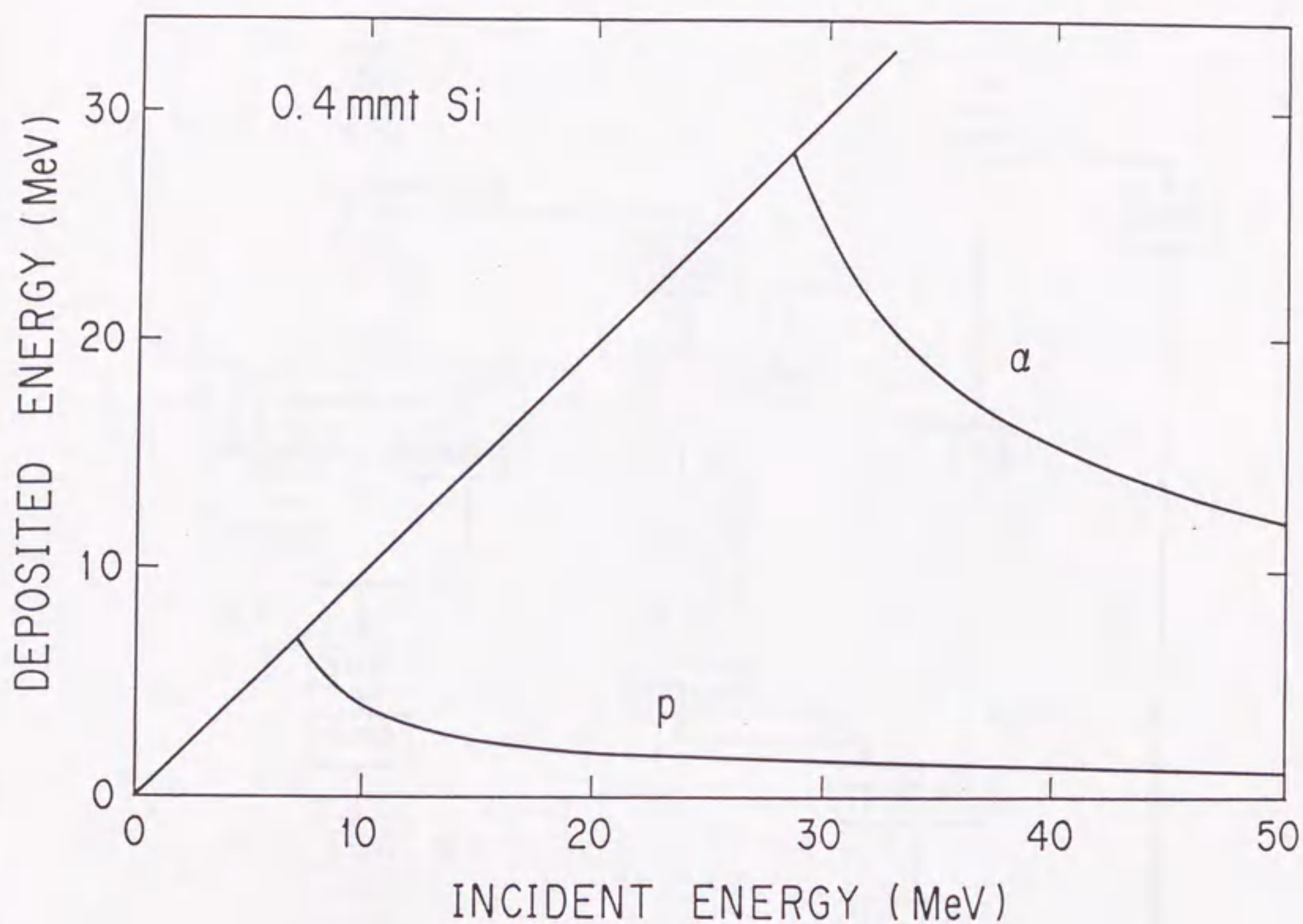


図 A2.1 The relation between an incident particle energy and a deposited energy in the Si detector (Courtesy of A. Makishima [31]).

The curves are estimated for the depletion layer of 0.4 mm. The energies of protons emitted from a compound nucleus are about 10 MeV and those of α -particles are about 20 MeV. Therefore, the α -particles can be distinguished from the protons by their deposited energies.

A-3 回路図

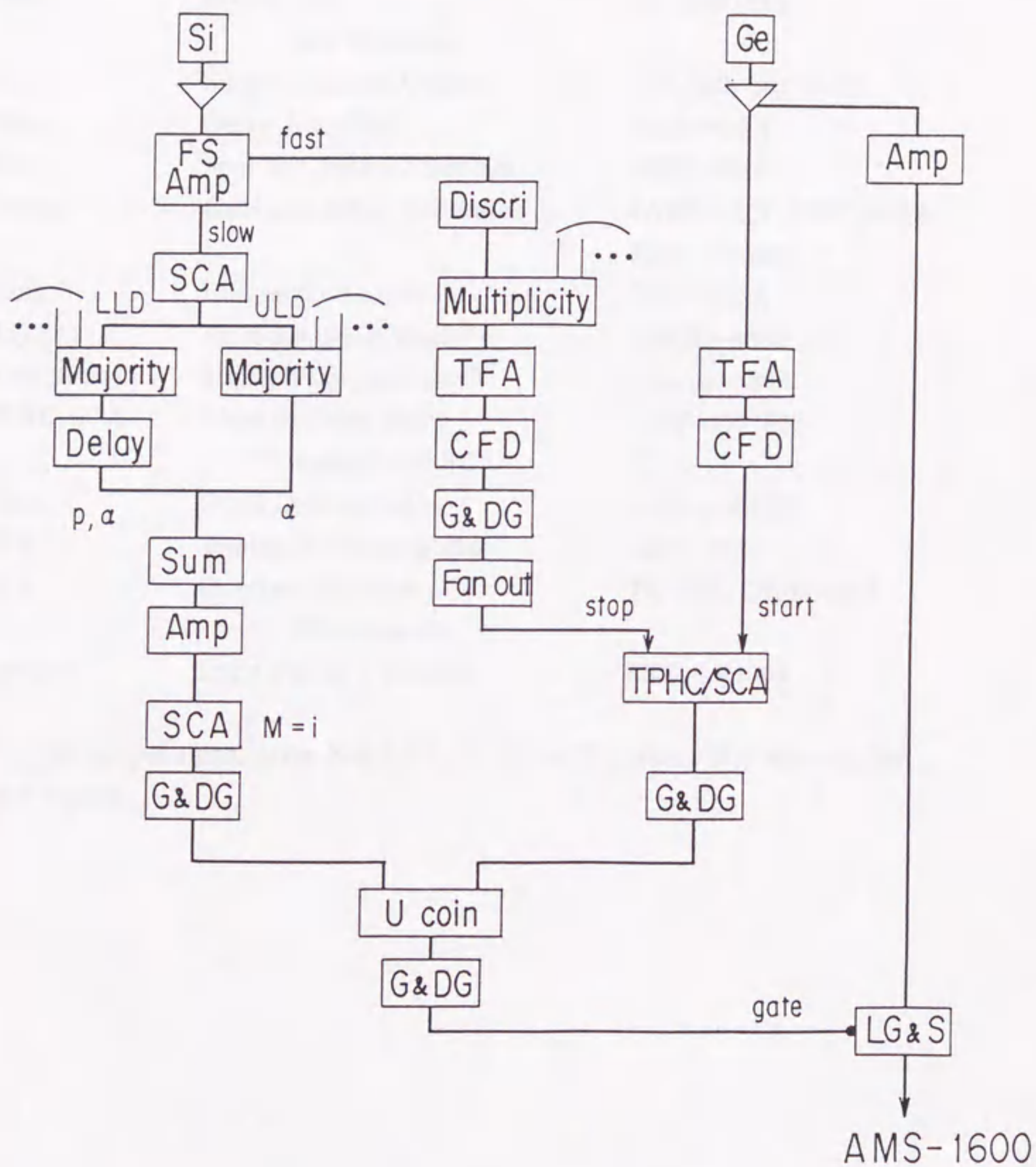


図 A3.1 A block diagram of the electronics for the in-beam γ -ray measurements with Si box.

The NIM modules employed are in the following;
(continued)

☒ A3.1 (continued)

FS Amp	Fast/Slow Amplifier	TC-248
Amp	Linear Amplifier	TC-243, ORT-571
LG&S	Linear Gate and Stretcher	TC-309/310
SCA	Single Channel Analyzer	TC-452, ORT-551
Delay	Delay Amplifier	ORT-427A
Sum	Sum and Invert Amplifier	ORT-433A
G&DG	Gate and Delay Generator	JAERI-207, ORT-416A ESN-GG8000
Ucoin	Universal coincidence	ORT-418A
Majority	Majority coincidences ^a	JAERI-4320
Multiplicity	Multiplicity logic unit ^b	LeCroy-380A
TPHC/SCA	Time to Pulse Hight Converter and SCA	ORT-467/567
Discri	Octal Discriminator	LeCroy-623B
TFA	Timing Filter Amplifier	ORT-474
CFD	Constant Fraction Discriminator	TC-455, ORT-473A
Fanout	Logic Fan in / Fan out	ESN-LF4000

^{a,b} The output signal gives $N \times 0.5 \text{ V}^a$ ($N \times 50 \text{ mV}^b$), where N is the number of input signals.

A-4 荷電粒子多重度フィルターの性能評価

非常に陽子過剰の複合核は、荷電粒子を多く放出することにより β 安定線に近づこうとする。このために対象とする原子核よりも、高次の多重度をもつ原子核の生成断面積のほうが一般には大きい。したがって高次の多重度をもつ核種からの流れ込みの多少が γ 線スペクトルの質を決めることになる。そこでこの流れ込みの度合いで荷電粒子多重度フィルターの性能を評価することにする。

ここでは $m=3$ の多重度の γ 線が下位の多重度のスペクトルにどの程度混じってくるかを検討する。計算を簡単にするために、荷電粒子は等方的に放出され、同じ検出効率 ϵ の n 枚の検出器がターゲットを覆っているとする。また次の場合に荷電粒子を数え落とすとする。(i)検出器の隙間から逃げる場合。(ii)一台の検出器に同時に2個もしくはそれ以上の陽子が入射した場合。以上のような仮定した場合に、 $m=3$ の多重度の γ 線が $M=3, 2, 1, 0$ のスペクトルに数えられる確率は次式で表される(小文字の m は真の多重度、大文字の M は測定で区別される多重度を表す)。

$$\begin{aligned} M=3 &: n(n-1)(n-2)\epsilon^3 \\ M=2 &: 3n(n-1)\epsilon^3 + 3n(n-1)\epsilon^2(1-n\epsilon) \\ M=1 &: n\epsilon^3 + 3n\epsilon^2(1-n\epsilon) + 3n\epsilon(1-n\epsilon)^2 \\ M=0 &: (1-n\epsilon)^3 \end{aligned} \quad (A4.1)$$

これを $\epsilon_{tot} (\equiv n\epsilon)$, $\epsilon_{esc} (\equiv 1-\epsilon_{tot})$ を使って書き直すと

$$\begin{aligned} M=3 &: 1\left(1-\frac{1}{n}\right)\left(1-\frac{2}{n}\right)\epsilon_{tot}^3 \\ M=2 &: 3\left(1-\frac{1}{n}\right)(\epsilon+\epsilon_{esc})\epsilon_{tot}^2 \\ M=1 &: (\epsilon^2+3\epsilon\epsilon_{esc}+3\epsilon_{esc}^2)\epsilon_{tot} \\ M=0 &: \epsilon_{esc}^3 \end{aligned} \quad (A4.2)$$

となる。 $m=3$ の多重度の γ 線が $M=2$ に流れ込む割合は、(A4.2)の $M=2$ の式からわかるように、ほぼ $\epsilon+\epsilon_{esc}$ で決まる。すなわち検出器の数を増やす(ϵ は小さくなる)のと逃げを少なくするのは同程度の重みで重要である。本研究で使用したSi-Box検出器では、 $n=10$,

$\epsilon \sim 0.1$, $\epsilon_{\text{esc}} \sim 0.1$ であり, (A4.2)の $M=2$ の式で計算すると0.45となる。すなわち $m=3$ の核種からの γ 線の45%が $M=2$ に流れ込む。 ϵ_{tot} をそのままにして n のみ大きくしてもそれほど改善されない。例えば $\epsilon_{\text{tot}} \sim 0.9$ のままで $n \rightarrow \infty$ にしても $M=2$ への流れ込みは24%にしか下がらない。

$^{48}\text{Ti} (^{58}\text{Ni}, \text{xpy})$ 反応を用いた実験で, $m=3$ のAgが $M=3, 2, 1$ に現われる割合は,

$$(M=2) / (M=3) \approx 0.75$$

$$(M=1) / (M=3) \approx 0.16$$

であった(本文図(2.7)参照)。式(A4.2)に $\epsilon=0.1$, $\epsilon_{\text{esc}}=0.1$ を代入して計算すると, この比はそれぞれ0.79, 0.11となり, ほぼ実験値を再現している。

A-5 ターゲット-Ge検出器間の距離と $\gamma-\gamma$ 同時測定における効率との関係

$\gamma-\gamma$ 同時計数の効率は、幾何学的効率のみを考えれば、検出器をなるべくターゲットの近くに置いた方がよい。しかしインビーム γ 線はカスケードに何本も放出されるために、検出器の張る立体角が大きすぎるとサムコインシデンスにより γ 線のピーク(full energy peak)効率が下がってしまう。そこで、 $\gamma-\gamma$ 同時測定をする時の最適な位置を検討しておく。幾何学的な立体角 Ω のGe検出器で、 γ 線 γ_p が一本のみGe検出器に入射したときのピーク効率を ϵ_p 、カスケードに放出された γ 線 γ_i がGe検出器に入射したときの全検出効率を ϵ_{ti} とすると、 γ_p がピークとして検出される効率(ϵ)は次式のようにになる。

$$\epsilon = \left[\prod_{i \neq p}^m (1 - \epsilon_{ti} \Omega) \right] \epsilon_p \Omega = (1 - m \bar{\epsilon}_t \Omega) \epsilon_p \Omega \quad (\text{A5.1})$$

ここでは簡単のために $\sum \epsilon_{ti} = m \bar{\epsilon}_t$ と置き換えた。したがって二台のGe検出器で γ_p と γ_q が同時に検出されかつピークとして観測される効率 ϵ^2 は、

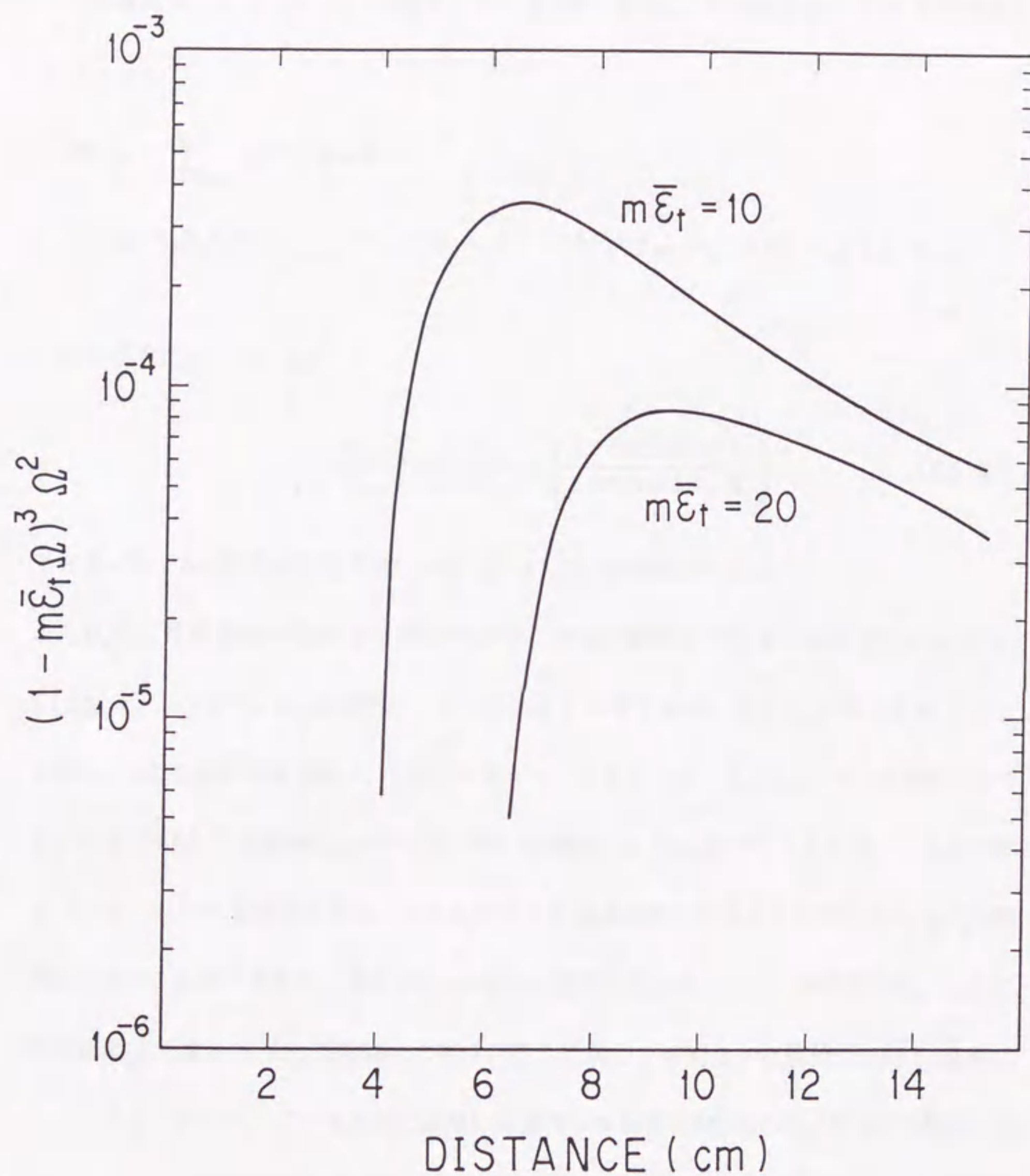
$$\epsilon^2 = (1 - m \bar{\epsilon}_t \Omega)^2 \epsilon_p \epsilon_q \Omega^2 \quad (\text{A5.2})$$

となる。

サムコインシデンスした γ 線は γ 線スペクトルのバックグラウンドを $(1 + m \bar{\epsilon}_t \Omega)$ 倍増やす。バックグラウンドの増加は、S/N比として見た場合にピーク面積をその $(1/2)$ 乗だけ減少させたことに相当する。そこで同時計数の効率を次の式で評価した。

$$F.O.M. = (1 - m \bar{\epsilon}_t \Omega)^3 \Omega^2 \quad (\text{A5.3})$$

図A5.1には $m \bar{\epsilon}_t = 10$ と20のときのFOMをプロットした。Ge検出器の直径は55mmとした。カスケードに放出される γ 線の多くは、1~2MeVのエネルギーをもつ統計的遷移の γ 線である。この γ 線に対する検出効率30%程度($\sim 150 \text{ cm}^3$)のGe検出器の ϵ_t は ~ 0.9 である。測定対象とする状態のスピンが高いときは、カスケードに放出される γ 線の数も増えるため、ターゲットとGe検出器間の距離を離す必要がある。本研究で対象とした励起エネルギーは $\sim 5 \text{ MeV}$ までであり、 $m \bar{\epsilon}_t$ として10~20で評価した。



⊠ A5.1 Figure of merits for γ - γ coincidences.

Ω : the geometrical efficiency of a Ge detector with a diameter of 55 mm.

$\bar{\epsilon}_t$: the efficiency that a γ -ray makes any interaction with the Ge detector, when the γ -ray enters it.

m : the number of γ -rays emitted sequentially from a compound nucleus.

A-6 E2/M1 が混合した γ 線遷移の角度分布と直線偏光度

角運動量 λ_1 と $\lambda_2 (\equiv \lambda_1 + 1)$ が混合した γ 線遷移 ($j_i \rightarrow j_f$) の角度分布 $W(\theta)$ は次式で表される。

$$W(\theta) = \sum_{k(\text{even})} A_k P_k(\cos\theta)$$

$$A_k = \alpha_k B_k(j_i) \frac{1}{1+\delta^2} [F_k(j_f \lambda_1 \lambda_1 j_i) + 2\delta F_k(j_f \lambda_1 \lambda_2 j_i) + \delta^2 F_k(j_f \lambda_2 \lambda_2 j_i)]$$
(A6.1)

ここで混合比 $\delta(\lambda_2/\lambda_1)$ は

$$\left(\delta \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right) \right)^2 = \frac{T(\lambda_2)}{T(\lambda_1)} = \left(\frac{\text{intensity } \lambda_2}{\text{intensity } \lambda_1} \right)$$
(A6.2)

で定義され、 δ の符号は行列要素 $\langle \lambda_2 \| \rangle / \langle \lambda_1 \| \rangle$ の符号で決まる。

また B_k は、角運動量の磁気量子数 m が $m=0$ に完全に整列したときの統計的 (statistical) テンソルで、 α_k は整列のくずれに依存する量である。 B_k と F_k の値は文献 [33] にある。 m の分布が標準偏差 σ の正規分布をもつと仮定すると、 α_2 と α_4 は一つの変数 σ/J で表される [60]。四重極比 $Q (\equiv \delta^2 / (1+\delta^2))$ を横軸にして A_2 をプロットすると、本文の図 3.3 に示したような楕円となる。また A_4 は原点を通る直線となる。したがって A_2 と A_4 を精密に求めることができれば、混合比 δ と σ/J は一意的に定まる。しかし本実験では、 A_2 は比較的精度よく求まるが A_4 の誤差は大きい。そこでスピンの明らかな準位間の純 E2 遷移で σ/J を求めておいて、この値を他の核種にも適用して混合比 δ を求めた。 ^{106}Sn で観測された代表的な σ/J と α_2 を以下に記す。

$$12^+ : \sigma/J \approx 0.25, \alpha_2 \approx 0.8$$

$$6^+ : \sigma/J \approx 0.4, \alpha_2 \approx 0.6$$

$$2^+ : \sigma/J \approx 0.6, \alpha_2 \approx 0.4$$

ビーム軸に対して 90° の角度で直線偏光度を測定したときの P_{90} は、M1/E2 混合遷移

に対して次式で表される [34, 35]。

$$P_{90} = (\pm 1) \frac{3(A_2 + b_2) + \frac{5}{4}A_4}{2 - A_2 + \frac{3}{4}A_4}, \quad \begin{cases} +1; M1/E2 \\ -1; E1/M2 \end{cases} \quad (\text{A6.3})$$

$$b_2 = -\frac{8}{3} \frac{A_2 \delta F_2(j_f 12 j_i)}{F_2(j_f 11 j_i) + 2\delta F_2(j_f 12 j_i) + \delta^2 F_2(j_f 22 j_i)}$$

P_{90} をQの関数として表すと、本文の図3.11にあるような、二次よりも高次の項まで含んだ曲線となる。

A-7 上位の準位の寿命が無視できないときの寿命の解析

インビーム γ 線はカスケードに何本も放出される。そのため ある準位より遷移する γ 線から寿命を求めようとした場合は、その準位に遷移してくるまでの寿命も考慮する必要がある。ここでは二つの解析法を説明する。

解析法1

準位2は準位1からの γ_1 遷移によって主に励起されているとする。また準位1'からも γ_1 が遷移してきているとする。準位iの崩壊定数を λ_i 、 γ_i の崩壊曲線を f_i 、反跳距離法により得られる停止ピークの面積を I_{si} (本文ではこれを崩壊曲線とよんだ)とする。 f_i と I_{si} は次の関係にある。

$$I_{si}(x) = \int_x^{\infty} \lambda_i f_i dt \quad (A7.1)$$

$x=0$ での I_{s1} と I_{s2} は、 γ_1 と γ_2 の相対強度に比例するようにとる。式(A7.1)より、図A7.1(a)の $I_{s1}(x1)=I_{s2}(x2)$ の点では

$$\int_{x_2}^{\infty} \lambda_2 f_2 dt = \int_{x_1}^{\infty} \lambda_1 f_1 dt \quad (A7.2)$$

が成り立つ。一方 γ_2 の崩壊曲線 f_2 は次の方程式で表される。

$$\frac{df_2}{dt} = -\lambda_2 f_2 + \lambda_1 f_1 + \lambda_1' f_1' \quad (A7.3)$$

式(A7.2)に式(A7.3)を代入することにより

$$\int_{x_2}^{x_1} \lambda_2 f_2 dt = -f_2(x_1) - \int_{x_1}^{\infty} \lambda_1' f_1' dt \quad (A7.4)$$

が得られる。ここで準位1'の寿命は準位2の寿命に比べて十分短く、

$$\int_{x_2}^{\infty} \lambda_2 f_2 dt \gg \int_{x_1}^{\infty} \lambda_1 f_1 dt$$

を満たすとき、すなわち

$$I_{S2}(x_2) \gg I_{S1}(x_1)$$

のときは、式(A7.4)の右辺の第二項は無視できる。 x_2 の時点において上位の準位からの寿命の影響が少なくなり、 f_2 が指数関数 $ke^{-\alpha t}$ で近似できるとすると、式(A7.4)より次式が得られる。

$$\lambda_2 = \frac{\alpha}{1 - e^{-\alpha \Delta x}}, \quad \Delta x \equiv x_2 - x_1 \quad (\text{A7.5})$$

上位の準位の影響が少なくなったところでの I_{S2} の傾き(指数関数で近似できるときは f_2 の傾きに等しい)は、若干の補正 $(1 - e^{-\alpha \Delta x})^{-1}$ を必要とするものの、ほぼ準位2の寿命に等しくなることを式(A7.5)は意味している。この解析法は、 ^{106}Sn の 10^+ の寿命を求める際に用いた。

またこの解析法で特殊な例として、 $\lambda_1 \ll \lambda_2$ のときは $\alpha \Delta x \ll 1$ となり、

$$\lambda_2 \approx \frac{1}{\Delta x} \quad (\text{A7.6})$$

である。すなわち I_{S2} は、準位2の平均寿命分だけ I_{S1} より右に平行移動する(図A7.1(b))。

解析法2

$\gamma_1, \gamma_1', \dots$ の崩壊曲線を $e^{-\lambda t}$ の指数関数で近似することにより、 γ_2 の崩壊曲線を直接計算することができる。上位の準位の影響がまだ残っていて、 f_2 が $e^{-\alpha t}$ で近似できないときなどには有効な方法である。また f_2 の形が直接得られることから数値的なシュミレーションが可能であり、複雑な準位構造をしているときの寿命の解析が可能となる。本研究では、 ^{107}Sn の $7/2^+$ 準位の寿命や ^{109}Sb の $15/2^+(I)$ 準位の寿命を解析する時にこの方法を用いた。ここでは最も簡単な例として、準位2は準位1からのみ遷移しているとした場合

を記す。この時の $I_s/(I_s+I_f)$ は次式で表される。

$$\begin{aligned}\frac{I_s}{I_s+I_f} &= \lambda_2 \int_t^{\infty} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \\ &= \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} (\lambda_2 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 e^{-\lambda_2 t})\end{aligned}\quad (\text{A7.7})$$

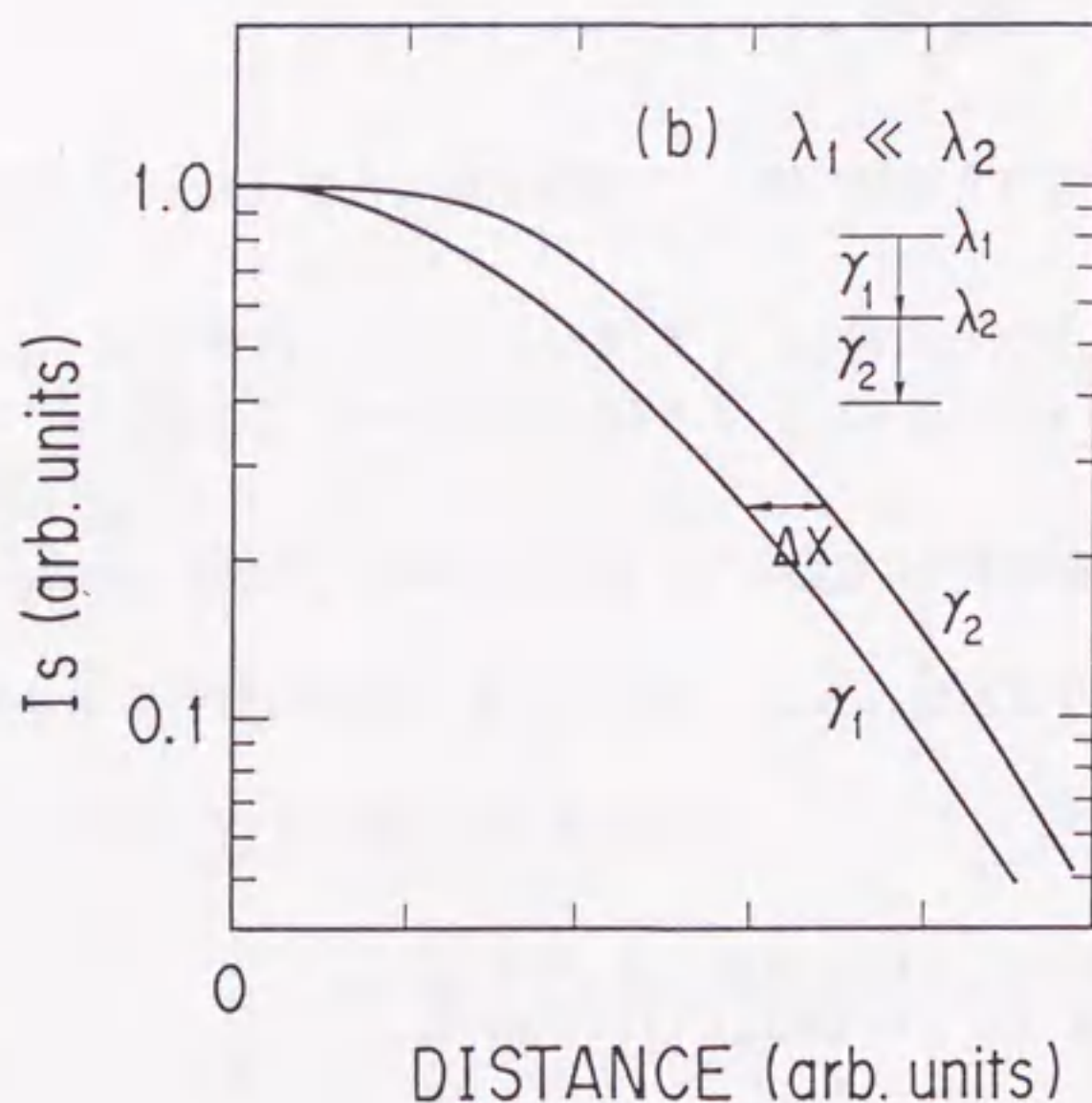
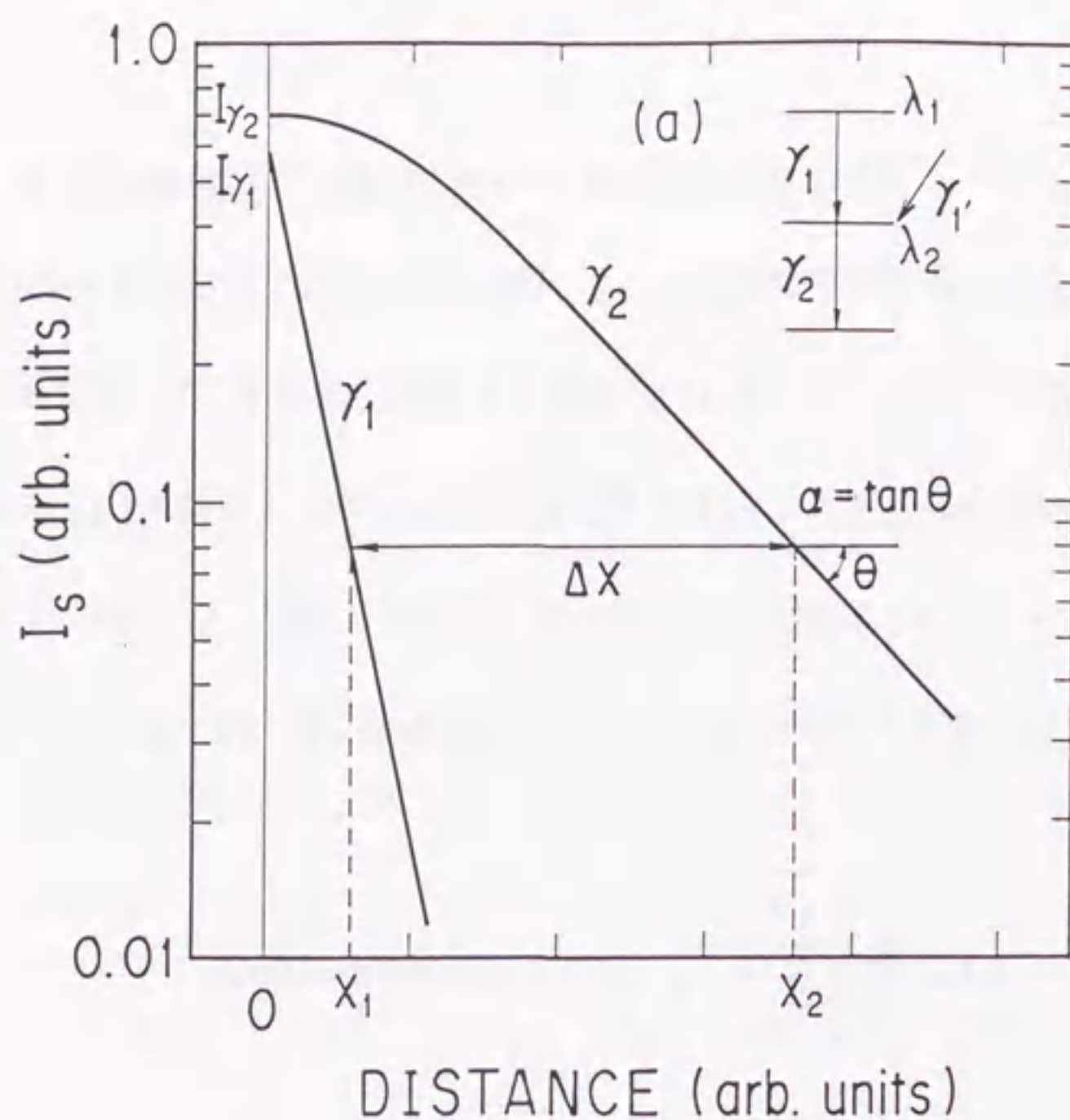
$\lambda_1 \gg \lambda_2$ のときは,

$$\frac{I_s}{I_s+I_f} \approx \frac{1}{1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1}} e^{-\lambda_2 t} \quad (\text{A7.8})$$

となり、 $1/e$ になるまでの時間 t は,

$$t = \frac{1}{\lambda_2} \left[1 - \ln \left(1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right) \right] \approx \frac{1}{\lambda_2} + \frac{1}{\lambda_1} \quad (\text{A7.9})$$

である。準位1の準位の寿命が十分短ければ、準位2の寿命は γ_2 から求めた寿命から $1/\lambda_1$ だけ差し引いておけばよいことを式 (A7.9) は意味している。この関係は ^{107}Sn の $17/2^+$ と $11/2^-$ 準位の寿命を求める際に用いた。



☒ A7.1 Schematic decay curves for sequential γ -rays measured by the recoil distance method.

(a) The level 2 is mainly fed by the γ_1 from the level 1 and also fed by the side feeding γ_1' inheriting short lifetimes. If the curve $I_{s2}(x)$ can be approximated to $k\exp(-\alpha x)$ at x_2 , the decay rate λ_2 can be expressed as $\lambda_2 = \alpha/[1-\exp(-\alpha\Delta x)]$, where $\Delta x = x_2 - x_1$. The $I_s(x)$'s are normalized to the intensities of the γ -rays at distance $x=0$. (b) When the $\lambda_1 \ll \lambda_2$, the curve $I_{s2}(x)$ shifts by $\Delta x = 1/\lambda_2$ from the curve $I_{s1}(x)$.

A-8 積分摂動角度分布法における歳差角の求め方

積分摂動角度分布法では、ビーム軸に対して対象な位置に検出器Ge1(上から見て左)とGe2(上から見て右)を置き、磁場を上向き(\uparrow)にかけたときと下向き(\downarrow)にかけたときの γ 線の強度(I)の測定より微少な歳差角を導出することが普通行なわれる。検出器は角度分布のずれの敏感な、すなわち角度分布の傾きの急な位置($\sim 50^\circ$)に置く。歳差角の小さいときの角度分布 $\tilde{W}(\theta)$ は、歳差運動をしないときの角度分布を $W(\theta)$ とすると次式で表される。

$$\tilde{W}(\theta) = W(\theta - \Delta\theta) \approx W(\theta) \left(1 - \frac{dW/d\theta}{W} \Delta\theta \right) \quad (\text{A8.1})$$

ここで

$$\delta = -S\Delta\theta, \quad S \equiv \frac{dW/d\theta}{W} \quad (\text{A8.2})$$

により定義した δ を用いると、歳差運動をした時に観測される強度は、

$$\begin{aligned} I(\text{Ge1}, \uparrow) &= \epsilon_1 t_1 (1 + \delta) W, & I(\text{Ge2}, \uparrow) &= \epsilon_2 t_1 (1 - \delta) W \\ I(\text{Ge1}, \downarrow) &= \epsilon_1 t_2 (1 - \delta) W, & I(\text{Ge2}, \downarrow) &= \epsilon_2 t_2 (1 + \delta) W \end{aligned}$$

となる。 ϵ_i はGeiの効率、 t_i は \uparrow と \downarrow でのビーム強度なども考慮した実効的な測定時間である。効率や測定時間が関係しないように、これらの強度から次式で表される二重比(double ratio) r を一般には計算する。

$$r = \frac{I(\text{Ge1}, \uparrow) / I(\text{Ge1}, \downarrow)}{I(\text{Ge2}, \uparrow) / I(\text{Ge2}, \downarrow)} = \left(\frac{1 + \delta}{1 - \delta} \right)^2 \quad (\text{A8.3})$$

したがって r と δ は次の関係にある。

$$\delta = \frac{\sqrt{r} - 1}{\sqrt{r} + 1} \quad (\text{A8.4})$$

この δ とセンシティビティ(sensitivity) S の値から、式(A8.2)を用いて歳差角 $\Delta\theta$ を計算することができる。

異なった検出器で測定した γ 線スペクトルの形は違うため、 γ 線のピーク面積を計算するときのバックグラウンドのとり方もGe1とGe2ではわずかに違ってくる。そこで ^{106}Sn のg因子の解析ではrの替わりに次式のRを計算した。

$$R = \frac{I(\text{Ge1}, \uparrow) + I(\text{Ge2}, \downarrow)}{I(\text{Ge1}, \downarrow) + I(\text{Ge2}, \uparrow)} = \frac{1 + \frac{\epsilon_2 t_2}{\epsilon_1 t_1}}{\frac{t_2}{t_1} + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \times \frac{1 + \delta}{1 - \delta} \quad (\text{A8.5})$$

このRでは検出器の効率などが消去できずに残る。しかしGe1とGe2のスペクトルを足し合わせるにより、式(A8.5)の分母と分子のバックグラウンドのとり方を同じようにすることができる利点をもつ。効率に関する部分は以下のようにして計算できる。

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} &= \left(\frac{I(\text{Ge2}, \uparrow)}{I(\text{Ge1}, \uparrow)} \times \frac{I(\text{Ge2}, \downarrow)}{I(\text{Ge1}, \downarrow)} \right)^{1/2} \\ \frac{t_2}{t_1} &= \left(\frac{I(\text{Ge1}, \downarrow)}{I(\text{Ge1}, \uparrow)} \times \frac{I(\text{Ge2}, \downarrow)}{I(\text{Ge2}, \uparrow)} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{A8.6})$$

$^{106,108}\text{Sn}$ では式(A8.5)の効率に関係した係数は偶然にほとんど1で、それぞれ0.999と0.997であった。仮にこの値が1からずれていても特に問題はない。 $t_2/t_1 = 1 + \alpha$, $\epsilon_2/\epsilon_1 = 1 + \beta$ と置いて式(A8.5)を計算すると

$$R = \left(1 + \frac{\alpha\beta}{2 + \alpha + \beta} \right) \left(\frac{1 + \delta}{1 - \delta} \right) \approx 1 + k + 2\delta \quad (\text{A8.7})$$

となる。ここで $k \equiv \alpha\beta / (2 + \alpha + \beta)$ 。すなわちRは、基準線が1よりもkだけ平行移動する。インビーム実験で観測される歳差角は、その状態に到達するまでに経てきた準位で受ける歳差運動が積分されている。このためある準位(j)の歳差角を求めるときは、上の準位(j')で観測された歳差角を差し引く必要がある(本文3-2節参照)。すなわち

$$\Delta\theta_j - \Delta\theta_{j'} = \frac{(1+k) - R_j}{2S_j} - \frac{(1+k) - R_{j'}}{2S_{j'}} \quad (\text{A8.8})$$

で、 $S_j \approx S_{j'}$ のときkは消える。

A-9 励起準位のスピン・パリティの決定法

励起準位のスピン・パリティを決定するにあたり、以下の(i)~(iv)を考慮した。

(i) 励起エネルギーが増加するにつれて、スピンが大きくなる($\Delta I > 0$)ことを仮定する。

これは、複合核が高角運動量の状態から角運動量を失いながら基底状態に到達することに基づいている。

(ii) 励起準位の寿命から可能な遷移を検討する。

M2やE3などの高次の多重極度を持つ γ 線遷移は、一般に長い寿命をもつ($\sim 1\text{MeV}$ のエネルギーで数十ns)。本研究ではこのような長い寿命の遷移は観測されていないために、可能な遷移としてはE1, M1, E2遷移のみを考慮した。

(iii) 角度分布の係数(A_2)と直線偏光度(P_{90})の値から以下に示すように ΔI と $\Delta\pi$ を決める。

A_2	P_{90}	possible transition	
$A_2 \sim +0.3$	$P_{90} > 0$	E2	$\Delta I = 2$
	$P_{90} < 0$	E2/M1 ($\delta > 0$)	$\Delta I = 1$
$-0.2 \sim A_2 \sim +0.3$	$P_{90} < 0$	E2/M1 ($\delta > 0$)	$\Delta I = 1$
$A_2 \sim -0.2$	$P_{90} > 0$	E1	$\Delta I = 1$
	$P_{90} < 0$	M1	$\Delta I = 1$
$A_2 < -0.2$	$P_{90} \sim 0$	E2/M1 ($\delta < 0$)	$\Delta I = 1$

[注意: $P_{90} > 0 (< 0)$ は、実験結果で示した $N_{\parallel}/N_{\perp} < 1 (> 1)$ に対応する。]

(iv) 準位図全体が矛盾なく組めるかどうかを検討する。

実際には(i)の仮定をはずして、 $\Delta I=0$ の遷移やスピンの逆転する $\Delta I=-1$ の遷移なども検討してみたが、この時に矛盾なくスピン・パリティを割り当てることはほとんど不可能であった。

A-10 Talmiの結合エネルギーの公式

複数の核子が一つの軌道のみを占めるとき、すなわち j^n の配位をとるときの結合エネルギーはTalmiによって次式で与えられている [文献42(1章5.4節)]。

$$BE(j^n) = n\epsilon_j + \frac{n(n-1)}{2}\alpha + \left[\frac{n}{2}\right]\beta \quad (\text{A10.1})$$

ここで ϵ_j は単一粒子のエネルギーで負の値をとる。 α は正で軌道に存在する粒子数が大きくなるほど結合エネルギーは小さく(正に近づく方向)なる。また β は対エネルギーに関係し負の値をもつ。式(A10.1)の右辺の第一項と三項は粒子数 n に対して一次でしか効かないが、第二項は二次で効くことが重要となる。

Snの場合は、 $d_{5/2}$ と $g_{7/2}$ 軌道が接近して存在するために、中性子が両方の軌道に存在し、厳密にはこの公式は使えない。しかしこのような場合にも成り立っているとして、Sn同位元素の質量を式(A10.1)で合わせると $\alpha \approx 0.3 \text{ MeV}$, $\beta \approx -2.6 \text{ MeV}$, $\epsilon_{g_{7/2}} \approx -11.3 \text{ MeV}$, $\epsilon_{d_{5/2}} \approx -11.8 \text{ MeV}$ が得られる ($d_{5/2}$ に対する α や β の値と $g_{7/2}$ に対する値とは若干違うが簡単のため同じとして扱う)。この値を使って、基底状態のスピンが反転するかどうかを検討する。

^{107}Sn の基底状態が $[(d_{5/2})^6 g_{7/2}]$ の配位をもつときの結合エネルギー BE_{nor} は次式で表される。

$$BE_{\text{nor}} = 6\epsilon_{d_{5/2}} + \epsilon_{g_{7/2}} + 15\alpha + 3\beta$$

また反転して $[(d_{5/2})^5 (g_{7/2})^2]$ の配位の時の結合エネルギー BE_{rev} は、

$$BE_{\text{rev}} = 5\epsilon_{d_{5/2}} + 2\epsilon_{g_{7/2}} + 11\alpha + 3\beta$$

となる。したがって結合エネルギーの差は

$$BE_{\text{nor}} - BE_{\text{rev}} = (\epsilon_{d_{5/2}} - \epsilon_{g_{7/2}}) + 4\alpha \approx 0.7 \text{ MeV} > 0$$

となり、 BE_{rev} の方が結合エネルギーが大きいために、反転した配位が現われる。 ^{109}Sn で

も同様な計算で、 $[(d_{5/2})^6(g_{7/2})^3]$ の配位と $[(d_{5/2})^5(g_{7/2})^4]$ の配位の時の結合エネルギーの差は、

$$BE_{nor} - BE_{rev} = (\epsilon_{d_{5/2}} - \epsilon_{g_{7/2}}) + 2\alpha = 0.1 \text{ MeV} \geq 0$$

となり、ほとんど差はなくなる。さらに ^{111}Sn になると $BE_{nor} - BE_{rev} < 0$ となり反転しなくなる。この結果は、実験で観測された基底状態のスピンと一致している。

A-11 本論文に關係するg因子

本論文で關係するg因子(Schmidt値)を以下に示す。

$$\nu g_{9/2}, g = -0.424; \pi g_{9/2}, g = +1.51$$

$$\nu d_{5/2}, g = -0.764; \pi d_{5/2}, g = +1.92$$

$$\nu g_{7/2}, g = +0.424; \pi g_{7/2}, g = +0.49$$

$$\nu h_{11/2}, g = -0.347; \pi h_{11/2}, g = +1.42$$

同一軌道に複数の核子が存在するときのg因子 $g(j^n)$ は $g(j)$ に等しい。また異なる軌道の j_1 と j_2 の核子がスピンJの状態を作っているときのg因子は、ベクトル結合の模型により次式で与えられる。

$$\begin{aligned} g &= \frac{g_1 + g_2}{2} + \frac{g_1 - g_2}{2} \times \frac{j_1(j_1+1) - j_2(j_2+1)}{J(J+1)} \\ &= g_1 + (g_2 - g_1) \frac{J(J+1) + j_2(j_2+1) - j_1(j_1+1)}{2J(J+1)} \end{aligned} \quad (A11.1)$$

この關係を用いて ^{106}Sn の 6^+ の配位が $(\nu d_{5/2} \nu g_{7/2})$ であるときの $g = -0.07$ を計算した。

ちなみに、 j_1 と j_2 が直交している場合のg因子は

$$g = g_1 + (g_2 - g_1) \frac{j_2(j_2+1)}{J(J+1)}$$

となり、これは回轉模型のg因子

$$g = g_R + (g_K - g_R) \frac{K^2}{J(J+1)} \quad (A11.2)$$

と似た構造となっている。

A-12 ^{106}Sn の殻模型による計算

Momokiら [49] による, シニオリティ数4まで入れたときの ^{106}Sn の殻模型の計算に用いたパラメーターと励起エネルギー・E2の行列要素・波動関数の結果を載せる。

2-body potential; single range YUKAWA

$$r_0=1.414 \text{ fm}, V^{\text{SE}}=-35\text{MeV}, V^{\text{TO}}=-34\text{MeV}$$

single particle energies ; $\epsilon(d_{5/2})=0.0$, $\epsilon(g_{7/2})=0.6$, $\epsilon(s_{1/2})=1.5$,

$$\epsilon(d_{3/2})=1.8, \epsilon(h_{11/2})=2.55 \text{ MeV}$$

calculated binding energies ; -12.834 MeV

calculated energy levels (MeV) ;

$$E(0_g^+)=0.0, \quad E(2_1^+)=1.314, \quad E(4_1^+)=2.101, \quad E(6_1^+)=2.366,$$

$$E(8_1^+)=3.706, \quad E(10_1^+)=4.293, \quad E(13_1^-)=6.132, \quad E(14_1^-)=6.413$$

calculated $\langle \|E2\| \rangle$

$J_i \quad J_f$

$$2_1^+ \quad 0_g^+ \quad -10.377$$

$$4_1^+ \quad 2_1^+ \quad -6.952$$

$$6_1^+ \quad 4_1^+ \quad -3.760$$

$$10_1^+ \quad 8_1^+ \quad -4.180$$

$$14_1^- \quad 13_1^- \quad -4.912$$

wave functions(main component ≥ 0.25 only)

$$0_g^+ ; -0.300[d_{5/2}^6] -0.652[d_{5/2}^4 g_{7/2}^2] -0.238[d_{5/2}^4 d_{3/2}^2] \\ -0.318[d_{5/2}^2 g_{7/2}^4] -0.266[d_{5/2}^2 g_{7/2}^2 d_{3/2}^2]$$

$$2_1^+ ; -0.442[d_{5/2}^4 g_{7/2}^2(v=2)] -0.508[d_{5/2}^4(v=2)g_{7/2}^2] \\ -0.247[d_{5/2}^3(v=1)g_{7/2}^2 s_{1/2}(v=1)]$$

$$4_1^+ ; -0.481[d_{5/2}^5(v=1)g_{7/2}^1(v=1)] -0.386[d_{5/2}^4 g_{7/2}^2(v=2)] \\ -0.275[d_{5/2}^4(v=2)d_{3/2}^2] -0.338[d_{5/2}^3(v=1)g_{7/2}^3(v=1)]$$

$$6_1^+ ; -0.609[d_{5/2}^5(v=1)g_{7/2}^1(v=1)] -0.252[d_{5/2}^4 g_{7/2}^2(v=2)] \\ -0.539[d_{5/2}^3(v=1)g_{7/2}^3(v=1)] -0.257[d_{5/2}^3(v=1)g_{7/2}^1(v=1)d_{3/2}^2]$$

$$8_1^+ ; 0.532[d_{5/2}^3(v=1)g_{7/2}^3(v=3, J_2=11/2)] -0.665[d_{5/2}^3(v=3, J_1=9/2)g_{7/2}^3(v=1)]$$

$$10_1^+ ; 0.882[d_{5/2}^4(v=2, J_1=4)g_{7/2}^2(v=2, J_2=6)] \\ +0.291[d_{5/2}^2(v=2, J_1=4)g_{7/2}^4(v=2, J_1=6)]$$

$$13_1^- ; -0.654[d_{5/2}^4(v=2, J_1=4)g_{7/2}^1(v=1)\{J_{12}=15/2\}h_{11/2}^1(v=1)] \\ -0.278[d_{5/2}^3(v=1)g_{7/2}^2(v=2, J_2=6)\{J_{12}=17/2\}h_{11/2}^1(v=1)] \\ -0.498[d_{5/2}^4(v=2, J_1=4)g_{7/2}^3(v=1)\{J_{12}=15/2\}h_{11/2}^1(v=1)]$$

$$14_1^- ; -0.912[d_{5/2}^3(v=1)g_{7/2}^2(v=2, J_2=6)\{J_{12}=17/2\}h_{11/2}^1(v=1)] \\ -0.267[d_{5/2}^1(v=1)g_{7/2}^4(v=2, J_2=6)\{J_{12}=17/2\}h_{11/2}^1(v=1)]$$

A-13 弱結合模型におけるM1の遷移確率

スピン j の核子がスピン J の芯に結合してできた多重項の中での $(I_i \rightarrow I_f)$ のM1の遷移確率は次式で表される [文献42(5章6.2節)]。

$$B(M1; I_i \rightarrow I_f) = \frac{3}{4\pi} (2I_f+1) (2j+1) W^2(Jj I_f 1; I_i j) \times (ME)^2 \quad (A13.1)$$

$$ME = \langle j \| M1 \| j \rangle - \sqrt{\frac{j(j+1)}{J(J+1)}} \langle J \| M1 \| J \rangle$$

単一粒子がM1遷移を引き起こす時のM1演算子は、本文の式(4.4)に示したように $g_j J_\mu$ で表される。芯の g 因子を g_J として、芯の部分にもこの演算子を適用してもそれほど変わらないであろう。このとき行列要素 (ME) は次式で表される。

$$(ME) = \sqrt{j(j+1)} (g_j - g_J) \quad (A13.2)$$

ここで

$$\langle j \| J_\mu \| j \rangle = \sqrt{j(j+1)}$$

の関係を使っている。 $I_i = J+j$, $I_f = J+j-1$ の時、すなわち核子と芯の角運動量が平行に結合した状態からのM1遷移では、

$$\begin{aligned} B(M1; I_i \rightarrow I_f) &= \frac{3}{4\pi} (2I_f+1) (2j+1) \frac{J}{(2j+1)(j+1)(2I_f+1)(I_i)} \times (ME)^2 \\ &= \frac{3}{4\pi} \frac{jJ}{j+J} (g_j - g_J)^2 \end{aligned} \quad (A13.3)$$

となり、係数 $jJ/(j+J)$ が同程度のものを比較するかぎり、 $B(M1)$ は $(g_j - g_J)^2$ に比例する。初期状態がストレッチした状態でなく $I_i = J+j-1$ の場合でも、 $B(M1)$ は $(g_j - g_J)^2$ にほぼ比例する。このことを実際のM1遷移でみておく。 ^{105}In の $19/2^+ \rightarrow 17/2^+$ 遷移は $(\pi g_{9/2})^{-1}$ と 6^+ (^{106}Sn) の多重項の中での遷移、 ^{107}Sn の $17/2^+ \rightarrow 15/2^+$ 遷移は $vg_{7/2}$ と 6^+ (^{106}Sn) の多重項の中での遷移とする。このときの $(g_j - g_J)^2$ に掛かる係数は、 ^{105}In で1.2、 ^{107}Sn で0.98と20%程度しか差がない。したがって本文4-4D節でのように

$(g_j - g_J)^2$ の比較のみで $B(M1)$ を検討することができる。

^{107}Sn の奇数番目の中性子と芯である ^{106}Sn の 6^+ を形成している中性子は同じ軌道に存在する。したがってより適切に殻模型で取り扱うためには、 ^{107}Sn の $17/2^+ \rightarrow 15/2^+$ 遷移は $[vd_{5/2} \otimes (vg_{7/2})^2_{6^+}]$ の多重項の中での遷移としなければならない。このとき式(A13.2)の(ME)には $vd_{5/2}$ と $vg_{7/2}$ の g 因子の差がでてくる。両者の g 因子の符号は逆であるために、この差 $g_j - g_J$ は -1.18 と大きな値となる。この値を用いて本文の式(4.11)の右辺を計算すると 0.53 となり、実験値 $0.23(11)$ よりも少し大きくでる。

引用文献

1. M.G. Mayer and J.H.D. Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure* (John Wiley & Sons, New York, 1955).
2. A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1975), Vol. I and II.
3. A. Arima and F. Iachello, *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 1069 (1975).
4. R. Schubart, D. Alber, R. Alfier, C. Bach, D. B. Fossan, H. Grawe, H. Kluge, K. H. Maier, M. Schramm, M. Waring, and L. Wood, *Z. Phys. A* **340**, 109 (1991).
5. G. Auger, G. Albouy, C. Roulet, H. Sergolle, A. Kerek, and Th. Lindblad, *Z. Phys. A* **296**, 319 (1980).
6. R. Chiba, G. Colombo, R. Geier, U. Heim, H. Hick, P. Komninos, G. Korschinek, P. Kubik, H. Morinaga, E. Nolte, and W. Schollmeier, *TU München Annual Report*, 48 (1979).
7. F. Azaiez, S. Andriamonje, J.F. Chemin, M. Fidah, J.N. Scheurer, M.M. Aleonard, G. Bastin, J.P. Thibaud, F. Beck, G. Costa, J.F. Bruandet, and F. Liatard, *Nucl. Phys. A* **501**, 401 (1989).
8. W. Andrejtscheff, L.K. Kostov, P. Petkov, Y. Sy Savane, Ch. Stoyanov, P. von Brentano, J. Eberth, R. Reinhardt, and K.O. Zell, *Nucl. Phys. A* **505**, 397 (1989).
9. E. Andersson, P. Herges, H.V. Klapdor, and I.N. Wischniewski, *Z. Phys. A* **299**, 105 (1981).
10. M. Hass, H. H. Bertschat, C. Broude, E. Dafni, F. D. Davidovsky, G. Goldring, and P. M. S. Lesser, *Nucl. Phys. A* **410**, 317 (1983).
11. R. Wadsworth, H. R. Andrews, R. M. Clark, D. B. Fossan, A. Galindo-Uribarri, J. R. Hughes, V. P. Janzen, D. R. LaFosse, S. M. Mullins, E. S. Paul, D.C. Radford, H. Schnare, P. Voska, D. Ward, J. N. Wilson, and R. Wyss, *Nucl. Phys. A* **559**, 461 (1993).
12. R. Schubart, H. Grawe, J. Heese, H. Kluge, K. H. Maier, M. Schramm, J. Grebosz, L. Käubler, H. Rotter, J. Kownacki, and D. Seweryniak, *Z. Phys. A* **343**, 123 (1992).
13. T. Ishii, A. Makishima, K. Koganemaru, M. Nakajima, M. Ogawa, and M. Ishii, *JAERI TANDEM & V.D.G. Annual Report 1991*, JAERI-M 92-124, 143 (1992); M. Ogawa, K. Koganemaru, M. Nakajima, A. Makishima, T. Ishii, and M. Ishii, in *Proceedings of the 6th Int. Conf. on Nuclei far from Stability & 9th Int. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants*, Bernkastel-Kues, 1992, p. 659.

14. G. Auger, J.M. Lagrange, M. Pautrat, and J. Vanhorenbeeck, Nucl. Phys. A426, 109 (1984).
15. O. Hashimoto, Y. Shida, G.Ch. Madueme, N. Yoshikawa, M. Sakai, and S. Ohya, Nucl. Phys. A318, 145 (1979).
16. K. Deneffe, E. Coenen, M. Huyse, P. Van Duppen, J. Vanhorenbeeck, P. Del Marmol, and P. Fettweis, J. Phys. G 11, L59 (1985).
17. E. Andersson, P. Herges, H.V. Klapdor, and I.N. Wischniewski, Phys. Rev. C 24, 917 (1981).
18. M. Kikuchi, T. Ishimatsu, S. Hayashibe, N. Kawamura, Y. Kimura, K. Iura, H. Miyatake, and M. Fujioka, Nucl. Phys. A455, 301 (1986).
19. W. Andrejtscheff, L.K. Kostov, J. Eberth, J. Busch, M. Senba, and Z.Z. Ding, Z. Phys. A 328, 23 (1987).
20. V.E. Iacob, C. Stan-Sion, A. Berinde, I. Neamu, M. Parlog, N. Scintei, and L. Trache, Z. Phys. A 329, 381 (1988).
21. R. E. Shroy, A. K. Gaigalas, G. Schatz, and D. B. Fossan, Phys. Rev. C 19, 1324 (1979).
22. V. P. Janzen, H. R. Andrews, B. Haas, D. C. Radford, D. Ward, A. Omar, D. Prevost, M. Sawicki, P. Unrau, J. C. Waddington, T. E. Drake, A. Galindo-Uribarri, and R. Wyss, Phys. Rev. Lett. 70, 1065 (1993).
23. D. R. LaFosse, D. B. Fossan, J. R. Hughes, Y. Liang, P. Vaska, M. P. Waring, and J.-y. Zhang, Phys. Rev. Lett. 69, 1332 (1992).
24. S. Takeuchi, T. Ishii, and H. Ikezoe, Nucl. Instr. and Meth. A 281, 426 (1989).
25. S. Takeuchi, T. Ishii, H. Ikezoe, and Y. Tomita, Nucl. Instr. and Meth. A 287, 257 (1990).
26. T. Ishii, M. Shibata, and S. Takeuchi, Nucl. Instr. and Meth. A 328, 231 (1993).
27. H. Morinaga and T. Yamazaki, *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy* (North-Holland, Amsterdam, 1976).
28. P.J. Twin, B.M. Nyako, A.H. Nelson, J. Simpson, M.A. Bentley, H.W. Cranmer-Gordon, P.D. Howe, A.R. Mokhtar, J.D. Morrison, J.F. Sharpey-Schafer, and G. Sletten, Phys. Rev. Lett. 57, 811 (1986).
29. T. Byrski, F.A. Beck, D. Curien, C. Schuck, P. Fallon, A. Alderson, I. Ali, M.A. Bentley, A.M. Bruce, P.D. Forsyth, D. Howe, J.W. Roberts, J.F. Sharpey-Schafer, G. Smith, and P.J. Twin, Phys. Rev. Lett. 64, 1650 (1990).
30. F. Plasil and M. Blann, Phys. Rev. C 11, 508 (1975).
31. A. Makishima, Ph. D. thesis, Tokyo Institute of Technology, 1985; A. Makishima, M. Adachi, H. Taketani, and M. Ishii, Phys. Rev. C 34, 576 (1986).
32. M. Ishii, A. Makishima, M. Hoshi, and T. Ishii, in *Nuclei off the Line of Stability*, edited by R.A. Meyer and D.S. Brenner (American Chemical Society, Washington

- D.C., 1986), p. 496.
33. E. Der Mateosian and A. W. Sunyar, At. Data Nucl. Data Tables 13, 391 (1974).
 34. E. Der Mateosian and A. W. Sunyar, At. Data Nucl. Data Tables 13, 407 (1974).
 35. L.W. Fagg and S.S. Hanna, Rev. Mod. Phys. 31, 711 (1959).
 36. T. Matsuzaki, Ph. D. thesis, Tokyo Institute of Technology, 1980.
 37. T. Matsuzaki, H. Taketani, M. Ishii, and M. Oshima, Nucl. Instr. and Meth. 188, 63 (1981).
 38. D. Vandeplasse, E. Van Walle, C. Nuytten, and L. Vanneste, Phys. Rev. Lett. 49, 1390 (1982).
 39. I.N. Wischnewski, H.V. Klapdor, H. Fromm, and P. Herges, Z. Phys. A 301, 29 (1981).
 40. D.C. Stromswold, D.O. Elliott, Y.K. Lee, L.E. Samuelson, J.A. Grau, F.A. Rickey, and P.C. Simms, Phys. Rev. C 17, 143 (1978).
 41. J. Genevey-Rivier, J. Treherne, J. Danier, R. Beraud, M. Meyer, and R. Rougny, J. Phys. G 4, 943 (1978).
 42. A. Johnson, D. Seweryniak, B. Cederwall, J. Nyberg, A. Atac, J. Blomqvist, J. Cederkäll, C. Fahlander, M. Karny, A. Kerek, J. Kownacki, L-O. Norlin, R. Wyss, E. Adamides, H. Grawe, E. Ideguchi, R. Julin, S. Juutinen, W. Karczmarczyk, S. Mitarai, M. Piiparinen, R. Scubart, G. Sletten, S. Törmänen, and A. Virtanen, Nucl. Phys. A557, 401c (1993).
 43. R.D. Lawson, *Theory of the nuclear shell model* (Clarendon Press, Oxford 1980).
 44. J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (John Willey & Sons, New York, 1952).
 45. P.E. Cavanagh, C.F. Coleman, A.G. Hardacre, G.A. Gard, and J.F. Turner, Nucl. Phys. A141, 97 (1970).
 46. J. Eberz, V. Dinger, G. Huber, H. Lochmann, R. Menges, G. Ulm, R. Kirchner, O. Klepper, T.V. Kühl, and D. Marx, Z. Phys. A 326, 121 (1987).
 47. B. Harmatz, Nucl. Data Sheets 27, 453 (1979).
 48. P. van Nes, K. Allaart, W.H.A. Hesselink, Jan Konijn and H. Verheul, Z. Phys. A 301, 137 (1981).
 49. G. Momoki and K. Ogawa, private communication.
 50. A. Van Poelgeest, W.H.A. Hesselink, J. Bron, J.J.A. Zalmstra, M.J. Uitzinger, and H. Verheul, Nucl. Phys. A327, 12 (1979).
 51. W.H.A. Hesselink, J. Bron, P.M.A. Van Der Kam, V. Paar, A. Van Poelgeest, and A. Zephat, Nucl. Phys. A299, 60 (1978).
 52. E. Gerlic, G. Berrier-Ronsin, G. Duhamel, S. Gales, E. Hourani, H. Langevin-Joliot, M. Vergnes, and J. Van de Wiele, Phys. Rev. C 21, 124 (1980).

53. S. Gales, E. Gerlic, G. Duhamel, G. Perrin, C. Perrin, and V. Comparat, Nucl. Phys. A381, 40 (1982).
54. P.J. Blankert, H.P. Blok, and J. Blok, Nucl. Phys. A356, 74 (1981).
55. E. S. Paul, R. M. Clark, S. A. Forbes, D. B. Fossan, J. R. Hughes, D. R. LaFosse, Y. Liang, R. Ma, P. J. Nolan, P. H. Regan, P. Vaska, R. Wadsworth, and M. P. Waring, J. Phys. G 18, 837 (1992).
56. S. Juutinen, S. Törmänen, P. Ahonen, B. Cederwall, A. Johnson, B. Fant, R. Julin, S. Mitarai, J. Mukai, J. Nyberg, and A. Virtanen, Z. Phys. A 344, 223 (1992).
57. Y. Liang, D. B. Fossan, J. R. Hughes, D. R. LaFosse, T. Lauritsen, R. Ma, E. S. Paul, P. Vaska, M. P. Waring, and N. Xu, Phys. Rev. C 45, 1041 (1992).
58. J. Eberz, U. Dinger, G. Huber, H. Lochmann, R. Menges, R. Neugart, R. Kirchner, O. Klepper, T. Kühl, D. Marx, G. Ulm, K. Wendt, and the ISOLDE collaboration, Nucl. Phys. A464, 9 (1987).
59. D. Seweryniak, J. Cederkäll, B. Cederwall, J. Blomqvist, C. Fahlander, A. Johnson, L-O. Norlin, J. Nyberg, A. Atac, A. Kerek, J. Kownacki, R. Wyss, E. Adamides, H. Grawe, E. Ideguchi, R. Julin, S. Juutinen, W. Karczmarczyk, S. Mitarai, M. Piiparinen, R. Scubart, G. Sletten, S. Törmänen, and A. Virtanen, Phys. Lett. B 321, 323 (1994).

発表論文一覧

副論文

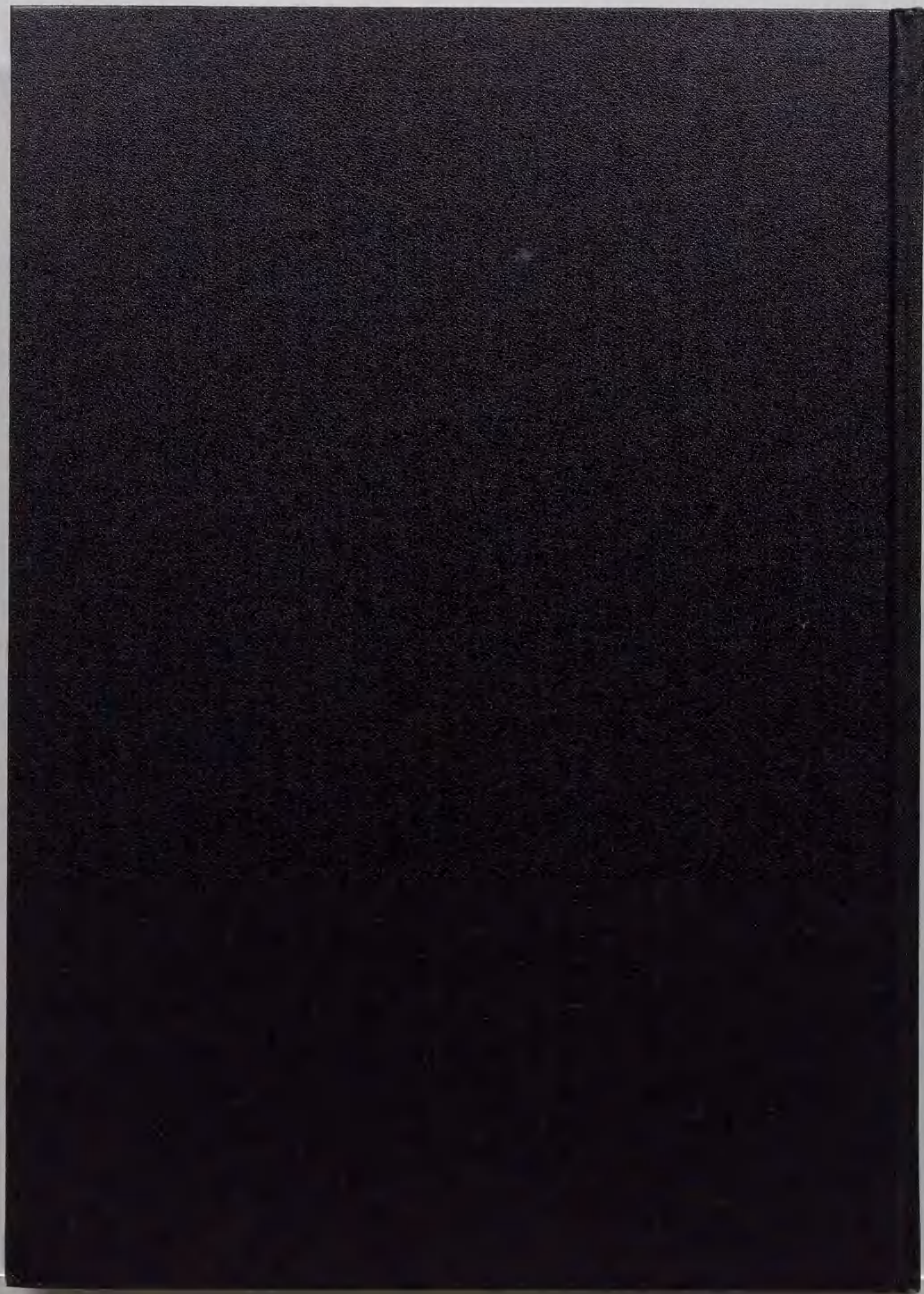
1. " Measurement of rates of fast E1 transitions in Ac-Ra nuclei ",
T. Ishii, I. Ahmad, J.E. Gindler, A.M. Friedman, R.R. Chasman, and S.B. Kaufman,
Nucl. Phys. A444, 237 (1985).
2. " In-beam study of ^{105}In and ^{103}In ",
T. Ishii, A. Makishima, M. Nakajima, M. Ogawa, M. Ishii, Y. Saito,
and S. Garmsomsart, Z. Phys. A 343, 261 (1992).
3. " High-spin states in ^{107}Sn ",
T. Ishii, A. Makishima, K. Koganemaru, Y. Saito, M. Ogawa, and M. Ishii,
Z. Phys. A 347, 41 (1993).
4. " Construction of the JAERI tandem booster ",
T. Ishii, M. Shibata, and S. Takeuchi, Nucl. Instr. and Meth. A328, 231 (1993).
5. " Nuclear structure of ^{109}Sb ",
T. Ishii, A. Makishima, M. Shibata, M. Ogawa, and M. Ishii,
Phys. Rev. C 49, 2982 (1994).
6. " Nuclear structure of the yrast 6^+ , 10^+ and 14^- states in ^{106}Sn ",
A. Makishima, T. Ishii, M. Ogawa, and M. Ishii, Z. Phys. A *in press*.

参考論文

1. " Spontaneous ^{14}C emission from ^{223}Ra ",
W. Kutschera, I. Ahmad, S.G. ArmatoIII, A.M. Friedman, J.E. Gindler, W. Henning,
T. Ishii, M. Paul, and K.E. Rehm, Phys. Rev. C 32, 2036 (1985).
2. " Half-lives of levels in ^{93}Sr and ^{95}Sr ",
K. Kawade, H. Yamamoto, M. Yoshida, T. Ishii, K. Mio, T. Katoh, J.-Z. Ruan,
K. Okano, Y. Kawase, K. Sistemich, G. Battistuzzi, and H. Lawin,
J. Phys. Soc. Japan 55, 1102 (1986).

3. " Niobium superconducting quarter-wave resonators as a heavy ion accelerating structure ",
S. Takeuchi, T. Ishii, and H. Ikezoe, Nucl. Instr. Meth. A281, 426 (1989).
4. " Development of the JAERI tandem superconducting booster ",
S. Takeuchi, T. Ishii, H. Ikezoe, and Y. Tomita,
Nucl. Instr. and Meth. A287, 257 (1990).
5. " IBM-2 parameters for proton-rich rare-earth nuclei ",
A. Makishima, T. Ishii, M. Ogawa, and M. Ishii, J. Phys. Soc. Japan 61, 3409 (1992).

本論文の中で、§3-2に関しては副論文6に、§3-3と§3-4に関しては副論文2に、§3-5に関しては副論文3に、§3-6に関しては副論文5に基づいて記述している。副論文1の測定技術は§2-6の中で利用している。副論文4は、研究を今後発展させるために必要とされる加速器 (§2-2で記述) の開発に関するものである。



inches 1 2 3 4 5 6 7 8
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black



Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

