

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	Sn同位体の高スピン領域における球形および変形状態の研究
Title(English)	
著者(和文)	原田秀郎
Author(English)	Hideo Harada
出典(和文)	学位:理学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第1879号, 授与年月日:1988年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Philosophy, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第1879号, Conferred date:1988/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

博士論文

S n 同位体の高スピン領域における
球形および変形状態の研究

東京工業大学

理工学研究科 物理学専攻

原田秀郎

昭和62年度

- 目次 -

第一章	序 論	p. 4
-----	-----	------

第二章 実 験

2. 1	はじめに	p. 12
2. 2	反応および γ 線崩壊過程	p. 14
2. 3	検出器	
	1) BGOアンチ・コンプトン	p. 17
	・スペクトロメーター	
	2) 中性子多重度フィルター	p. 23
2. 4	$\gamma\gamma$ 同時計測	p. 27
2. 5	$n\gamma$ 角相関	p. 34
2. 6	寿命測定	p. 37

第三章 解析 および 結果

3. 1	解析方法と結果	
	1) $\gamma\gamma$ 同時計測	p. 44
	2) $n\gamma$ 角相関	p. 52
	3) $\gamma\gamma$ 角相関	p. 58
	4) 寿命測定	p. 73
3. 2	励起準位の同定	
	1) ^{110}Sn	p. 82
	2) ^{111}Sn	p. 93
	3) ^{112}Sn	p. 96
	4) ^{114}Sn	p. 108

第四章 議 論

4. 1	$^{110}, ^{112}, ^{114}\text{Sn}$ の高スピン領域における 回転バンドの発見とその特徴	p.115
4. 2	$^{112}, ^{114}\text{Sn}$ に見られるバックベンディング現象 と2準粒子励起による解釈	p.120
4. 3	^{110}Sn における侵入バンドの消失と ハートリー・ボゴリュボフ計算による考察	p.123
4. 4	^{111}Sn における回転バンドの発見とその特徴	p.130
4. 5	Sn の侵入バンドと $\nu h_{11/2}$ 準粒子の結合形態	p.133
4. 6	$\nu h_{11/2}$ 侵入バンドに見られる ブロッキングの効果	p.137
4. 7	侵入バンド内遷移の $B(E2)$ 値	p.140
4. 8	2準粒子・4準粒子混合	p.142
4. 9	4準粒子状態でのペアリング・ギャップ	p.145
4. 10	球形・変形準位の混合	p.149

第五章	結論 および 今後の課題	p.152
-----	--------------	-------

謝 辞	p.155
-----	-------

参考文献	p.156
------	-------

第一章 序論

1970年代の実験技術の進歩、特にGe検出器を用いた γ 線分光法の進展により、原子核の準位構造に関する知識は、大きく拡張されつつある。この結果、原子核の構造と形状に関する新しい側面を研究することができる段階に至っている。

図1は、RagnassonとShelineが、原子核の形状という主題に対して行った報告からの抜粋である[Rag84]。そこでは、原子核は、3つのグループに分類される。すなわち、A)球形核(Spherical)、B)変形核(Deformed)、およびC)遷移領域核(Transitional)である。球形核は、中性子および陽子が閉殻をなす近傍に位置し、変形核は、閉殻から十分離れた処にある。そして、A)とB)の間には、C)の遷移領域核が位置すると考えられた。すなわち、1つの原子核には、1つの形が対応し、その低励起準位の性質は、A), B), C)いずれか1つの形で説明され则认为られた。

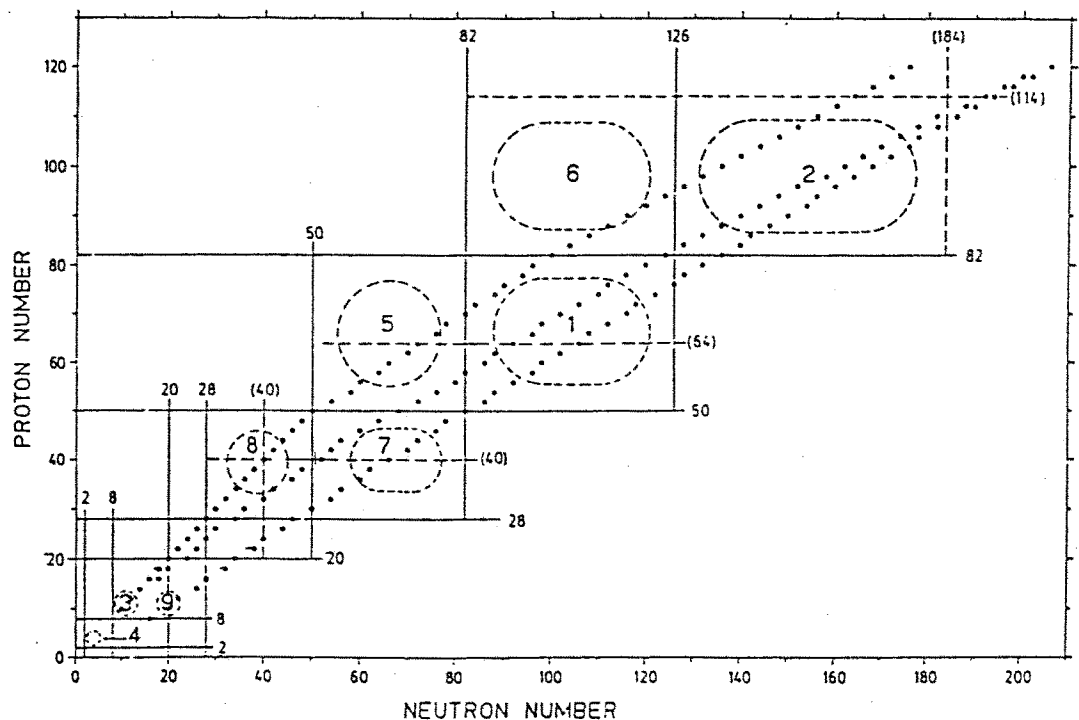


図1 原子核の形状。 図中の実線は、マジック数を表し、その近傍には球形核が存在する。丸で囲まれた領域には、変形核が存在する。これらの中間は遷移領域核と考えられる。

ところが、1970年以後（*注）、球形・変形共存（Spherical-Deformed Shape Coexistence）やレモン型・みかん型共存（Prolate-Oblate Shape Coexistence）と言った、1つの原子核において、形状の異なる準位が共存するという実験事実が報告されるようになり、1つの原子核に対し1つの形を考えるだけでは不十分になってきている。現在（1987年）までに、この現象は核図表の中で広く観測されている。形状共存現象に関する総合的な報告は、[Hey83, Ham85]に成されている。

これまでに形状共存の知られている領域は、原子核のもっとも冷えた領域にだけ集中している。偶々核であれば、1つの 0^+ 対だけが壊れた2準粒子準位、あるいは、粒子回転整列を伴わない低スピン領域の回転バンドの現れる領域に、一部の例外を除いて[Nya86]、限られている。奇質量数核においても、バンドヘッド近傍の準位だけに限られている[Hey83]。

低励起・低スピン領域の形状共存という現象は、変形度の関数としてポテンシャル曲線を考えたときに、2つの谷が存在するという描像で理解される。このような計算の例を図2に示す。用いたハミルトニアンは、この種の計算に最も一般的に用いられる $H = \sum \epsilon_i + P_0 + Q \cdot Q$ である。 P_0 は、核子間の短距離力を表す対相互作用であり、 $Q \cdot Q$ は、遠距離力を表す四重極相互作用である。 $Q \cdot Q$ は、原子核を変形させる働きを持ち、 P_0 と $Q \cdot Q$ のバランスにより原子核の形が決まる。このハミルトニアンに対し、変形度 ϵ_2 について、|BCS>基底状態の波動関数を求め、その期待値を示したものが図2である。2本の実線は、 $Q \cdot Q$ 力の強さのパラメータ x を3%だけ変化させたときにポテンシャル曲線が変化する様子を示す。ポテンシャルに極少を与える変形度に対して安定解が存在し、図2の例では、 $\epsilon_2 \sim 0$ の球形準位と $\epsilon_2 \sim 0.3$ の変形準位が共存する。2つの谷の間の山は、球形準位と変形準位の混合を防ぎ、それぞれの準位間の遷移を禁止する働きをしていると考えられる。この山の有無が、形状共存の有無を決定するのである。

*注) 1970年以前にも個々の原子核の準位の性質を説明するために形状共存の概念は報告されていた[Mor56, Gre65]。しかし、原子核構造を考える上での一般的な概念には至っていなかった。

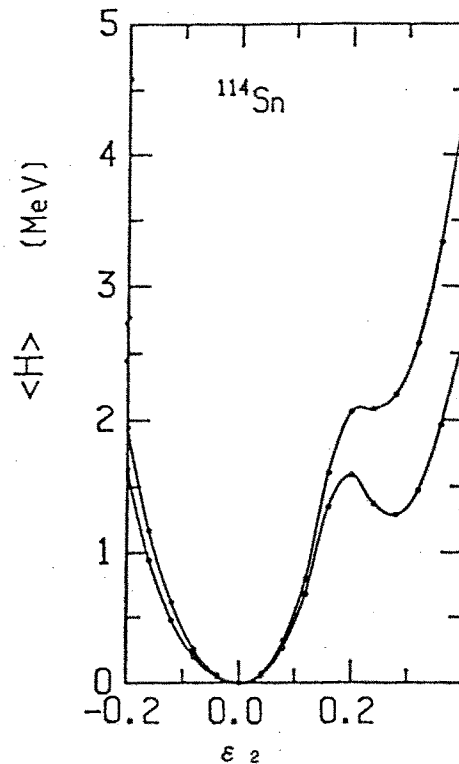


図2 ^{114}Sn に対するポテンシャル計算。 $\varepsilon_2 \sim 0$ と0.3に安定解が存在する。

もう1つの重要な進展は、重イオン加速器の建設により、高スピン状態の研究が可能になったことである。変形核のイラスト線は、規則的なエネルギー間隔を持つ回転バンドから形成される。高スピン状態が研究されるようになり、この回転バンドは、スピン値10~16 $\hbar$ 領域において、慣性モーメントに異常な振舞いを示すことが見いだされた[Joh72]。この現象は、スピンが大きくなり、回転の角速度が増すと、コリオリ力により核子対が壊され、集団回転軸の方向に整列することによるとして説明された[Ste72]。さらに最近の研究において、回転整列した核子は、集団回転している変形コアの形を、例えば、レモン型からtriaxial型に変化させる働きを持つことが報告されている[Che86, Pat86]。

球形核のイラスト準位では、非規則的なエネルギー間隔やアイソマーの存在と言った独立粒子励起モードの特徴が見られる。球形核の高スピン状態については、最近Pb同位体で約20 $\hbar$ までの準位が同定され、中性子の4準粒子模型との比較が始められている[Han86, Ruy86, Jai86, Nes83]。

先に述べたように、原子核の形状共存は、ポテンシャル曲線の微妙な変化の影

響を受ける。そのメカニズムを調べるには、球形準位および変形準位が、スピン値の関数として、または、中性子（陽子）数の関数としてどの様に変化するかを調べる事が有効である。

これまで多くの原子核に対して高スピン状態の研究が行われてきたが、そこでは、球形準位あるいは変形準位の何れか一方だけが観測されており、形状共存現象が高スピン状態まで確認された例は極めて少ない。その理由は、高スピン状態が、主に、重イオン融合反応を用いたインビーム γ 線分光法により調べられており、この方法では、イラスト線上の準位だけが強調されて観測にかかるため、高スピン状態における形状共存現象の観測が難しくなるためである。

この問題に対して次の2つの処方箋が考えられる。第一点は、検出器の性能を向上し、弱い強度の γ 線も同定可能にすることである。本研究では、これまでGe検出器で問題となっていたコンプトン・バックグラウンドをBGOアンチコンプトン・スペクトロメーター（BGAC S）を使用することにより大きく減衰させ、S/N比を改善した。また、5～6台のBGAC Sを同時に用いて実験を行うことにより、統計精度の向上を計った。さらに、反応で放出される中性子を大立体角を張る中性子多重度フィルターで検出し、これと γ 線との同時計測を行うことにより、スペクトルの質をより向上させることができた。検出器の性能とそれを用いた実験法については、第二章で説明する。

第二点は、二つの異なる形をもつ準位が、いずれも観測されるような原子核の種類を選ぶことである。原子核の種類は、基底状態が球形であり、励起状態が変形した原子核がこの条件を満たすと考えられる。これは、一般的に、変形状態の慣性能率は、球形状状態の慣性能率よりも大きく、それゆえ、スピン値の増加に対する励起エネルギーの増加が、変形状態では、球形状状態よりも小さいと考えられるからである。この結果、高スピン状態においても、球形状状態と変形状態がエネルギー的に近いところに現れることが期待される。

この条件を満たす原子核として我々は、陽子数が50個の魔法数であるS n同位体を選んだ。S n同位体は、球形と考えられていたが、1979年にBron等により励起状態に集団的回転バンドが12⁺まで¹¹²⁻¹¹⁸S nにおいて系統的に発見[Bro79]され、球形準位と変形準位の共存することが認識されるようになった。図3に¹¹²⁻¹¹⁸S nの励起準位[Bro79,Poe80]を示す。球形準位は左側に、変形準

位は右側にそれぞれ示されている。球形準位の準位間隔は非規則的であり、独立粒子励起モードの特徴を現している。変形準位の準位間隔は規則的にスピン値と共に増加しており、集団的回転モードの特徴を現している。この傾向は、 12^+ まで続いており、粒子回転整列の効果は、このスピン領域では見られないことがわかる。これらの異なる励起モード間の遷移は、 4^+ 以下の準位を除いて非常に弱いことが指摘されているが、この事実は、これらの励起モードの独立性（波動関数の直交性）を示している。

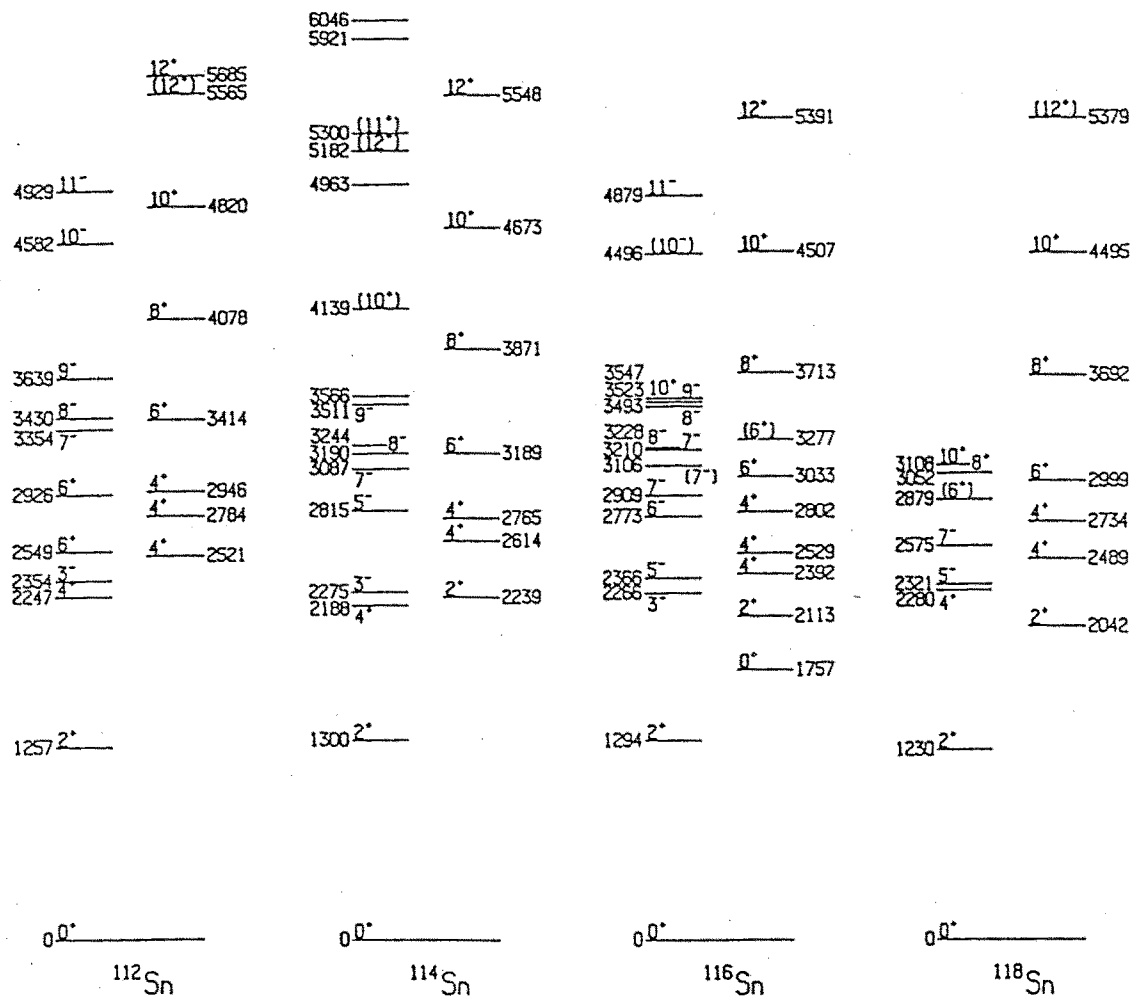


図3 $^{112-118}\text{Sn}$ における球形・変形共存。球形準位は左側に、変形準位は右側にそれぞれ示されている。

こうした特徴を持つ $^{112-118}\text{Sn}$ における回転バンドは、 $(\alpha, x n)$ 反応を用いて同定されたものである。不思議なことに、同様の反応を用いた実験によっても $N=60$ である ^{110}Sn には、回転バンドが発見されなかった。中性子数の減少により、回転バンドが消滅するか否かは、未解決の問題である。

原子核の高スピン状態には、4準粒子準位や回転バンドにおける粒子回転整列と言った励起モードが現れると予想される。これらの励起モードまで形状共存現象を拡張することができれば、それを、低励起・低スピン領域で知られている励起モード間の形状共存現象と比べることにより、形状共存現象が、スピン値、あるいは、励起に寄与する粒子数に対しどのように依存するかを吟味することができる。

高スピン状態における球形・変形共存を確認するためには、球形高スピン状態と変形高スピン状態の両方を同定する必要がある。これまでに報告されたS n同位体に関する高スピン状態の研究状況を表1に示す。スピン値が $12\hbar$ 以上の準位に関する情報は、非常に少ないことがわかる。よって、球形高スピン状態および変形高スピン状態、共に未知の部分が多く、それぞれ独立に、興味ある問題が指摘されている。

表1 S n同位体の高スピン状態研究のまとめ

文献名	内容
Bro79	($\alpha, 2n$)反応により、 $^{112}, ^{114}, ^{116}, ^{118}\text{S n}$ の励起状態中に $12^+\hbar$ までの回転バンドを同定する。
Poe80	($\alpha, 2n$)反応により、 $^{110}, ^{112}, ^{114}, ^{116}, ^{118}\text{S n}$ の励起状態中に中性子の準粒子励起と考えられる準位を 11^- および $(12^+)\hbar$ のスピン領域まで同定する。
Has79	($\alpha, 2n$)反応により、 $^{109}, ^{111}, ^{113}, ^{115}, ^{117}\text{S n}$ の励起状態中に中性子の準粒子励起と考えられる準位を $(27/2^-)\hbar$ のスピン領域まで同定する。
And81	($^{19}\text{F}, p2n$)反応により、 $^{108}\text{S n}$ の励起状態中に中性子の準粒子励起と考えられる準位を $(14^-)\hbar$ まで同定する。
Vig87	($^{19}\text{F}, p2n$)反応により、 $^{110}\text{S n}$ の励起状態中に集団的性質のバンドを $(20^+)\hbar$ まで同定する。

S_n 同位体の球形準位に関しては、中性子の準粒子励起模型による説明が行われている [Poe79, Kis62, Yam69]。準粒子励起の概念は、金属の超流動理論 [Bar57] により導入されたもので、後に、A. Bohr 等により原子核への適用可能性が指摘された [Boh58]。実際的な計算は Sorrensen 等により始められ、単閉殻を持つ原子核に対して適用された。単閉殻である S_n 同位体に対しても、この準粒子励起模型と実験との比較が進められ [Yam69, Poe79]、励起エネルギーの系統的な変化は、この模型で再現されることが指摘された。

準粒子模型は、直接的な殻模型に比べ計算が容易である上に、励起状態の配位を少ない基底で考えることができるという利点を待っている。しかしながら、この模型は、基底状態に対して計算されたペアリング・ギャップをそのまま励起状態に用いるという近似を必要とする。高スピン状態の記述には、多準粒子励起を考慮する必要があるが、Akkermans の計算によると、多準粒子状態のペアリング・ギャップ Δ は、基底状態の Δ に比べ、かなり減衰することが指摘されている。また、準粒子間の残留相互作用が強く、多準粒子配位の混合が大きいならば、励起準位を準粒子の数により分類することが無意味となる。よって、 S_n の励起状態に於けるペアリング・ギャップと多準粒子混合の効果を調べることは、準粒子模型の有効性を直接的に吟味することになる。多準粒子混合の問題に対しては、高スピン準位間の $B(E2)$ 値測定の重要性が指摘されている [Bon85]。ペアリング・ギャップの問題に対しては、多準粒子励起準位を実際に同定し、その具体的な励起エネルギーを知ることが必要である [Akk77]。

S_n 同位体の回転バンドに関しては、これまで、いくつかの説明が試みられている [Wen81, Yan86, Pom78, Pom77, Sug86]。

代表的な説に、Heyde 等による殻模型に基づく計算がある [Hey87]。図 4 に彼らの描像を示す。 $Z = 50$ 以下の軌道にある陽子の 0^+ 対が上の殻中の軌道に移り、活性陽子が 4 ケ生じる。この活性陽子と活性中性子の相互作用により、変形が生じるという考え方である [Fed79]。そこで以下の議論において、この回転バンドを侵入バンドと呼ぶことにする。この模型は、回転バンドのバンドヘッドの励起エネルギーを定量的に予想するが、回転バンドの慣性能率に対しては、具体的な計算が成されていない。

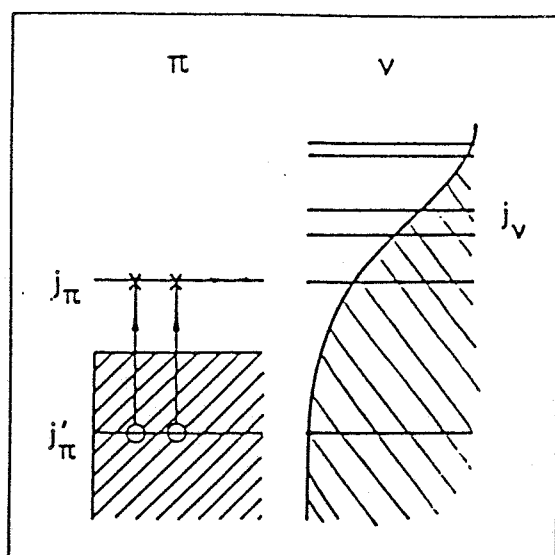


図4 陽子 (π) の $2p-2h$ 侵入配位により活性陽子が4個作られる様子を示したもの。

最近、杉田氏によりペアリング+ $Q \cdot Q$ 力を用いたハートリー・ボゴリユボフ計算が行われ、 S_n 同位体における球形・変形共存が再現されたが、この模型の予想する回転バンドの変形度は、 $\epsilon_2 \sim 0.3$ であり、Heyde等の予想、 $\epsilon_2 \sim 0.12$ と一致していない。このように、励起状態の回転バンド自体の性質も理論的に解明されているとはいいがたく、この回転バンドに関する新たな実験情報が望まれる処である。

回転バンドの高スピン準位を同定することにより、侵入バンドにおける準粒子励起の効果を調べることができ、さらに、2準粒子と変形コアの結合形態を吟味することができる。また、これまで奇質量数 S_n 同位体は、 (α, xn) 反応を用いて調べられてきたにも関わらず、回転バンドは1つも発見されていない。これが見つかると、1準粒子と侵入バンド(変形コア)の結合形態も吟味することができる。これら球形および変形高スピン準位の問題は、高スピン領域における原子核の形状と深く関係があり、高スピン領域における形状共存の問題と結び付いている。

第二章 実験

2. 1 はじめに

原子核の高スピン状態を調べるためには、まず、目的とする原子核の高スピン状態を励起することが必要である。それには、重イオンを入射粒子とした融合反応（重イオン融合反応）が最も適している。本研究では、 ^{16}O あるいは、 ^{18}O イオンを入射粒子として用い、Moターゲットとの反応、すなわち、



なる反応によって、Snの高スピン・高励起状態を励起した。

高励起状態にあるSnは、数個の軽粒子（n, p, α , 等）を放出した後、 γ 線（連続的 γ 線および離散的 γ 線）崩壊を繰り返し、基底状態へ到達する。この過程で放出される離散的 γ 線を測定することにより、Snの高スピン状態を調べることができる。この反応および崩壊過程については、§ 2. 2で説明する。

上述した実験法は、インビーム γ 線分光法と呼ばれ、原子核の励起準位を調べる手段として、最も重要なものの一つである。本研究で行ったインビーム γ 線分光法の実験は、大きく4つに分類され、それぞれ、a) $\gamma\gamma$ 同時計測、b) $\gamma\gamma$ 角相関、c) n γ 角相関 および d) 反跳核飛行距離測定法による寿命測定である。

$\gamma\gamma$ 同時計測により励起準位が同定され、その励起エネルギーが決まる。 $\gamma\gamma$ 角相関およびn γ 角相関は、励起準位のスピンの情報を与える。寿命測定は、励起準位間の遷移確率（B(E2)値、等）を与えると共に、励起準位のパリティに関する情報を与える。各実験の実験条件（実験配置、測定回路、ターゲット、等）については、§ 2. 4～ 2. 6において、それぞれ説明する。

本研究の実験に関する特色は、新型の検出器をこれまでのインビーム γ 線分光法に適用し、データ（ γ 線スペクトル）の質を大きく向上した点にある。その検出器とは、中性子多重度フィルター（NMF）とBGOアンチ・コンプトン・スペクトロメーター（BGOACS）である。これらの検出器により γ 線スペクトルの質が向上する原理と実際に実験的に得られた効果は、§ 2. 3において述べる。

表 2 に、本研究で行った、実験条件のまとめを示す。

表 2 実験条件のまとめ

核種	反応および入射エネルギー*	測定	検出器
^{110}Sn	$^{98}\text{Mo} (^{16}\text{O}, 4n)$	76 $\gamma\gamma$	$5 \times \text{BGOACS}$
	"	" $n\gamma$	$2 \times \text{BGOACS} + \text{NMF}$
	"	" 寿命	$\text{Ge} + \text{NMF}$
^{111}Sn	$^{98}\text{Mo} (^{16}\text{O}, 3n)$	76 $\gamma\gamma$	$5 \times \text{BGOACS}$
^{112}Sn	$^{100}\text{Mo} (^{16}\text{O}, 4n)$	72 $\gamma\gamma$	$5 \times \text{BGOACS}$
	"	76 "	"
	"	72 $n\gamma$	$2 \times \text{BGOACS} + \text{NMF}$
	"	72 寿命	$\text{Ge} + \text{NMF}$
	"	76 "	$2 \times \text{BGOACS} + \text{NMF}$
^{114}Sn	$^{100}\text{Mo} (^{18}\text{O}, 4n)$	65 $\gamma\gamma$	$6 \times \text{BGOACS}$

* ; 入射エネルギーの単位は、MeV

$\gamma\gamma$; $\gamma\gamma$ 同時計測 (ただし、 $\gamma\gamma$ 角相関を含む)

$n\gamma$; $n\gamma$ 角相関

寿命 ; 反跳核飛行距離測定法による寿命測定

2. 2 反応および γ 線崩壊過程

本研究では、重イオン融合反応、 $^{42}\text{Mo} + ^8\text{O}$ ，を用いて ^{50}Sn の高スピン状態を励起した。入射粒子である O イオンは、 Mo ターゲットと融合し、入射エネルギーと衝突パラメーターで決まる角運動量を複合核 Sn に与える。また、このときの複合核 Sn の励起エネルギーはエネルギーの保存則から一義的に決まり、それは、重心系での運動エネルギーと Q 値の和に等しい。

図5 aは、この状況を、 $^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応を例にとって示したものである。ただし、 ^{16}O の入射エネルギーが、実験室系で72 MeVの場合である。図5 aの実線は、統計モデルに基づく計算コード“CASCADE” [Phe77]の計算結果である。横軸は、複合核 ^{116}Sn に持ち込まれたスピン（角運動量）であり、縦軸は、単位角運動量当りの断面積である。これは、 ^{116}Sn における“励起された準位の数（ポピュレーション）”のスピン依存性を示す。ただし、励起エネルギーは、一義的に62.7 MeVである。ポピュレーションは、 $\sim 26 \hbar$ にピークを持つ。

この励起状態にある複合核は、軽粒子（ n ， p ， α ，等）を放出して冷えて行く。この過程が図5 bに示されている（ p 放出チャンネル等も開いているが、ここでは、主チャンネルである n 放出チャンネルだけを示す）。これは、単位エネルギー・単位スピン当りのポピュレーション断面積（準位が生成される確率）を崩壊段階（ n 、 $2n$ 、 $3n$ 、 $4n$ 放出後）毎に示したものである。一番外側の線内が $0.5 \text{ mb/MeV} \cdot \hbar$ 以上を示し、2番目の太い線は、 $1 \text{ mb/MeV} \cdot \hbar$ を、その内側の線内が $2 \text{ mb/MeV} \cdot \hbar$ 以上であることを示す。

^{115}Sn ， ^{114}Sn ， ^{113}Sn ， ^{112}Sn のポピュレーションは、それぞれ、25，24，23，22 $\hbar$ にピークをもつ。中性子を4個放出した後の ^{112}Sn も高スピン状態が保たれている。

各スピンに対して最も励起エネルギーの低い準位をイラスト準位と呼び、それらの準位群からなる線をイラスト線と呼ぶ。イラスト線から測った励起エネルギーが8～9 MeVより低くなると、 Q 値の制限から軽粒子放出が禁止され、その結果、電磁相互作用による γ 線崩壊が主崩壊チャンネルになる。よって、 $4n$ 放出後の ^{112}Sn は主に γ 線崩壊を始める（図5 b）。

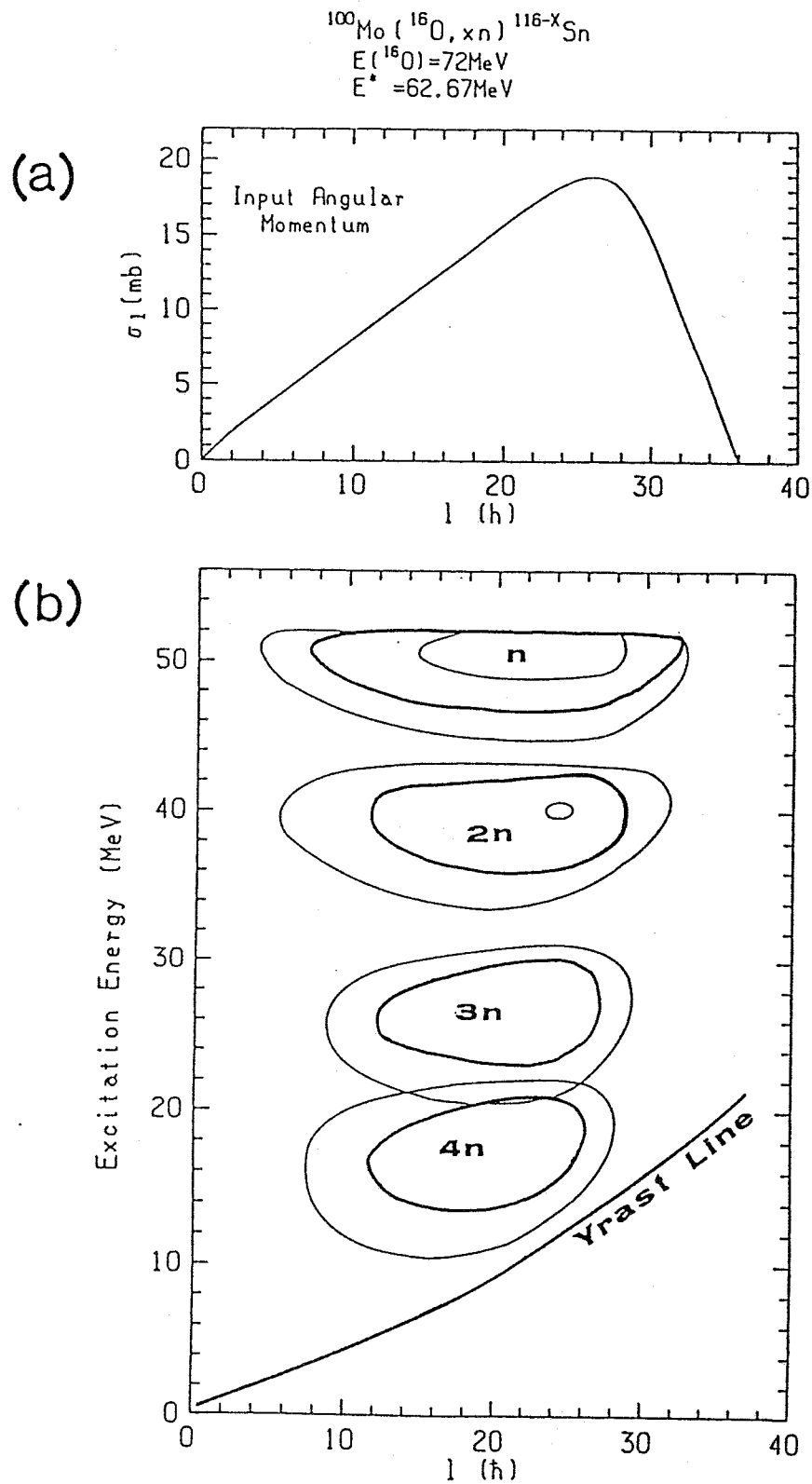


図5 "CASCADE" 計算による、 $^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応で生じた、複合核 $^{116-x}\text{Sn}$ の崩壊。(a)は、複合核に持ち込まれた、角運動量分布を示す。(b)は、1～4個の中性を放出した後の $^{116-x}\text{Sn}$ のスピンおよび励起エネルギー分布を示す。

γ 線崩壊過程は、統計的遷移、中間段階、および、イラスト準位間の遷移と大きく3つに分類される。統計的遷移とは、準位密度の大きな高励起エネルギー領域からの遷移のことで、その大きな準位密度のために、 γ 線のエネルギー分布は連続的なものになる。これとは対照的に、イラスト準位あるいはその近傍では、準位密度が非常に小さい領域に位置しているため、これらの準位間の γ 線遷移は、離散的なエネルギー分布を持つ。イラスト線よりも励起エネルギーの高い準位から、段々と遷移が起こり、それは、イラスト線あるいはその近傍に到達するので、イラスト準位およびその近傍準位間の γ 線強度は大きくなる。そして、イラスト準位は、イラスト線に沿って γ 線遷移を繰り返し、基底状態へ到達する。よって、イラスト準位あるいはその近傍準位間の離散的 γ 線を調べることにより、これらの準位を同定することができる。

統計的遷移とイラスト準位間遷移の橋渡しをする中間段階の遷移に関する研究は、[Rad85]に報告されているが、まだ未知の部分が多い。核構造の情報を低励起・低スピン領域から高励起・高スピン領域に拡張することは興味ある問題である。その一つの方法として、本研究のように、低励起準位から解析接続的に励起準位を組み上げていく方法が考えられる。そのためには、検出器の性能を高め γ 線スペクトルの質を向上させることが必要である。

2. 3 検出器

2. 3. 1 BGO アンチ・コンプトン・スペクトロメーター

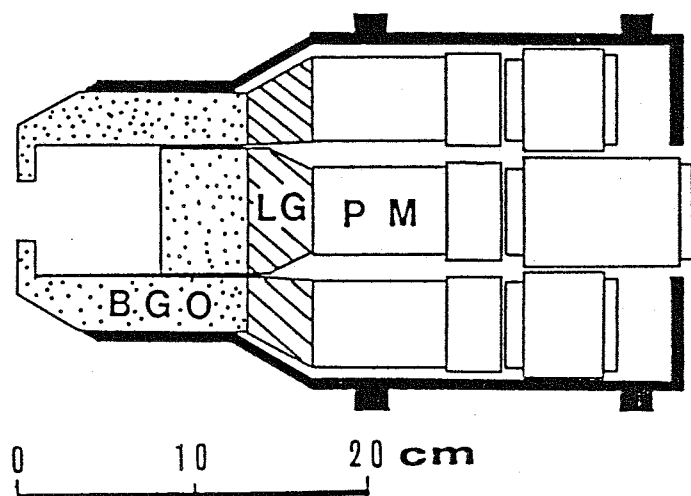
BGO アンチ・コンプトン・スペクトロメーター (BGOACS) は、Ge 半導体検出器とそれを囲む BGO 検出器よりなる。Ge 検出器は、優れたエネルギー分解能を持ち、 γ 線検出器として広く用いられる。しかしながら、0.5~1.0 MeV のエネルギー領域で、 γ 線は、Ge と主にコンプトン散乱を起こす。コンプトン散乱された γ 線が Ge 検出器の外に出ると、その事象は、全エネルギーピーク (full energy peak) をつくり、低エネルギー部分のバックグラウンド (コンプトン・バックグラウンド) となる。

このコンプトン・バックグラウンドを除去し、SN比のよい γ 線スペクトルを得るために用いられるのが、BGO 検出器である。BGO とは、Bismuth germanate ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) の略であり、大きな原子番号 ($Z=83$) を持つ Bi を成分として持つために、小さな形状のものでも、 γ 線に対する反応断面積は大きい。この性質を利用して、Ge 検出器を囲むコンパクトなアンチコンプトン検出器をつくることができる。

本実験で使用した BGO 検出器の形状を図 6 に示す [Fuk83]。1 台の BGO 検出器は、7 つの BGO 結晶に分割されており、個々に光の遮閉が施され、光電子増幅管が装着されている。これは、横から、市販の Ge 検出器を挿入できる構造になっている。 γ 線を覗く窓は、一辺 1.73 cm の六角形である。

図 6

BGO 検出器の断面図
LG と示されたものは、
光ガイドである。



コンプトン・バックグラウンドを除去するために用いられた回路系を図 7 に示す。図は、Ge 検出器でコンプトン散乱された γ 線が BGO 検出器に入射した場合を示している。BGO に入射した γ 線による光電子増幅管からのシグナルは、前置増幅器 (pre amp.) およびファースト増幅器 (Fast amp.) を通した後、ノイズを落とすために、ディスクリミネーターを通す。7 分割されていた BGO シグナルに対し、この後、タイミングを合わせて OR 回路をとおす。次に、この出力信号と Ge 検出器の時間信号 (timing signal) との同時計測 (coincidence) を行う。Ge 検出器の時間信号と BGO のシグナルの時間差は、有限な幅を持った分布になるが、OR 回路の出力信号の幅を 150 nsec にとると、この分布幅をカバーでき、同時計測が可能となる。こうして得られる同時計測信号を、VETO として用いる (anti-coincidence) ことにより、Ge と BGO が同時に γ 線を検出した事象は、除去される。

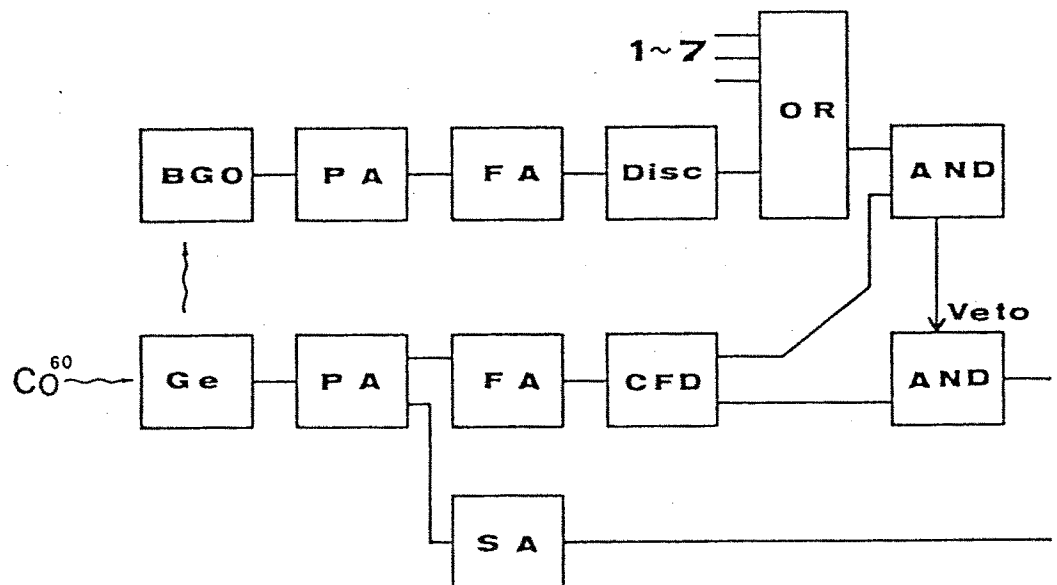


図 7 BGO による anti-coincidence 回路系

PA ; Pre Amplifier
 FA ; Fast Amplifier
 Disc; Discriminator
 CFD ; Constant Fraction Discriminator
 SA ; Spectroscopy Amplifier
 OR ; Logic Fanin/Fanout
 AND ; Logic Gate

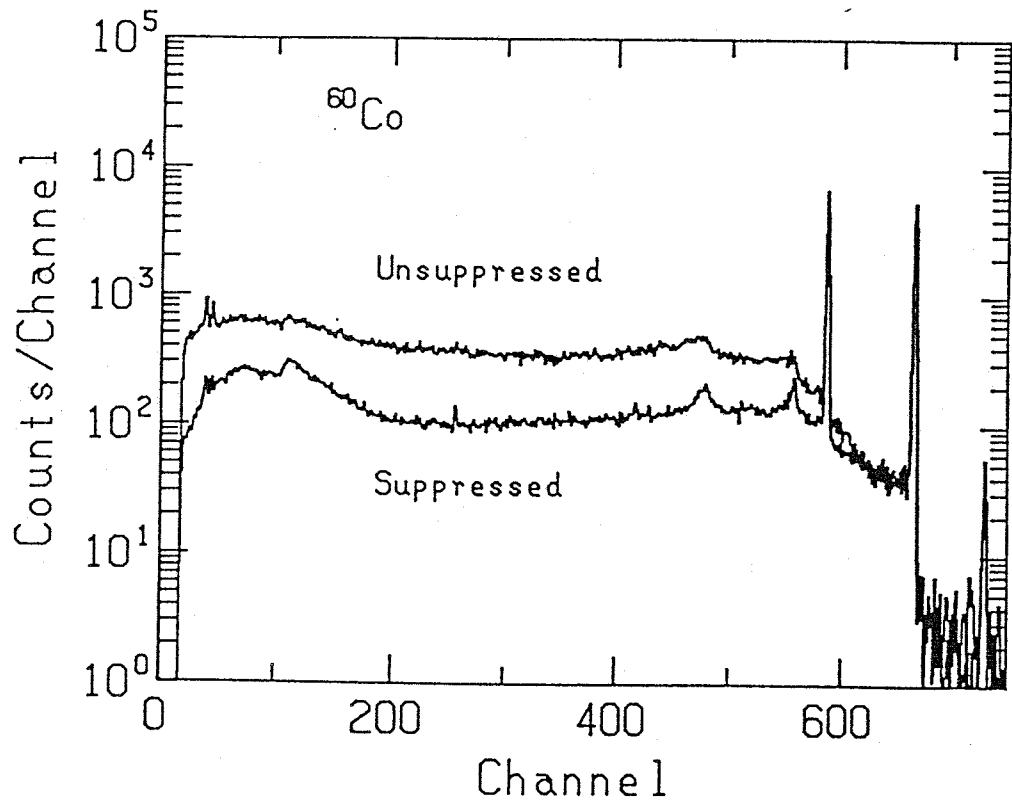


図 8 ^{60}Co に対して VETO をかけた場合と、
かけない場合のスペクトル。

図 8 には、 ^{60}Co に対して VETO をかけた場合と、かけない場合のスペクトルを示す。100～1000 keV におけるバックグラウンドは、約 30 % に減少している。

次に、この検出器を、シングル (single) の測定に用いた場合に、ピークのカウン卜数 Y とその誤差 δY の比 $\delta Y/Y$ がどれだけ改善されるかを示す。

図 9 -(1) は、BGOACS を用いない場合のスペクトルを表現するものとする。図 9 -(2) は、BGOACS を用いた場合のスペクトルを表現するものとする。 Y_B は、バックグラウンドのカウン卜数であり、 Y_T は、ピーク位置でのカウン卜数とする。ピークのカウン卜数は、

$$Y_1 = Y_T - Y_B \quad (\equiv Y_A)$$

となり、その誤差は、

$$\delta Y_1 = \sqrt{(Y_T + Y_B)} = \sqrt{(Y_A + 2 \cdot Y_B)}$$

となる。(1) と (2) で、放射線源を望む検出器の立体角が等しいとし、かつ、測定時間も等しい場合を考える。BGOACS による、バックグラウンドの減衰率を、 f とする。例えば、バックグラウンドが、30 % になるのであれば、 $f = 0.3$ である。このとき、(2) における、ピークのカウント数およびその誤差は、

$$Y_2 = Y_T' - f \cdot Y_B = Y_A$$

$$\delta Y_2 = \sqrt{(Y_T' + f \cdot Y_B)} = \sqrt{(Y_A + 2 \cdot f \cdot Y_B)}$$

となる。例えば、 $Y_T = 11000$, $Y_B = 10000$, ($\therefore Y_A = 1000$), $f = 0.3$ の場合であれば、 $\delta Y_1/Y_1 = 0.145$ および $\delta Y_2/Y_2 = 0.084$ となる。

(1) BGO なし

(2) BGO 使用

カウント数

カウント数

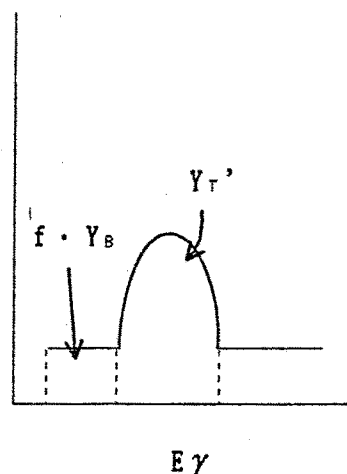
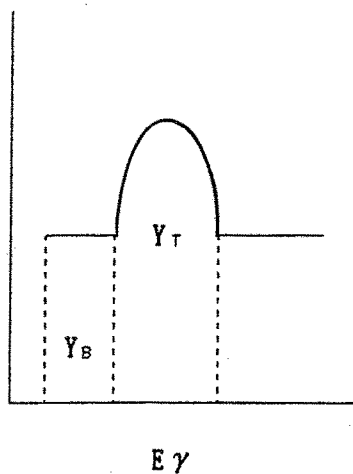


図9 BGOACS を使用する場合 (2) と、使用しない場合 (1) の γ 線スペクトルの変化。

(1) と (2) の測定で、 $\delta Y/Y$ を等しくするために、(1) の場合のカウント数 (統計) を x 倍にしなくてはならないとする。この x は、

$$\frac{\sqrt{(x \cdot Y_A + 2 \cdot x \cdot Y_B)}}{x \cdot Y_A} = \frac{\sqrt{(Y_A + 2 \cdot f \cdot Y_B)}}{Y_A}$$

を満たすので、

$$x = \frac{1 + (2 \cdot Y_B/Y_A)}{1 + f \cdot (2 \cdot Y_B/Y_A)} \quad \text{--- ①}$$

で与えられる。 $f = 0.09, 0.3, 0.5$ の場合について、 x の値を、 $2 \cdot Y_B/Y_A$ の関数として、図 10 に示す。 $2 \cdot Y_B/Y_A$ が大きくなるに連れて、 x の値も大きくなっている。①式より、 $2 \cdot Y_B/Y_A \rightarrow \infty$ では、 $x \rightarrow 1/f$ となることがわかる。

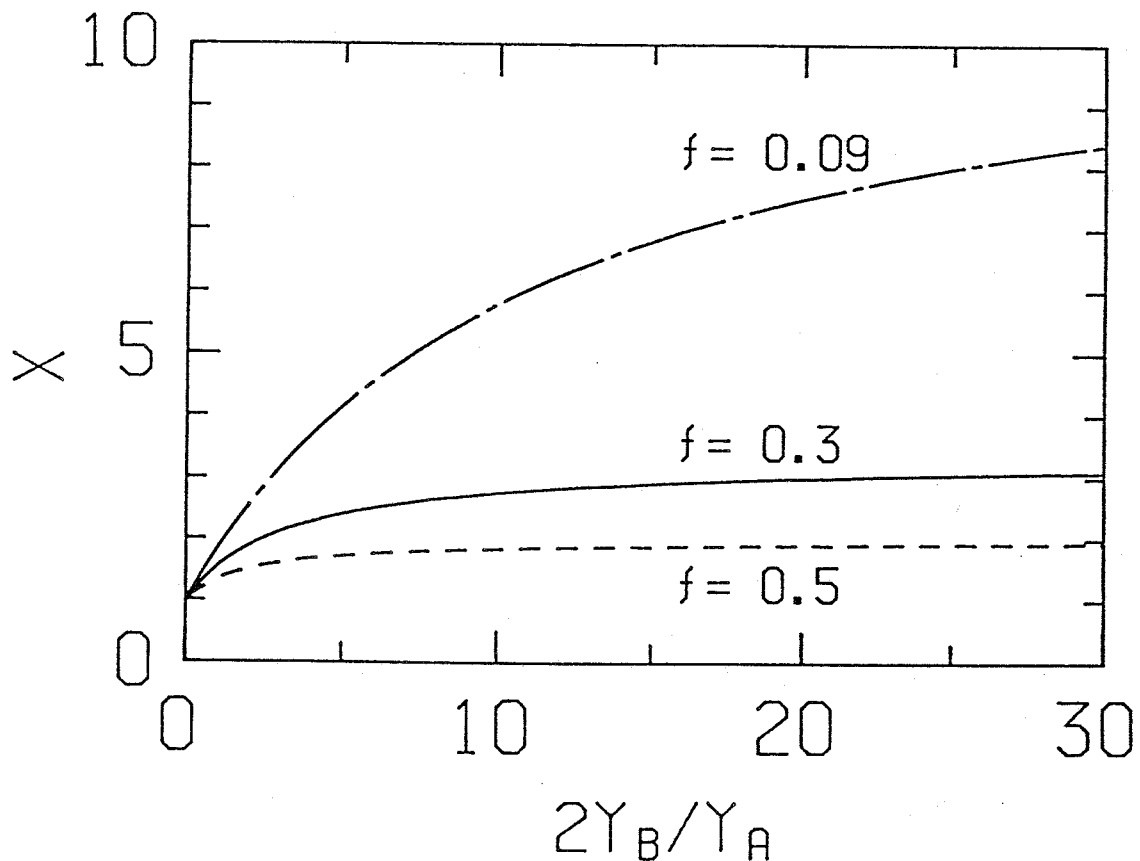


図 10 $2 \cdot Y_B/Y_A$ の変化に対する BGOACS の利得率 x の変化。

f は、バックグラウンドの減衰率、 Y_B は、バックグラウンドのカウント数、 Y_A は、ピークのカウント数である。

(1) の場合のカウント数と (2) の場合のカウント数の比は、

$$\frac{Y_A + 2 \cdot Y_B}{Y_A + 2 \cdot f \cdot Y_B}$$

であるが、これは、 x に等しい。

以上まとめると、BGOACS を使用した測定 (2) は、使用しない測定 (1) に比べて、検出器の立体角および測定時間が等しい場合、データ総量は、 $1/x$ に減るが、それは、統計的には、 x 倍の価値を持つ。そこで、 x のことを、BGOACS の利得率と呼ぶことにする。データ総量を等しくするならば、BGOACS を使用したデータは、統計的に x^2 倍の価値を持つことになる。

BGOACS を 2 台以上用いて、同時計測の実験に使用するならば、有効度は、より顕著になる。BGOACS によるバックグラウンドの減衰率を、2 台とも等しい場合を考え、それを f とする。真のピークのカウント数は、シングルの測定と同じく変化しないが、バックグラウンドは、 f^2 倍に減衰される。シングルの場合に導入した利得率 x に対応して、BGOACS を同時計測の実験に使用した場合と、使用しない場合の比較から定義される量、利得率 y を導入する。これは、

$$y = \frac{1 + (2 \cdot Y_B/Y_A)}{1 + f^2 \cdot (2 \cdot Y_B/Y_A)} \quad \text{--- ②}$$

で与えられる。②式は、①式と同型である。図 10 の f に f^2 を代入して考えれば、 y の値がわかる。例えば、 $f = 0.3$ であれば、 y の値は、 $f = (0.3)^2 = 0.09$ の線で与えられる。

以上まとめると、BGOACS を同時計測の実験に使用した場合、データ総量は、 $1/y$ に減るが、それは、統計的には、 y 倍の価値を持つ。 $2 \cdot Y_B/Y_A$ が十分大きい場合には、 $y \sim 1/f^2$ であるから、減衰率 f の逆自乗倍の統計的価値を持つことになる。データ総量を等しくするならば、BGOACS を使用したデータは、統計的に y^2 倍の価値を持つことになる。

2. 3. 2 中性子多重度フィルター

n γ 角相関および寿命測定の実験では、中性子多重度フィルター (Neutron multiplicity filter ; NMF) を1台から2台の BGOACS と組み合わせて使用した。NMF は、6台の NE213 液体シンチレーターよりなる大立体角の中性子検出器である [Mur85]。図 1 1 は、NMF を、斜め前方から写した写真である。中央の検出器は、一辺 78 mm の正五角形 (面積は、105 cm²) で、深さは、75 mm である。これを取り囲む五つの検出器は、何れも、一辺が 78 mm、他の四辺が 98 mm の変形五角形 (面積は、151 cm²) で、深さは、75 mm である。中央の検出器が、回りの検出器よりも小さいのは、重心系で見た各検出器の立体角を、均等に近づけるためである。光電子倍增管は、浜松テレビ社製で、直径 125 mm の R1250 を用いた。

実験では、複合核から放出される中性子を NMF が検出したときだけ、BGOACS の信号を取り込む。こうすることにより、BGOACS により得られる γ 線スペクトルの中で、アクティビティ (Activity) からの γ 線を除去することができる。反応で M 個の中性子が放出される場合に、1台以上の検出器が、1個以上の中性子を検出する確率 $F(n \geq 1)$ は、

$$F(n \geq 1) = 1 - (1 - N \cdot \varepsilon \cdot \Omega)^n \quad \text{--- ①}$$

で与えられる。N は、中性子検出器の数であり、本装置の場合、N=6 である。

ε は、検出器の検出効率、 Ω は、重心系で、1台の検出器が、ターゲットを望む立体角である。本研究の、Mo + ¹⁶O 反応を用いた実験では、 $\varepsilon \cdot \Omega \sim 0.015$ であった。この値を1式に代入し、Mn放出チャンネルでの $F(n \geq 1)$ を計算すると、M = 1で $F(n \geq 1) = 0.09$ 、M = 2で $F(n \geq 1) = 0.17$ 、M = 3で $F(n \geq 1) = 0.25$ 、M = 4で $F(n \geq 1) = 0.31$ となる。よって、中性子を多く放出する核からの γ 線ほど、1回の反応当りに検出される確率が高くなるので、 γ 線スペクトルの中でより強調される。

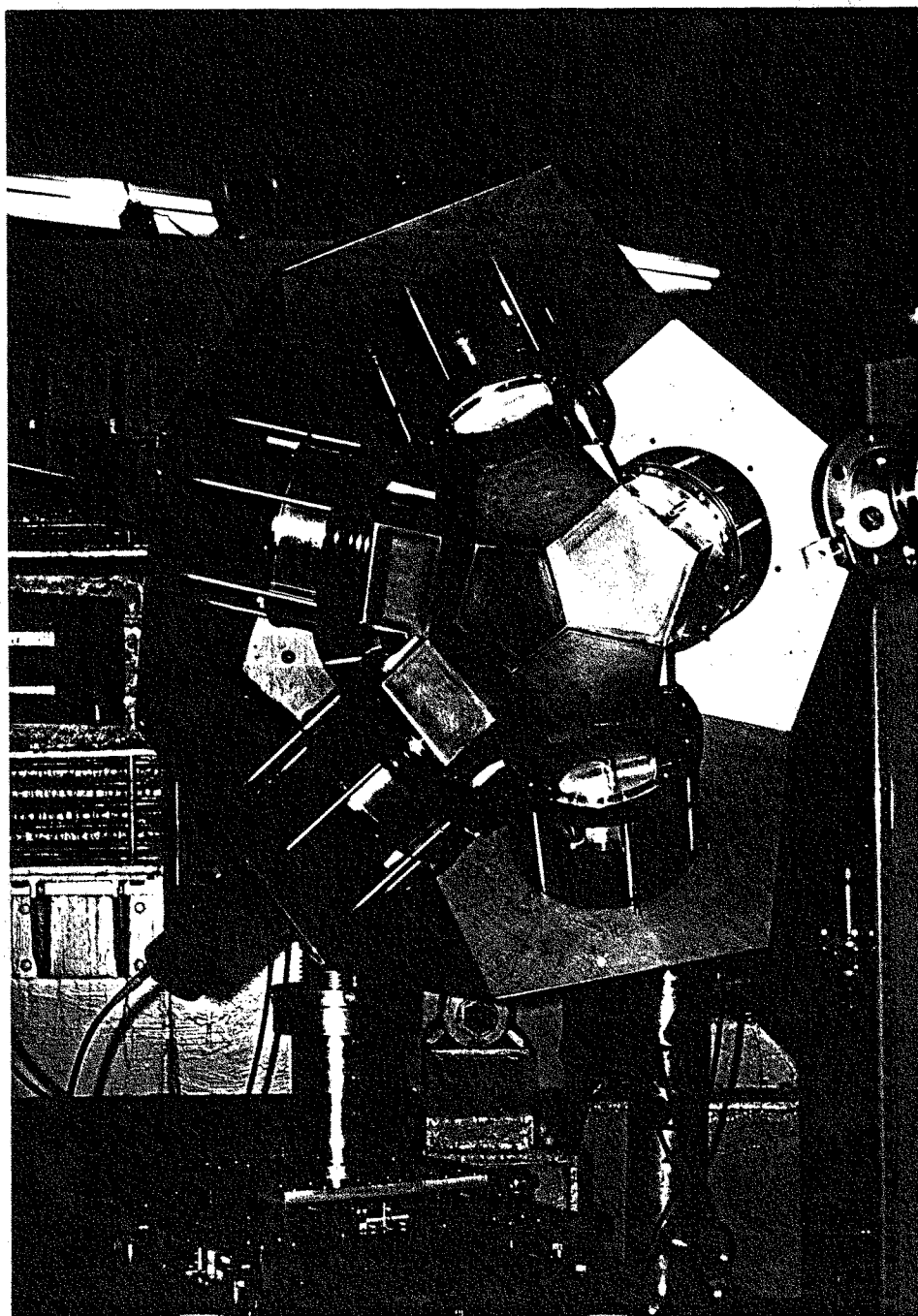


図 1 1 中性子多重度フィルター (NMF)

NMF は、中性子および γ 線に対して反応し、信号を出力する。中性子と γ 線の識別は、CANBERRA 社の 2160 パルス波形分析器 (Pulse shape discriminator; PSD) を用いて行われた [Kas85]。これは、シンチレータからの光出力の波形が入射粒子の電流密度によって異なることを利用したものである。シンチレータからの光出力は、速い減衰常数を持つものと遅い減衰常数を持つものの2成分からなる。そして、中性子による反跳陽子は、 γ 線で誘起される電子に比べて遅い減衰常数を持つ成分の割合が多い [Tuk69]。この差を RC 積分回路により、図 12 中の A_2 のように整形する。それを反転したものが、Inverted A_2 である。CFD でつくられる Strobe 中での Inverted A_2 のゼロクロス点は、PSD のモードを $n + \gamma$ モードまたは n モードとすることにより、図 12 中で示したように、それぞれ、PSD 出力の leading edge または tailing edge となる。このパルス幅は、粒子識別の情報を含んでいる。このパルスを、QDC (CAMAC module : charge integrated ADC) で積分することにより、粒子の識別が行われる。Strobe パルスを作る CFD と PSD を用いた粒子識別の回路図を、図 13 に示す。

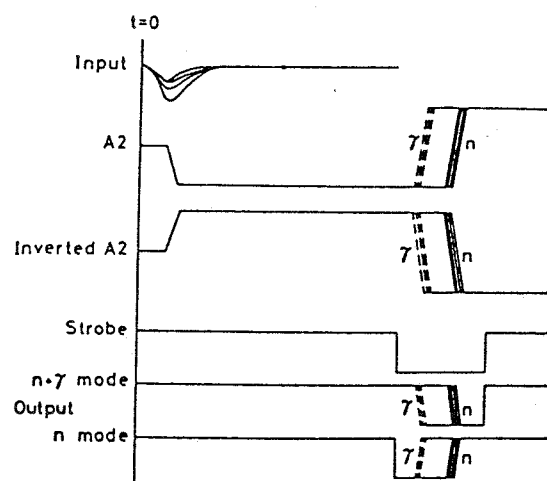


図 12 PSD 中の各段階におけるパルス波形と、
CFD による Strobe パルスとの時間関係。

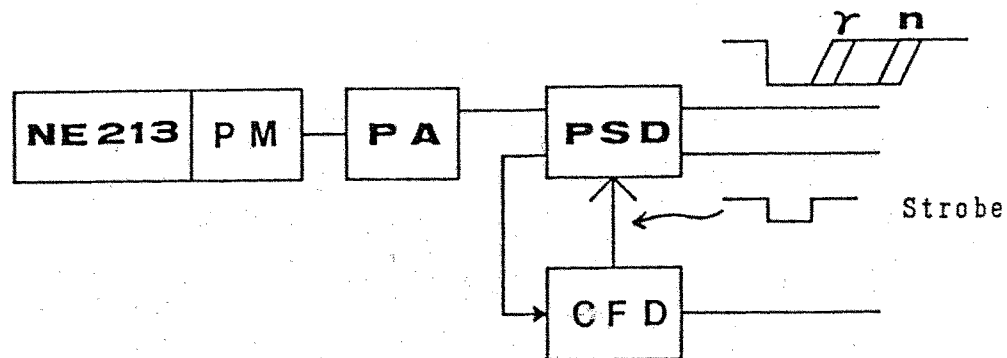


図 1 3 γ 識別回路

PSD ; Pulse shape discriminator

2. 4 $\gamma\gamma$ 同時計測

$\gamma\gamma$ 同時計測の実験は、理化学研究所160cmサイクロトロンおよび原子核研究所サイクロトロンで行われた。以下、別々に実験方法を述べる。また、 $\gamma\gamma$ 角相関の解析は、ここで述べる $\gamma\gamma$ 同時計測の実験で得られたデータを基に行われる。

— $\gamma\gamma$ 同時計測 於 理化学研究所サイクロトロン —

理化学研究所サイクロトロンで行われた $\gamma\gamma$ 同時計測の概要を下表に示す。

表3 $\gamma\gamma$ 同時計測実験のまとめ

核種	反応および入射エネルギー		検出器
^{110}Sn	$^{98}\text{Mo} (^{16}\text{O}, 4n)$	76	5台BGOACS
^{111}Sn	$^{98}\text{Mo} (^{16}\text{O}, 3n)$	76	5台BGOACS
^{112}Sn	$^{100}\text{Mo} (^{16}\text{O}, 4n)$	72	5台BGOACS
〃	〃	76	5台BGOACS

$^{98}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応では ^{16}O の入射エネルギーを76 MeVとし、4n放出チャンネルおよび3n放出チャンネルである ^{110}Sn と ^{111}Sn を同時に調べた。 $^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応では ^{16}O の入射エネルギーを72 MeVと76 MeVで行った。 $^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応で、入射エネルギーを76 MeVにすると、競争チャンネル(5n放出チャンネル)である ^{111}Sn の相対的生成断面積が増すけれども、一方、 ^{112}Sn の高スピン側準位が強調されるという利点を持つ。これらの入射エネルギーで、反応の主チャンネルは、それぞれ4nチャンネルの ^{110}Sn および ^{112}Sn であったが、より中性子欠乏核をつくる $^{98}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応においては、($^{16}\text{O}, p3n$)チャンネルである ^{110}In からの γ 線も ^{110}Sn からの γ 線に比べ

約 50 % 観測された。50 % という値は、 ^{110}Sn の $2^+ \rightarrow 0^+$ 遷移の γ 線 (1211 keV) と、 ^{110}In [Ber80] の $9^- \rightarrow 8^-$ 遷移の γ 線 (209 keV) の強度比から求めた値である。

^{100}Mo ターゲットは、厚さが 2.04 mg/cm^2 で 96 % の同位体純度である。 ^{93}Mo ターゲットは、 0.95 mg/cm^2 で 98 % の同位体純度である。 $^{98,100}\text{Mo}$ ターゲットのいずれにも、ビームの当たる裏面に鉛を蒸着し、残留核がターゲットから飛び出すのを防いだ。これは、ドップラーシフトによる γ 線ピークの広がりを防ぐための措置である。ターゲットを突き抜けたビームとビームダクトとの反応を禁止するため、ターゲットの後ろに約 0.1 mm 厚 (110 mg/cm^2) の鉛膜を置き、ビームをターゲット位置で止めた。これらのターゲットは、ビーム軸に対し 30° 傾けて使用された。

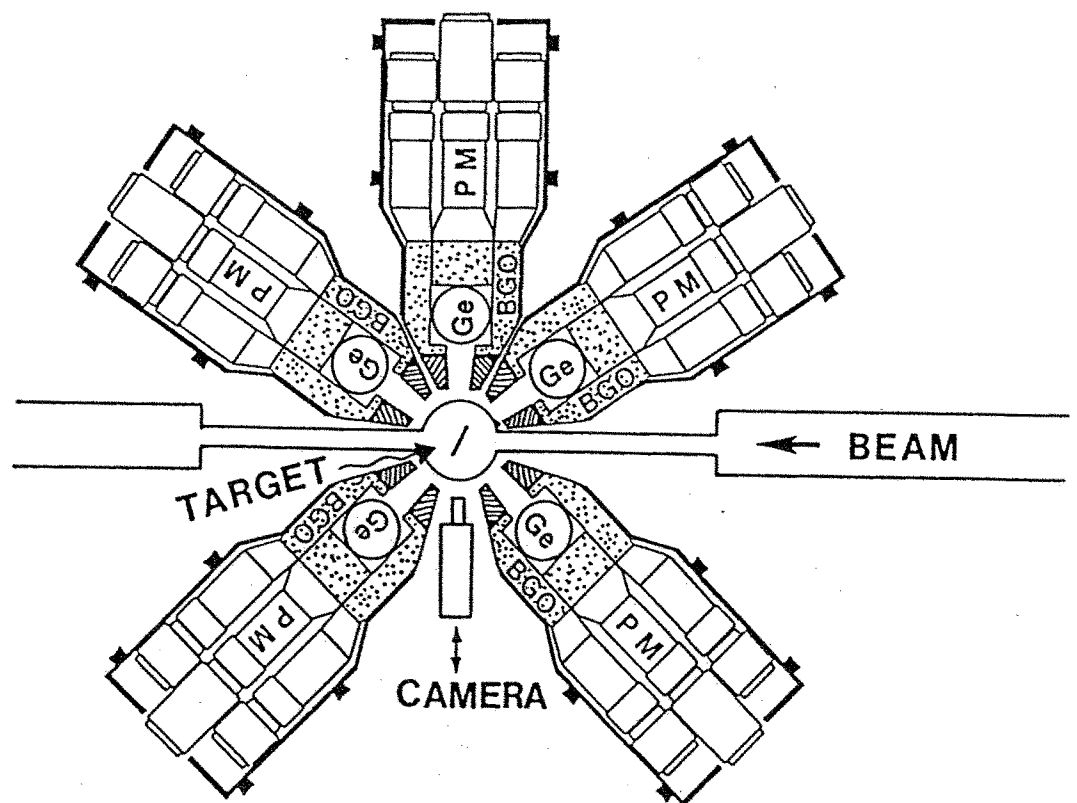


図 1 4 $\gamma\gamma$ 同時計測配置図 (於 理化学研究所)

$\gamma\gamma$ 同時計測の実験では、5台の BGOACS を用いた。このときの配置を図 1 4 に示す。5 台の BGOACS は、ビーム軸を通り、かつ、床に垂直な面内に並べられた。これらは、ビーム軸に対して、 35° , 90° , 145° , 225° および 315° の方向に配置された。ターゲット中心から Ge 検出器の側面までの距離は、約 12 cm であり、その間には 4 cm の鉛コリメーターが置かれている。このセットアップにおいて残留核からの γ 線は、Ge 検出器の側面から入射する。Ge 検出器の大きさは、75 cc から 100 cc であり、エネルギー分解能 (FWHM) は、 ^{60}Co の 1332 keV に対して、2.3 keV から 3.5 keV であった。BGOACS のバックグラウンド減衰比 (supretion factor) は、約 2.9 倍であった。

$\gamma\gamma$ 同時計測時の回路系を図 1 5 に示す。BGOACS からの時間信号は、Logic Fanin/Fanout (FIO) を通った後、Time to digital converter (TDC) のストップ、Coincidence Register (Coin. Reg.) および Multiplicity logic unit (MLU) に入力される。MLU に入力する 5 台の BGOACS からの時間信号は、パルス幅を 150 nsec とし、時間合わせをしたものである。MLU 出力パルス波高は、50 mV $\times$ (同時に入力されたパルスの数) となっており、後段の Discriminator (Disc) の敷居値 (Threshold) を 70 mV に設定することにより、2 個以上のパルスが同時計測 (~ 300 nsec 以内) されたときに限り、後段の Disc からパルスが出力される。この同時計測シグナルは、後段の論理回路 (A) を通った後、TDC の Common start, Coin. Reg. のゲート、busy 信号、および BGOACS エネルギー信号のためのゲートとして使用される。

TDC のスタート時間は、同時計測されるパルスの内、最も速いもので与えられ、ストップ時間の情報は各パルスに対して与えられる。スタート時間と各ストップ時間の差をとることにより任意の時間信号の差を知ることができる。

Coin. Reg. には、そのゲートが開いている間に、各入力に、シグナルが来たか否かを知るために用いられる。この情報はオンライン・プログラムでデータを処理するときに使われる。

busy 信号は、計算機 (Perkin ermer 3220) が busy 状態のとき、新しいデータの処理開始を止めるために用いられる。これは、論理回路 (A) の出力があった後から、計算機の処理終了時刻まで、論理回路 (A) に Veto をかけることにより行われる。計算機の処理終了時刻は、CAMAC モジュールのアウトプット・レジス

ター (OUT) を通じて与えられる (図 1 5 中段)。計算機へのデータ読み込み開始命令である Look at me (LAM) は、TDC のスタートに信号入力があったとき発するように設定してあるので、この Veto の結果、次のデータ処理が中断される。

BGOACS のエネルギー信号は、論理回路 (A) の出力パルス幅を Gate and delay generator (GDG) で広くしたものによりゲートされ、ORTEC 社の ADC (Model 800) に入力される。ここでデジタル化されたエネルギー信号は、CAMAC のインプット・レジスター (IN) に入力される。

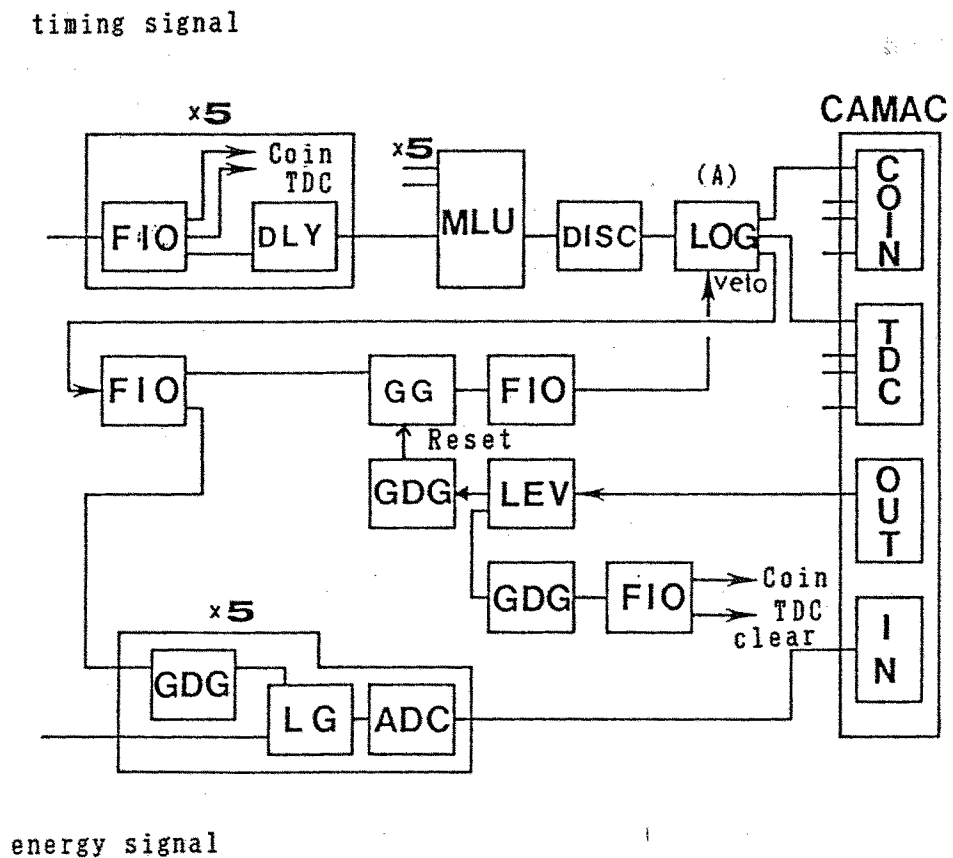


図 1 5 $\gamma\gamma$ 同時計測の回路図

COIN ; Coincidence Register	MLU ; Multiplicity Logic Unit
TDC ; Time to Digital Converter	LOG ; Logic Gate
OUT ; Output register	FIO ; Logic Fanin/Fanout
IN ; Input Register	LEV ; Level Adapter
GG ; Gate Generator	GDG ; Gate & Delay Generator
ADC ; Analog to Digital Converter	LG ; Linear Gate

CAMAC の Coin. Reg.、TDC、Input Reg. に入力された情報は、Creat controller の制御により、計算機に送られ、オンライン処理される。オンライン処理では、時間スペクトル、エネルギーシングルススペクトル、および、エネルギー同時計測スペクトルをつくるほか、MT (Magnetic tape) に書き込む情報を編集する。書き込まれる情報は、同時計測情報 (Coin. Reg.) と同時計測された BGOACS のエネルギー (Input reg.) および時間 (TDC stop) 情報である。n 重同時計測の場合には、1 イベントに対し、 $1 + 2 \times n$ words が MT に書き込まれる。このデータ収集システムの最高処理速度は、約 1 Kevents/sec である。

$^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応においては、実験中の平均ビーム電流は、 $\langle \sim 15 \text{ nA} \rangle$ であり、Ge 検出器 1 台当たりの平均的な計数率は約 10 Kcps, 全体の同時計数率は、約 200 cps であった。全体で約 50×10^6 イベントを得た。 $^{98}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応においては、実験中の平均ビーム電流は、 $\langle \sim 11 \text{ nA} \rangle$ であり、Ge 検出器 1 台当たりの平均的な計数率は約 6 Kcps, 全体の同時計数率は、約 100 cps であった。全体で約 30×10^6 イベントを得た。

この回路系でシングルのスペクトルは、MLU 後段の Disc のしきい値を 50 mV 以下とすることにより、5 台一度に得られる。実際、BGOACS の検出効率測定のために、ビーム・オフ後、ターゲット位置に標準線源 ^{152}Eu を置き、シングル・スペクトルを得た。

検出効率の補正法およびオフライン解析一般については、§ 3. 1 で説明する。

— $\gamma\gamma$ 同時計測 於 原子核研究所サイクロトロン —

核研 (原子核研究所) A V F サイクロトロンから得られる 65 MeV の ^{18}O ビームにより、 $^{100}\text{Mo}(^{18}\text{O}, 4n)^{114}\text{Sn}$ 反応を行い、 ^{114}Sn の高スピン準位を励起した。ここで放出される γ 線に対し、6 台の BGOACS を用いて $\gamma\gamma$ 同時計測の実験を行った。十分なビーム強度を得るために、同位体分離された ^{18}O ガスを用いた。65 MeV というビームエネルギーは、計算コード "CASCADE" により決定した。具体的には、"CASCADE" により全残留核に於ける ^{114}Sn の割合が最も大きくなるような入射エネルギーを求め、それから 4 MeV 差し引いた値を採用した。4 MeV 差し引くと言う手続きは、以前に行われた $^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ および $^{98}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応の

実験と " CASCADE " の計算結果を比較することにより得られた経験則である。

図 5 3 でこの反応の γ 線スペクトルを示すが、65 MeV において ^{114}Sn が反応の主チャンネルになっていることがわかる。

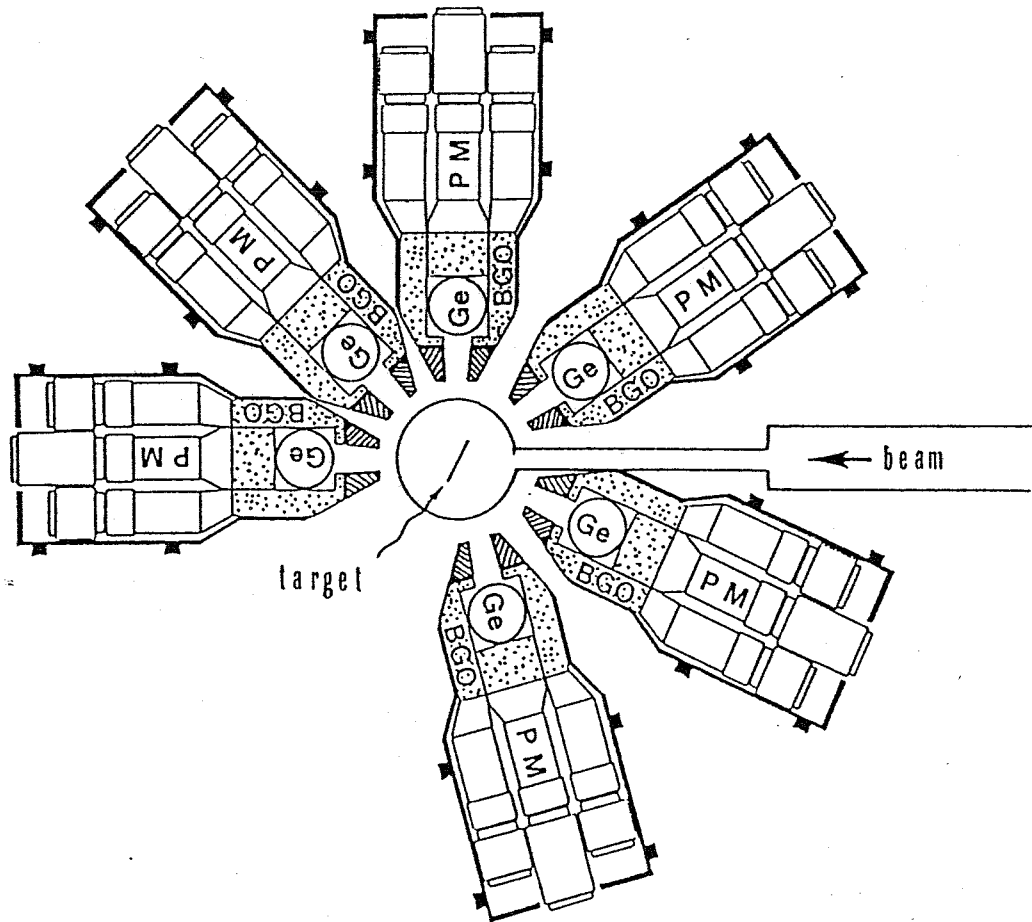


図 1 6 $\gamma\gamma$ 同時計測配置図 (於 原子核研究所)

本実験の配置を図 1 6 に示す。6 台の BGOACS は、ビーム軸の方向に対して、 0° 、 45° 、 90° 、 145° 、 205° 、および 255° の方向に置かれた。ターゲット中心から Ge 検出器側面までの距離は、約 20 cm であり、その間には、4 cm 厚の鉛コリメーターが置かれている。 ^{100}Mo ターゲットは、 $^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応で用いたのと同じ物である。これは、ビーム軸に対して 30° 傾けて使用された。

核研に於ける $\gamma\gamma$ 同時計測の回路系を図 1 7 に示す。BGOACS の時間信号は、FIO を通った後、MLU への入力、TAC への入力、およびエネルギー信号のゲートとして用いられる。本実験では、パルス 2 個以上の同時計測があったとき、MLU からパルスが出力されるよう設定されている。この同時計測パルスは、ADC のゲートとして用いられる。

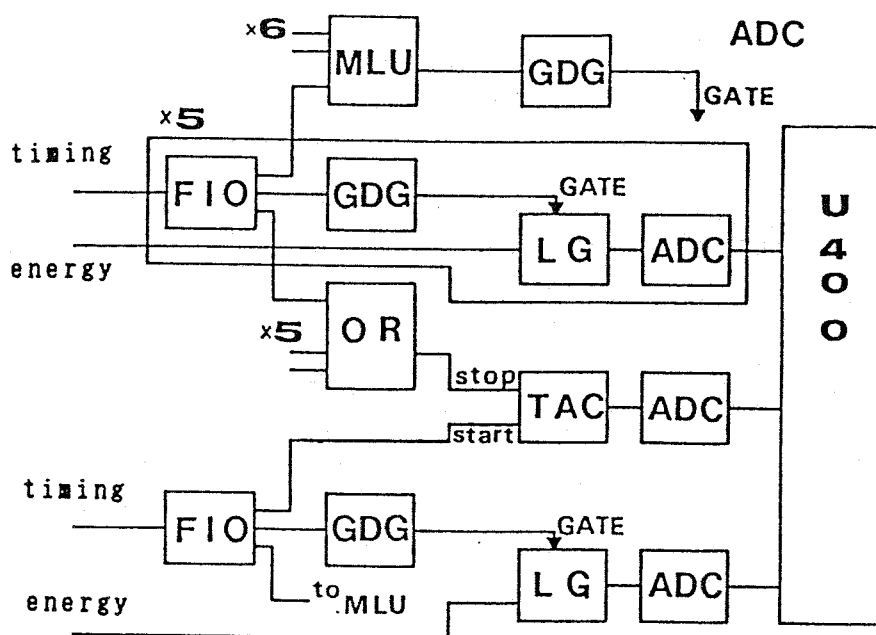


図 1 7 $\gamma\gamma$ 同時計測回路図

核研 A V F サイクロトロンの計算機 (U400) を用いたデータ収集システムでは、ADC の数に制限があるため、全ての BGOACS 間の時間差を測定することはできない。よって、6 台の BGOACS の内 1 台 (90° に設定したもの) を TAC のスタートとして使い、残り 5 台の OR を TAC のストップとした。この方法により 5 通りの時間差を測定した。

データは、MT にイベントモードで書き込まれた。書き込まれる情報は、同時計測情報、および入力があった ADC 情報である。ここで言う同時計測情報とは、入力があった ADC の ID 番号のことである。

実験中の平均的ビーム (130) 電流は、 $\langle \sim 15 \text{ nA} \rangle$ であり、全体で約 60×10^6 を得た。

BGOACS の検出効率測定のために、ターゲット位置に標準線源 ^{152}Eu を置き、シングルスペクトルを得た。シングルスペクトルは、この回路系で、MLU の出力条件を $N \geq 1$ (パルス 1 個以上) に設定することにより行われた。

$n\gamma$ 角相関の実験は、複合核から蒸発する中性子をビーム軸に対し 0° 方向で検出し、 γ 線との同時計測を行った。中性子を検出することにより、残留核の磁気量子数分布 $\rho(m)$ が変更を受けるが、それが、 γ 線の角分布に与える影響は、無視し得る。中性子との同時計測は、 γ 線スペクトルをきれいにするという点で、重要な働きをする。

$n\gamma$ 角相関の実験で用いた反応は、 $^{98}\text{Mo} (^{16}\text{O}, 4n) ^{110}\text{Sn}$ および $^{100}\text{Mo} (^{16}\text{O}, 4n) ^{112}\text{Sn}$ であり、 ^{16}O の入射エネルギーは、それぞれ 76 MeV および 72 MeV で行われた。ターゲットは $\gamma\gamma$ 同時計測時と同じ物である。ターゲットはビーム軸に対し 30° 傾けて使用された。

図 18 に本実験の配置図を示す。 $n\gamma$ 角相関の実験においては、中性子検出器として NMF を用い、 γ 線検出器としては、2 台の BGOACS を用いた。2 台の BGOACS は、ビーム軸を通る水平面上にくるようにしてゴニオメーターの上に取り付けられた。ビーム軸に乗って右方向に置かれた BGOACS は、 127° あるいは 144° に、左方向のものは、 90° あるいは 112° に置かれ 4 点の角分布を得た。ビーム量の規格化のために、2 台の BGOACS の角度を

$$\begin{aligned} (\text{Ge-1}, \text{Ge-2}) = [& (90^\circ, 127^\circ), \\ & (90^\circ, 144^\circ), \\ & (112^\circ, 144^\circ), \\ & (112^\circ, 127^\circ)], \\ [& (90^\circ, 127^\circ), \dots \end{aligned}$$

という順番で変化させ、測定を繰り返した。続く 2 つの測定で片方の BGOACS は同じ角度なので、2 つの測定の相対的なビーム量がわかる。ターゲット中心から Ge の側面までの距離は約 12 cm であり、 $\gamma\gamma$ 同時計測に用いたのと同じコリメーターを間に配置している。2 台の BGOACS の抑制比率 (suppression factor) は、約 3.8 倍であり、エネルギー分解能は、 ^{60}Co の 1.332 MeV で約 2.3 keV であった。

NMF は、ビーム軸に対し、 0° 方向に置かれ、軸対称な位置に 6 台が組み合わされている。ターゲット中心と NMF 前面の距離は約 15 cm であり、NE213 は全立

体角の約 36 % を覆う。

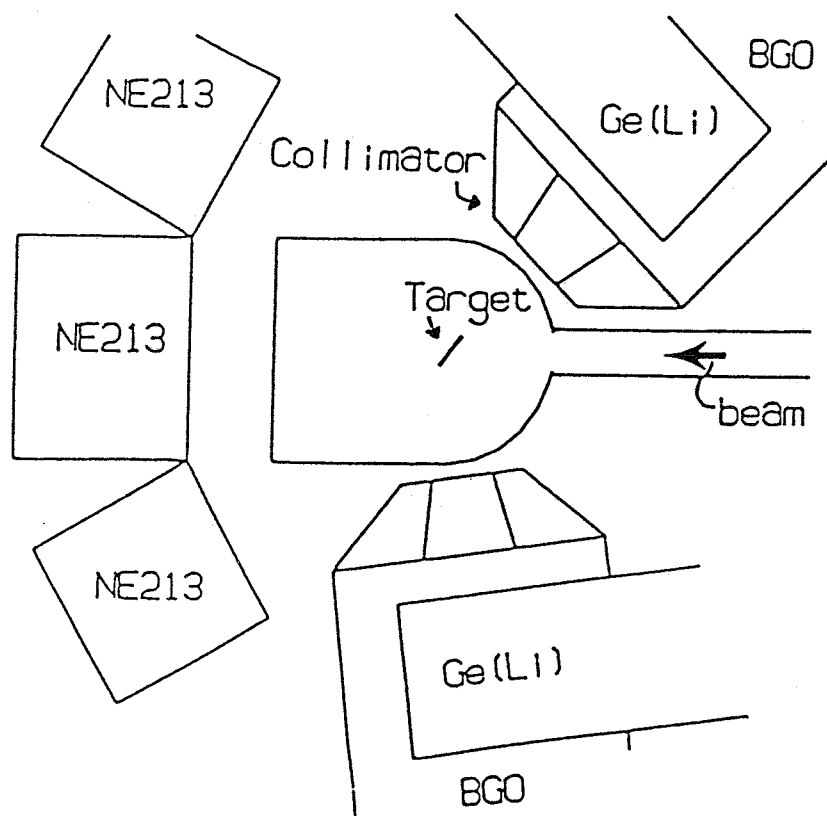


図 1 8 上方より見た $n\gamma$ 角相関の実験配置図。

図 1 9 に回路図を示す。2 台の BGOACS の時間シグナルの OR を取り、その出力パルスを GDG により 600 nsec の幅に広げる。このパルスと NE213 検出器 6 台の OR 出力との間で同時計測を行う。同時計測パルスは、後段の論理回路 (Linear Fan Out) を通った後、BGOACS エネルギー信号のゲート、Coin. Reg. のゲート、および G.G. (Gate generator) 入力に送られる。G.G. は計算機の Ready シグナルを受け付け、ここからの出力パルスは、計算機 Busy 中の処理中断のために用いられている。図中の▲印は、Veto であることを意味する。

この回路系により、BGOACS 1 台以上と NE213 検出器 1 台以上が同時計測されるときに、Coin. Reg.、Input Reg.、TDC、および QDC 情報が各 CAMAC モジュールに蓄積される。この情報は、 $\gamma\gamma$ 同時計測実験時と同様、Creat Controrer により計算機 (Perkin ermer 3220) に送られ、そこでオンライン処理される。NE213 は、反応で放出される中性子と γ 線に対して反応するが、PSD を用いて、 γ 線の

MT に書かれる情報は、同時計測情報 (Coin. Reg.) の他に、同時計測された BGOACS のエネルギー情報 (Input Reg.)、BGOACS と NHF 間の時間情報 (TDC)、および、 $n\gamma$ 識別情報 (QDC) である。オフライン解析で PSD (QDC) スペクトルに適当なゲートをかけることにより、中性子だけの事象を選び出すことができる。PSD の $n\gamma$ 識別パルスの波高は、温度変化等により変動を受けるが、これは、オフライン解析により克服される。

2 台の BGOACS の相対的な検出効率と検出効率のエネルギー依存性は、 ^{152}Eu をターゲット位置に配置して較正曲線を得ることにより決定した。

[illegible]

ATN : Attenuator

2. 6 寿命測定

反跳核飛行距離測定法により、 ^{113}Sn および ^{112}Sn における高スピン準位の寿命測定を行った。寿命測定の実験は4回行われた。表4に実験条件のまとめを示す。

表4 寿命測定実験のまとめ

#	核種	反応・入射 エネルギー (MeV)	ターゲット (mg/cm ²)	検出器	測定点 (mm)		
1)	^{110}Sn	$^{98}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$	76	0.95	Ge + NMF	0.6 3.6 9.5	1.6 5.5 2.6 6.5
2)	^{110}Sn	$^{98}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$	79	0.95	Ge + NMF	0.19 0.265 0.69	0.215 0.315 1.19 0.24 0.49 1.69
3)	^{112}Sn	$^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$	72	0.68	Ge + NMF	0.17 0.3 0.6 2.1 5.0 ~80	0.2 0.4 1.1 3.1 8.1 0.25 0.5 1.6 4.1 13.1
4)	^{112}Sn	$^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$	74	0.29	2台BGOACS + NMF	0.08 0.13	0.09 0.16 0.11 0.21

図 20 a は、1 台の Ge 検出器と NMF を用いたときの配置図である。図 20 b は、2 台の BGOACS と NMF を用いたときの配置図である。この図は上から見たものであり、 γ 線検出器は後方約 140° にセットされた。図 21 は、使用したストッパー駆動台の断面図である。このなかで部品③は、ストッパーの Ta 板である。後ろについている微調ネジでターゲットとの平行をだす。平行出しは、レーザを用いて行われた。回路系については、 $n\gamma$ 角相関の実験に等しい。

#1 の実験で用いた ^{98}Mo ターゲットは、ターゲットホルダーで挟んだだけの簡単な構造をしている（図 22）。このターゲットは、完全に一樣な平面ではないが、測定距離間隔が 0.5 mm 以上と大きいのでターゲットの非平面性の寿命解析に与える影響は無視できる。

#2, 3 の実験で用いたターゲットは、次のように作製した。はじめに Au 膜を寿命測定用のターゲットホルダーに、テフロンリングを用いて装着し、これを張って一樣な平面を作る（図 23 a）。この Au 膜の上に、Mo 膜を乗せ、4 隅を接着する（図 23 b）。この後、さらに Au 膜をターゲットホルダーについている筒で押し、Mo 膜の平面を出した（図 23 c）。#2 の実験で用いた Au 膜の厚さは約 2.7 mg/cm^2 であり、 ^{160}Mo ビームは、Au 膜中で約 4.5 MeV のエネルギーを損失する。よって、 ^{98}Mo 膜に入射する ^{160}Mo ビームの入射エネルギーは、75 MeV である。#3 の実験で用いた Au 膜の厚さは約 2.1 mg/cm^2 であり、 ^{160}Mo ビームは、Au 膜中で約 4 MeV のエネルギーを損失する。よって、 ^{100}Mo 膜に入射する ^{160}Mo ビームの入射エネルギーは、68 MeV である。

#4 の実験で用いたターゲットは、#2, 3 で用いたものに比べさらに一樣な平面を得るために、 ^{100}Mo 粉末から、電子ボンバーダーを用いた、真空蒸着法により作製した。Mo は、融点（ 2610°C ）が高いため、適当な厚さの、かつ、きれいな表面を持つ膜を作ることは、それ自体かなり難しい。

少量の Mo 粉末から効率よく厚い膜を作るために、粉末をペレットにした。また、ペレットからバックングの Au 膜までの距離は、35 mm とし、蒸着を行った。このときの蒸着配置を図 24 a に示す。Au 膜としては、厚さ $1.1\sim 1.3 \text{ mg/cm}^2$ のものを用いた。大きさは、 $25\times 25 \text{ mm}^2$ で、四隅に折り目をつけてセットした（図 24 b）。この折り目による逃げにより、Mo 蒸着中に、Au 膜が破けること

を防いだ。

次に、出来上がった、Au-Backing 付き Mo 膜を、アルミ製リングに装着する。装着時に大きなしわがあると、後で膜を筒で押しても、しわは取りきれない。大きなしわを作らず装着するために、まず、膜を水につける。水中で、ピンセットを用いて膜を揺すり、できるだけしわをなくす。そして、水中でハサミを用いて、膜を丸く切り取る。これを、丸いアルミ製リングにすくい上げる。ここで、アルミ製リングと膜を結合しているのは水なので、成功するまで、すくい上げる操作を繰り返すことができる。また、水は、適当な結合力を持っているので、すくい上げてから、膜を延ばすことも可能である。

水が完全になくなって、膜が剥がれる前に、接着剤を膜とアルミ製リングの間に染み込ませる。こうして出来たターゲット付きアルミ製リングをホルダーに接着する。これを、筒で押して、ピンと張った膜ができる（図 2 4 c）。

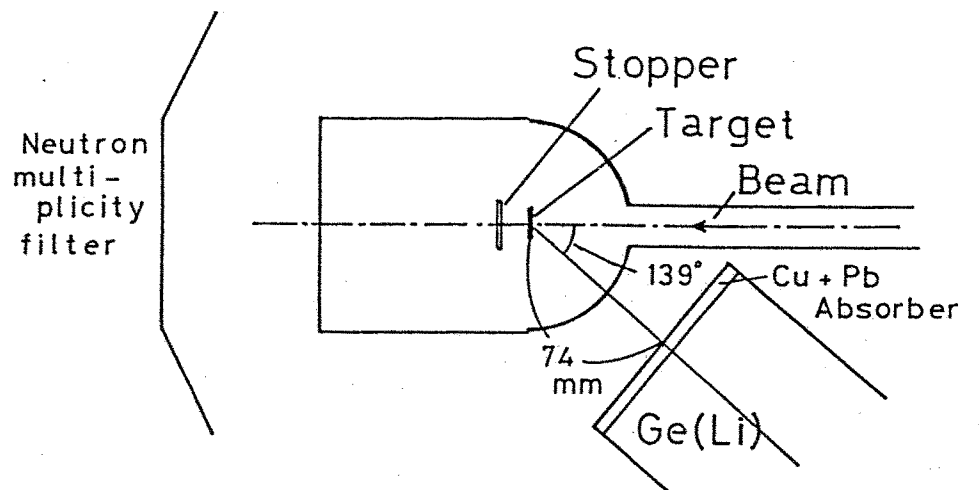


図 20 a Ge 検出器と NMF を用いた反跳核飛行距離測定の実験配置

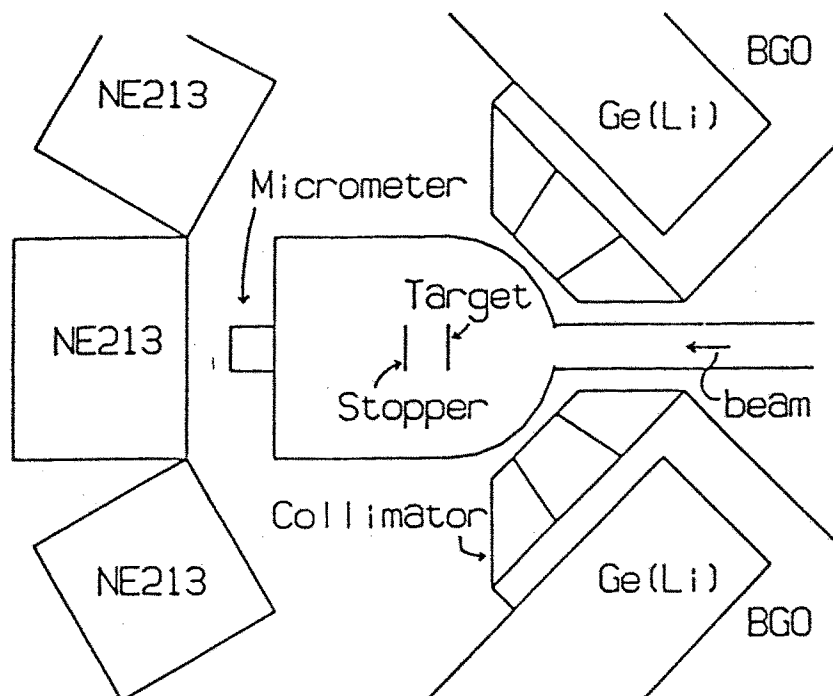


図 20 b 2 台の BGOACS と NMF を用いた反跳核飛行距離測定の実験配置

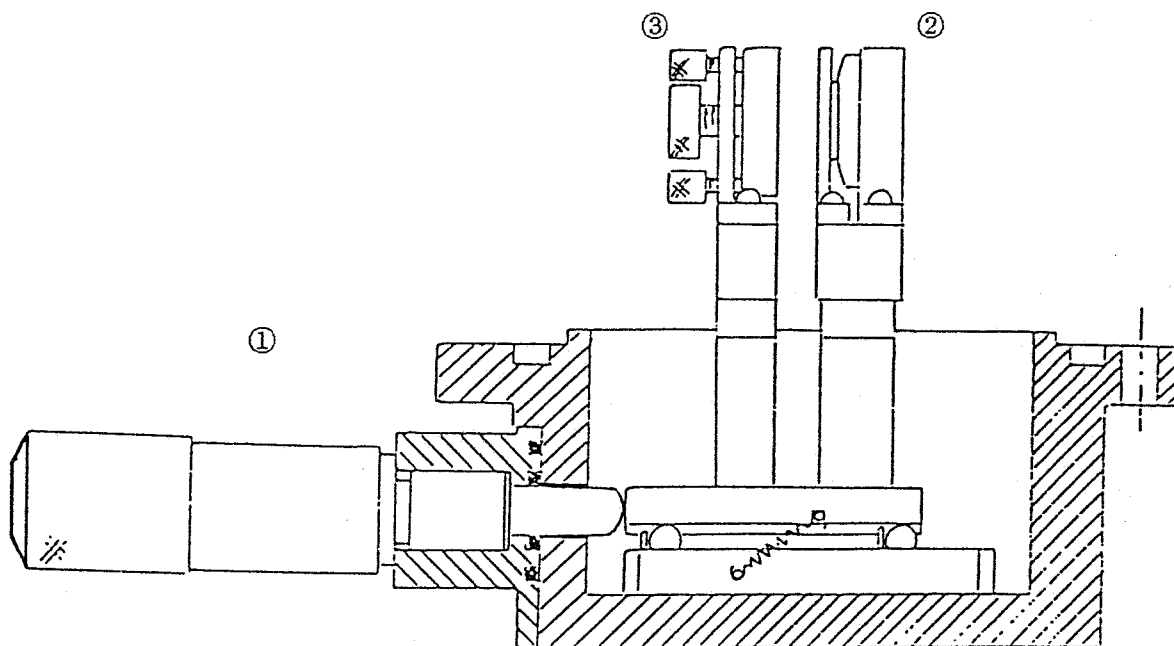


図 2 1 反跳核飛行距離測定に用いるストッパー駆動台の断面図

- ① マイクロメーター
- ② ターゲットホルダー
- ③ ストッパー

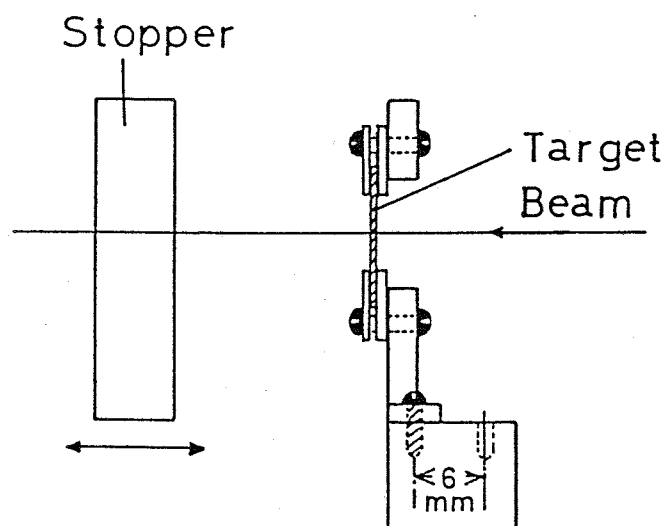
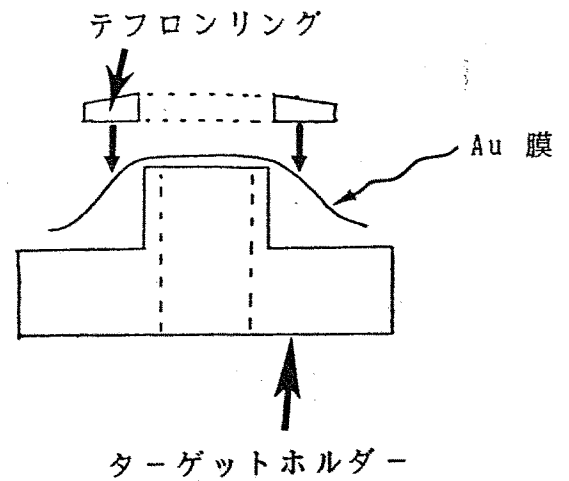


図 2 2 # 1 の実験に用いたターゲットおよびホルダーの断面図

図 2 3 a

テフロンリングで
押しながら Au 膜
を張る。



接着剤

図 2 3 b

接着剤を Mo 膜の
4 隅に浸透させる。

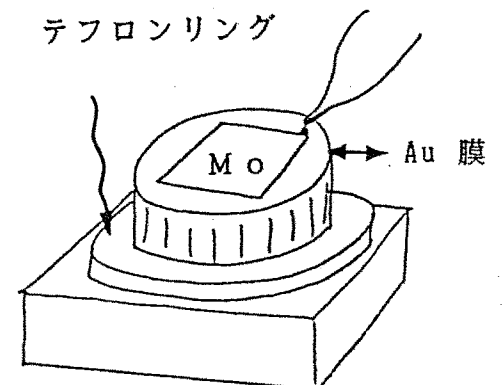


図 2 3 c

ターゲットホルダーに
付いている専用の筒で
膜を押し延ばす。

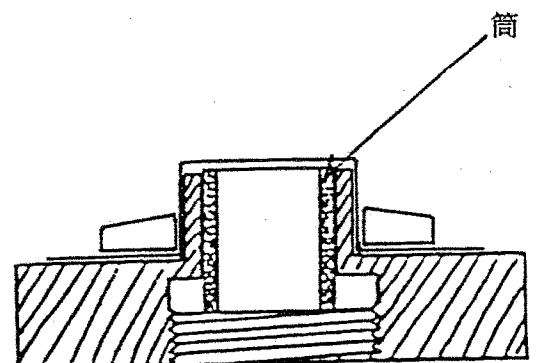


図 2 4 a

蒸着配置図

下台は、直径 20 mm の
穴の開いたステンレス
板である。

電子ボンバーダー

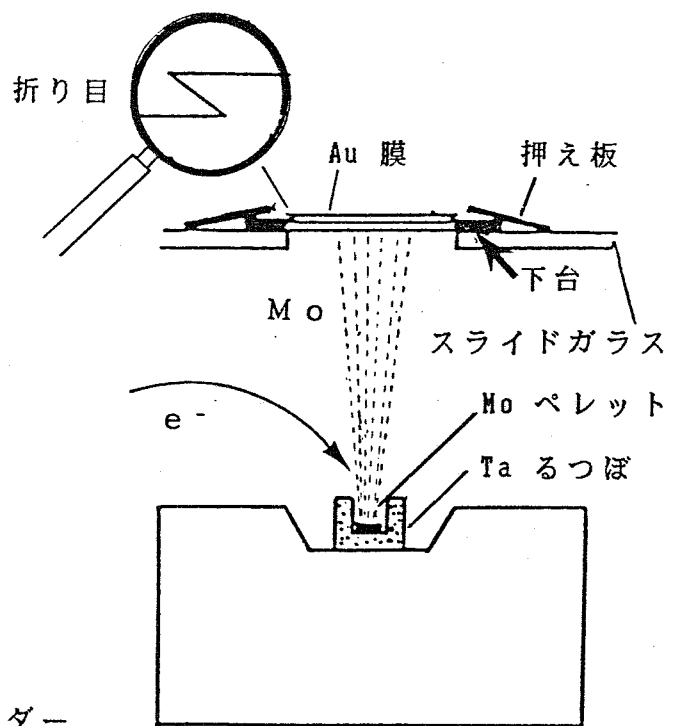


図 2 4 b

Au 基盤

Au 膜を引っ張る力が
働いても、折り目の
”にげ”により、膜は
破けない。

この線に沿って

折り目を付ける。

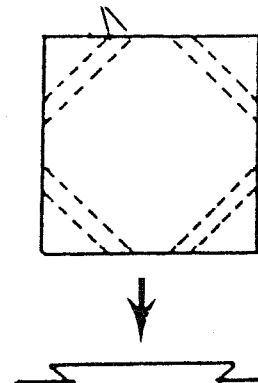
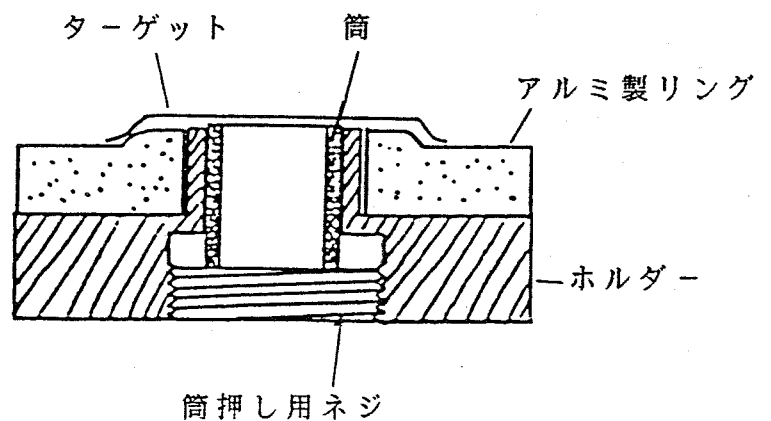


図 2 4 c

ターゲットホルダー
断面図



第三章 解析および結果

第二章では、 $\gamma\gamma$ 同時計測、 $n\gamma$ 角相関、 $\gamma\gamma$ 角相関、および、寿命測定の実験に関する説明を行い、その中で、データが得られるまでの過程も説明した。本章第1節では、得られたデータの解析方法を、各実験毎に説明し、得られた結果をテーブルに示す。本章第2節では、この結果と、 $\gamma\gamma$ 同時計測時の γ 線スペクトルに基づき、 ^{110}Sn 、 ^{111}Sn 、 ^{112}Sn 、および ^{114}Sn における励起準位同定の説明を行う。

3. 1 解析方法と結果

3. 1. 1 $\gamma\gamma$ 同時計測

§ 2. 2で、イラスト線近傍の γ 線遷移は、離散的エネルギー分布になることを述べた。これらの γ 線の内、どれとどれが同時にくるのか（同時計測関係）を調べることにより、ある γ 線が、どの遷移系列に属するのかを知ることができる。また、その γ 線の強度を測定することにより、ある γ 線が、自分の属する遷移系列の中で、どの順番に属するのかを、知ることができる（ γ 線強度関係）。全ての γ 線に対し、同時計測関係および γ 線強度関係を満足するように、励起準位は同定される。

§ 2. 4においてイベント毎に MT に書かれる実験情報が、Coin. Reg. 情報（同時計測された検出器のID番号の組）、TDC 情報（各時間シグナルとその中で最も速くきた時間シグナルとの時間差）、およびエネルギー情報（同時計測された γ 線のエネルギー）であることを説明した。例えば、2番目と4番目のBGOACSによる2重同時計測の場合であれば、5 words が MT に書かれている（図 2 5）。 T_i は、時間情報であり、 E_i は、エネルギー情報である。この生データを大型計算機（FACOM380）で解析し、 $\gamma\gamma$ 同時計測の各ゲートスペクトルを得た。解析の手順を表 5 に示す。

00001010	T ₂	E ₂	T ₄	E ₄
----------	----------------	----------------	----------------	----------------

↑ ↑
4 2

図 2 5 $\gamma\gamma$ 同時計測
における MT 情報の例

表 5 $\gamma\gamma$ 同時計測解析手順

- 1) 各 Run 毎に、かつ、各 BGOACS に対し、エネルギーおよび時間の斜影スペクトルをつくる。
- 2) 1) で得たスペクトルから、データの正常であることを確認し、また、時間スペクトルから TDC のゲート位置を決める。
- 3) TDC のゲートをかけた $\gamma\gamma$ 2 次元マップをつくる。さらに、この 2 次元マップの斜影スペクトルをつくる。
- 4) 3) で得た斜影スペクトルから γ 線エネルギーに対するゲート位置を決め、各ゲートスペクトルをつくる。
- 5) 必要に応じて、ゲートスペクトルに於けるピークの面積を求め、検出効率を補正し、 γ 線強度を求める。

以下に解析手順を詳しく説明する。

1 つの Run は MT 1 本分に対応し、MT 1 本には約 4×10^6 イベントが書き込まれている。この MT 1 本毎に、かつ、各 BGOACS に対し、エネルギー及び時間の斜影 (projection) スペクトルをつくった。BGOACS は 5 台なので、5 枚のエネルギースペクトル (E1、E2、E3、E4、E5) がつくられる。同時計測の組合せは、 $\epsilon C_2 = 10$ 通りなので、時間スペクトルは 10 枚 (T12, T13, T14, T15, T23, T24, T25, T34, T35, T45) つくられる。例えば、図 2 5 のような情報であれば、E2 と E4 のスペクトルの E γ 2 チャンネルと E γ 4 チャンネルが +1 される。また、時間スペクトルについては、T24 スペクトルの T2-T4 + 512 チャンネルが +1 される。ここで 512 を足すのは、単にチャンネル数が負とならないための措置である。

図 2 6 a b に、こうして得られた時間スペクトルおよびエネルギースペクトルの一例を示す。時間スペクトル中には、大きなピーク (True) と小さなピーク (Chance) が見える。その時間差は、約 140 nsec であり、これはサイクロトロンの加速周波数に等しい。Chance ピークは、1 周期異なるビームバーストで別々に生じた γ 線遷移間の同時計測により生じたものである。すなわち、Chance ピークは、見かけ上の同時計測である。

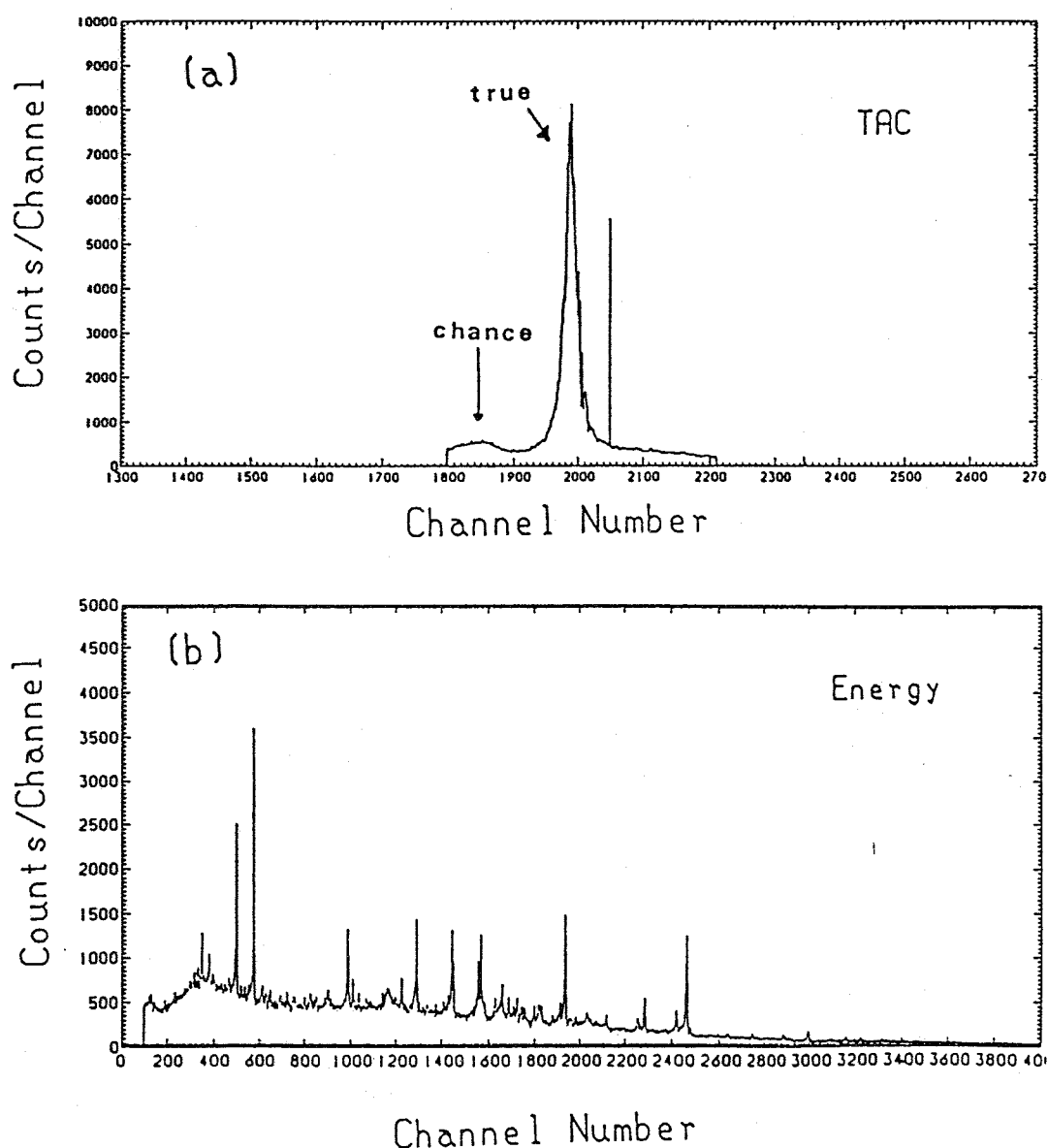


図 2 6 $^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 76 MeV 反応で得られた
(a) 時間斜影スペクトル および (b) エネルギー斜影スペクトル

1 ビームバースト当りに、反応の起こる確率を P とすると、1つのビームバーストに2回反応の起こる確率は P^2 である。1周期異なるビームバーストの何れにも反応の起こる確率は、2通りの順列を考えて、 $2 \times P^2$ である。よって、True ピークの中に存在する見かけ上の同時計測は、1つの Chance ピーク分の寄与を差し引くことにより除去される。

－ 見かけ上の同時計測 －

実際の実験条件に近い数値を用いて、ビーム1バースト当りに反応の起こる確率を求め、Chance の効果を吟味する。具体的には、次のような実験条件を用いる。

$$\begin{aligned} \text{ビーム強度 } I_b &= 15 \quad [\text{nC/sec}] \\ \text{ビーム電荷 } Z_b &= 5 \quad [e] \\ \text{サイクロ周期 } T &= 140 \quad [\text{nsec}] \\ \text{ターゲット質量 } A &= 100 \quad [\text{a.m.u.}] \\ \text{ターゲット厚 } \rho &= 2 \quad [\text{mg/cm}^2] \\ \text{反応断面積 } \sigma &= 1 \quad [b=10^{-24} \text{cm}^2] \end{aligned}$$

ビーム1バースト当りのビームの数 N_b は、

$$N_b = \frac{I_b \cdot T}{1.6 \times 10^{-19} \cdot Z_b} = 2.63 \times 10^3 \quad [\text{個}] .$$

ビーム1個に対し反応の起こる確率 P_1 は、

$$P_1 = 6.02 \times 10^{23} \times \frac{\rho \times 10^{-3}}{A} \times \sigma = 1.20 \times 10^{-5} .$$

よって、1バースト当り反応の起こる確率 P は、

$$P = N_b \times P_1 = 3.16 \times 10^{-2}$$

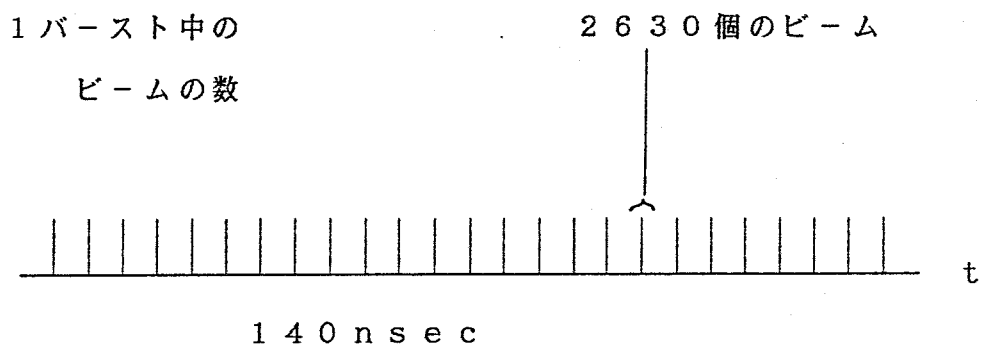
となる。(即ち、約32バーストで1回反応が起こる。)

1 バーストで反応が 2 事象起こる確率 P_D は,

$$\begin{aligned}
 P_D &= N_b P_2 \cdot P_1^2 \cdot (1 - P_1)^{N_b - 2} \\
 &\sim N_b \cdot (N_b - 1) \cdot P_1^2 \cdot 0.969 \\
 &\sim (N_b \times P_1)^2 = P^2
 \end{aligned}$$

となる。1 周期異なるビームバーストの何れにも反応の起こる確率は、これが独立の事象であることと、順列の効果を考えて、 P^2 である。よって、1つのChanceピーク分の寄与は、True ピーク中に存在する見かけ状の同時計測の数にほぼ等しい。

以上の計算結果を下図に示す。



反応を起こす
バーストの割合

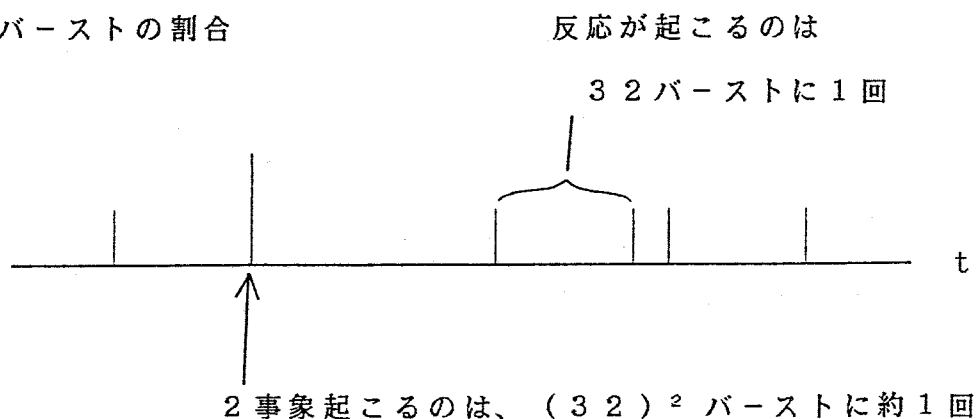


図 2 7 ビーム強度と反応確率

具体的には、 $\gamma\gamma$ 2次元テーブルをつくる際、その事象が True ピークの中にあれば +1 し、Chance ピークの中にあれば -1 をした。

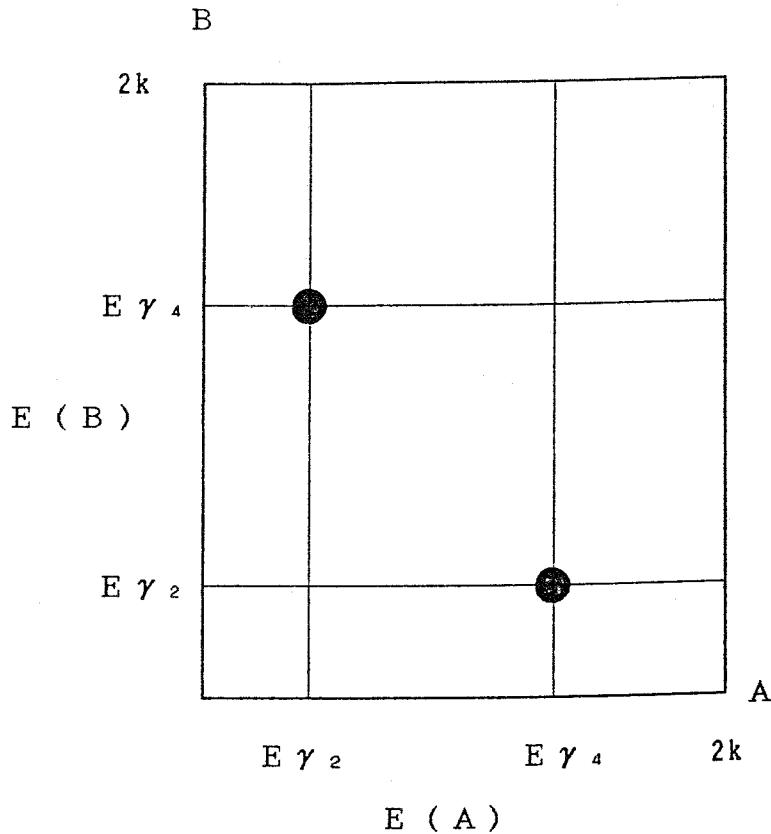


図 2 8 $\gamma\gamma$ 2次元スペクトル

次に $\gamma\gamma$ 2次元テーブルの作り方を説明する。例えば、図 2 5 の 事象であれば、図 2 8 中 ●印で示された位置が +1 される (Chance であれば、-1 される)。このとき、 $E\gamma_i$ は、 $1\text{ ch} = 1\text{ keV}$ となるようにゲイン合わせを行っている。 $\gamma\gamma$ の組合せは、10通りあるが、このようにゲインを合わせることにより、1枚の2次元テーブルにデータは、全て書き表せる。

ゲイン合わせのために、約 0.05×10^6 イベント毎にエネルギーの斜影スペクトルをつくった。その中で大きなピークを2つ選び (例えば、 $^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応の場合であれば、 ^{112}Sn の 301.7 keV と 1256.7 keV)、その重心を求めること

によりゲインの変動をテストした。この2つのピークが、それぞれ、301.7 ch および 1256.7 ch となるようにゲイン変換パラメーターを決め、ゲインを合わせた。この手続きは、 $\gamma\gamma$ 2次元テーブルをつくるプログラムの中で自動的に行われる。

このようにしてできた $\gamma\gamma$ 2次元マップをA軸上に斜影 (Projection) する。すなわち、2次元マップのカウント数を $Y(A, B)$ とすると、斜影スペクトルのカウント数 $Pro(A)$ は、

$$Pro(A) = \sum_{B=1}^{2048} Y(A, B)$$

と表現される。

この斜影スペクトルより興味のある γ 線のゲート位置を決める。図29の場合であれば、興味のある γ 線のゲートスペクトル $G(B)$ は、

$$G(B) = \sum_{A=A_1}^{A_2} Y(A, B) - C \times \left\{ \sum_{A_3}^{A_4} Y(A, B) + \sum_{A_5}^{A_6} Y(A, B) \right\}$$

ただし、

$$C = \frac{(A_2 - A_1 + 1)}{(A_4 - A_3 + 1) + (A_6 - A_5 + 1)}$$

で与えられる。

核研で行われた実験 ($^{100}\text{Mo} + ^{18}\text{O}$) についても、上記解析法と同じ手続きを取った。異なる点は、2次元テーブルをつくる際、Chance の補正をしていない点である。

得られた $\gamma\gamma$ のスペクトルは、準位同定の議論と共に § 3. 2 で示す。

カウント数

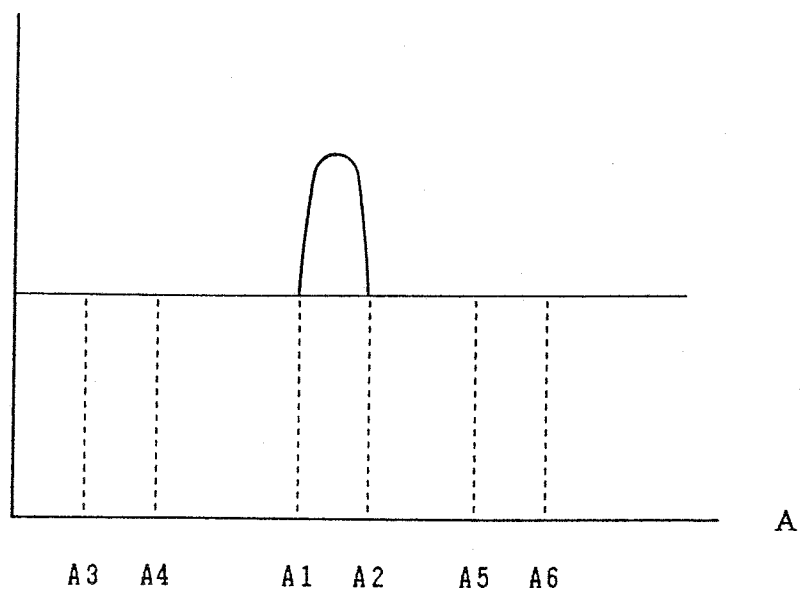


図 2 9 γ スペクトルに於けるゲート位置の例

重イオン融合反応により生成される複合核は、大きな角運動量を持つ。本実験で使用したターゲットとビームは、すべて偶々核であり、基底状態のスピンは、0 である。よって、複合核の持つ角運動量は、ビーム軸に垂直な面内に整列する（図 30）。

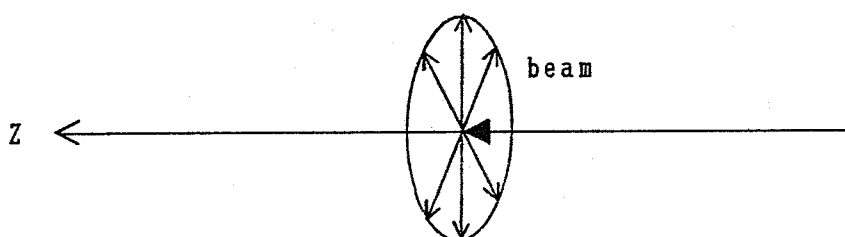


図 30 複合核の持つ角運動量の方向

すなわち、任意のスピン値 I を持つ準位に対して、ビーム軸を Z 軸に選んだ場合、ポピュレーション・パラメーター ρ は、次式の分布になる。

$$\rho(m) = \begin{cases} 1 & \dots m = 0 \\ 0 & \dots m \neq 0 \end{cases}$$

m は、磁気量子数である。複合核から蒸発する軽粒子 (n , p , α 等) の持ち去る角運動量は、複合核の持つ角運動量に比べて小さいので、軽粒子放出による $\rho(m)$ の鈍りは、小さい。よって、残留核の磁気量子数分布 $\rho(m)$ は、強い空間的異方性を持つ。

γ 線の角分布は、 γ 線放出前の準位、すなわち、初期状態のスピン I_i 、初期状態の磁気量子数分布 $\rho_{i i}(m)$ 、終状態のスピン I_f および γ 線の多重極度 λ により決まる。終状態のスピン I_f が、すでに同定されている場合、残りのパラメーター I_i 、 $\rho_{i i}(m)$ 、 λ で計算される角分布と、実験的角分布を比較することにより、初期状態のスピン I_i が決まる。

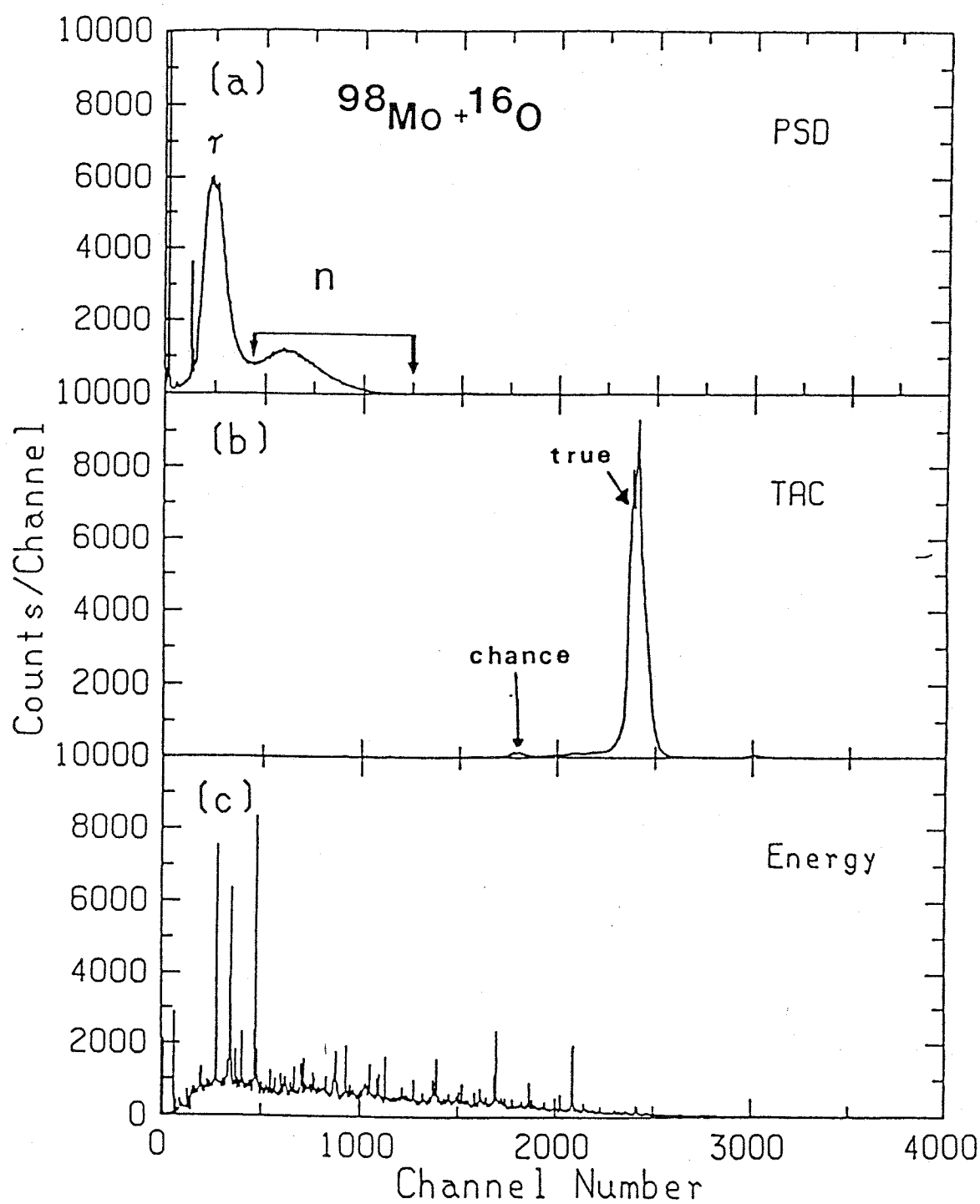


図 3 1 $^{98}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 76 MeV 反応で得られた
 (a) PSD 斜影スペクトル、(b) 時間斜影スペクトル、
 および (c) エネルギー斜影スペクトル

角分布の実験値は、次の手順で導出した。§ 2. 5 でイベント毎に MT に書かれる実験情報が、同時計測記録記情報、TDC 情報 (NE213 と BGOACS の時間信号の時間差)、PSD 情報 (NE213 の $n\gamma$ 識別用パルス波形情報)、およびエネルギー情報 (同時計測された γ 線のエネルギー) であることを説明した。オフライン解析では、まず、timing, energy, PSD の斜影スペクトルを作る (図 3 1)。これを基に、PSD の中性子部分にゲートを開き、中性子 1 個以上と同時計測された γ 線のエネルギースペクトルを作った。このとき、§ 3. 1. 1 で説明した手法により、ゲイン変動による γ 線ピークの広がりを補正した。また、TDC の "True" 部分と "Chance" 部分にゲートを開き、"True" 部分から "Chance" 部分を差し引くことにより、"Chance" の寄与を補正した。

各 Run に対応するビーム量の規格化は、上記 γ 線スペクトルのピーク面積を用いて行った。任意の続く 2 つの Run で 2 台の BGOACS のうち 1 台は、同じ角度に置かれているので、2 つの Run の相対的なビーム量が決まる。以下同様な方法で全ての Run に対応するビーム量の相対値が決まる。

ピーク面積を求めるには、スペクトルを小型計算機 (PC9800) 用に変換し、MSDOS 上の BASIC プログラム "PHA" を用いて行われた。ピークが 2 つ以上重なっている場合には、ピークフィットにより面積を求めた。ピークの形はガウシアン型で近似し、各ピークに対して、ピーク高、ピーク幅、およびピーク位置をフリーパラメーターとする。パラメーターサーチの手法と誤差の見積法については、[Awa83] 中の第 9 章にしたがった。

検出効率 ε の校正は、 ^{152}Eu を用いて行った。245 keV よりも大きな γ 線エネルギーに対しては、

$$\ln(\varepsilon(E\gamma)) = a_1 + a_2 \cdot \ln(E\gamma) \quad \text{--- ①}$$

で近似することができる。 ^{152}Eu の 121 keV γ 線は、ターゲットチェンバーおよび検出器外枠による吸収の効果が大きいため、①式からずれる。そこで、

$E\gamma < 245 \text{ keV}$ に対しては、

$$\begin{aligned} \ln(\varepsilon(E\gamma)) - \ln(\varepsilon(245)) = & a \cdot (\ln(E\gamma) - \ln(245))^2 \\ & + b \cdot (\ln(E\gamma) - \ln(245)) \quad \text{--- ②} \end{aligned}$$

で近似した。②式は 121 keV のデータ点を通り、かつ、 $E\gamma = 245$ keV での傾きが①式に等しいという条件を与えることにより、②式中の係数 a , b を求めた。

検出効率を補正して得られた γ 線角分布に対し、

$$W(\theta) = I\gamma \cdot (1 + a_2 \cdot P_2(\cos\theta) + a_4 \cdot P_4(\cos\theta)) \quad \text{--- ③}$$

という関数型でフィットを行った。結果を表 6 および 8 に示す。

P_K は、ルジャンドル関数である。 a_2 , a_4 は、初期状態の統計テンソル (Statistical Tensor) α_K と γ 線角相関係数 A_K の積で表せる。後者は、 γ 線の多重極度 λ 、混合比 δ 、初期状態のスピン I_i 、および終状態のスピン I_f で決まる量である [Pe183]。これらの係数は、次式で定義される。

$$a_K = \alpha_K \cdot A_K$$

$$\alpha_K = \sum_{m=-I}^I (-1)^{I-m} \cdot \sqrt{\{(2I+1)(2K+1)\}} \cdot \begin{pmatrix} I & I & I \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} \cdot \rho(m)$$

$$A_K = \frac{F_K(1,1,I_f,I_i) + 2 \cdot \delta \cdot F_K(1,2,I_f,I_i) + \delta^2 \cdot F_K(2,2,I_f,I_i)}{1 + \delta^2}$$

$F_K(\lambda, \lambda', I_f, I_i)$ は、F-係数と呼ばれ、

$$F_K(\lambda, \lambda', I_f, I_i) = (-1)^{I_i+I_f-1} \cdot \sqrt{\{(2I_i+1)(2K+1)(2\lambda+1)(2\lambda'+1)\}} \\ \cdot \begin{pmatrix} \lambda & \lambda' & K \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \left\{ \begin{matrix} \lambda & \lambda' & K \\ I_i & I_i & I_f \end{matrix} \right\}$$

で定義される。 $()$ と $\{ \}$ は、3j および 6j 記号である。 A_K の定義式は、 γ 線多重極度 λ が、1 または 2 だけ考えた場合の式である。

M1/E2 遷移を考える場合であれば、 δ は、absolute transition amplitude $\gamma(\sigma\lambda, I_i \rightarrow I_f, E\gamma)$ を用いて、

$$\delta = \frac{\gamma(E2, I_i \rightarrow I_f, E\gamma)}{\gamma(M1, I_i \rightarrow I_f, E\gamma)}$$

で与えられる。

一般的に未知の量は、 λ 、 δ 、 I_i 、および初期状態の統計テンソル α_2 、 α_4 である。よって実験的に得られた a_2 、 a_4 係数から、 λ 、 δ 、あるいは、 I_i に対して情報を導き出すには統計テンソルに対し制限を与える必要がある。これまでの実験でE2遷移であることがわかっている γ 線を用いて、統計テンソルの上限値および下限値を実験的に決めた。その結果、

$$\begin{aligned} 0.7 \leq \beta_2 \leq 1.0 & \quad \text{---} \quad I_i \geq 4 \\ 0.05 \cdot I_i - 0.1 \leq \beta_4 \leq 0.15 \cdot I_i - 0.2 & \quad \text{---} \quad I_i < 8 \\ 0.5 \leq \beta_4 \leq 1.0 & \quad \text{---} \quad I_i \geq 8 \end{aligned}$$

という制限を得た。ここで β_K は、測定された統計テンソルを、初期状態が完全に整列した場合(Complete Alignment)に計算された統計テンソル α_K^* で割った値である。この制限を利用し、 γ 線角分布に対し、

$$W(\theta) = C_1 \cdot (1 + \beta_2 \cdot \alpha_2^* \cdot P_2 + \beta_4 \cdot \alpha_4^* \cdot P_4) \quad \text{---} \quad (4)$$

という関数型で、各 I_i 、 δ に対する χ^2 の最小値を求め、スピンの同定に利用した。計算に当たっては、

$$\beta_K = \frac{\beta_{Ki} + \beta_{Kf}}{2} + \frac{\beta_{Ki} - \beta_{Kf}}{2} \cdot \sin C_K \quad (K = 2, 4)$$

と置き、 C_1 、 C_2 、および C_4 をフリーパラメーターとして χ^2 を最小にする値をサーチした。ここで、 β_{Ki} 、 β_{Kf} は、上述した β_K の下限値および上限値である。

図32には、 ^{112}Sn における741 keV遷移($10^+ \rightarrow 8^+$)と263 keV遷移($9^- \rightarrow 8^-$)に対する計算例を示す。図32右側は、 $\tan^{-1} \delta$ に対する χ^2 の変化を、各初期スピン値 I_i 毎に計算したものである。 $\tan^{-1} \delta$ は、 -89° から 89° まで 1° ステップで計算された。 χ^2 は、次式で定義される量である。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(Y_i - W(\theta_i))^2}{\delta Y_i^2}$$

ここで N は、データ点の数(=測定角度の数)であり、 Y_i および δY_i は、 γ 線強度とその誤差である。考慮した γ 線多重極度 λ は、1(dipole)および2(quad-

rupole)だけである。よって、スピン変化が2の場合、すなわち $|I_i - I_f| = 2$ の場合には、 $\lambda = 2$ だけが計算された。 δ は、 $\lambda = 2$ の遷移振幅を $\lambda = 1$ の遷移振幅で割ったものであるが、見やすくするために、 $|I_i - I_f| = 2$ の場合の計算点は、 $\tan^{-1} \delta = 0$ の位置に○印で示した。各初期スピン値に対して χ^2 を最小とする δ 、 C_1 、 C_2 、および C_4 を選び、この値で計算された角分布曲線を図29左側に、実験点と共に示す。

741 keV 遷移の場合には、 $I_i = 8$ と 10 で同様によいフィットが得られる。これは、一般的に、約 6h 以上の高スピン準位からの $\Delta I = 2$ 、 $\lambda = 2$ 型遷移と $\Delta I = 0$ 、 $\lambda = 1$ 型遷移が類似した角分布を持つためである。角分布の実験だけではこの両者を区別できないので、「その準位が回転バンドに属するから $\Delta I = 2$ である」といった議論を個々のスピン値同定に必要とする。263 keV 遷移に対しては、 $I_i = 9$ に対し χ^2 の最小値が得られ、 $I_i = 10$ の可能性は除外できることがわかる。

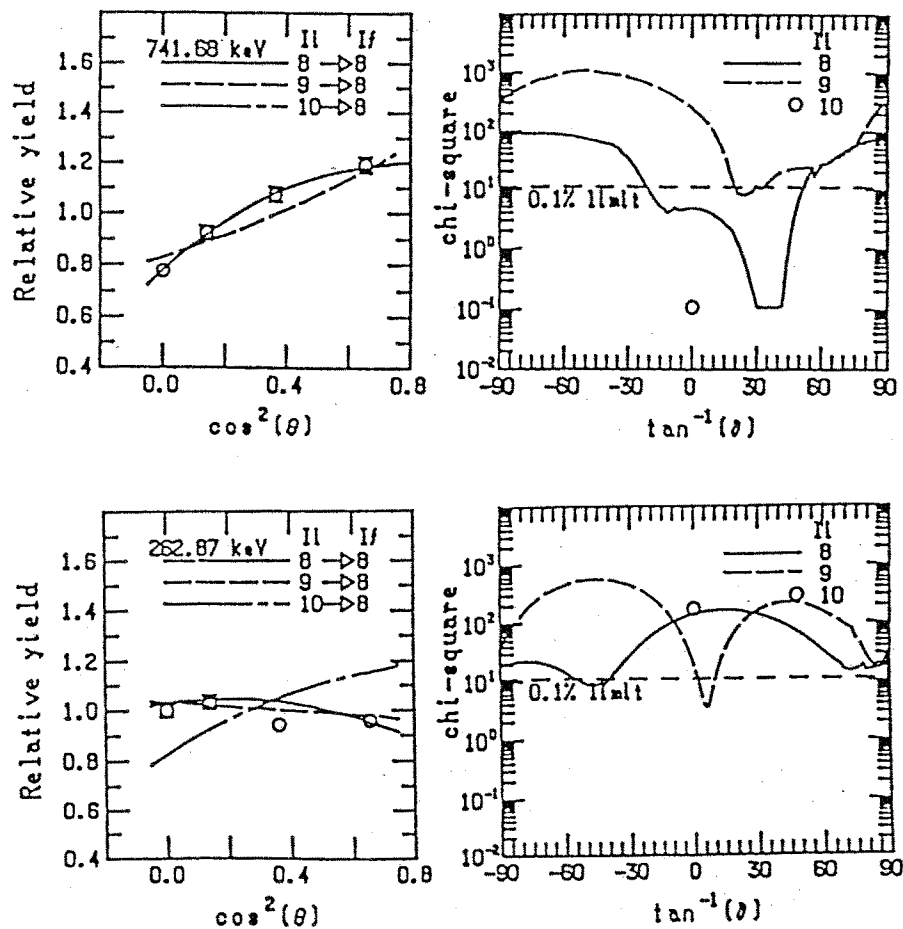


図3.2 角分布解析の例 上段は、 ^{112}Sn の $12^+ \rightarrow 10^+$ (741 keV) の角分布と χ^2 曲線。下段は、 ^{112}Sn の $9^- \rightarrow 8^-$ (263 keV) の角分布と χ^2 曲線。

3. 1. 3 $\gamma\gamma$ 角相関

$\gamma\gamma$ 角相関は、 γ 線の多重極度に関する情報を与える。 $n\gamma$ 角相関の方法では、 γ 線ピークが、複数重なっている場合、 γ 線多重極度の情報を求めることは、困難であるが、 $\gamma\gamma$ 角相関の方法では、可能である。これは、 $\gamma\gamma$ 角相関の方法が、 $\gamma\gamma$ 同時計測のデータを用いて行われるものであり、適当な γ 線でゲートを掛けることにより、 γ 線重畳の問題が、解決されるからである。

$n\gamma$ 角相関は、初期状態の磁気量子数分布が、強い空間的異方性を持つことを利用したものであった。 $\gamma\gamma$ 角相関の方法では、このスピン整列の他に、さらに、同一系列にある γ 線を検出することによって、磁気量子数分布に制限を与えることを利用する。

図 3 3 のように、3 つの準位 $|i\rangle, |f\rangle, |g\rangle$ があるとき、その間の γ 線遷移 γ_1, γ_2 がそれぞれ角度 θ_1, θ_2 で観測される確率 $W(\theta_1, \theta_2)$ は、次式で与えられる。ただし、検出器の検出効率については考慮していない。

$$W(\theta_1, \theta_2) = \sum_{\substack{K_f = \text{even} \\ k_f}} \alpha_{K_f, k_f}(X_i; \theta_1, I_f) \cdot A_{K_f}(\gamma_2) \cdot \sqrt{\left(\frac{4\pi}{2K_f+1}\right)} \cdot Y_{K_f, k_f}(\theta_2) \quad \text{--- ①}$$

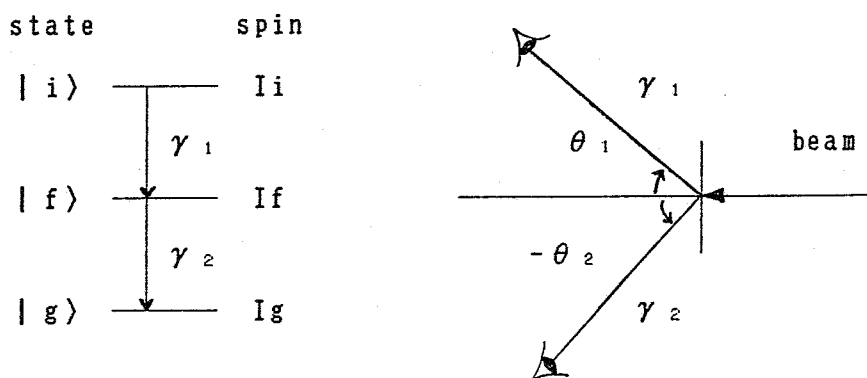


図 3 3 3 つの準位 $|i\rangle, |f\rangle, |g\rangle$ があるとき、その間の γ 線遷移を γ_1, γ_2 とする。それぞれの準位のスピンを I_i, I_f, I_g とする。右側の図は、 γ_1 が角度 θ_1 で検出され、かつ γ_2 が角度 θ_2 で検出される様子を示している。

Y_{kk} は、球面調和関数である。我々の行った $\gamma\gamma$ 角相関 (= $\gamma\gamma$ 同時計測) の実験では、5～6 台の検出器を何れもビーム軸を通る一平面内に並べたので、ビーム軸を Z 軸に選んだとき、検出器の方位は、天頂角 θ だけで指定でき、方位角 ϕ は常に 0 と選ぶことが出来る。よって、①式で ϕ は省略されている。

§ 3.1.2 でも導入された γ 線角相関係数 $A_{kf,ki}(\gamma_2)$ は、 γ_2 の多重極度 λ_2 と I_f, I_i で決まる量である。 $\alpha_{kf,ki}(Xi; \theta_1, If)$ は、 γ_1 を角度 θ_1 で検出したという条件下での準位 $|f\rangle$ の統計テンソルである。これは、 γ_1 の多重極度 λ_1 、 γ_1 の検出される角度 θ_1 、準位 $|i\rangle$ の統計テンソル、および I_f, I_i で決まる量であり、次式で与えられる [Pel83]。

$$\alpha_{kf,ki}(Xi; \theta_1, If) = \sum_{K=\text{even}} \sum_{Ki,ki} (-1)^{Ki+ki} \cdot \alpha_{Ki,ki}(Xi; Ii) \cdot \sqrt{(2K+1)} \cdot$$

$$\begin{pmatrix} Kf & K & Ki \\ kf & k & -ki \end{pmatrix} \cdot A^{kf,ki}_K(\gamma_1) \cdot \sqrt{4\pi/(2K+1)} \cdot Y_{K,k}(\theta_1)$$

$\alpha_{Ki,ki}(Xi; Ii)$ は、初期状態 I の Statistical Tensor であり、Density matrix $\rho_i(Xi)$ を用いて、次式のように表現される係数である。

$$\alpha_{K,k}(X; I) = \sum_{M=-I}^I (-1)^{I-M} \cdot \sqrt{\{(2K+1)(2I+1)\}} \cdot \begin{pmatrix} I & I & K \\ M' & -M & k \end{pmatrix} \cdot \langle IM' | \rho | IM \rangle$$

$A^{kf,ki}_K(\gamma)$ は、generalized γ -angular correlation 係数と呼ばれ、次式で定義される。

$$A^{kf,ki}_K = \frac{F^{kf,ki}_K(1,1,If,Ii) + 2\delta \cdot F^{kf,ki}_K(1,2,If,Ii) + F^{kf,ki}_K(2,2,If,Ii)}{1 + \delta^2}$$

ただし、 $F^{kf,ki}_K(\lambda, \lambda', If, Ii)$ は、generalized F-係数と呼ばれ、次式で定義される。

$$F^{K_f, K_i}_K(\lambda, \lambda', I_f, I_i) = (-1)^{(K_i + K_f + \lambda' + 1)} \cdot$$

$$\sqrt{\{(2I_i+1)(2I_f+1)(2\lambda+1)(2\lambda'+1)(2K+1)(2K_f+1)(2K_i+1)\}} \cdot$$

$$\begin{pmatrix} \lambda & \lambda' & K \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} I_f & \lambda & I_i \\ I_f & \lambda & I_i \\ K_f & K & K_i \end{Bmatrix}$$

{ } は、9j 記号である。

典型的な角相関パターンを図34に示す。 γ_2 を $30^\circ, 90^\circ$, および -45° で検出したときの γ_1 の θ_1 依存性が示されている。図中に示した崩壊パターンには I_i , I_f , I_g の値および γ_1 , γ_2 の多重極度 λ_1 , λ_2 が示されている。準位 $|i\rangle$ の Population Parameter $\rho(m)$ は、次式で近似することができる。

$$\rho(I, m) = \exp\left(-\frac{m^2}{2\sigma^2}\right) / \sum_{m=-I}^I \exp\left(-\frac{m^2}{2\sigma^2}\right) \quad \text{--- ②}$$

図31中 I_i の右隣に示された σ の値は、②式中の population の分散 σ のことである。 $\sigma = 0$ は、完全整列を意味する。図34b, d には、それぞれ図34a, c に対応する計算を $\sigma = 2$ として行ったものを示す。 $\sigma = 2$ に対応した population の鈍りは、§3. 1. 2 で導入した β_K で表すと、 $\beta_2 \sim 0.8, \beta_4 \sim 0.5$ に対応する。

図34から、 γ_1 の多重極度が四重極子型 ($\lambda_1 = 2$) の場合、その角分布は、ビーム軸と垂直な方向 ($\theta_1 \sim 90^\circ$) で小さくなり、ビーム軸に対し水平な方向で大きくなることがわかる。双極子型 ($\lambda_1 = 1$) ではその逆の角分布となる。この性質を利用して γ_1 の多重極度 λ_1 を決めることができる。ただし、四重極子型の多重極度を持つ γ_2 を $\theta_2 = 90^\circ$ で検出した場合、 γ_1 の θ_1 依存性は滑らかな関数になる。よって、ゲート用 γ 線 (γ_2) として、 90° 方向で検出された事象は解析から除くべきである。

$\gamma\gamma$ 角相関の解析は、 ^{111}Sn , ^{112}Sn , および ^{114}Sn に対して行われた。各実験における検出器の配置角度は §2. 4 に示されている。 ^{111}Sn の場合であれば、 30° , 150° , -45° , および -135° をゲートとして用い、2種類の2次元スペクトルAおよびBを作った。

A の2次元スペクトルにおいては、ゲートされる検出器として、ビーム軸方向

近く (30° , 150° , -45° , および -135°) に配置されたものを利用した。これは、ゲートに用いた検出器の組と同じものであるから、 $4 \times 4 - 4 = 12$ 通りの同時計測の順列が1つの2次元テーブルにエネルギーゲインを合わせてまとめられる。Bの2次元スペクトルにおいては、ゲートされる検出器として、ビーム軸に対しほぼ垂直 (^{111}Sn の場合は 90° だけ) に配置されたものを採用した。ここでは、4通りの同時計測の順列がこの2次元テーブルにまとめられる。

2次元テーブルの作り方については、§3. 1. 1の方法に従った。それぞれの2次元スペクトルから目的とする γ 線にゲートを開き、 $\gamma\gamma$ 角相関解析用の γ 線エネルギースペクトルを作った。Aの2次元から作られるスペクトルAにおいては、四重極子型の γ 線が強調される。逆に、Bの2次元から作られるスペクトルBにおいては、双極子型の γ 線が強調される。

^{112}Sn に対しては、 -45° に配置された検出器のエネルギー分解能が悪いため解析から除外した。 ^{114}Sn に対しては、 0° , 45° , 145° , および -155° をゲートとして用いた。ゲートされる検出器の組Aには、 0° , 45° , 145° , および -155° を採用し、ゲートされる検出器の組Bには、 90° , および -105° を採用した。

スペクトルAから求めた γ 線のピークカウント Y_A とスペクトルBから求めた γ 線のピークカウント Y_B の比 R を表7, 8および9に示す。①式から計算されるピーク面積の比 R^{cal} は、次式で与えられる。

$$R^{\text{cal}} = A / B \quad \text{--- ③}$$

ただし、

$$A = \sum_{\theta_1 \sim 90^\circ} \sum_{\theta_2 \neq 90^\circ} W(\theta_1, \theta_2) \cdot \varepsilon_{\gamma_1}(\theta_1) \cdot \varepsilon_{\gamma_2}(\theta_2)$$

$$B = \sum_{\theta_1 \neq 90^\circ} \sum_{\theta_2 \neq 90^\circ, \theta_1 \neq \theta_2} W(\theta_1, \theta_2) \cdot \varepsilon_{\gamma_1}(\theta_1) \cdot \varepsilon_{\gamma_2}(\theta_2)$$

ここで例えば、 $\varepsilon_{\gamma_1}(\theta_1)$ は、 θ_1 に配置された検出器の γ_1 のエネルギーに対する検出効率を意味する。典型的な多重極度 (図34のa b c dに対応する角相関パターン) について、 ^{111}Sn , ^{112}Sn , ^{114}Sn それぞれの場合に、 R^{cal} の値を表10に示す。()で示された R^{cal} の誤差は、 γ_1 , γ_2 のエネルギーを200 keV から1600 keVまで変化させたときの、検出効率による R^{cal} の変動領域を意味する。

$\gamma\gamma$ 角相関から γ 線強度 $I\gamma$ を求めるには、次式を用いた。

$$I\gamma = Y_A / \varepsilon_A + Y_B / \varepsilon_B \quad \text{--- ④}$$

ここで ε_A , ε_B は次式で定義される量である。

$$\varepsilon_A = \sum_{\theta_1 \sim 90^\circ} \sum_{\theta_2 \neq 90^\circ} \varepsilon\gamma_1(\theta_1) \cdot \varepsilon\gamma_2(\theta_2)$$

$$\varepsilon_B = \sum_{\substack{\theta_1 \neq 90^\circ \\ \theta_1 \neq \theta_2}} \sum_{\theta_2 \neq 90^\circ} \varepsilon\gamma_1(\theta_1) \cdot \varepsilon\gamma_2(\theta_2)$$

③式で定義された A , B を用いて

$$I\gamma^{\text{cal}} = A / \varepsilon_A + B / \varepsilon_B$$

を計算したところ、この $I\gamma^{\text{cal}}$ は、 γ 線多重極度の変化に対し、3%以内の変動しか受けないことがわかった。よって、④式を用いて求めた $I\gamma$ の角相関による影響は、3%以内である。表7, 8, 9の誤差には、この3%も含まれている。

$\gamma\gamma$ のデータから $I\gamma$ を導くとき、上述の角相関の他に、アイソマーの効果を考慮した。これは、 γ 線の時間パルス幅が、約150 nsecに限られていることと、時間スペクトルにゲートをかけるためにアイソマーを間に挟む同時計測が弱められることによる。

具体的に問題になるのは、 ^{110}Sn の 6^+ ($\tau = 12 \text{ nsec}$)、 ^{112}Sn の 6^+ ($\tau = 20 \text{ nsec}$)、および ^{114}Sn の 7^- ($\tau = 1.06 \mu\text{sec}$) である。この効果は二通りの方法で補正した。一つは、 γ 線角分布の測定から γ 線強度が正確にわかっている遷移の γ 線強度と、 $\gamma\gamma$ から求めた γ 線強度を比べることにより、アイソマーの影響を定量的に求めた。もう一つは、アイソマーを間に挟まない $\gamma\gamma$ から求めた γ 線強度とアイソマーを間に挟む $\gamma\gamma$ から求めた γ 線強度を比較することにより決めた。後者の方法は、角分布のデータのない ^{114}Sn に対して行われた。表7, 8, 9に示した $\gamma\gamma$ から求めた γ 線強度の値は、これらの補正を行った後の値である。

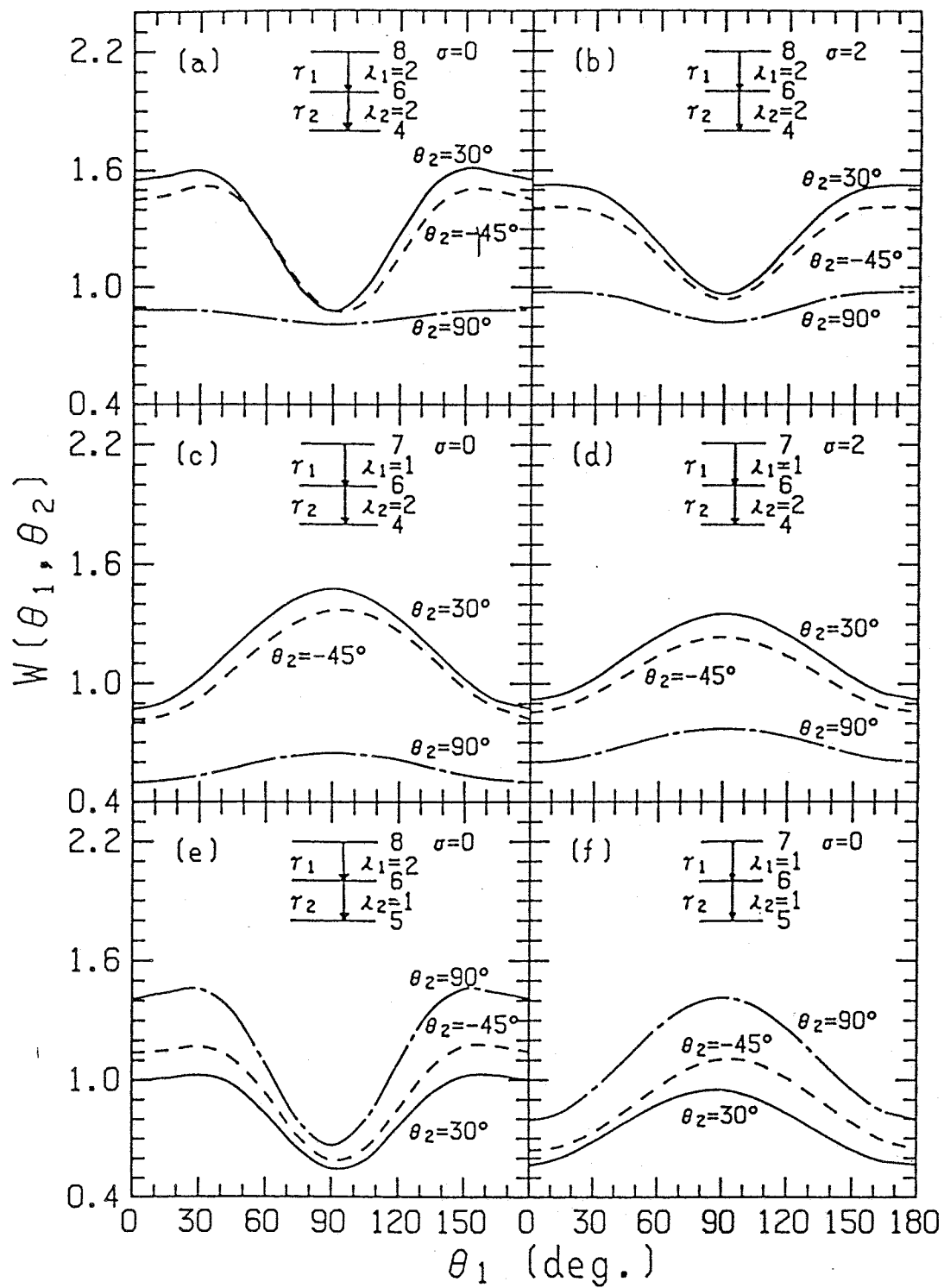


図 3.4 典型的な角相関パターンの計算例。

γ_2 を θ_2 で検出したときの γ_1 の角分布 (θ_1) を示す。

(a)~(f) の計算条件は、図中にそれぞれ示した。

表 6

Excitation energies, assignments, energies, intensities,
angular distribution coefficients in ^{110}Sn

Ex	Ii	If	E γ	I γ	a 2	a 4	I γ^B
1211	2 ⁺	0 ⁺	1211	100(3)	0.35(10)	-0.04(12)	
2196	4 ⁺	2 ⁺	985	89(2)	0.46(7)	-0.09(12)	
2456	(4 ⁺)	2 ⁺	1245	13(1)	0.57(16)	0.08(20)	
2477	6 ⁺	4 ⁺	281	86(2)	0.40(7)	-0.10(7)	
2753	6 ⁺ ₂	6 ⁺	276	18(1)	0.52(8)	0.00(9)	
3686	7 ⁻	6 ⁺	1209	47(3)	-0.10(15)	-0.03(20)	
		6 ⁺ ₂	933				4(1)
3765	8 ⁻	6 ⁺	1287	3(1)	0.35(36)	-0.32(44)	
		6 ⁺ ₂	1011 ^c	14(1)	0.07(14)	-0.25(17)	9(1)
		7 ⁻	78				
3812		6 ⁺	1335				5(1)
3933	9 ⁻	8 ⁻	168	50(1)	-0.12(6)	-0.06(7)	
4003		6 ⁺ ₂	1249				7(1)
4316		9 ⁻	384 ^c	5(1)	-0.37(26)	-0.65(38)	3(1)
			312	4(1)	0.79(41)	-0.13(46)	
4778	9	7 ⁻	1092 ^c	11(1)	0.33(16)	0.07(19)	4(1)
		9 ⁻	846				8(1)
4894	10	8 ⁻	1129	10(1)	0.51(17)	0.21(20)	
5108	11 ⁻	9 ⁻	1175	24(1)	0.46(10)	-0.04(11)	
5227	10 ⁽⁺⁾	9 ⁻	1294 ^c	8(1)	-0.32(19)	-0.30(24)	6(1)
		9	449	12(1)	-0.16(11)	-0.12(14)	
		10	332				2(1)

Ex	Ii	If	E γ	I γ	A2	A4	I γ^B
5330	11 ⁻²	9 ⁻	1397	12(1)	0.39(15)	-0.12(24)	
		10	436				3(1)
6036	12 ⁽⁺⁾	10 ⁽⁺⁾	809 ^E	35(1)	0.44(13)	-0.30(15)	25(2)
6045		11 ⁻²	937				6(1)
		11 ⁻	715				2(1)
6208		11 ⁻	1100 ^C	9(1)	0.04(19)	0.06(24)	6(1)
6640		11 ⁻	1532				2(1)
6777	14 ⁽⁺⁾	12 ⁽⁺⁾	741 ^E	24(1)	0.41(9)	-0.09(11)	22(2)
7586	16 ⁽⁺⁾	14 ⁽⁺⁾	809 ₂ ^E				10(1)
8490	18 ⁽⁺⁾	16 ⁽⁺⁾	904 ^C	11(1)	0.44(17)	-0.33(20)	7(1)
9494 (20 ⁺)		18 ⁽⁺⁾	1004				6(2)
$\Delta + 0$			454 ^C	10(1)	0.59(13)	0.01(15)	12(2)
			286 ^C	13(1)	0.36(9)	0.04(11)	7(1)
$\Delta + 324$			324 ^C	9(1)	0.09(12)	-0.16(15)	6(1)
$\Delta + 741$			741 ₂ ^E				3(1)
			417 ^C	7(1)	0.25(15)	0.06(18)	3(2)
$\Delta + 1227$			486 ^C	9(1)	-0.31(15)	0.13(19)	4(1)

I γ^B means the transition intensities deduced from $\gamma\gamma$ -coincidence

C means the presence of contamination peak of other nuclei

E means the presence of contamination peak in ¹¹⁰Sn

表 7

Excitation energies, spin-parity assignments,
transition energies, and angular correlation ratio
in ^{111}Sn

Ex	Ii	If	E γ	I γ	R
978	11/2 ⁻	7/2 ⁺	978	100(4)	0.18(2)
2026	15/2 ⁻	11/2 ⁻	1084	92(4)	0.19(2)
2984	19/2 ⁻	15/2 ⁻	922	39(2)	0.20(3)
3307	(19/2 ⁻)	15/2 ⁻	1245	14(1)	0.22(4)
4075	23/2 ⁻	19/2 ⁻	1091	11(1)	0.17(4)
		(19/2 ⁻)	768	22(1)	0.21(4)
4877	27/2 ⁻	23/2 ⁻	802	29(2)	0.20(3)
5747	31/2 ⁻	27/2 ⁻	870	19(1)	0.18(3)
6689	35/2 ⁻	31/2 ⁻	942	15(1)	0.19(4)
7684	39/2 ⁻	35/2 ⁻	995	11(1)	0.17(5)
8737	(43/2 ⁻)	39/2 ⁻	1053	7(1)	0.18(8)

Table of angular correlations for ^{111}Sn

Relative intensities for 978- and 1084-keV transitions
are determined from the results of angular distributions.

Intensities are normalized to the 978 keV transition of 100

表 8

Excitation energies, spin-parity assignments, energies, intensities,
angular distribution coefficients, and angular correlation ratio
in ^{112}Sn

Ex	Ii	If	E γ	I γ	a 2	a 4	I γ^B	R
1256	2 ⁺	0 ⁺	1257	288(5)	0.37(6)	-0.12(7)		0.30(1)
2247	4 ⁺	2 ⁺	990	229(4)	0.43(6)	-0.11(7)		0.35(2)
2521	4 ⁺ ₂	2 ⁺	1264	21(1)	0.26(10)	-0.11(13)		0.33(4)
2549	6 ⁺	4 ⁺	302	165(3)	0.34(6)	-0.11(7)		0.34(1)
2784	4 ⁺ ₂	2 ⁺	1527	33(1)	0.36(8)	-0.24(10)	30(2)	0.34(3)
2926	6 ⁺ ₂	6 ⁺	377	12(1)	0.13(25)	-0.32(30)	7(1)	0.33(5)
2946	4 ⁺ ₄	2 ⁺	1689	11(1)	0.50(15)	-0.21(19)		0.27(4)
3354	7 ⁻	6 ⁺	805	163(3)	-0.16(5)	-0.04(7)		0.52(2)
		6 ⁺ ₂	428				6(1)	0.54(8)
3414	6 ⁺ ₃	4 ⁺	1167	82(2)	0.35(7)	-0.20(8)	54(4)	0.31(2)
		4 ⁺ ₂	893	33(1)	0.27(9)	-0.10(11)	14(3)	0.40(7)
		4 ⁺ ₃	630	38(1)	0.48(8)	-0.02(9)	32(3)	0.32(3)
		4 ⁺ ₄	469	20(1)	0.25(13)	-0.55(17)	11(3)	0.30(3)
3430	8 ⁻	7 ⁻	76					
3693	9 ⁻	8 ⁻	263	107(2)	-0.04(5)	0.04(7)		0.45(1)
4077	8 ⁺	6 ⁺	663	125(2)	0.43(6)	-0.07(7)		0.30(1)
4581	10 ⁻	8 ⁻	1151	47(1)	0.38(9)	-0.17(11)	24(1)	0.34(4)
4680	10 ⁺	9 ⁻	987	37(1)	-0.35(9)	-0.04(13)		
		8 ⁺	602				3(1)	
4819	10 ⁺ ₂	8 ⁺	741	111(2)	0.32(6)	-0.16(7)		0.30(1)
4928	11 ⁻	9 ⁻	1235	61(1)	0.17(7)	-0.09(8)	47(2)	0.35(3)

Ex	Ii	If	E γ	I γ	a 2	a 4	I γ^B	R
5307	(11 ⁻)	9 ⁻	1614				3(1)	
		10 ⁻	726				4(1)	0.85(27)
5510	(12 ⁻)	10 ⁻	929				5(1)	
		11 ⁻	583				1(1)	0.58(19)
		(11 ⁻)	203				3(1)	0.54(10)
5564	12 ⁺	10 ⁺	884	26(1)	0.40(11)	-0.35(14)	23(2)	0.33(6)
		10 ⁺ ₂	745	67(1)	0.44(7)	-0.16(9)		0.30(2)
5630	(12 ⁻)	10 ⁻	1049				5(3)	0.27(8)
		11 ⁻	702				2(1)	
5684	12 ⁺ ₂	10 ⁺	1004				7(1)	
		10 ⁺ ₂	865	36(1)	0.38(9)	-0.15(11)		0.31(3)
5711		10 ⁺	1031				1(1)	
5821	(13 ⁻)	11 ⁻	893 ₂				8(1)	0.28(6)
		(12 ⁻)	311				3(1)	0.45(9)
5873	(13 ⁻)	(12 ⁻)	363				9(1)	0.42(6)
6304	(14 ⁻)	(12 ⁻)	794				2(1)	0.34(11)
		(13 ⁻)	430				3(2)	0.49(7)
6362	14 ⁺	12 ⁺	798	93(2)	0.37(7)	-0.17(8)	82(6)	0.34(2)
		12 ⁺ ₂	678				1(1)	
6399	13 ⁻	11 ⁻	1471	20(1)	0.31(12)	-0.28(15)		0.32(5)
		11 ⁻	688				2(1)	
6484	(14 ⁺)	12 ⁺	921	40(1)	0.46(8)	-0.03(10)	14(1)	0.33(7)
		12 ⁺ ₂	801				10(6)	
6741	14 ⁺	12 ⁺ ₂	1057				14(1)	0.29(7)
		14 ⁺	379				2(1)	
6790	14 ⁺	12 ⁺ ₂	1106				5(1)	0.25(10)

Ex	Ii	If	E γ	I γ	a 2	a 4	I γ^B	R
7100	(15 ⁺)	(14 ⁺)	616				7(1)	0.57(10)
		14 ⁺	359				5(1)	0.39(9)
7121		(14 ⁺)	637	10(1)	0.29(17)	-0.57(23)		0.37(10)
7208	15 ⁻	13 ⁻	809	26(1)	0.49(12)	-0.30(15)	18(1)	0.25(5)
7213	16 ⁺	14 ⁺	851	61(1)	0.22(8)	-0.14(11)		0.34(3)
8084	17 ⁻	15 ⁻	876	17(1)	0.22(14)	-0.39(18)	13(1)	0.26(7)
		16 ⁺	871				2(1)	
8114		(15 ⁺)	1014	16(1)	-0.50(14)	0.17(19)		0.38(11)
8145	18 ⁺	16 ⁺	932	39(2)	0.44(15)	0.10(18)	31(3)	0.35(4)
9046	19 ⁻	17 ⁻	962	22(1)	0.42(14)	-0.05(17)	11(2)	
9184	20 ⁺	18 ⁺	1039				12(1)	0.34(8)
10077	21 ⁻	19 ⁻	1031				3(1)	
10332	22 ⁺	20 ⁺	1148				4(1)	

I γ^B means the transition intensities deduced from $\gamma\gamma$ -coincidence

表 9

Excitation energies, assignments, energies,
intensities, angular correlation ratio in ^{114}Sn

Ex	Ii	If	E γ	I γ	R
1300	2 ⁺	0 ⁺	1300	100	0.86(3)
2189	4 ⁺	2 ⁺	888	69.2(22)	0.91(1)
2275	3 ⁻	2 ⁺	975	7.5(12)	1.20(11)
2614	4 ⁺ ₂	2 ⁺	1314	19.6(7)	0.94(4)
		(2 ⁺)	375	1.2(2)	0.94(19)
2614	4 ⁺ ₃	2 ⁺	1465	1.2(3)	
2815	5 ⁻	4 ⁺	628 ^c	70.8(22)	1.34(3)
		3 ⁻	540	9.6(8)	
3087	7 ⁻	5 ⁻	272	54.8(17)	0.78(2)
3189	6 ⁺	4 ⁺	1001	4.3(4)	0.89(11)
		4 ⁺ ₂	574	16.4(4)	0.87(4)
		4 ⁺ ₃	423	1.5(2)	0.53(18)
3190	8 ⁻	7 ⁻	103	14.4(4)	1.26(6)
3511	9 ⁻	8 ⁻	321	28.2(11)	0.93(2)
3871	8 ⁻	6 ⁺	682	17.6(4)	0.77(2)
4139	10 ⁺	9 ⁻	629 ^c	70.8(22)	1.34(3)
4673	10 ⁺ ₂	8 ⁺	801	13.8(5)	0.82(4)
4963		9 ⁻	1453	4.8(3)	
5182	12 ⁺	10 ⁺	1042	18.8(4)	0.75(2)
5548	12 ⁺ ₂	10 ⁺ ₂	875	7.6(4)	0.88(4)
5921	14 ⁺	12 ⁺	739	4.0(3)	0.62(8)

Ex	Ii	If	E γ	I γ	R
6046	14 ⁺ ₂	12 ⁺	864	10.6(4)	0.70(4)
		14 ⁺	124	< 1	
6266		14 ⁺	345	1.5(1)	1.08(17)
6342	14 ⁺ ₃	12 ⁺ ₂	794	4.4(4)	0.68(5)
6551		14 ⁺ ₂	505	6.4(3)	0.90(6)
			285	0.7(1)	1.10(20)
6925		14 ⁺ ₂	879	< 1	
			374	2.2(2)	1.05(15)
7205	16 ⁺	14 ⁺ ₂	1159	6.3(4)	0.89(7)
		14 ⁺ ₃	863	4.0(4)	0.68(6)
8143	18 ⁺	16 ⁺	938	2.7(3)	0.91(12)
9196	(20 ⁺)	18 ⁺	1053	1.3(1)	
10360	(22 ⁺)	(20 ⁺)	1164	1.0(1)	

C means the presence of contamination peak in ¹¹⁴Sn

表 1 0

Angular correlation ratio R^{cal}

defined in eq. ③

for ^{111}Sn , ^{112}Sn , ^{114}Sn

	λ_1	λ_2	σ	$R(^{111}\text{Sn})$	$R(^{112}\text{Sn})$	$R(^{114}\text{Sn})$
a)	2	2	0	0.13(3)	0.25(3)	0.73(4)
b)	2	2	2	0.16(3)	0.30(3)	0.82(4)
c)	2	1	0	0.31(6)	0.62(6)	1.73(8)
d)	2	1	2	0.28(6)	0.57(6)	1.58(8)

λ_1 means the multipolarity of gating γ -ray

λ_2 means the multipolarity of gated γ -ray

σ means the dispersion of the initial state

R means the angular correlation ratio defined in eq. ③
in which detection efficiency is corrected

^{110}Sn および ^{112}Sn の励起準位に対し反跳核飛行距離測定法により寿命測定を行った。実験は4回（#1～#4）行われ、その実験条件については§2. 6で説明された。イベントモードで取り込まれたデータから γ 線スペクトルを作る方法については、§3. 1. 2の方法を用いた。ここで作られる γ 線スペクトルは、中性子1個以上と同時計測関係にあり、かつ、“chance”の補正が行われている。

図35は、 $^{98}\text{Mo}(^{16}\text{O}, 4n)^{110}\text{Sn}$ 反応を用いた反跳核飛行距離測定法による実験#1で得られたスペクトルの例である。 ^{110}Sn における 1011 keV ($8^- \rightarrow 6^+$), 1175 keV ($11^- \rightarrow 9^-$), 1209 keV ($7^- \rightarrow 6^+$), および 1211 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) 遷移が、ターゲット・ストッパー間距離Dと共に変化する様子が示されている。図35上段で“Pb backing”と表示されたスペクトルは、鉛バックキング付きの ^{98}Mo ターゲットより得られたスペクトルである。ここでは、ターゲットから飛び出してシフトピークとなる γ 線はない。中段および下段のスペクトルにおいて検出器は後方約 140° に配置されているので、シフトピークが低エネルギー側にシフトしているのが見られる。

図36は、 $^{100}\text{Mo}(^{16}\text{O}, 4n)^{112}\text{Sn}$ 反応を用いた反跳核飛行距離測定法による実験#4で得られたスペクトルの例である。 ^{112}Sn における回転バンドのメンバーである 663 keV ($8^+ \rightarrow 6^+$), 741 keV ($10^+ \rightarrow 8^+$), および 745 keV ($12^+ \rightarrow 10^+$) 遷移が、Dと共に変化する様子が示されている。ただし、図36における横軸は、マイクロメートルの読みそのままの値である。上段は、ターゲット・ストッパー間距離約80 μm でのスペクトルであり、下段は、約160 μm でのスペクトルである。

このようなスペクトルから、ストップドピークの γ 線強度 I_{STOP} (I_0) とシフトピークの γ 線強度 I_{SHIFT} (I_s) を求めた。ターゲット・ストッパー間距離Dに対して、ピークの面積比 $I_0 / (I_0 + I_s)$ の変化する様子を図37, 38に示す。 I_s が精度よく決まらないピークに対しては、分母の $I_0 + I_s$ の代わりに、ビーム量を用いて I_0 を規格化した。具体的には、ビーム量に比例するピークの面積を用いて行った。

$I_0 / (I_0 + I_s)$ は、寿命 τ と次の関係で結ばれる。

$$\frac{I_0}{I_0 + I_s} = \exp\left(-\frac{D}{V_z \cdot \tau}\right) \quad \text{--- ①}$$

ここで V_z は、ターゲット・ストッパー間を走る残留核の速度のビーム軸成分である。この式は、上の準位の feeding time が、問題にしている準位の寿命に比べて無視できないほど長い場合には、その効果を含むように変更される。また、ターゲット・ストッパー間距離の絶対値はその相対値に比べて精度よく実験的に決まらない。よって、真のターゲット・ストッパー間距離 D とマイクロメーターの読み d を結び付ける

$$D = d + b$$

となるような定数パラメーター b を解析段階で導入した。

一般的に、feed する準位がある場合①式は、

$$\frac{I_0}{I_0 + I_s} = \sum_k B_k \left[\sum_i \left(\prod_j \frac{\tau_{ki}}{\tau_{ki} - \tau_{kj}} \right) \cdot \exp\left(-\frac{d + b}{\tau_{ki} \cdot V_z}\right) \right] \quad \text{--- ②}$$

となる [Ale78]。ここで B_k は、feed する準位が複数系列ある場合の各系列の重み（上からの分岐比）を表す。 τ_{ki} は、 K 系列 i 番目の準位の寿命である。

τ_{ki} および b をフリーパラメーターとし、 χ^2 を最小とする値をサーチした。②式中で考慮している準位の内、実験的に I_0 , I_s を求めることのできる γ 線遷移が2つ以上ある場合には、それぞれのデータに対するパラメーターサーチの段階で、対応するパラメーター τ_{ki} および b が、それぞれ一致するようにした。

－ 中性子放出による残留核の速度変化 －

この解析で必要になる V_z は、複合核の中性子放出による反跳とターゲット中のエネルギー損失により初期速度とは異なったものになる。中性子を N 個放出した後の V_z 分布 $\rho(V_z)$ は、次式で近似的に与えられる。

$$\rho(V_z) = (\text{定数}) \cdot \exp\left[\frac{-M^2}{2k \cdot T \cdot m} \cdot \frac{(V_z - V_0)^2}{N}\right] \quad \text{--- ③}$$

ここで M は中性子を放出する核の質量、 m は中性子の質量、 k はボルツマン定数、 T は中性子を放出する核の温度、 V_0 は中性子放出前の複合核の初期速度である。 T の値は、" CASCADE " (§ 2. 2) で計算された蒸発中性子のエネルギー分布を再現するように決めた。この値は、1.7 MeV であった。 $T = 1.0, 1.7, 3.0$ MeV の3通りに対応する速度分布 $\rho(V_z)$ を求め、寿命の解析を行ったところ、 $T = 1$ MeV と $T = 3$ MeV で寿命は 0.6 % しか変わらず、中性子放出の寿命に与える影響は無視できることがわかった。中性子放出は、ビーム速度の広がりを変化させるが、その重心は変えないので寿命への影響は小さかったと考えられる。

— ターゲットによる残留核の速度変化 —

ターゲット中での残留核のエネルギー損失およびその広がりを見積もるに当たっては、モンテカルロプログラム " MCDS " の与えるシフテッドピークの形と実験的に得られたシフテッドピークの形を比較する方法を用いた。" MCDS "[Cur69] は、残留核が γ 線を放出するときの残留核の速度をモンテカルロ法により計算する。さらに、標準線源あるいはストップドピークから得られる γ 線ピークの形と検出器の角度を指定することにより、指定した角度の検出器が観測するであろうシフテッドピークの形を計算する。

このプログラム中、残留核のターゲット中での stopping power は、次式で与えられる。

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho} \right) = f_e \cdot \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)_e + f_n \cdot \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)_n \quad \text{--- ④}$$

④式中 $(d\varepsilon/d\rho)_e$ および $(d\varepsilon/d\rho)_n$ はそれぞれ L S S 理論 [Lin63] で与えられる electronic stopping power および nuclear stopping power である。 f_e および f_n は、フリーパラメーターとして扱い、計算されたシフテッドピークの形が実験的に得られたシフテッドピークの形と一致するように、 f_e および f_n を決めた。

用いるべきシフテッドピークとしては、適当な寿命を持つ準位からの γ 線を利用しなくてはならない。寿命が短すぎると ($\tau \leq 0.5$ psec) ターゲットを突き

抜ける前に γ 線を放出するため、エネルギー損失を小さく見積ってしまう。逆に、ストッパーで止まってから γ 線を放出するほど寿命が長いと、シフトピークは速度の遅い残留核だけを起源とするので、速度を小さく見積ってしまう。この要求を満たす γ 線として、 ^{110}Sn に対しては 1175 keV ($11^- \rightarrow 9^-$)、 ^{112}Sn に対しては 1167 keV ($6^+ \rightarrow 4^+$) を採用した。

こうして決定した $f_o \sim 1.3 \pm 0.1$, $f_n \sim 0.7 \pm 0.2$ に対し計算された残留核の速度分布を寿命解析に用いた。 f_o および f_n の持つ誤差が寿命に与える影響を調べたところ、677 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 厚の ^{100}Mo ターゲットに対しては、寿命に 3 % の変化をもたらし、それより厚い 950 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 厚の ^{98}Mo ターゲットに対しては、5 % の変化をもたらすことがわかった。

表 1.1 に得られた寿命を示すが、その誤差としては、統計誤差およびピーク・フィット時に生じる誤差の他に、feeding time の不確定さからくる誤差、 f_o および f_n からくる誤差を含んでいる。

表 1 1 ^{110}Sn および ^{112}Sn における励起準位の寿命
と 換算遷移確率

Nuclide	Ex(keV)	τ [psec]	$E\gamma$	J_i^{π}	J_f^{π}	δ	$B(M1)$ [$0.01 \mu_n^2$]	$B(E2)$ [$e^2 \text{fm}^4$]
^{110}Sn	5108	75 ± 23	1175	11^-	9^-			4.8 ± 1.5
	4894	$\tau < 30$	1129	10^-	8^-			
	3923	175 ± 27	168	9^-	8^-	$0.07(2)^a$	$6.0^{+1.1}_{-0.8}$	150^{+100}_{-80}
	3765	1.67 ± 0.14^b	78	8^-	7^-	$0.05(3)^c$	2.7 ± 0.3	160^{+240}_{-100}
			1011	8^-	6^+			6.5 ± 0.8^d
			1287	8^-	6^+			0.6 ± 0.1^d
^{112}Sn	4928	$\tau < 30$	1235	11^-	9^-			4.8 ± 1.5
	4581	$\tau < 30$	1151	10^-	8^-			
	3693	68 ± 9	263	9^-	8^-	$0.14(1)^a$	$4.3^{+0.7}_{-0.5}$	175 ± 35
	3430	0.90 ± 0.05^b	76	8^-	7^-	$0.04(3)^c$	6.5 ± 0.4	260^{+530}_{-250}
	6399	$\tau < 15$	1471	13^-	11^-			
	5684	$\tau < 30$	865	12^+	10^+			
	5564	$\tau < 30$	745	12^+	10^+			
	4819	$0.8 < \tau < 0.6$	741	10^+	8^+			$(1.0 \pm 0.6) \times 10^3$
	4077	$3.9 < \tau < 17.9$	663	8^+	6^+			$(2.7 \pm 1.8) \times 10^3$

a ; [Poe80] のデータとの重み付き平均値

b ; [nsec]

c ; [Poe80] からの抜粋

d ; $B(M2)$ 値 [$\mu^2 \text{fm}^2$]

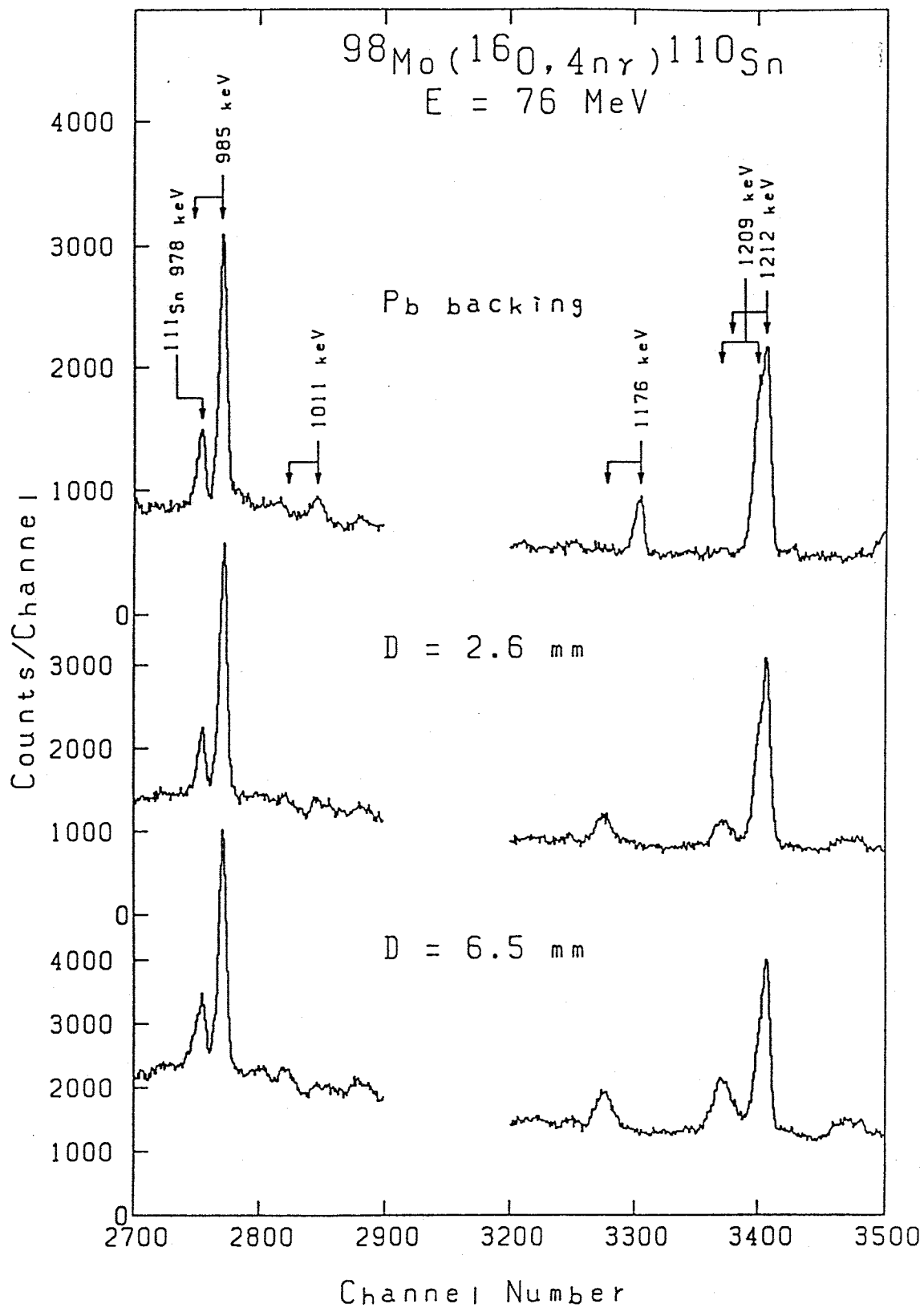


図 3.5 $^{98}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応において、中性子 1 個以上と
 同時計測された Ge 検出器による γ 線スペクトル

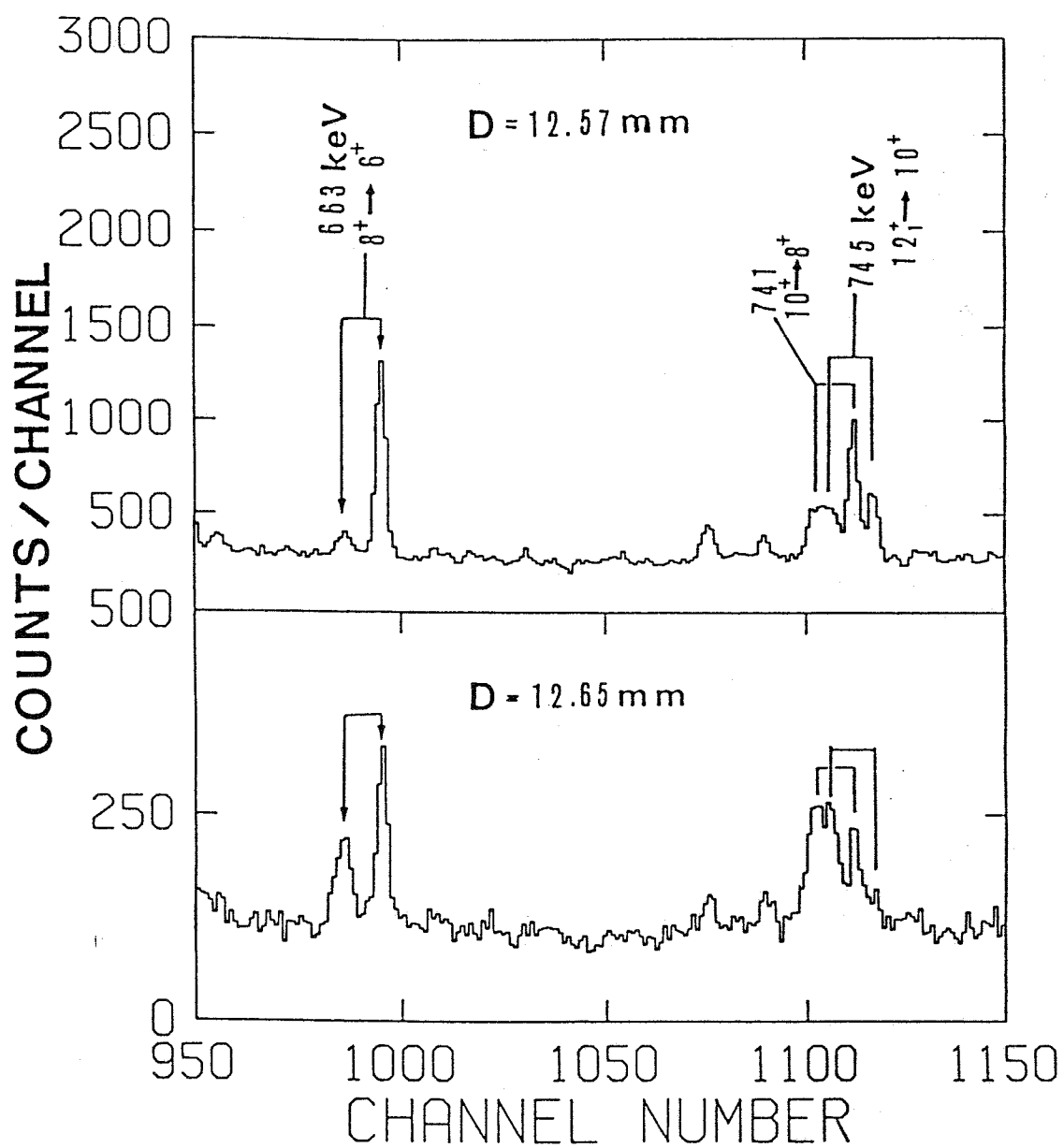


図 3 6 $^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応において、中性子 1 個以上と
同時計測された BGOACS による γ 線スペクトル

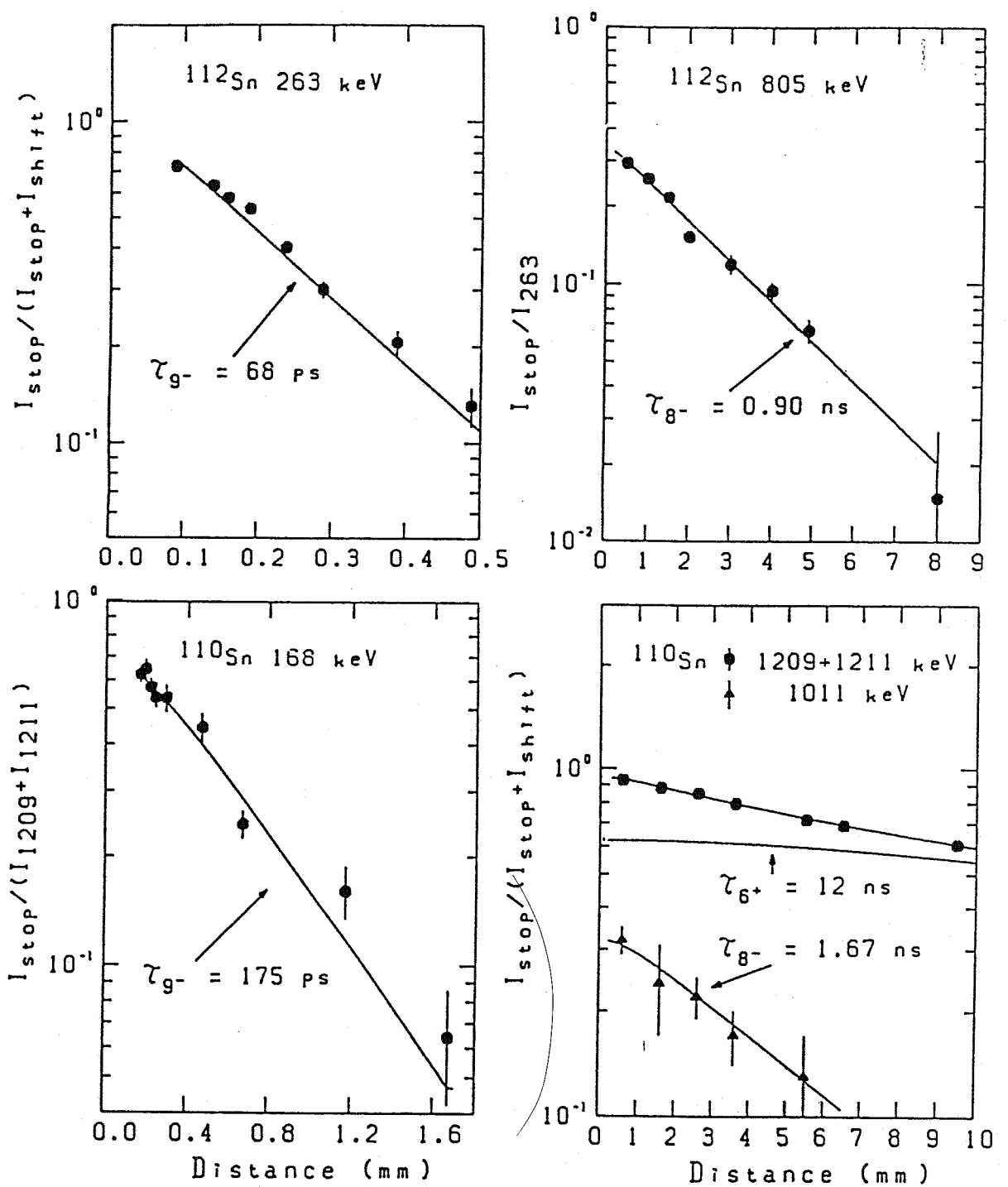


図 3 7 ^{110}Sn および ^{112}Sn における 9^- および 8^- 準位からの崩壊曲線
 ^{110}Sn の 1209 keV に対する実験点は、1211 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) を含んでいる。
 1211 keV の decay time (6^+ の 12 nsec で決まる) を差し引いた結果が、
 $\tau(8^-) = 1.67 \text{ ns}$ と示した実線である。これは、 8^- からの 1011 keV に対する
 実験点 (黒三角) と一致している。

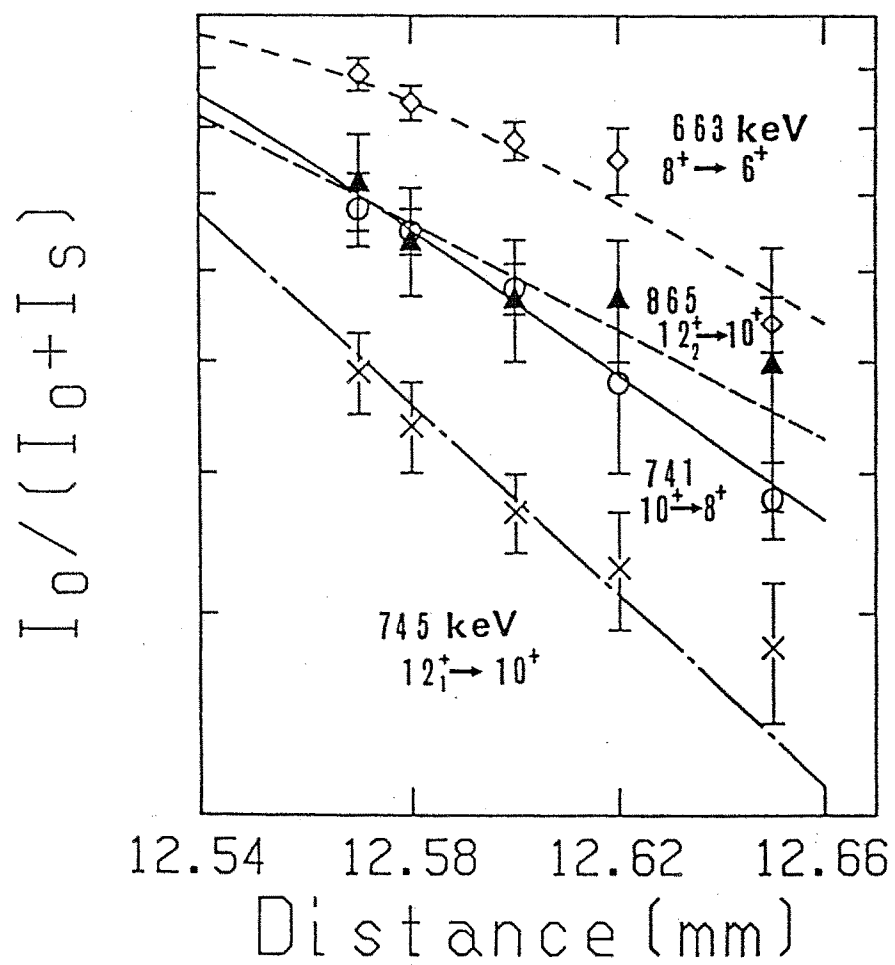


図 3.8 ^{112}Sn における回転バンドメンバーからの崩壊曲線

3. 2 励起準位の同定

3. 2. 1 ^{110}Sn

図 3 9 に ^{110}Sn の準位図を示す。この図は、本研究で得られた全ての準位を含んでいる。図 4 0 a は、 $^{98}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応で得られた $\gamma\gamma$ 同時計測の all gate spectrum である。 ^{110}Sn 起源の γ 線 281, 985, 1209, 1211 keV 等の他に、競争チャンネルである ^{110}In , ^{107}Cd , ^{108}Cd , ^{111}Sn からの γ 線も見られる。しかしながら、主チャンネルは、 ^{110}Sn である。

^{110}Sn の高スピン準位に関しては、我々の実験の前には、[Poe80, Bro79] の報告がある。そこでは、励起エネルギー 5.335 MeV (11^-) までの準位が同定されている。図 4 0 b は、 $^{98}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応で得られた 1211 keV ゲートスペクトルであるが、そこには、彼らの報告した γ 線が、はっきりと見える。彼らの準位図と我々の準位図は、次の 3 点を除き一致する。

1) 彼らは、 $6^+ \rightarrow 4^+$ の遷移エネルギーを 282.9 keV としているが、これは正しくは、281.0 keV である。この原因は、彼らも指摘しているように、彼らのスペクトルには、 ^{110}In の $1^+ \rightarrow 2^+$ (283 keV) が ^{110}Sn の $6^+ \rightarrow 4^+$ (281 keV) と重なっていたためと考えられる。

2) 彼らは、 7^- の励起エネルギーを 3692.0 keV としている。 7^- の励起エネルギーは、 6^+ の励起エネルギーと $E\gamma$ ($7^- \rightarrow 6^+$) の和となるべきである。彼らのデータを用いると、 7^- の励起エネルギーは、3689.3 keV となり、明らかに、足し算のミスをしている。この結果、彼らの準位図は、 7^- より上では全て 3 keV ずれている。1) で述べた 281 keV を 283 keV としていたことと合わせると、真の値と 5 keV のずれを生じている。

3) 彼らは、324.6 keV と 487.1 keV の γ 線を両方とも、 6^+ の上に同定している。しかし、我々のデータでは、324 keV と 487 keV は同時計測関係にあり、彼らの同定と矛盾がある (図 4 3 X)。

次に、励起エネルギー 5 MeV 以上の領域で、新たに同定された準位に関して議論する。

☆ 4003 keV および 4316 keV 準位

4003 keV 準位は、初めて見いだされた準位である。312 keV および 1249 keV ゲートのスペクトルでは、 $6^+_{2} \rightarrow 6^+$ の 276 keV が強く見える (図 4 3 X)。また、312 keV と 1249 keV の γ 線も同時計測関係にある。この事実と、 γ 線強度関係

$$I \gamma (312 \text{ keV}) < I \gamma (1249 \text{ keV})$$

より、1249 keV を 312 keV の下流に同定した。

以上により、 ^{110}Sn の 4003 keV と 4316 keV 準位を同定した。4316 keV 準位の存在は、384 keV の γ 線によっても確認された。この 4316 keV 準位は、[Poe80] で言うところの 4321.7 keV 準位 [10^{-1}] に対応する準位である。

☆ 4778 keV および 5227 keV 準位

両方とも、初めて見いだされた準位である。4778 keV 準位の存在は、846 keV と 1092 keV という 2 本の γ 線によって確認された。ここで、1092 keV は、 ^{108}Cd 、 ^{111}Sn および ^{110}Sn 、それぞれに起源を持つ 3 重の γ 線である。 ^{108}Cd 中の 1092 keV は、角分布の係数が報告されているので [Sam78]、その寄与を差し引くと、

$$A_2 = 0.58 \pm 0.17$$

$$A_4 = 0.09 \pm 0.20$$

となる。 ^{110}Sn と ^{111}Sn の割合は、50 % ずつであることが、 $\gamma\gamma$ 同時計測による γ 線強度により求まり、 ^{110}Sn および ^{111}Sn の 1092 keV の両方とも四重極型の角分布であることがわかった。このことから、4778 keV 準位のスピンを 9 と同定した。 $n\gamma$ 角相関で決まる γ 線強度を、 $\gamma\gamma$ 同時計測で得られた γ 線強度と比較するにあたり、 $n\gamma$ 角相関の実験では、中性子を検出することにより ^{110}Sn の γ 線が ^{111}Sn の γ 線より強調されるという効果の補正を行った。

5227 keV 準位は、332, 1294, 449 keV という 3 本の γ 線から存在が確認された。449 keV は双極子型の角分布であることと、1294 keV も双極子型の角分布であることから、5227 keV のスピンを 10 と同定した (図 4 3 Y)。

この準位は、重い Sn 同位体で見いだされている中性子の 2 準粒子励起準位 10^+ と類似性があり (§ 4. 10 参照)、よってこの準位のパリティをプラスと同定した。

☆ 6045 keV, 6208 keV および 6640 keV 準位

何れも、初めて見いだされた準位である。6045 keV 準位は、937 keV、および 715 keV の 2 本の γ 線から確認された (図 4 3 Z)。

☆ 6036 keV, 6777 keV, 7586 keV, 8490 keV および 9494 keV 準位
(回転バンド)

何れも、初めて見いだされた準位である。809 keV は、 ^{110}Sn に 2 本と、 ^{110}In に 1 本存在し、3 重のピークである (図 4 1)。 $\gamma\gamma$ および $n\gamma$ のデータを用いて、 ^{110}Sn における 809₁ と 809₂ の γ 線強度を求めた。741 keV は、 ^{110}Sn 中に 2 本存在する。 $\gamma\gamma$ のデータを用いて、このバンド内の 741 keV とバンド外の 741 keV、それぞれの γ 線強度を求めた。

809₁, 741, 809₂ および 904 keV の γ 線は、四重極型の角分布であることが確認された。よって、6036, 6777, 7586 および 8490 keV 準位のスピン・パリティを $12^{(++)}$, $14^{(++)}$, $16^{(++)}$, $18^{(++)}$ と同定した。1004 keV γ 線の角分布は得られなかったが、この γ 線に基づき同定された 9494 keV 準位は、この回転バンドのエネルギー規則、 $E_{\gamma} = I \cdot (I+1)$ によく従うので、回転バンドのメンバーと考え、 (20^+) と同定する。 正パリティと予想したのは、 ^{112}Sn において同定された正パリティバンドとの類似性に基づく。

☆ $\Delta-454$, $\Delta-286$, Δ , $\Delta+741$ および $\Delta+1227$ keV 準位

この一連の準位群は、 ^{110}Sn とは、わかったが、準位図に組み込めなかったものである。この準位群からの遷移の一部は、5330 keV (11^-) 準位に崩壊することが確認された。486 keV および 324 keV の γ 線は、[Poe80]では、2477 keV (6^+) 準位の上に同定されているが、この 2 本の γ 線は、準位図の左上に示した同時計測関係があるので、[Poe80]の同定とは、矛盾がある。

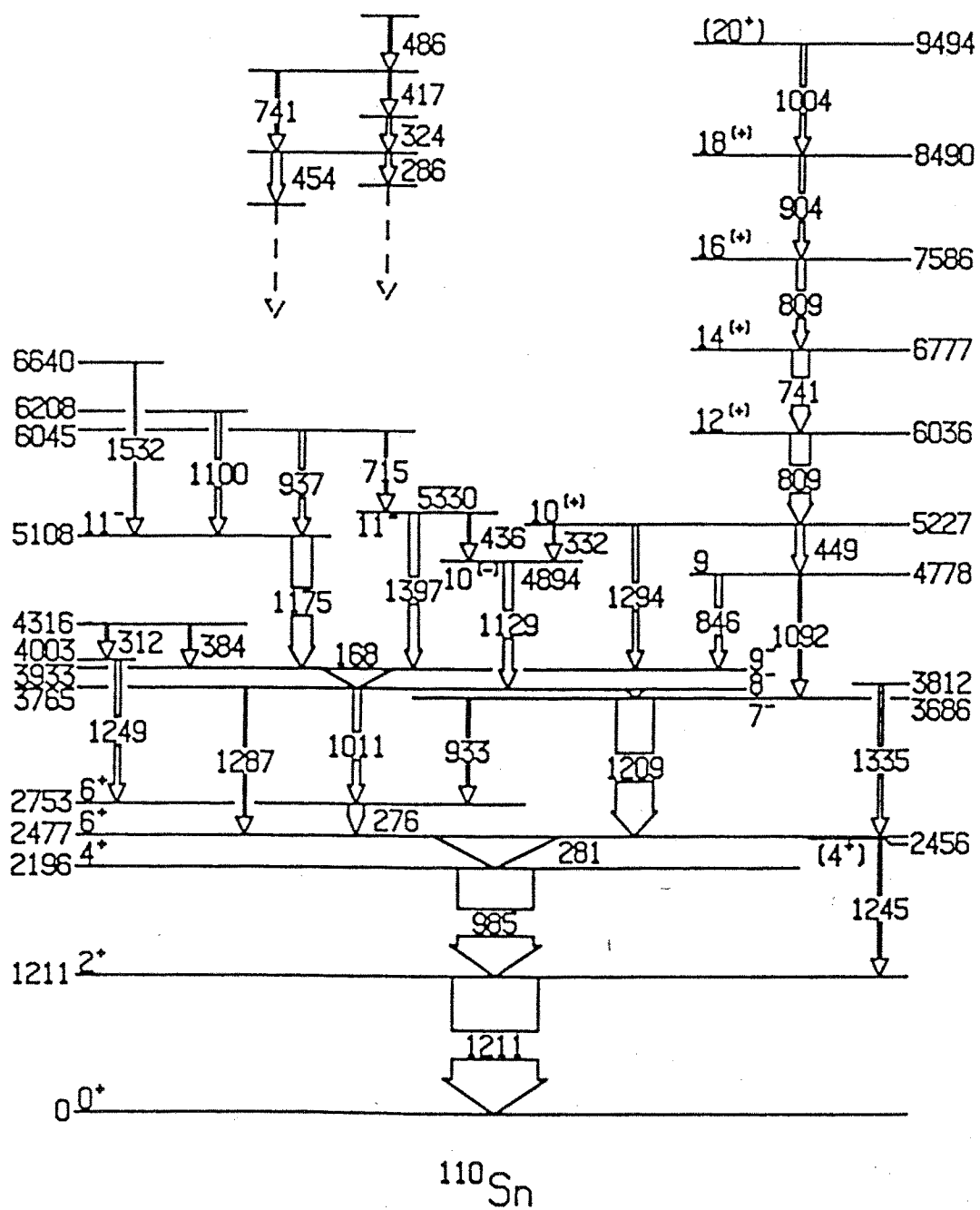


図 3 9 ^{110}Sn の準位図

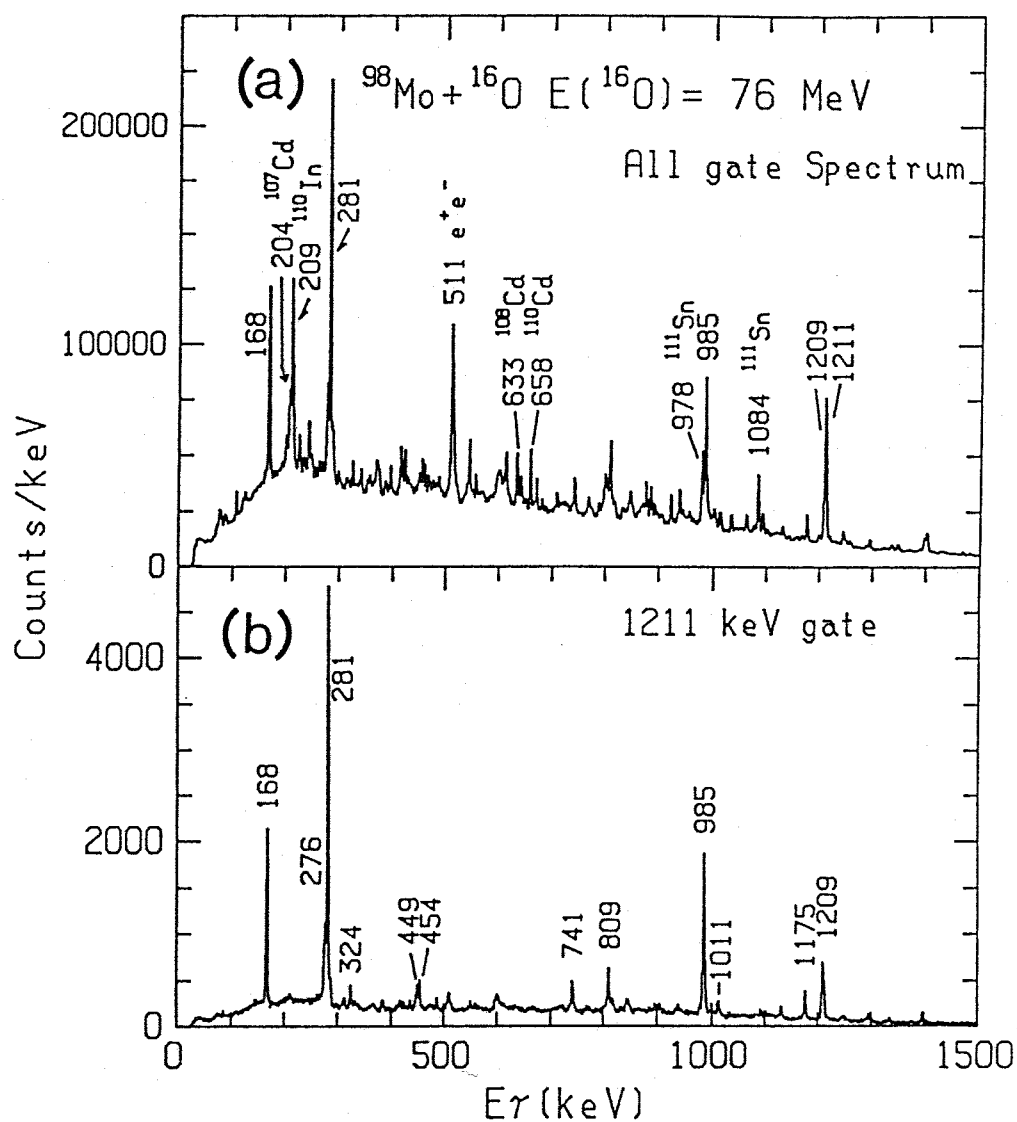


図 40 $^{98}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ における $\gamma\gamma$ 同時計測スペクトル

これらは、chance および background の補正を行っている。

(a) All gate spectrum

(b) 1211-keV gate spectrum

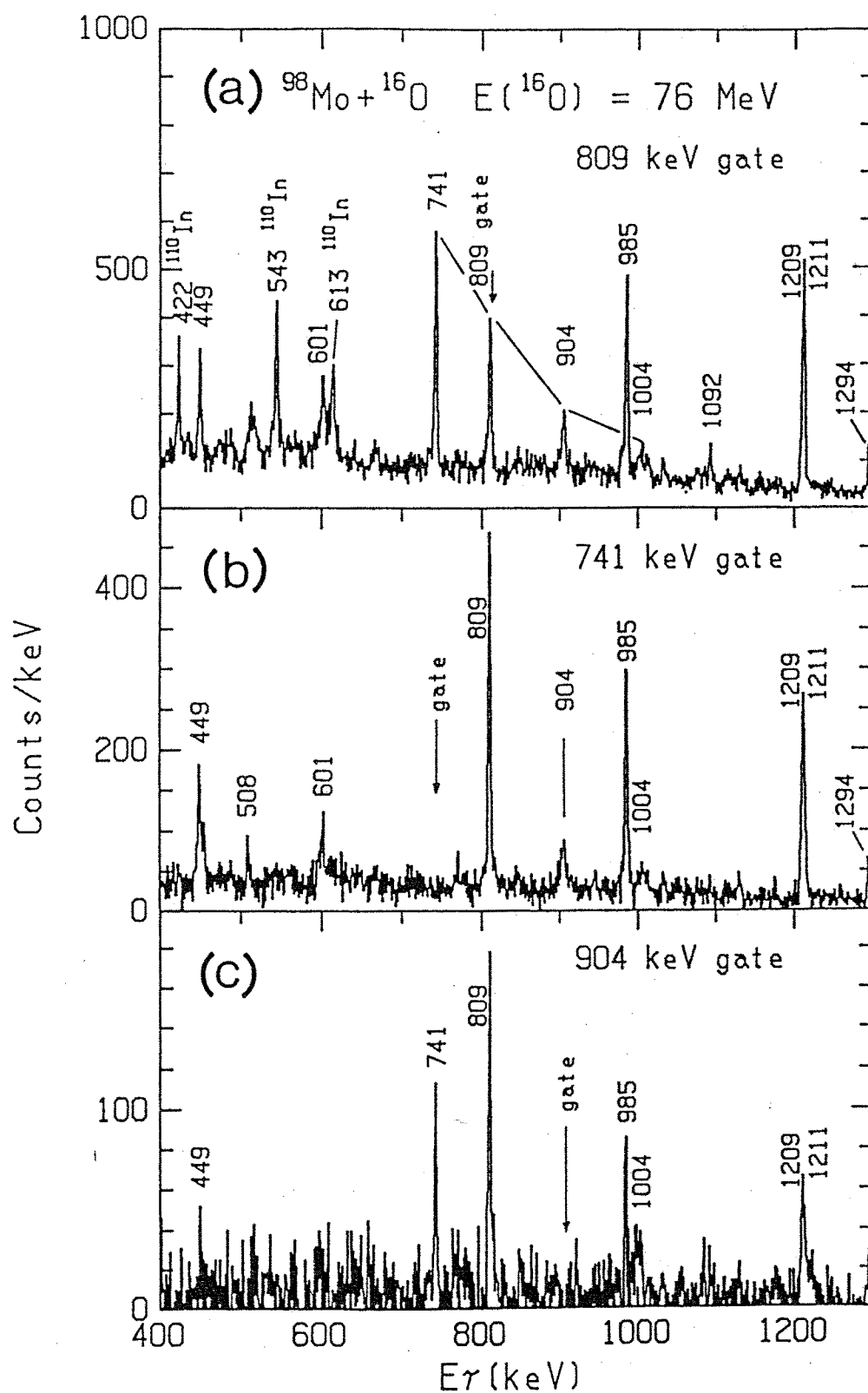


図 4 1

図 4 0 の注参照

- (a) 809-keV gate spectrum
- (b) 741-keV gate spectrum
- (c) 904-keV gate spectrum

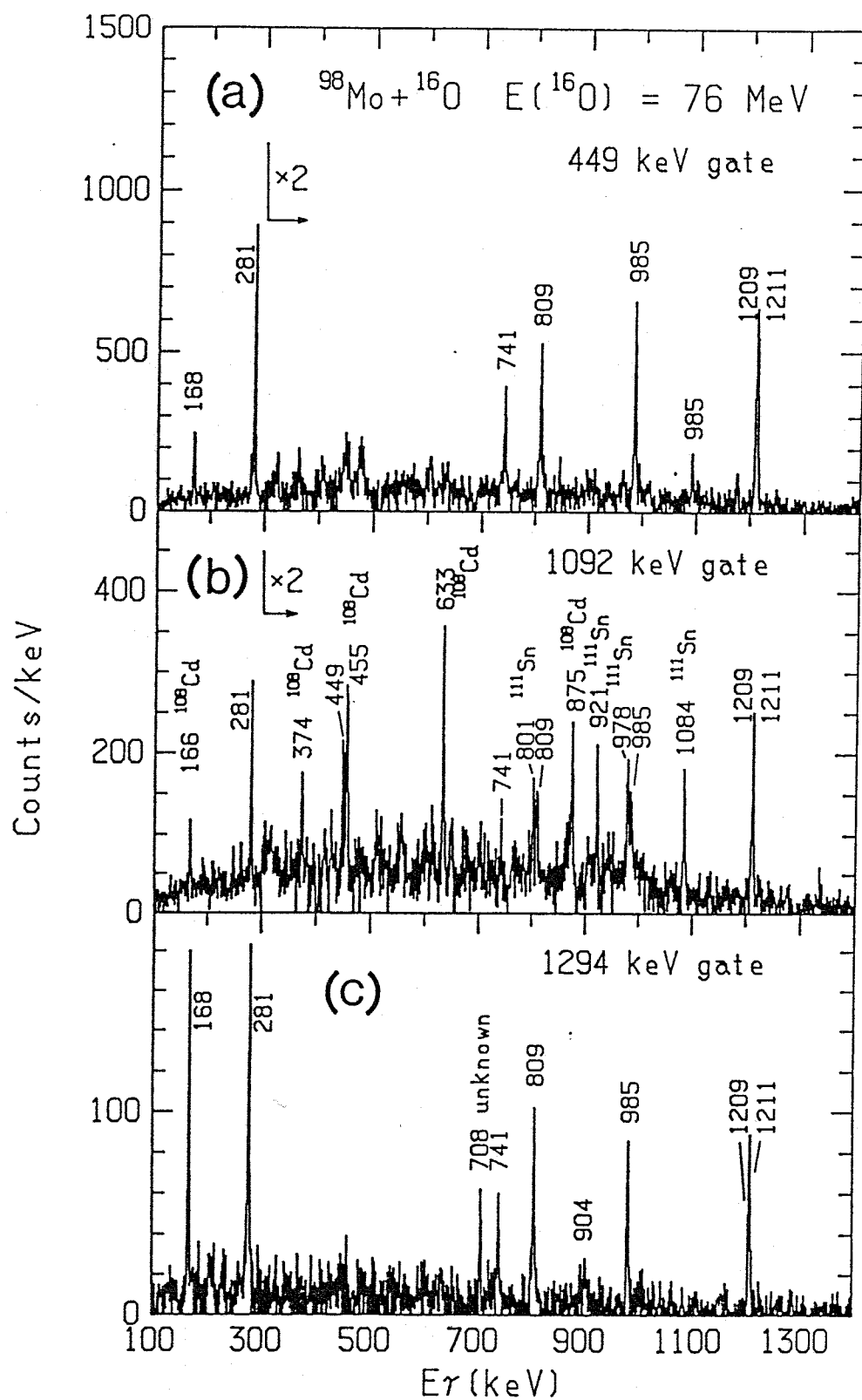


図 4 2

図 4 0 の注参照

- (a) 449-keV gate spectrum
- (b) 1092-keV gate spectrum
- (c) 1294-keV gate spectrum

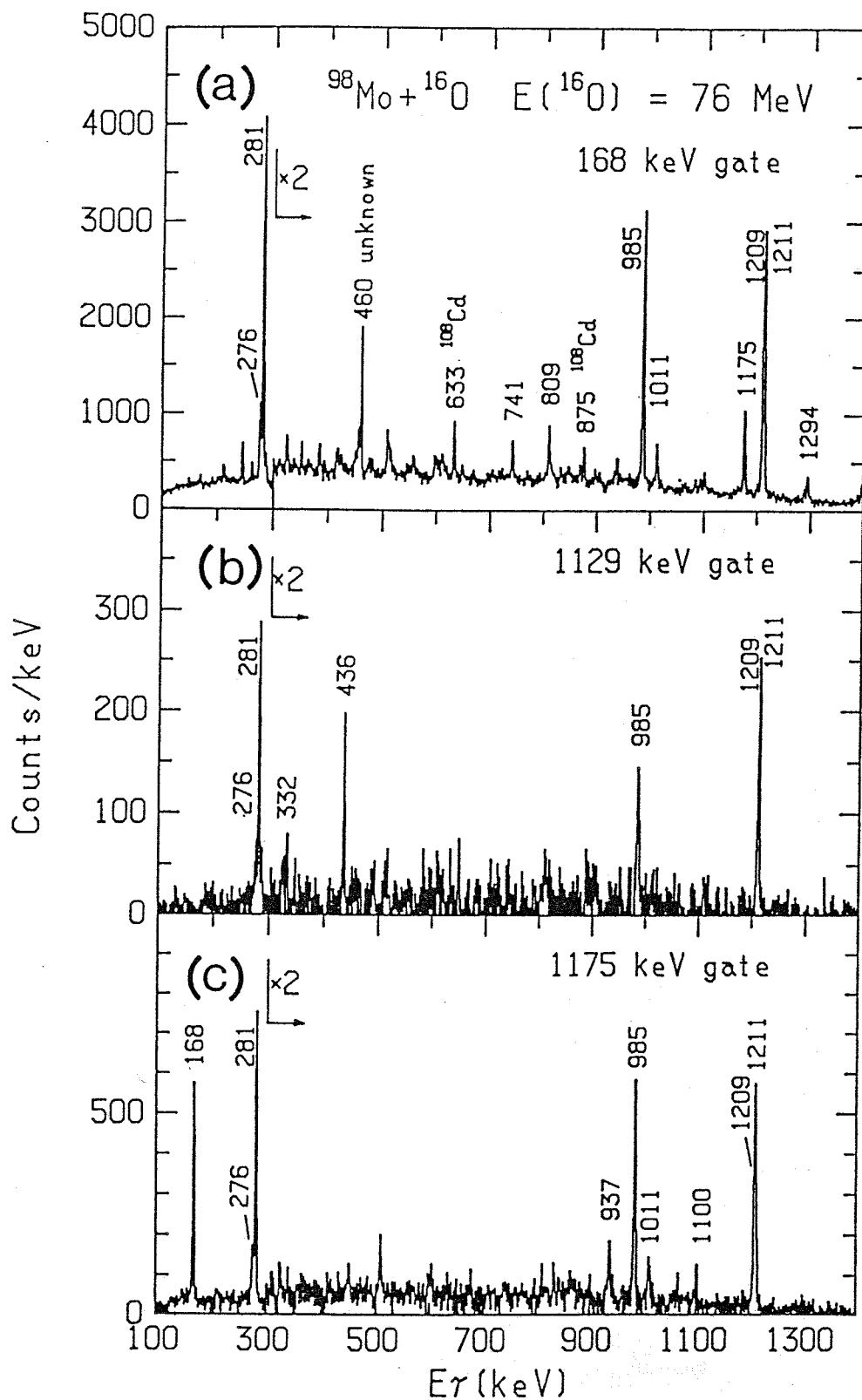


図 4 3

図 4 0 の注参照

- (a) 168-keV gate spectrum
- (b) 1129-keV gate spectrum
- (c) 1175-keV gate spectrum

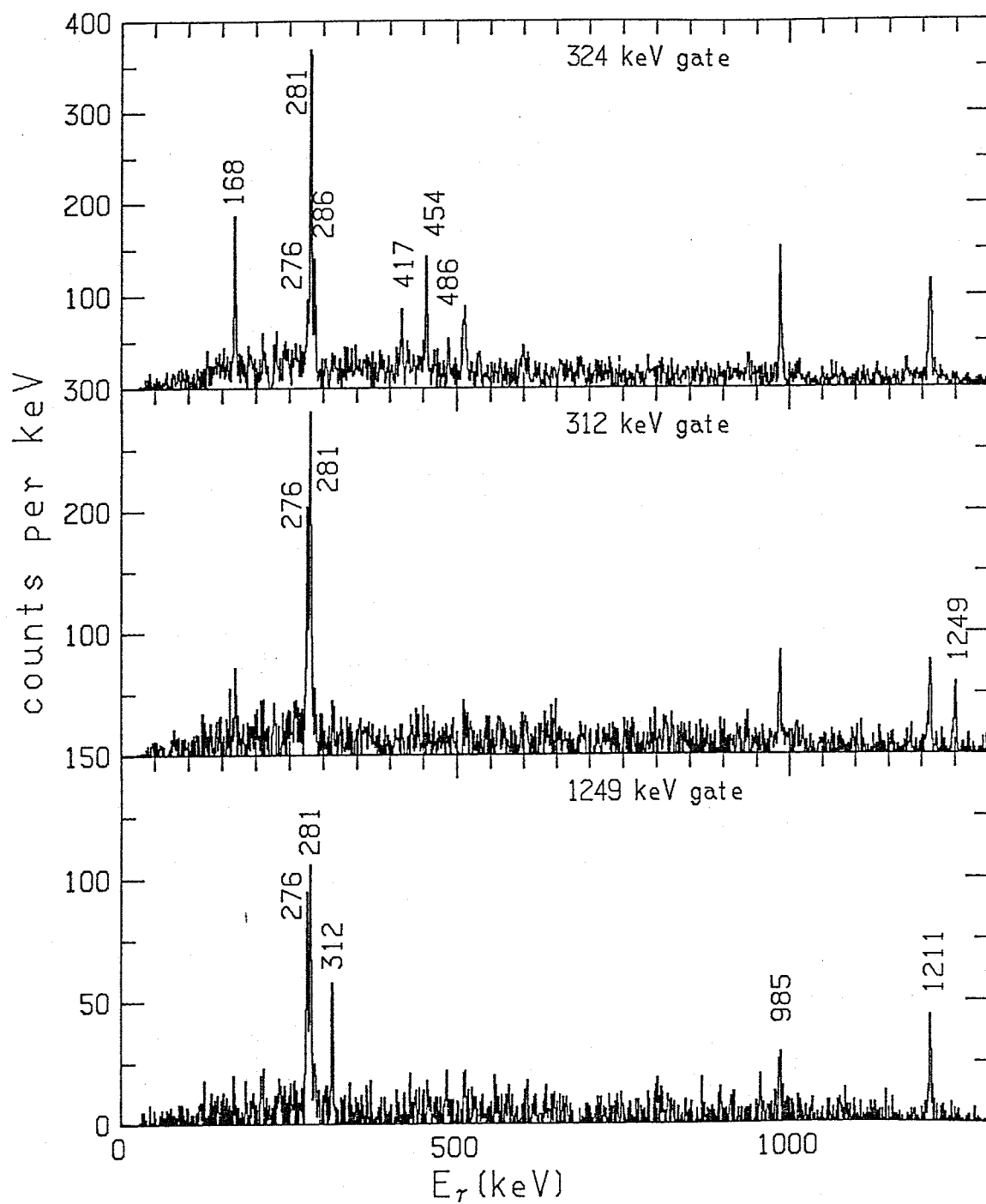


図 4 3 X

図 4 0 の注参照

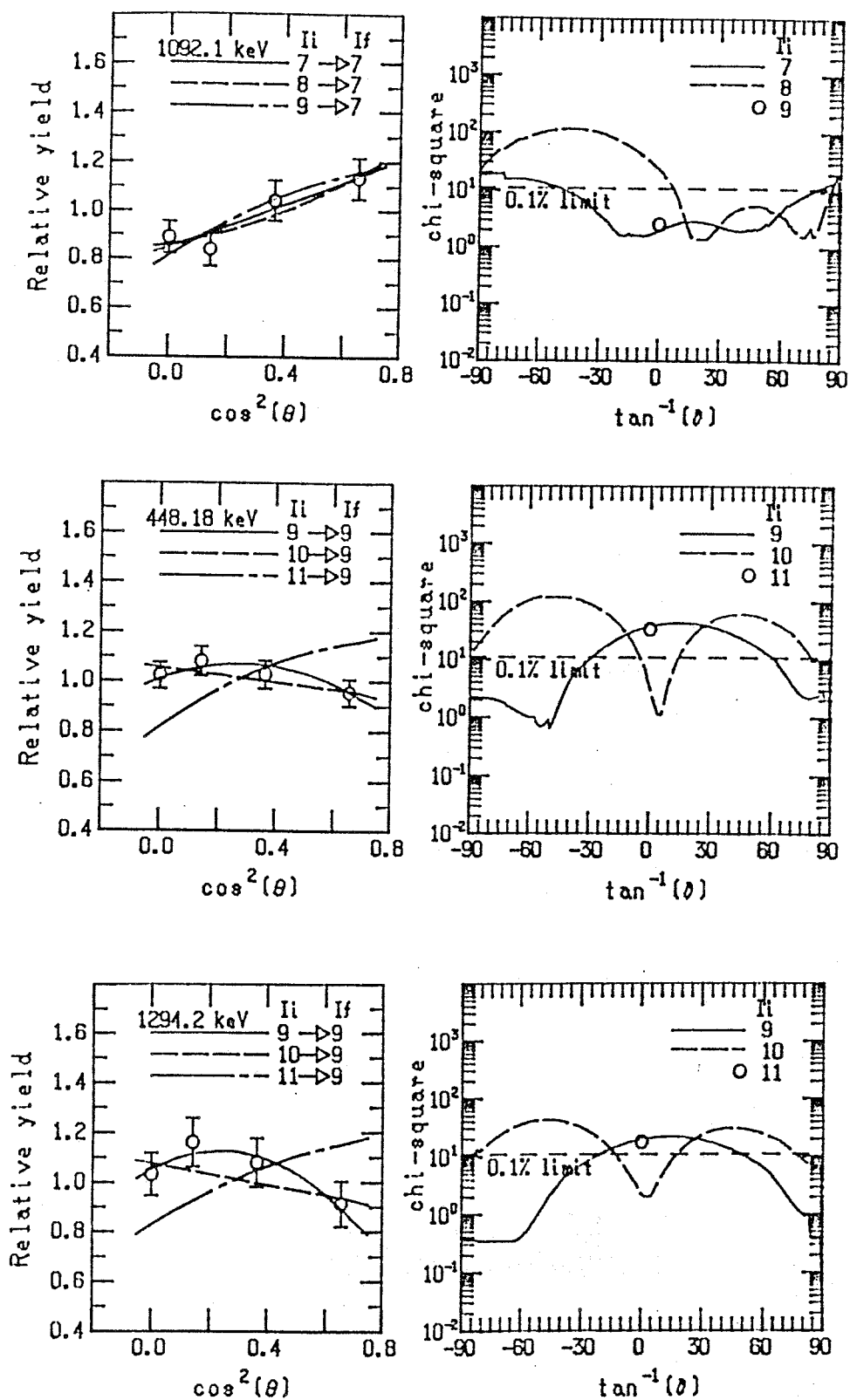


图 4 3 Y γ 線角分布 (§ 3. 1. 2 参照)。

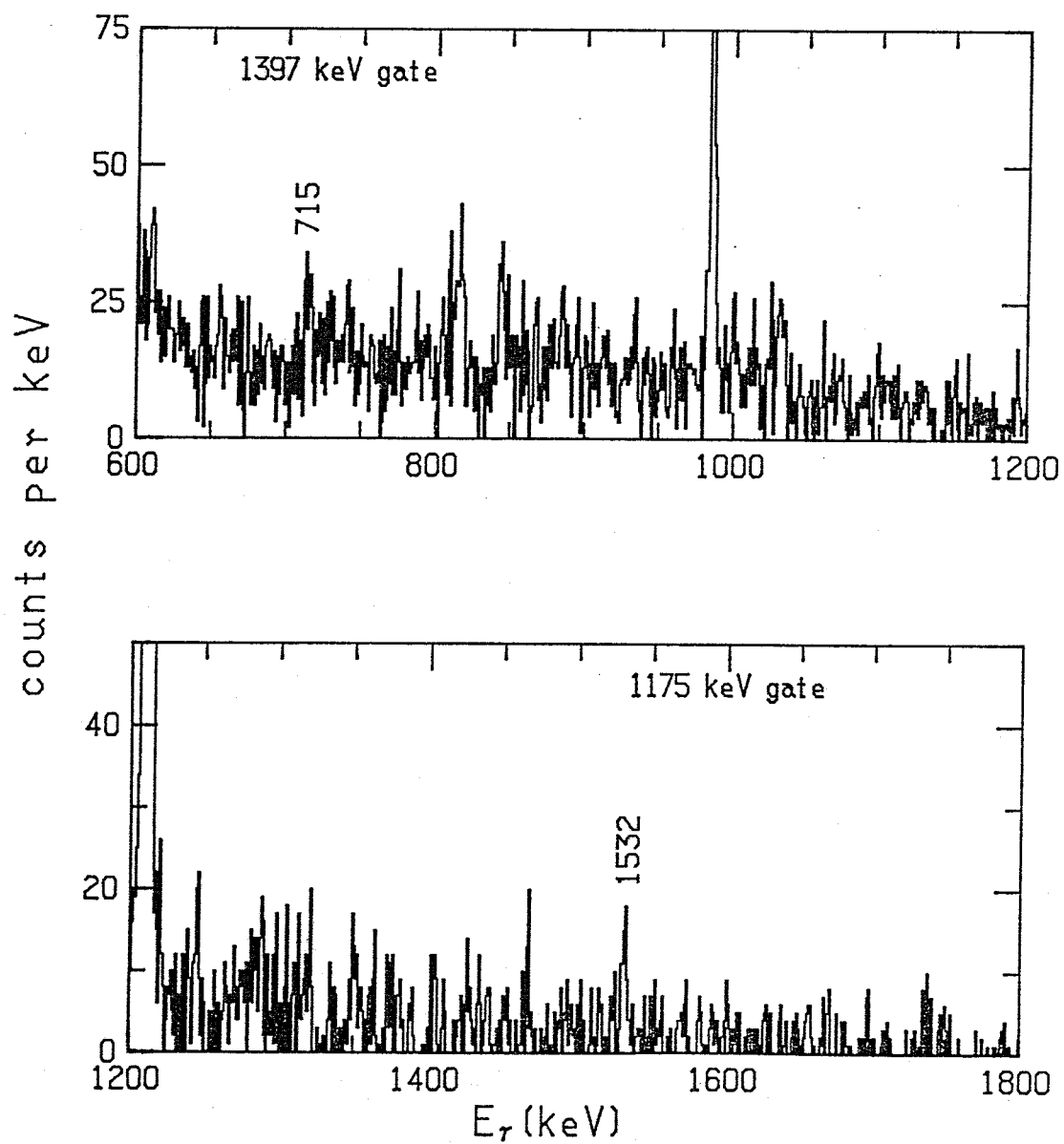


図 4 3 Z 図 4 0 の注参照

^{111}Sn の準位図組立ては、 $^{93}\text{Mo}+^{16}\text{O}$ 反応による $\gamma\gamma$ 同時計測に基づいて行われた。これは、 ^{110}Sn の準位図組立に用いたものと同じ反応である。図 4 4 に本研究で得られた ^{111}Sn の準位図を示す。励起エネルギーが 4 MeV 以下の準位は、[Has79, Pra84] で報告されているものと一致する。本研究により、励起エネルギーが 4 MeV 以上の準位が初めて同定された。

図 4 5 a には、1084 keV 遷移でゲートしたスペクトルを示す。これまでに知られていた 978 keV や 922 keV γ 線などの他に、802, 870, 942, 995 および 1053 keV という新しい γ 線が見られる。例として、870 keV と 942 keV 遷移でゲートしたスペクトルを図 4 5 b c に示すが、この 5 本の γ 線遷移は、互いに同時計測関係にあり、一連のバンドを形成することがわかる。これらのスペクトルには、768 keV および 1091 keV の γ 線も見える。 $\gamma\gamma$ 同時計測関係を調べることにより、この 2 本の γ 線遷移は上述のバンドとこれまでに知られていた 2984 keV および 3307 keV 準位を図 4 4 で示したように結び付けていることがわかった。新たに同定された 4075, 4877, 5747, 6689, 7684 および 8737 keV 準位から崩壊する γ 線は、 $\gamma\gamma$ 角相関の解析から四重極子型であることがわかった (表 7)。そこで、これらの準位を、それぞれ、 $23/2^-$, $27/2^-$, $31/2^-$, $35/2^-$, $39/2^-$ および ($43/2^-$) と同定した。負パリティとした理由は、3307 keV 準位から $15/2^-$ (2062 keV) 準位へだけ遷移がみられ、 $15/2^+$ (2065 keV) 準位への E2 遷移がないからである。もし、3307 keV 準位が、 $19/2^+$ であれば、 $15/2^+$ (2065 keV) 準位への E2 遷移が、 $15/2^-$ (2062 keV) 準位への M2 遷移より強くなると予想されるが、これは実験事実と逆であるので、3307 keV 準位を $19/2^-$ とした。3307~8737 keV 準位は、エネルギー間隔から一連の回転バンドのメンバーと考えられるので、4075~8737 keV 準位も 3307 keV 準位と同じ負パリティとした。図 4 4 において、8737 keV 準位のスピンのみ括弧付きで示されたのは、1053 keV 遷移に対して得られる角相関係数の誤差が大きかったためである。

本研究で初めて同定された準位としては、この回転バンドの他に、4157 keV 準位がある (図 4 4 左上)。

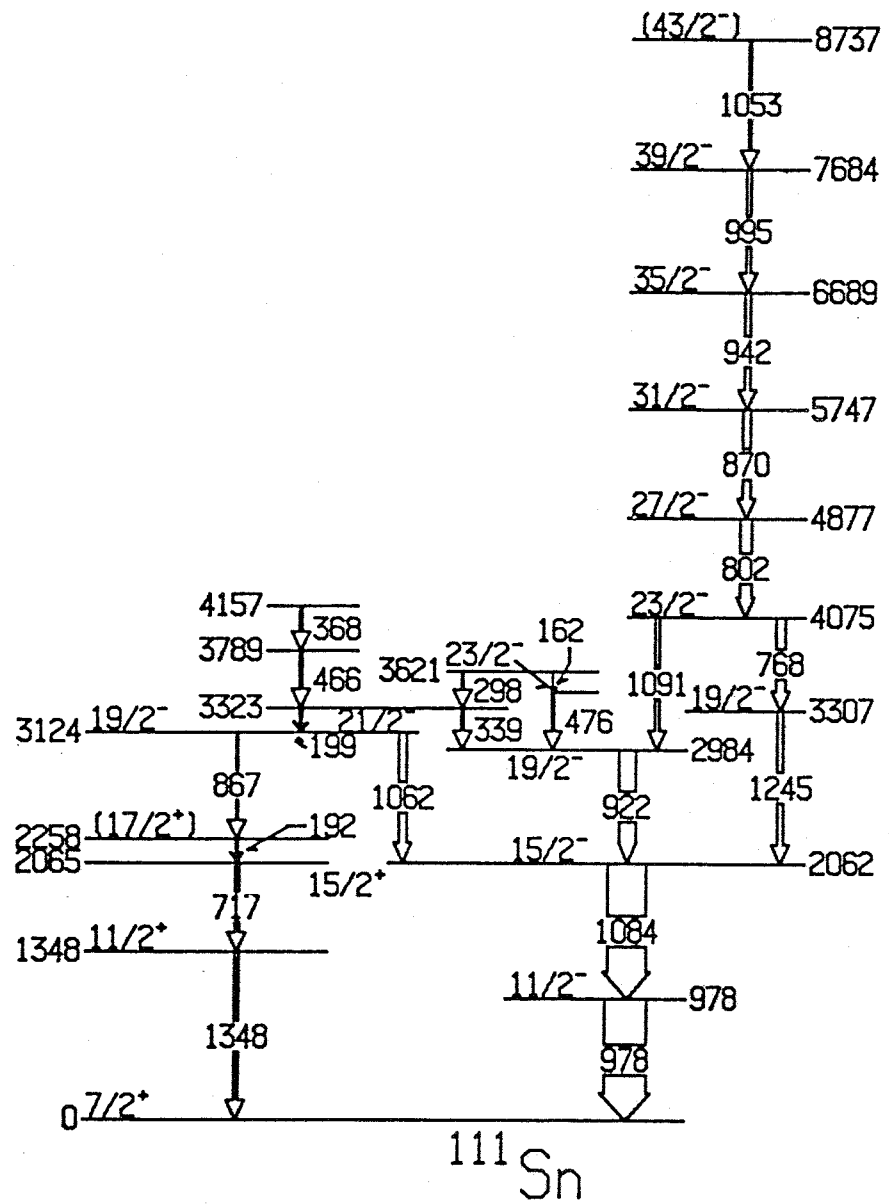


図 4 4 ^{111}Sn の準位図

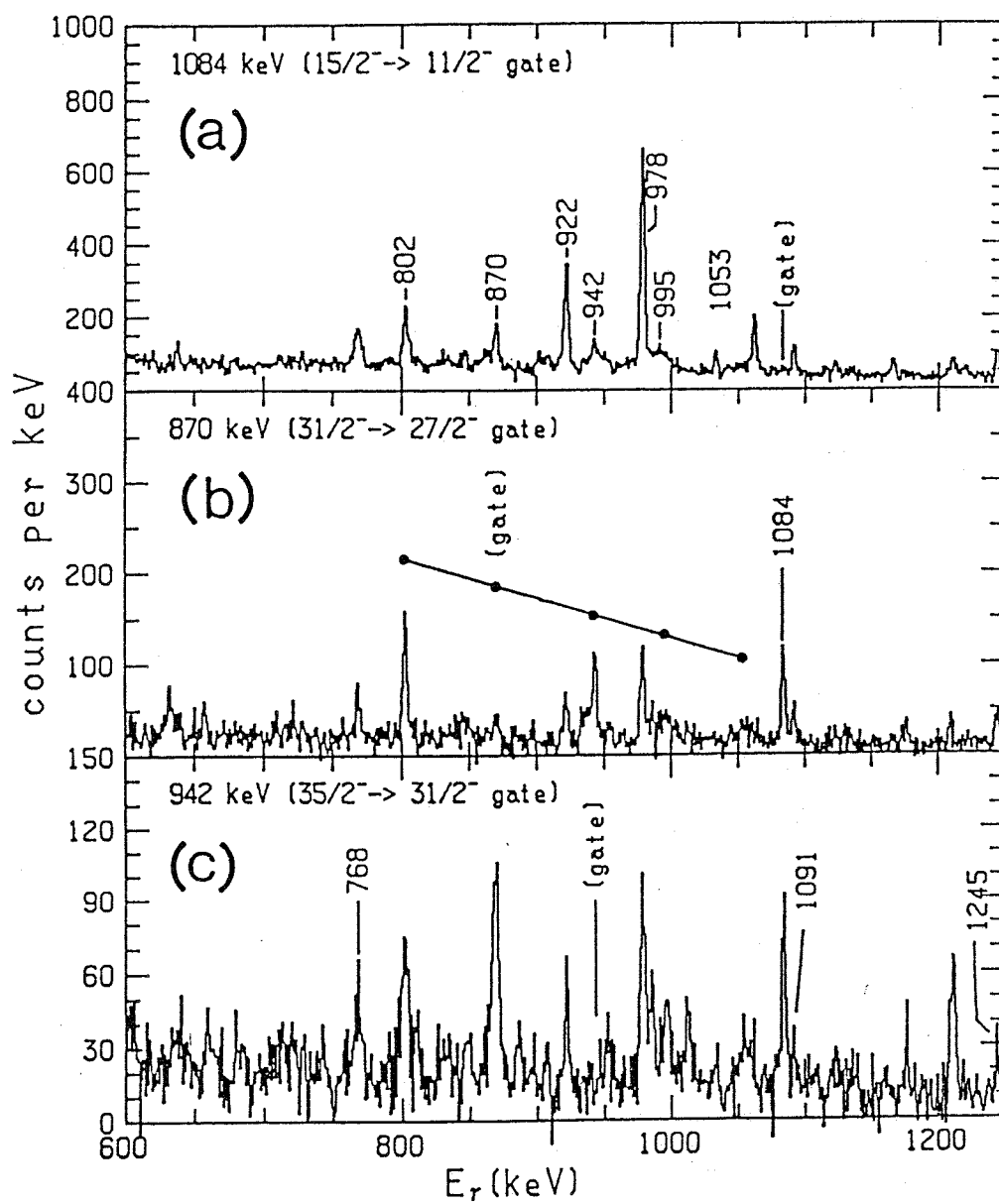


図 4 5 図 4 0 の注参照

- (a) 1084-keV gate spectrum
- (b) 870-keV gate spectrum
- (c) 942-keV gate spectrum

3. 2. 3 ^{112}Sn

^{112}Sn の高スピン準位については、これまでに、[Poe80]の報告がある。

負パリティ準位については、励起エネルギー 4928 keV の 11^- 、

正パリティ準位については、励起エネルギー 5684 keV の 12^+

までが同定されている。 $^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ 反応で得られた 1211 keV ゲートの $\gamma\gamma$ 同時計測スペクトルには、彼らの報告していた γ 線遷移が、はっきりと見える (図 47)。

彼らの準位図と我々の得た準位図は、次の一点を除き、完全に一致する。すなわち、彼らの準位図では、2353 keV 準位 (3^-) の存在が報告されているが、我々の実験では、この準位は観測されなかった。この理由として、我々の $\text{Mo} + \text{O}$ 反応を用いた実験が、彼らの $\text{Cd} + \alpha$ 反応を用いた実験に比べ、よりイラスト線近傍だけを強調して観測していることが考えられる。

我々の実験により、

負パリティ準位については、励起エネルギー 10,077 keV の 21^- 、

正パリティ準位については、励起エネルギー 10,332 keV の 22^+

までが、新しく同定された。

図 46 には、今回の実験で得られた全ての準位を示す。 γ 線遷移を示す矢の太さは、 γ 線強度に比例するように描いてある。以下に、励起エネルギー 5 MeV 以上の領域に初めて見いだされた、高スピン準位の同定について説明する。

☆ 4680 keV 準位

初めて見いだされた準位である。5564 keV 準位 (12^+) と 3693 keV 準位 (9^-) を結ぶ 2 本の γ 線、987 keV と 884 keV の存在が $\gamma\gamma$ 同時計測により確認された (図 49)。 γ 線強度は、884 keV より 987 keV の方が大きいので、987 keV を下流に同定した。この順番の同定は、5684 keV 準位と 4680 keV 準位を結ぶ 1004 keV 遷移と、4680 keV 準位と 4077 keV 準位を結ぶ 602 keV 遷移の存在が見いだされたことにより、さらに裏付けられた (図 52X)。

12^+ の 5564 keV 準位から崩壊する 884 keV の γ 線は、角分布の測定から四重極型の遷移であることがわかった。さらに、884 keV の分岐比は、0.26 であり、

寿命測定の結果 (τ (5564 keV) < 30 psec) を合わせると、この遷移が、M2 遷移である可能性を除外できる。以上のことから、4680 keV 準位を 10^+ と同定した。これは、987 keV が双極子型の角分布を持つことと無矛盾である。

☆ 6484, 6741, 6790, 7100, 7121 および 8114 keV 準位

[Poe79]で報告されていた 5684 keV 準位(12^+)の上に、この6つの準位が、新たに同定された(図50)。6484 keV 準位は、2本の γ 線、801 keV と 921 keV により同定された。6741 keV 準位は、1057 keV と 379 keV 遷移により確認された。7100 keV 準位は、616 keV と 359 keV 遷移により確認された。6790, 7121 および 8114 keV 準位は、それぞれ、1106, 637, 1014 keV の γ 線により確認された。

これらの準位のスピンは、 $\gamma\gamma$ 角相関の結果に基づき行った。

☆ 5307, 5510, 5630, 5821, 5873 および 6304 keV 準位

[Poe79]で報告されていた 4581 keV 準位(10^-)と 4928 keV 準位(11^-)の上に、この6つの準位が、初めて、見いだされた(図52)。5307 keV 準位は、726 keV と 1614 keV の γ 線により同定された(図52X)。5510 keV 準位は、203 keV と 583 keV の γ 線により同定された。5630 keV 準位は、702 keV と 1049 keV の γ 線により同定された。5821 keV 準位は、311 keV と 893 keV の γ 線により同定された。6307 keV 準位は、430 keV と 794 keV の γ 線により同定された。5873 keV 準位は、363 keV の γ 線により同定された。 γ 線強度の情報より、363 keV 遷移を、430 keV 遷移より下流に同定した。

☆ 5564, 6362, 7213, 8145, 9184 および 10332 keV 準位

(正パリティ回転バンド)

5564 keV 準位は、[Poe80]で報告されていた準位であるが、今回、初めてスピン・パリティが決まった。この同定は、745 keV 遷移が四重極型の角分布を持ち、かつ、5564 keV 準位の寿命は、30 psec より速いという2つの実験事実に基づく。この2つの条件を満たすスピンパリティとして、 12^+ 以外に 10^+ も考えられる。しかし、5564 keV 準位が、 10^+ とすれば、この準位からは、おもに、主に、 9^-

の 3693 keV 準位や、 8^+ の 4077 keV 準位へ、直接遷移が起こるはずである。このような遷移は、実験的に観測されなかったので、 10^+ である可能性を除外した。

12^+ と同定された 5564 keV 準位の上に、798, 851, 932, 1039 および 1148 keV という5本の遷移が見いだされた(図48、49)。これらは、互いに、同時計測関係にあり、一連のバンド構造を形成する。これらの遷移の順番は、 γ 線強度に基づき決定した。この順番は、さらに、このバンド内準位とバンド外準位を結ぶ遷移を観測することにより確かめられた。その遷移とは、6362 keV 準位から 5684 keV 準位への 678 keV 遷移、6741 keV 準位から 6362 keV 準位への 379 keV 遷移 および 8084 keV 準位から 7213 keV 準位への 871 keV 遷移の3本である。

798, 851, 932 および 1039 keV の遷移に対しては、四重極型の角分布であることが確認された。1148 keV 遷移は、ドップラー効果によるピークの広がりのため近傍ピークとの分離が悪く、スピンの情報を得ることができなかった。しかしながら、10332 keV 準位の励起エネルギーは、この一連のバンドを回転バンドと考えたときの $I \cdot (I+1)$ 規則によく従うので、これらの準位を、予備的に、(22^+) と同定した。これらは、いずれも新しく見いだされた準位である。

☆ 5711, 6399, 7208, 8084, 9046 および 10077 keV 準位
(負パリティ回転バンド)

これらの準位は、何れも新しく見いだされた準位である。1471, 809, 876, 962 および 1031 keV という互いに同時計測関係にある一連のバンド構造が、4928 keV 準位(11^-)の上に見いだされた(図51)。この5本の遷移の順番を γ 線強度に基づき決定し、6399, 7208, 8084, 9046 および 10077 keV 準位を同定した。この順番は、8084 keV 準位から 7213 keV 準位への 871 keV 遷移の存在により、さらに裏付けられた。1471 keV 遷移の角分布は、四重極型である。さらに、寿命測定の情報から 6399 keV 準位の寿命は、Feeding Time 込みでも、15 psec 以下であることがわかった。これより、この 1471 keV 遷移が、 $M2$ である可能性は除かれ、スピンパリティは、 13^- と同定された。

876 keV および 962 keV 遷移も、四重極型の角分布である。809 keV の γ 線

多重極度は、大きな 805 keV 遷移が近くにあるため角分布の測定からはわからなかったが、 $\gamma\gamma$ 角相関の測定より四重極型であることがわかった。1031 keV 遷移の角分布は得られなかったが、6399, 7208, 8084, 9046 および 10077 keV 準位は、回転バンドの $I \cdot (I+1)$ 規則によく従うので、6399, 7208, 8084 および 9046 keV 準位を、それぞれ、 13^- , 15^- , 17^- および 19^- と同定し、10077 keV 準位を、予備的に (21^-) と同定した。

5711 keV 準位は、809, 876, 962 および 1031 keV ゲートで 688 keV 遷移が観測されるという事実に基づき同定された。しかしながら、統計が悪いため、688 keV 遷移と、5711 keV 準位から 4680 keV 準位への 1031 keV 遷移のどちらが下流かは不定である。

☆ $\Delta + 734$, $\Delta + 1547$, $\Delta + 2477$ および $\Delta + 3421$ keV 準位

この一連の準位群は、 $\gamma\gamma$ 同時計測関係より ^{112}Sn 起源であることはわかったが、準位図に組み込めなかったものである。図 4 6 左上に示したように 734, 813 900 および 974 keV の遷移は、互いに同時計測関係にあり、一連のバンドを形成している。図 4 6 には、示さなかった γ 線として、 γ 線強度は小さいけれども、601, 712, 862, 998 keV の γ 線がある。これらの遷移は、1151 keV ($10^- \rightarrow 8^-$) ゲートおよび 263 keV ($9^- \rightarrow 8^-$) ゲートのスペクトルに遷移強度の一部分が見られる。

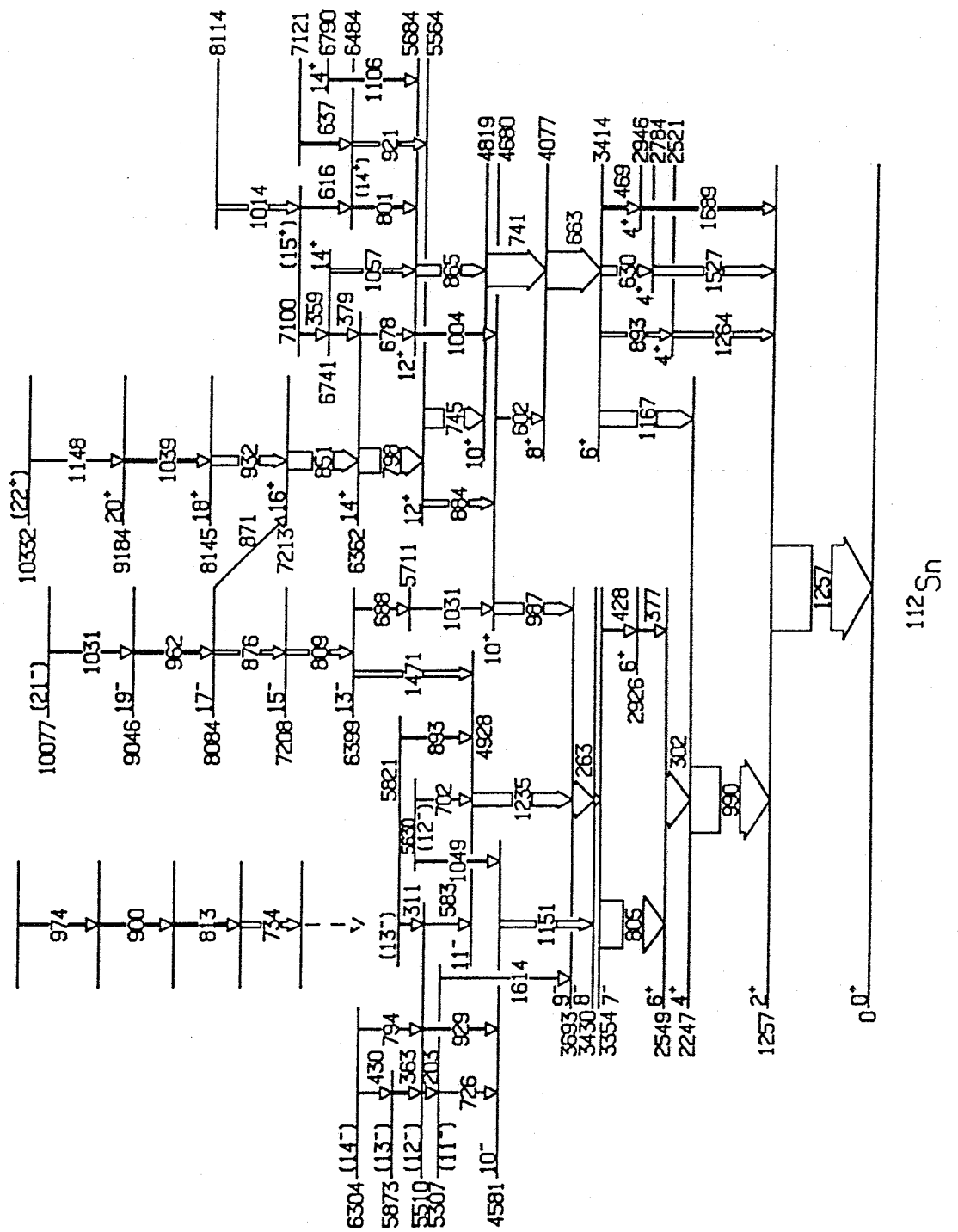


図 4 6 112 Sn の準位図

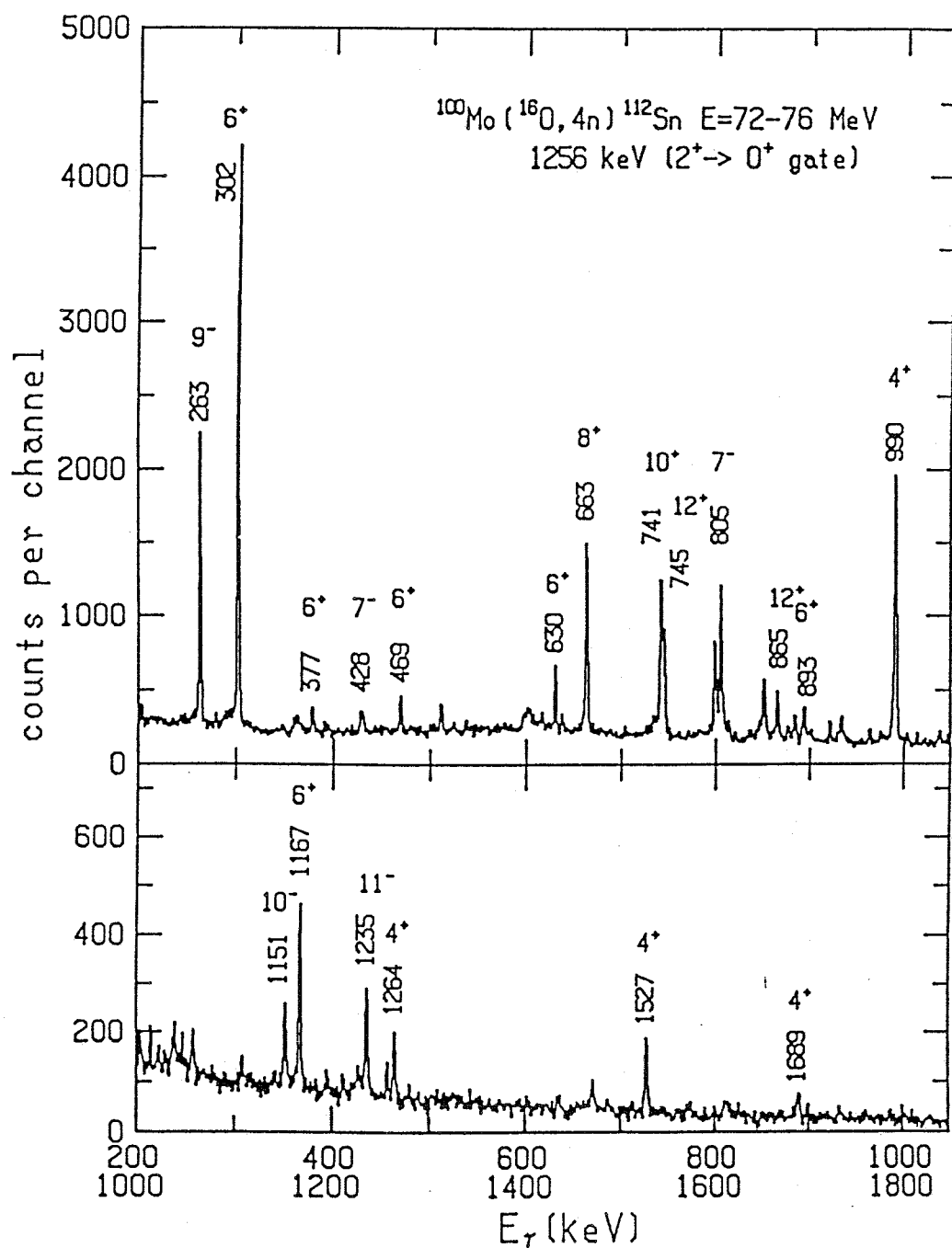


図 4 7 $^{100}\text{Mo} + ^{16}\text{O}$ における $\gamma\gamma$ 同時計測スペクトル
 これは、chance および background の補正を行っている。

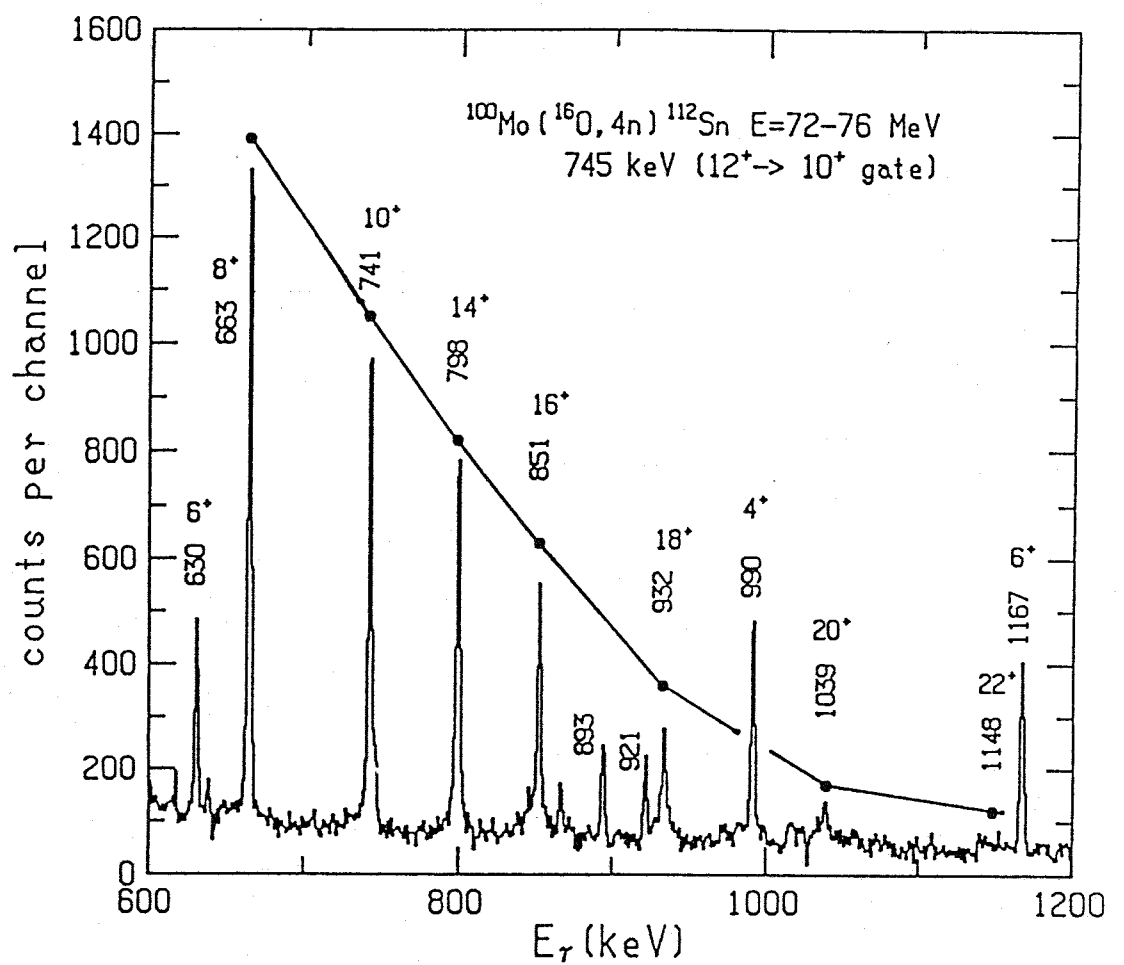


図 4 8 図 4 7 の注参照

偶パリティ回転バンドのメンバー 745 keV でゲートしたスペクトル
 実線で結ばれた遷移が、バンドメンバーからの遷移である。

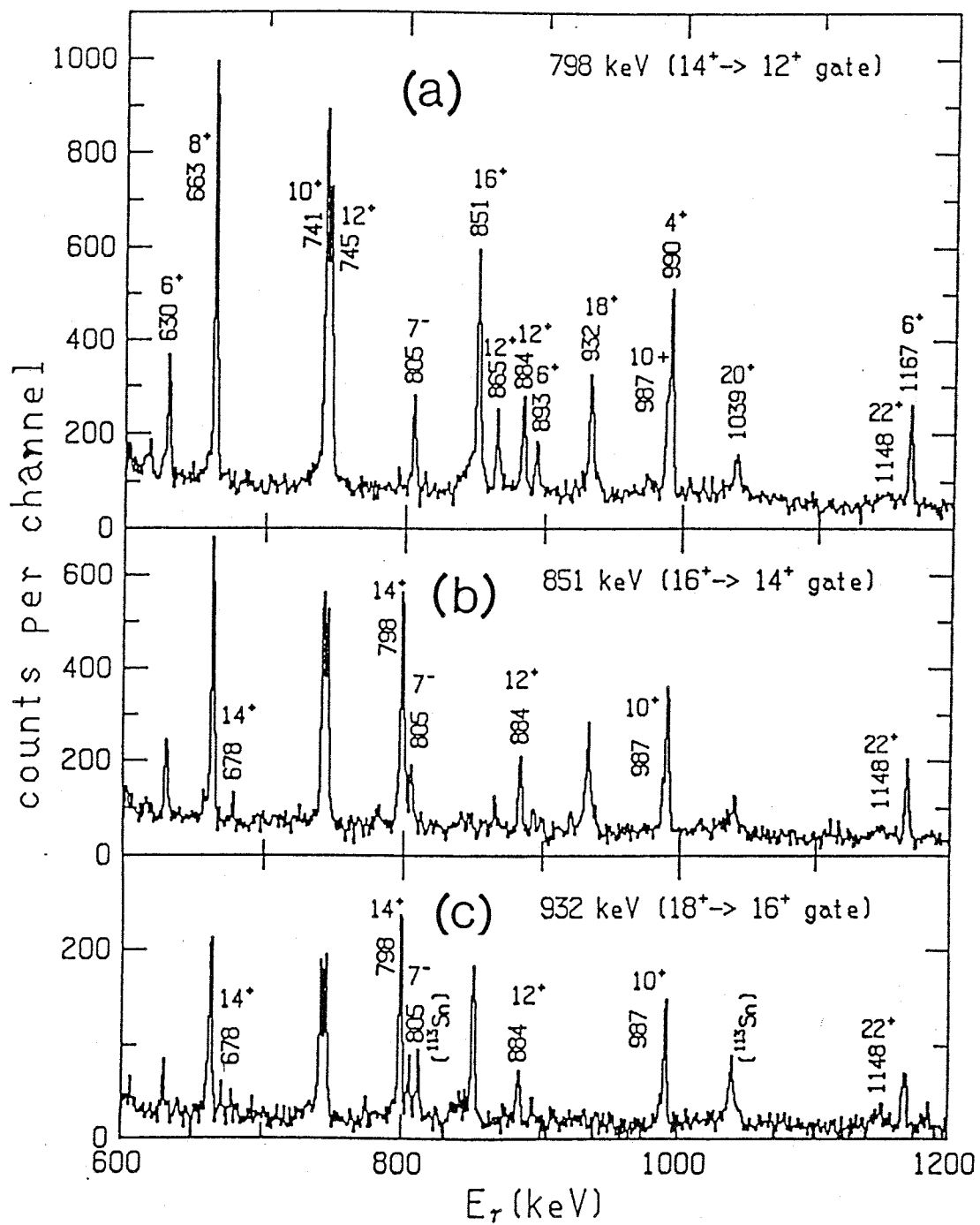


図 4 9

図 4 7 の注参照

- (a) 798-keV gate spectrum
- (b) 851-keV gate spectrum
- (c) 932-keV gate spectrum

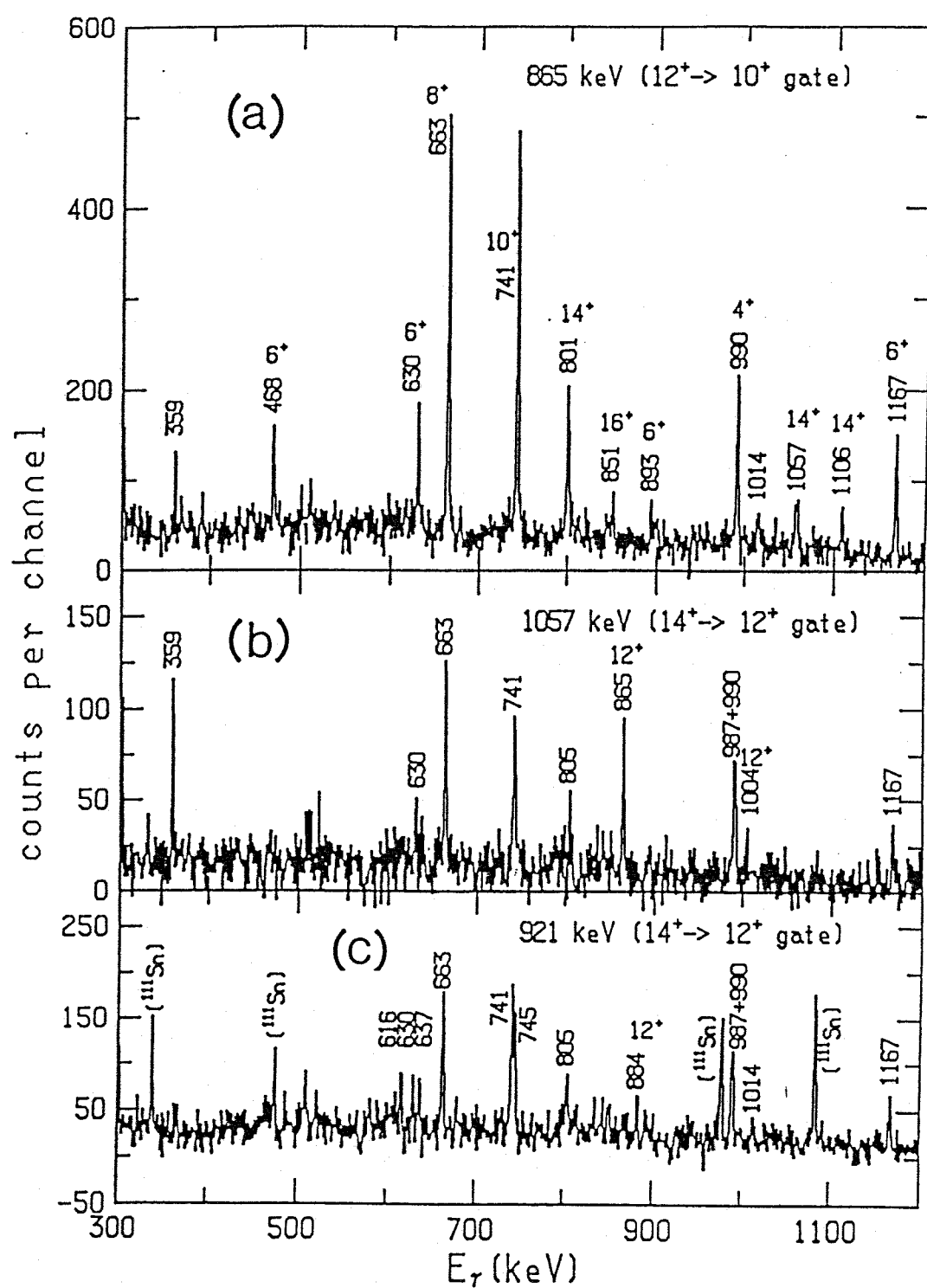


図 5 0

図 4 7 の注参照

(a) 865-keV gate spectrum

(b) 1057-keV gate spectrum

(c) 921-keV gate spectrum

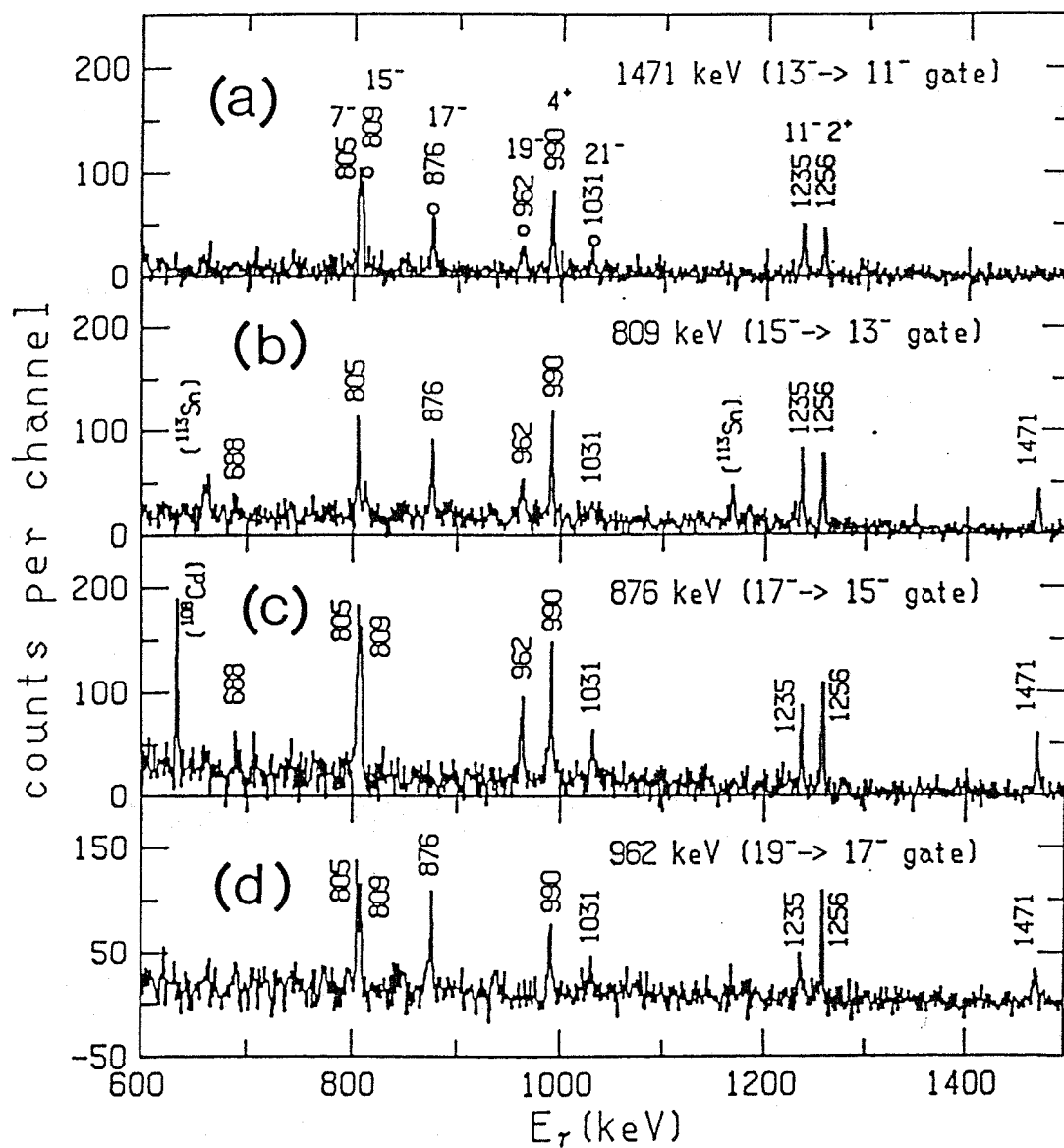


図 5 1 図 4 7 の注参照

- (a) 1471-keV gate spectrum
- (b) 809-keV gate spectrum
- (c) 876-keV gate spectrum
- (d) 962-keV gate spectrum

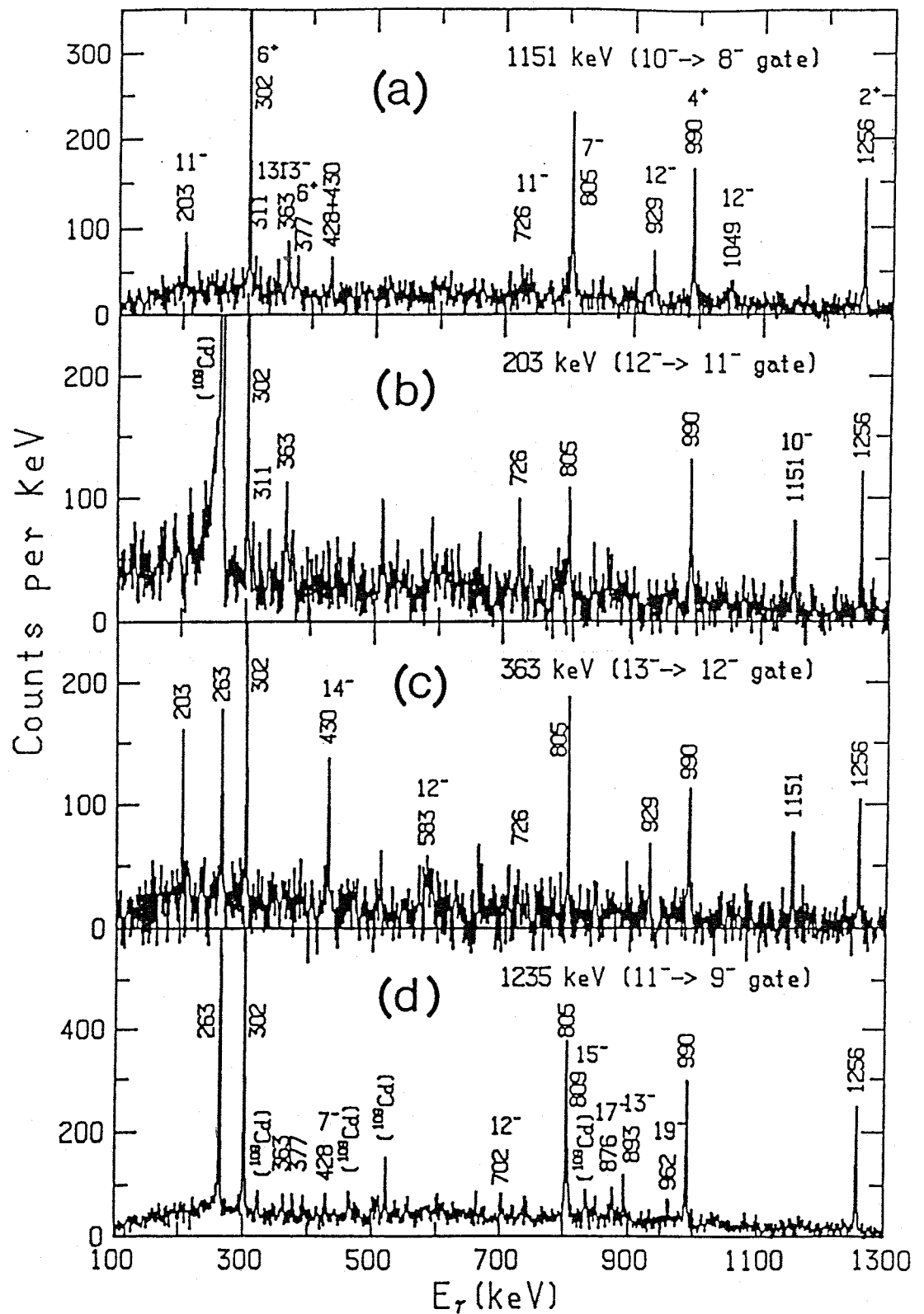


図 5.2 図 4.7 の注参照

- (a) 1151-keV gate spectrum
- (b) 203-keV gate spectrum
- (c) 363-keV gate spectrum
- (d) 1235-keV gate spectrum

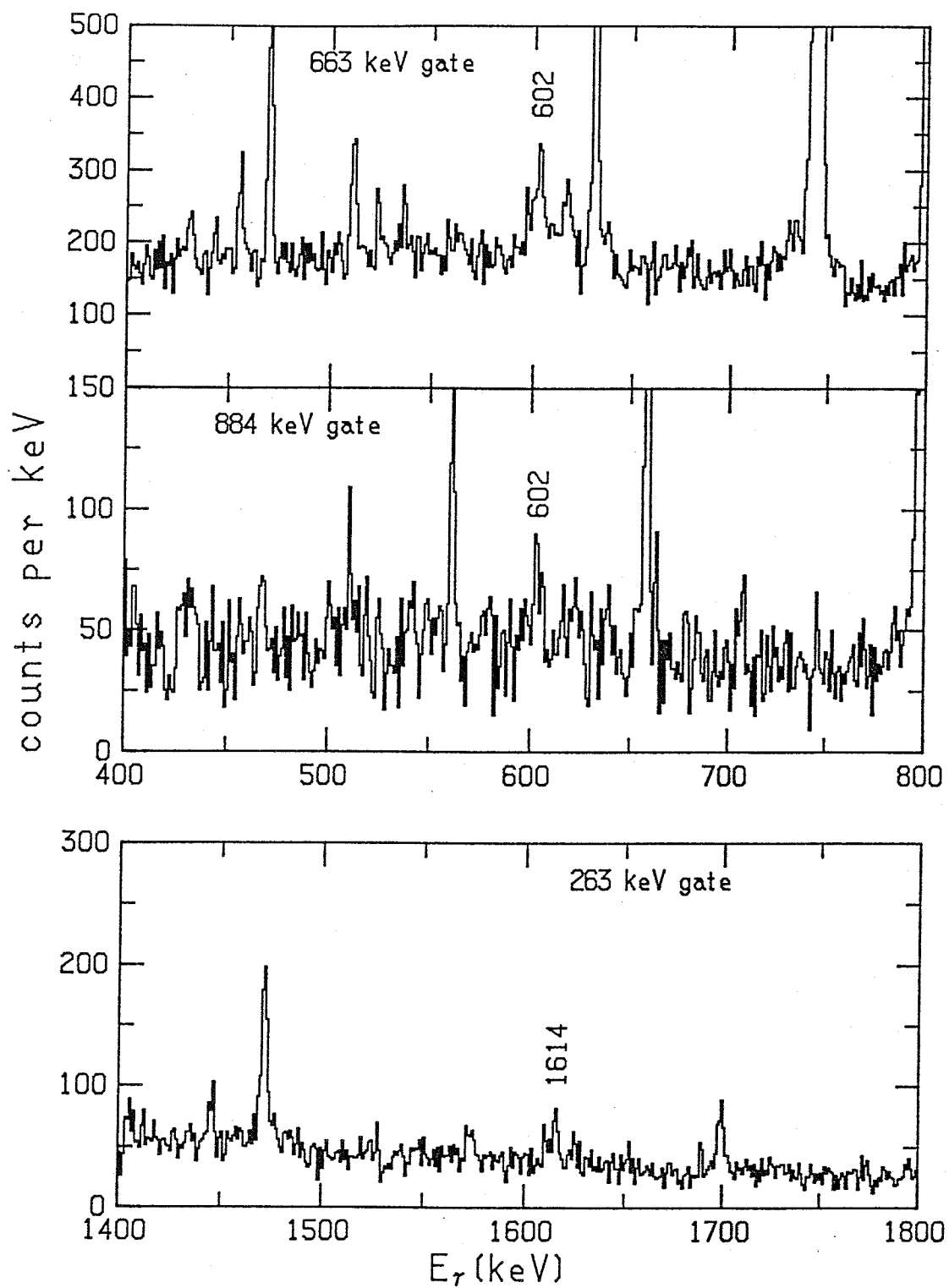


図 5 2 X 図 4 7 の注参照

^{114}Sn の準位組立ては、 $^{100}\text{Mo}(^{18}\text{O}, 4n)^{114}\text{Sn}$ 反応による $\gamma\gamma$ 同時計測に基づいて行った。図 5 4 a に、 $\gamma\gamma$ 同時計測の all gate spectrum を示す。 ^{114}Sn 起源の γ 線強度は、主な競争チャンネルである ^{115}Sn に比べてもかなり大きく、 $E(^{18}\text{O}) = 65 \text{ MeV}$ という入射エネルギーは、 ^{114}Sn を反応の主チャンネルにしていることがわかる。スピンの同定は、 $\gamma\gamma$ 角相関の結果に基づいて行った(表 9)。図 5 3 に ^{114}Sn の準位図を示す。この図は、本研究で得られた全ての準位を含んでいる。我々の実験の前には、[Poe80, Bro79] の報告がある。図 5 4 b には、1300 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) ゲートのスペクトルを示す。このスペクトルを斜影スペクトルと比べると、例えば、320 keV の γ 線強度が 272 keV の γ 線強度に比べて減衰しているが、これは、3087 keV 準位(7^-) が $T_{1/2} = 733 \text{ nsec}$ のアイソマー[Poe80]になっているためである。[Poe80]らの報告した遷移がこのスペクトルにはっきりとみられる。彼らの報告した励起エネルギー 6046 keV までの準位図は、我々の結果と無矛盾である。新たに同定された準位の組立、およびスピン・パリティの決定について以下に述べる。

☆ 4139 keV, 5182 keV, 5921 keV および 6046 keV 準位

これらの準位は、[Poe80]ですでに報告されているが、スピン・パリティが決まっていなかった準位である。角相関の結果から 4139 keV 準位から 3511 keV 準位(9^-) への 629 keV 遷移の γ 線多重極度は、双極子型であることがわかり、4139 keV のスピンは、 10^- と同定された。この励起エネルギーは、他の同位体で知られている中性子の 2 準粒子準位 $\nu(h_{11/2})^2 10^+$ の励起エネルギーの系統性にしがっている(§ 4. 10 参照)。また 4139 keV 準位からは、 9^- の 3511 keV 準位だけに崩壊が観測され、 8^- の 3190 keV 準位への崩壊は観測されない。 $^{110}, ^{112}, ^{116}\text{Sn}$ で観測されている 10^- 準位は、いずれも 8^- 準位へだけ崩壊し、 9^- 準位へは崩壊していない。一方、 ^{110}Sn , ^{112}Sn で同定された $\nu(h_{11/2})^2 10^+$ 準位は、いずれも 9^- 準位へだけ崩壊し、 8^- 準位へは崩壊していない。この崩壊パターンの類似性から、 ^{114}Sn の 4139 keV 準位を、 10^- ではなく 10^+ と同定する。

5182, 5921 および 6046 keV 準位からの、1042, 739 および 864 keV 遷移の γ 線多重極度は、いずれも四重極子型であることが確認され、これらの準位をそれぞれ 12^+ , 14^+ および 14^+ と同定した。正パリティとしたのは、[Poe80]の研究で、1042, 739 および 864 keV 遷移の線形偏極度(linear polarization)が、それぞれ 0.48(7), 0.4(2) および 0.5(3) と正の値に報告されていることを利用した。これらの γ 線多重極度が何れも四重極子型であり、線形偏極度が正の値という条件を加えると、M2 遷移の可能性が除外できるからである。

本研究では、6046 keV 準位から 5921 keV 準位への 124 keV 遷移も、その存在が初めて確認された。また、6046 keV 準位は、1159 keV 遷移を通して、後述する回転バンドの高スピンメンバーと結ばれている(図 5 7 c)。

☆ 6266 keV, 6551 keV および 6925 keV 準位

これらの準位は、本研究で初めて同定された準位である。6551 keV 準位は、124 keV と 505 keV 遷移のエネルギー和が、345 keV と 285 keV 遷移のエネルギー和に等しいことと、 $\gamma\gamma$ 同時計測の同時計測関係(例えば、図 5 7 a b)の無矛盾性にに基づき同定された。345 keV と 285 keV の順番は、 γ 線強度により決まり、6266 keV 準位が同定された。6925 keV 準位は、879 keV と 374 keV 遷移(図 5 7 b)により同定された。

☆ 6342 keV, 7205 keV, 8143 keV および 10360 keV 準位(回転バンド)

これまで、 ^{114}Sn には回転バンドのメンバーが 2^+ から 12^+ まで報告されている[Bro79]。この内の、 $8^+ \rightarrow 6^+$ (682 keV)、 $10^+ \rightarrow 8^+$ (801 keV) および $12^+ \rightarrow 10^+$ (875 keV) 遷移でゲートしたスペクトルを図 5 5 に示す。これらのスペクトルには、回転バンドの高スピンメンバーである 794, 863, 938, 1053 および 1164 keV 遷移が見られる。新たに見いだされた 794, 863 および 938 keV 遷移でゲートしたスペクトルを図 5 6 に示す。794, 863, 938, 1053 および 1164 keV 遷移は、互いに同時計測関係にあり、よって、一連のバンドを形成する。これらの遷移の順番は、 γ 線強度に基づき決定された。794, 863 および 938 keV 遷移に関しては、 $\gamma\gamma$ 角相関の結果、四重極子型遷移であることが確認された。よって、6342, 7205 および 8143 keV 準位を、それぞれ 14^+ , 16^+ および 18^+ と同定し

た。このバンドは、 12^+ から 14^+ にかけて遷移エネルギーが減少した後は、単調に遷移エネルギーが増加するという回転バンドの特徴を持つ。よって、9196 keV および 10360 keV 準位をこの回転バンドの高スピンメンバーと考え、予備的に、 20^+ および 22^+ と同定した。この同定は、実験的 γ 線多重局度の情報を持たないので準位図（図 5 3）の中で、括弧付きで示されている。

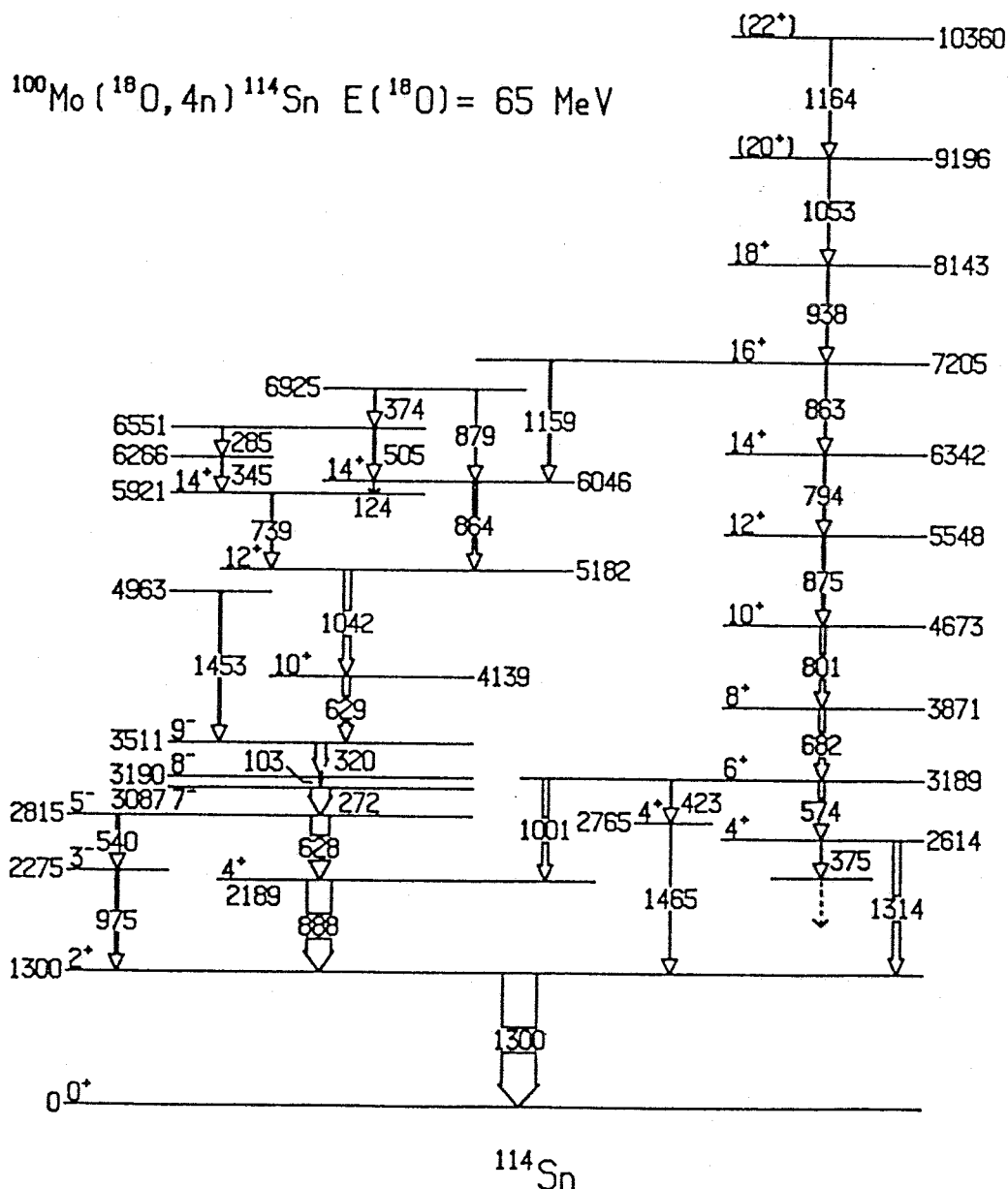


図 5 3 ^{114}Sn の準位図

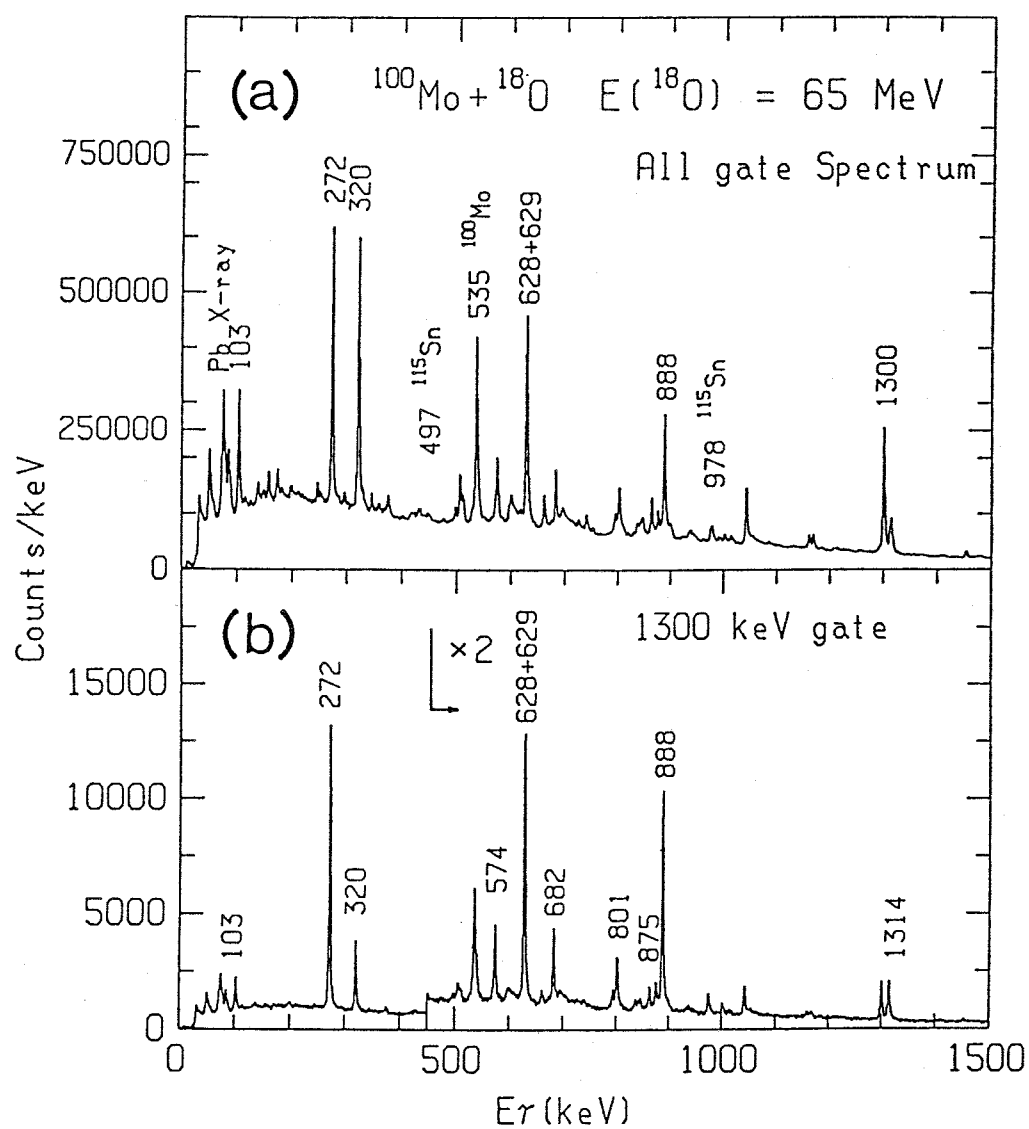


図 5 4 $^{100}\text{Mo} + ^{18}\text{O}$ 反応における $\gamma\gamma$ 同時計測スペクトル

これらは、background の補正を行っている。

(a) All gate spectrum

(b) 1300-keV gate spectrum

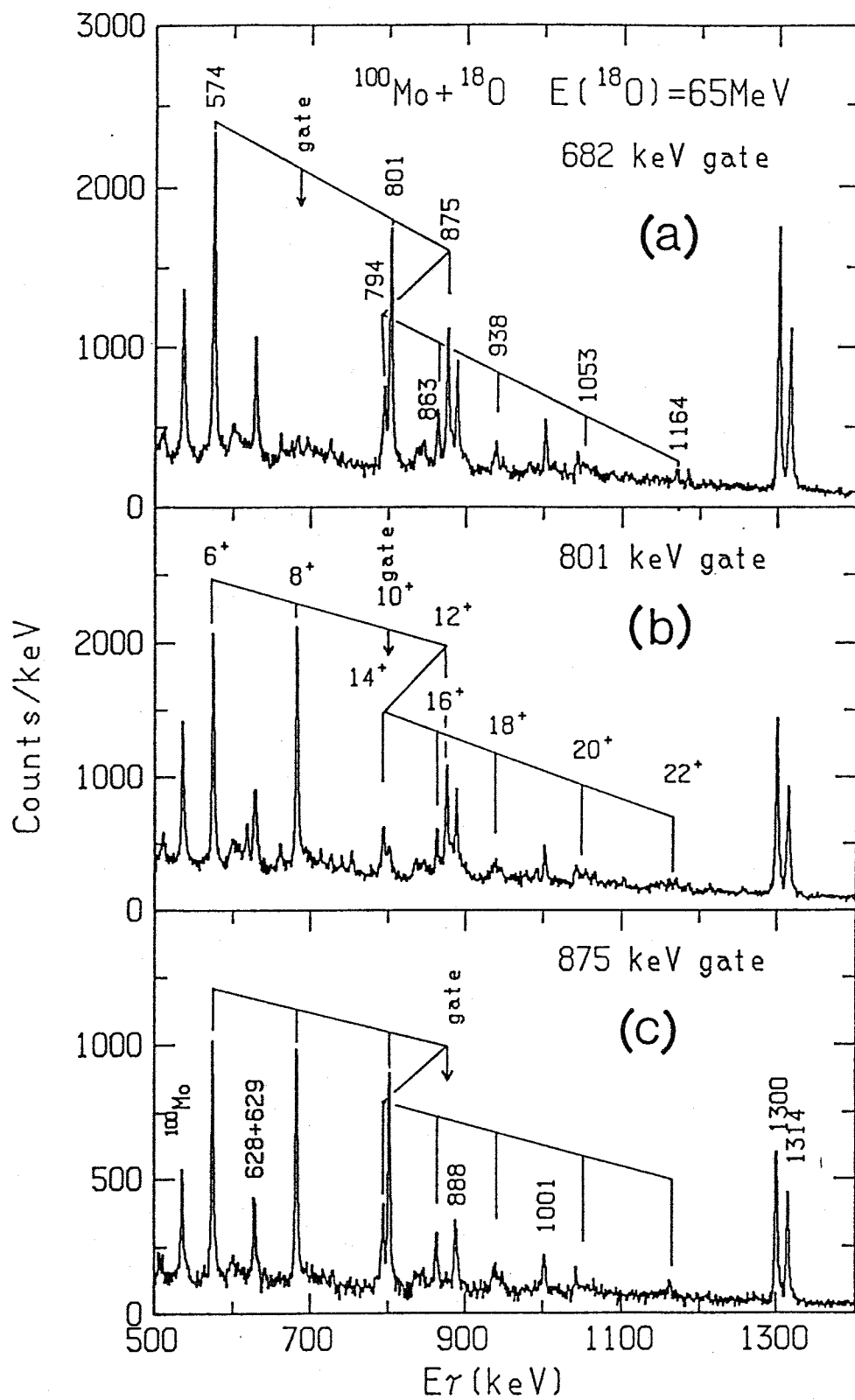


図 5.5 図 5.4 の注参照

- (a) 682-keV gate spectrum
- (b) 801-keV gate spectrum
- (c) 875-keV gate spectrum

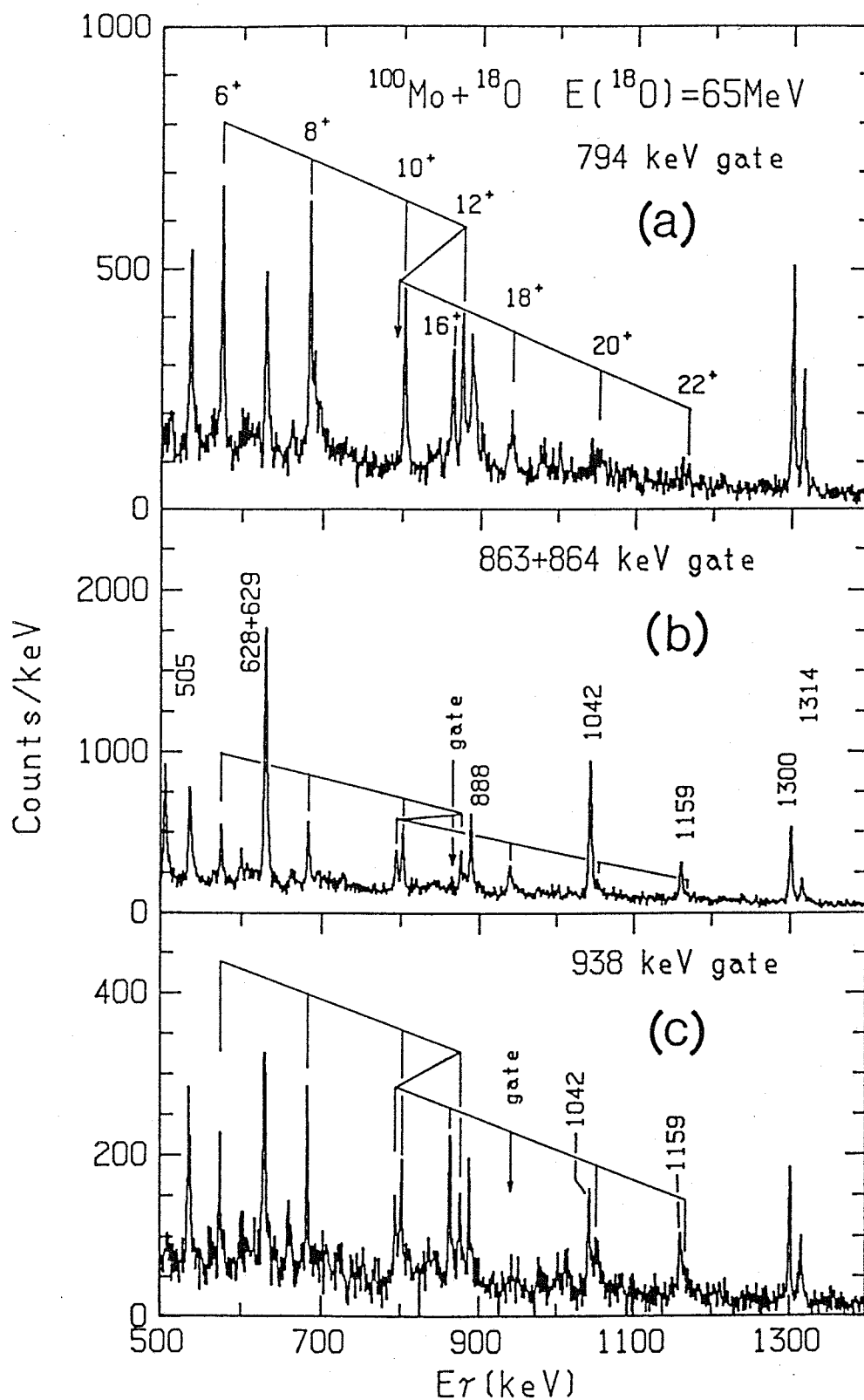


図 5 6

図 5 4 の注参照

(a) 794-keV gate spectrum

(b) (863+864)-keV gate spectrum

(c) 938-keV gate spectrum

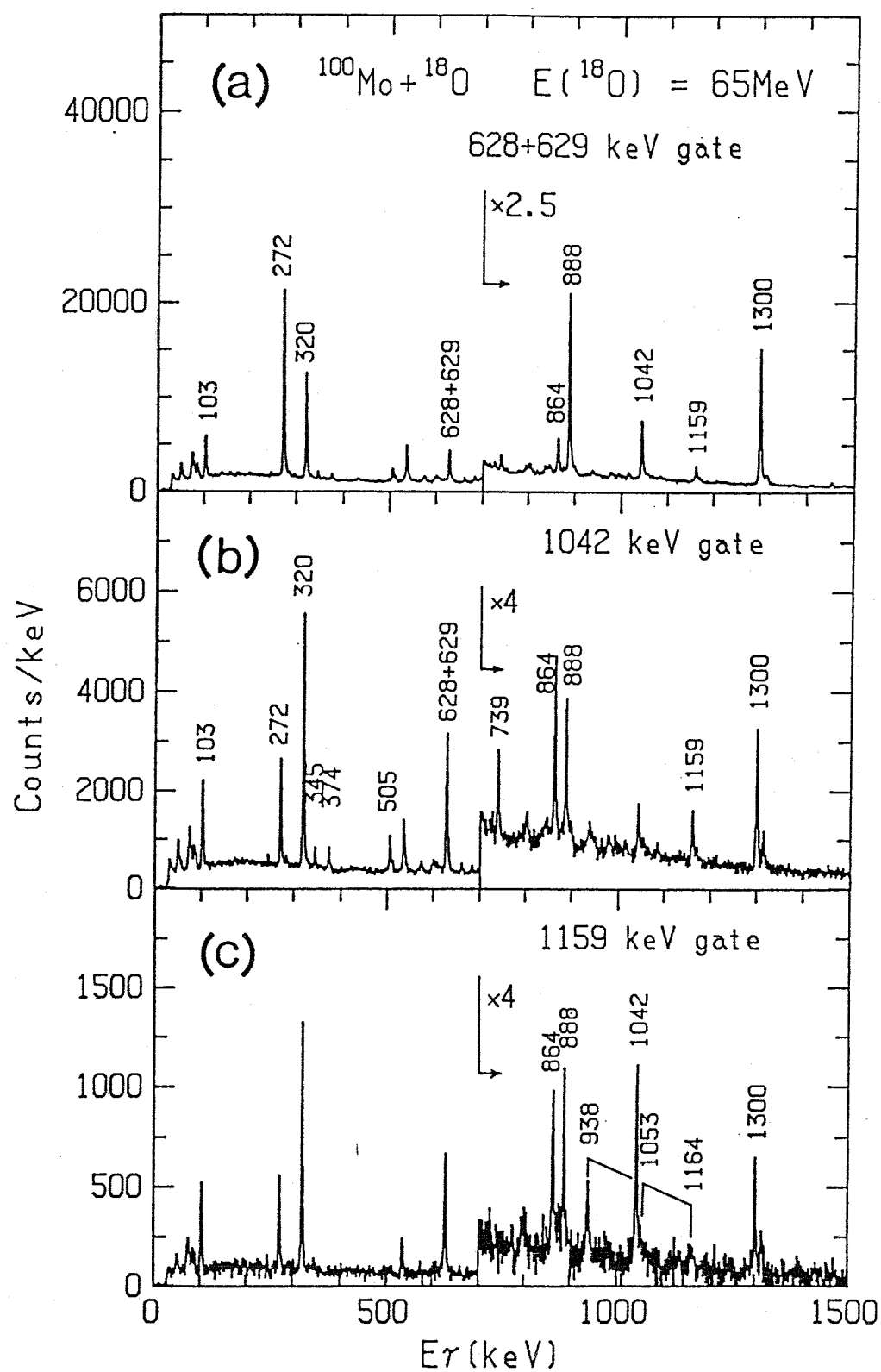


図 5 7 図 5 4 の注参照

- (a) (628+629)-keV gate spectrum
- (b) 1042-keV gate spectrum
- (c) 1159-keV gate spectrum

4. 1 ^{110}Sn , ^{112}Sn および ^{114}Sn の高スピン領域における 回転バンドの発見とその特徴

^{110}Sn , ^{112}Sn , および ^{114}Sn において観測された偶パリティ回転バンドを図 5.8 に示す。スピン値 $14\hbar$ (^{110}Sn では $12\hbar$) 以上が新たに見いだされた準位である。

^{110}Sn は、これまで (α, xn) 反応を用いた実験により 5.33 MeV (11^-) 準位まで報告されている。しかしながら、同定された準位はすべて中性子の準粒子励起で説明されるものであり、 $^{112-118}\text{Sn}$ で報告されているような侵入バンドは、見つかっていなかった。今回、高スピン準位が調べられることにより、 $12^+ \sim 20^+$ 領域に回転バンドが同定された。ただし、 10^+ 以下のスピン値を持つ侵入バンドのメンバーは、この実験によっても観測されなかった。 ^{110}Sn における $12^+ \sim 20^+$ 準位の励起エネルギーは、 ^{112}Sn の対応する準位に比べて、300~500 keV 高い。また、遷移エネルギー $E_\gamma (I \rightarrow I-2)$ については、 ^{110}Sn の方が ^{112}Sn に比べて、3~8 % 小さくなっている。

^{112}Sn には、これまで (α, xn) 反応を用いた実験により侵入バンドのメンバーが 12^+ まで報告されている。ただし、侵入バンドの 10^+ へ崩壊する 12^+ 準位は 5564 keV 準位と 5684 keV 準位の 2 つが報告されている。励起エネルギーの規則性から 5684 keV 準位の方が、準粒子励起をとみなわない侵入バンドのメンバー、 12^+ と考えられている。今回の実験で、 $14^+ \sim 22^+$ 領域に回転バンドが新しく同定されたが、この回転バンドは、もう一方の 12^+ 、すなわち、5564 keV 準位の方に崩壊していることがわかった。また、負パリティ回転バンドも $13^- \sim 21^-$ 領域に初めて同定された。

Ex (MeV)

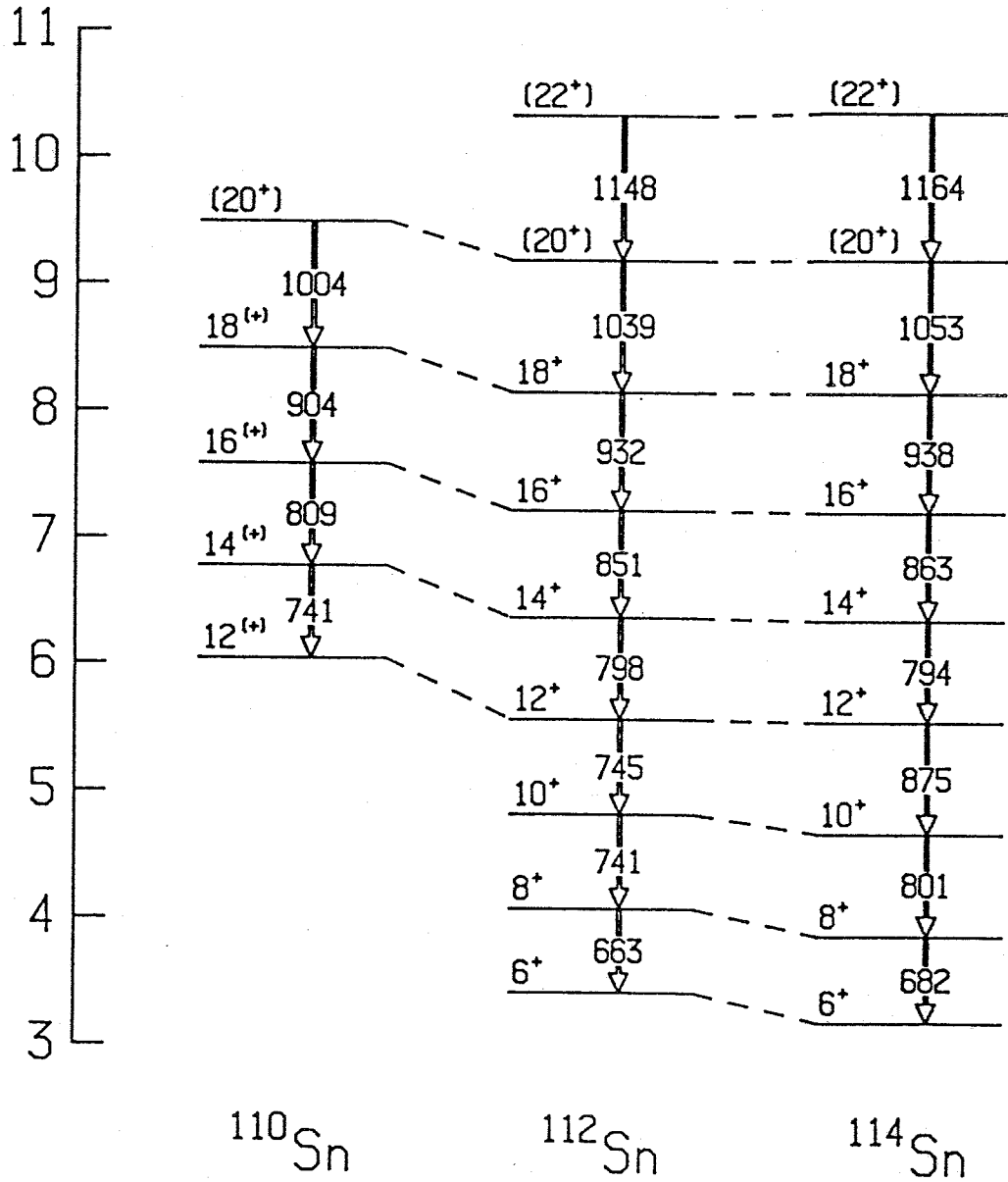


図 5 8 $(^{16}\text{O}, 4n)$, $(^{18}\text{O}, 4n)$ 反応により見つかった ^{110}Sn , ^{112}Sn , および ^{114}Sn における偶パリティ回転バンド

^{114}Sn においても、これまでに (α, xn) 反応を用いた実験により、侵入バンドのメンバーが 12^+ まで報告されている。今回の実験で、 $14^+ \sim 22^+$ 領域に回転バンドのメンバーが新しく同定されたが、この回転バンドは、侵入バンドの 12^+ 準位に崩壊することがわかった。励起エネルギーを隣の ^{112}Sn と比べると、 10^+ 以下の侵入バンドのメンバーについては、 ^{114}Sn の方が、 $150 \sim 200 \text{ keV}$ 低いけれども、 12^+ 以上の回転バンドのメンバーについては、その差は、 30 keV 以内になっている。遷移エネルギーについて、 ^{112}Sn と比較すると 12^+ 以上の準位に関して、 1.4% 以内で一致している。

^{110}Sn , ^{112}Sn および ^{114}Sn の回転バンドに共通してみられる特徴は、その励起エネルギーがスピンの大きさの自乗 $I(I+1)$ に比例して増加しているということである。図 5 9 の黒丸は、 ^{110}Sn , ^{112}Sn および ^{114}Sn における回転バンドのメンバーを、横軸 $I(I+1)$ 、縦軸 励起エネルギーの平面にプロットしたものである。図中の実線は、各回転バンドに対して最小自乗フィットして得られた直線である。よって、スピン値 $12 \sim 14 \hbar$ 以上の回転バンドのメンバーは、回転バンドに対する第一近似式

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \cdot I(I+1) + C \quad \text{--- ①}$$

により、きわめて精度よく再現されることがわかる。ここで $\mathcal{J}$ は、変形コアの有効慣性モーメントである [Boh75]。この事実から ^{110}Sn , ^{112}Sn および ^{114}Sn の $12 \sim 22 \hbar$ 領域に見いだされた回転バンドは、途中にバンド交差などのない一つのバンドであると考えられ、かつ、剛体回転子的に振舞っている。

図 5 9 には、回転バンドのメンバーと共に、中性子の準粒子励起と考えられる準位を白丸で示した。スピン値約 $12 \hbar$ 以下の領域では、中性子の 2 準粒子励起と考えられる準位がイラスト準位を形成していたが、それよりも高励起で高スピンの領域では、回転バンドに属する準位が、回転バンドに属さない準位に比べて強く populate されることがわかった。このことから、スピン値約 $14 \hbar$ 以上の領域では、回転バンドがイラスト準位を形成していると考えられる。すなわち ^{110}Sn , ^{112}Sn および ^{114}Sn のスピン値 $12 \sim 14 \hbar$ においてイラスト線は、球形相から変形相へ変化しているのである。

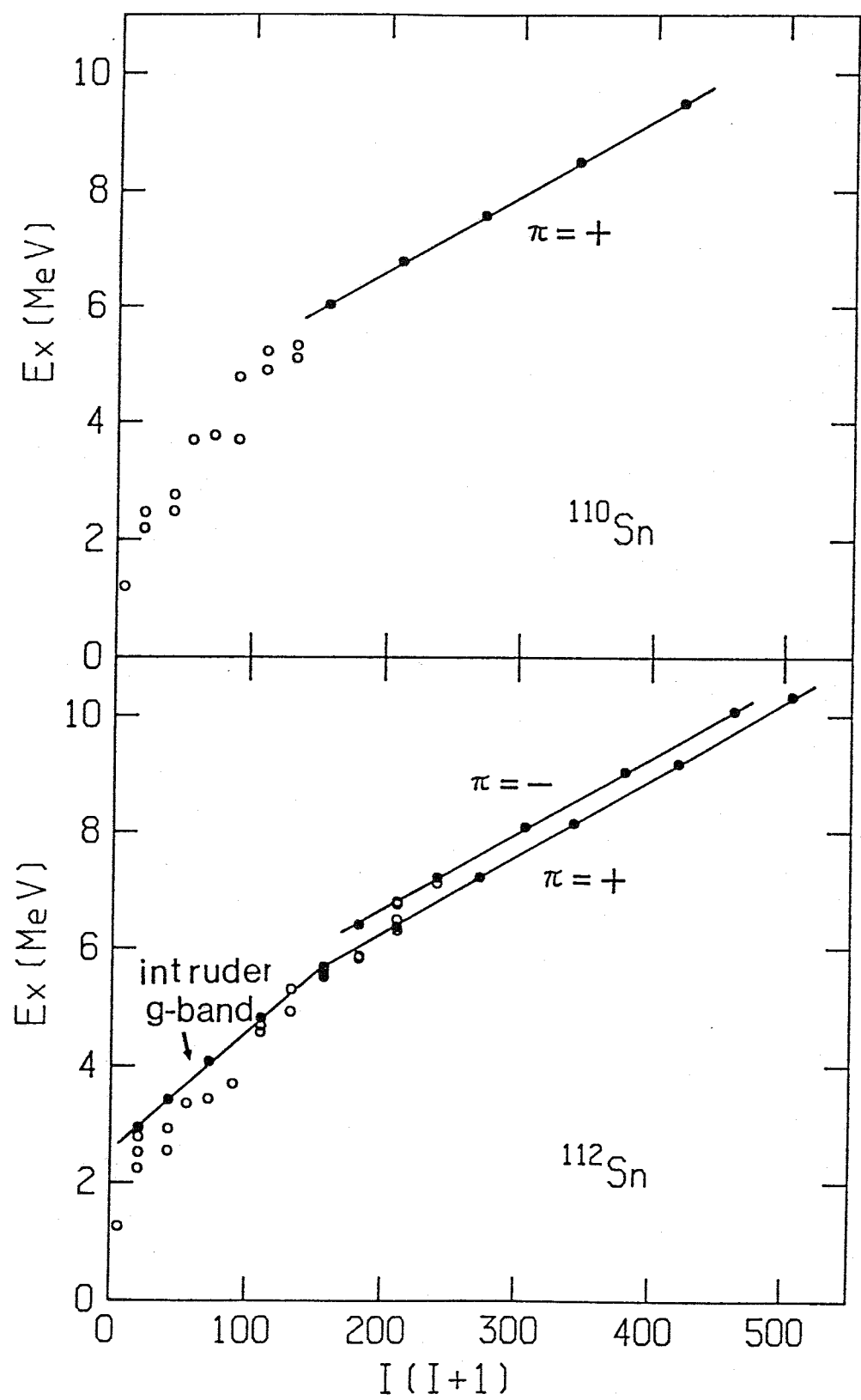


図 5 9 次の頁に続く

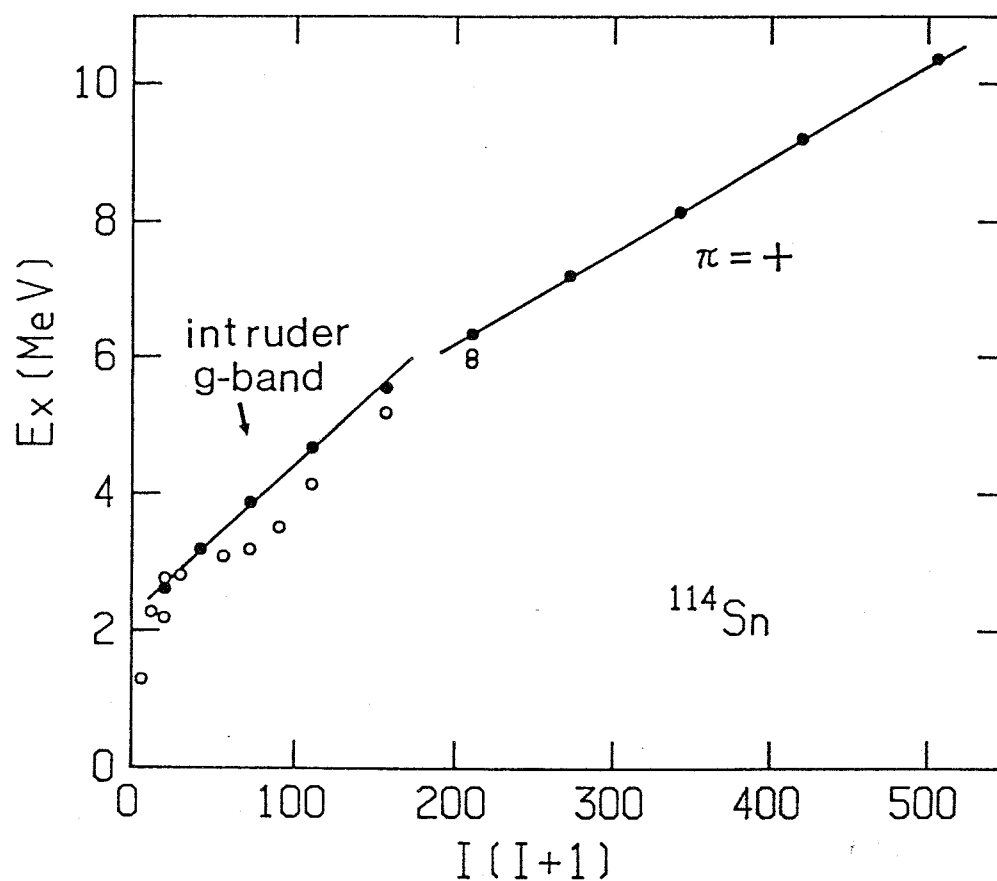


図 5 9 黒丸は、 ^{110}Sn 、 ^{112}Sn および ^{114}Sn における回転バンドのメンバーをプロットしたものである。横軸は、スピンの大きさの自乗であり、縦軸は、励起エネルギーである。実線は、各バンドを最小自乗フィットして得られた直線である。白丸は、中性子の準粒子励起と考えられる準位である。

4. 2 ^{112}Sn および ^{114}Sn に見られる後方歪曲現象 と 2 準粒子励起による解釈

図 5.9 からわかるように、12~22 $\hbar$ 領域に発見された回転バンドに対する直線の傾きは、スピン値 12 $\hbar$ 以下で報告されている侵入バンドに対する直線の傾きに比べて、明らかに緩やかである。この事実は、高スピン回転バンドの慣性モーメントが、侵入バンドの慣性モーメントに比べて大きいことを意味している。

図 6.0 に、 ^{112}Sn および ^{114}Sn における偶パリティ回転バンドの慣性モーメントを、回転角速度の自乗に対しプロットしたものを示す。黒丸が、実験点である。慣性モーメントおよび回転角速度の自乗は、実験的に得られたスピン値 I と励起エネルギー E_I を、次式に代入することにより計算した [Lie78]。

$$\frac{2J}{\hbar^2} = \frac{4 \cdot I - 2}{E_I - E_{I-2}} \quad \text{--- ①}$$

$$(\hbar\omega)^2 = (I^2 - I + 1) \cdot \left(\frac{E_I - E_{I-2}}{2 \cdot I - 1} \right)^2 \quad \text{--- ②}$$

^{112}Sn の場合、 $\hbar\omega \sim 0.37 \text{ MeV}$ において、慣性モーメントが約 $20 [\text{MeV}^{-1}\hbar^2]$ から約 $38 [\text{MeV}^{-1}\hbar^2]$ にまで増大している。 ^{114}Sn の場合には、 ^{112}Sn よりも大きな $\hbar\omega \sim 0.41 \text{ MeV}$ において、慣性モーメントの増加、約 $20 [\text{MeV}^{-1}\hbar^2]$ から約 $37 [\text{MeV}^{-1}\hbar^2]$ 、が見られる。その起こり方は、 ^{112}Sn の場合よりも急激である。

このような慣性モーメントが激増する現象は、これまで多くの基底回転バンドに対して見つかっており、後方歪曲現象 (backbending phenomenon) と呼ばれている。 ^{112}Sn および ^{114}Sn において発見された慣性モーメントの増加現象は、侵入バンドにおける後方歪曲現象と位置付けられよう。

変形核および遷移領域核における偶質量数核の後方歪曲現象は、基底バンドと high-j 2 準粒子が励起したバンド (S-band) の交差であると考えられている [Ste72]。バンド交差の起こる回転角速度 $\hbar\omega_c$ や交差の滑らかさ (バンド間の相互作用) に対しては、[Cranking] Hartree-Fock-Bogoliubov 模型 [Ben78] によって、さらに微視的な立場からは、Spin-projection Hartree-Bogoliubov 模型によって、定量的で広い (N, Z) 領域に渡る計算が試みられている [Ham86, Fae80]

,Iwa82]。

^{112}Sn および ^{114}Sn における後方歪曲現象も、同様なメカニズムで説明されるか否かを調べるために、high-j 2 準粒子励起を考慮した Spin-projection Hartree-Bogoliubov (H.B.) 計算との比較を行った。計算については、§ 4. 3 で説明する。励起を考慮した high-j 準粒子は、 $\nu h_{11/2}$ 起源のニルソン軌道の内、エネルギーの低い方から 6 ~ 7 本である。図 6 0 中、黒三角で示されたのが、計算された励起エネルギーから ①, ② 式を用いて求めた慣性モーメントである。 ^{112}Sn および ^{114}Sn における後方歪曲現象の起こる回転角速度およびバンド交差の滑らかさが、何れの場合も見事に再現されている。よって、 ^{112}Sn および ^{114}Sn で見いだされた後方歪曲現象は、 $\nu h_{11/2}$ 準粒子 2 個が励起した回転バンド (2 準粒子侵入バンド) と侵入バンドのバンド交差によるものであると考えることができる。

ただし、 $\hbar\omega \geq 0.44$ MeV 領域では、実験値と計算値に比較的大きな差がみられる。この差を、遷移エネルギーの差としてみると、スピン値 18 ~ 22 $\hbar$ において計算された励起エネルギーは、実験値に比べ約 200 keV 大きくなっている。よって、ここで行った計算は、バンド交差については見事に説明するけれども、Sn において発見された 2 準粒子侵入バンドの性質を定量的に説明するには十分でないことがわかる。

回転角速度が大きくなると、ペアリング力の減衰することが指摘されているが [Bac85, Naz85]、ここで行った計算ではこの効果は入っていない。ペアリング力の減衰は、励起エネルギーを下げる効果を持ち、その結果、遷移エネルギーも小さくする。 $\hbar\omega \geq 0.44$ MeV の高回転角速度領域では、ペアリング力の減衰まで考慮した計算が必要と考えられる。

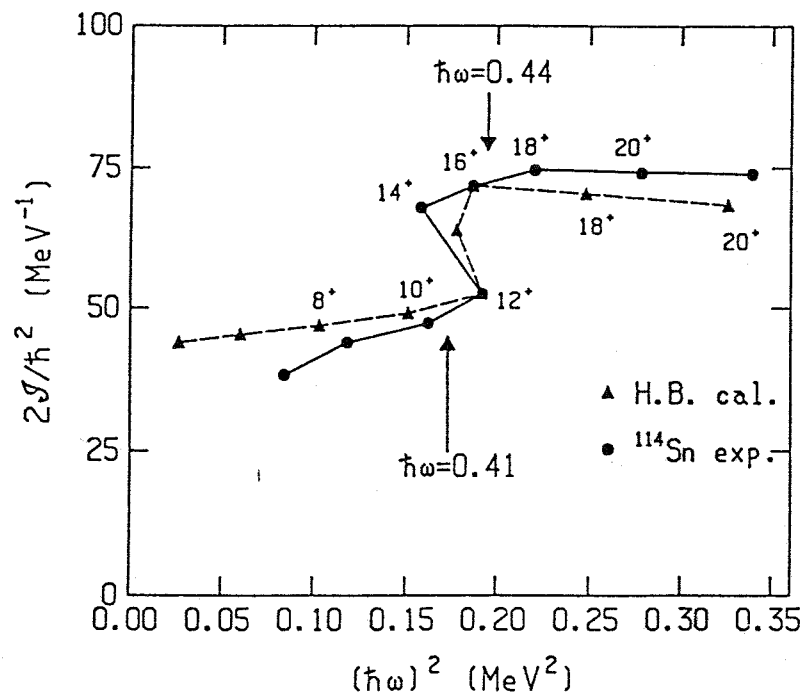
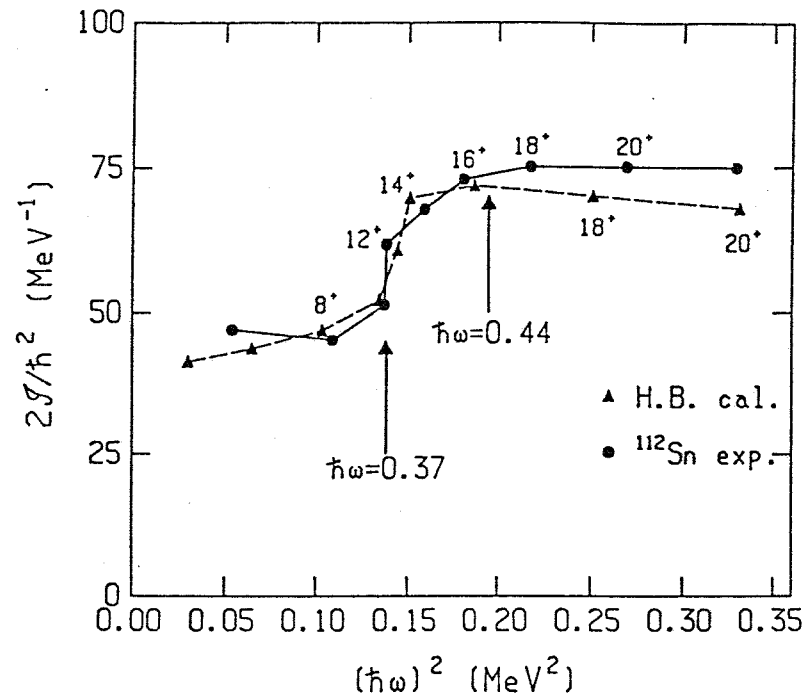


図 60 ^{112}Sn (上段) および ^{114}Sn (下段) の偶パリティ回転バンドに対するバックベンディングプロット。 黒丸が、実験値を示し、黒三角が、Spin-projection Hartree-Bogoliubov 計算の結果を示す。

4. 3 ^{110}Sn における侵入バンド消失と ハートリー・ボゴリユボフ計算による考察

^{110}Sn , ^{112}Sn , および ^{114}Sn の高スピン領域に、回転バンドの高スピン準位が共通して観測されたが、これらの高スピン準位は、励起エネルギーおよび準位間エネルギー共に類似している。

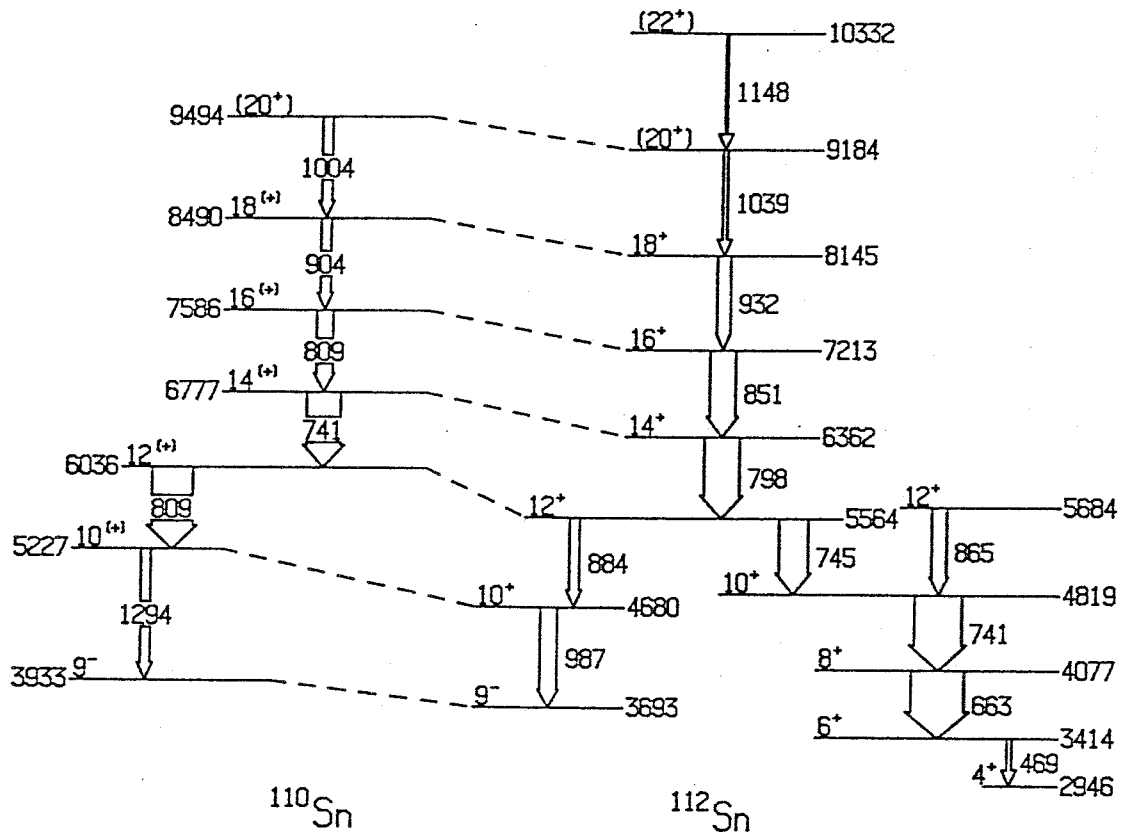


図 6 1 ^{110}Sn および ^{112}Sn の部分的準位図。 ^{110}Sn と ^{112}Sn の間の点線は、対応する準位間を結んでいる。矢印の太さは、 γ 線強度に比例するように描かれている。 ^{110}Sn の 5227 keV (10^+) 準位からは、3933 keV 準位以外にも遷移がみられるが、 ^{110}Sn と ^{112}Sn の対応が明確となるよう、これらの遷移は省略されている。

前節において、これらの高スピン準位は、2準粒子侵入バンドと考えられることを説明した。ところが、 ^{110}Sn においては、同様な2準粒子侵入バンドが観測されたにも関わらず、その崩壊先として、観測されたのは中性子の2準粒子励起

準位 $(\nu h_{11/2})^2 10^+$ と考えられる 5227 keV 準位だけであった。この状況を図 6 1 に示す。この図では、 ^{110}Sn および ^{112}Sn に対し、対応する準位が点線で結ばれており、矢印の太さは、 γ 線強度に比例するよう描かれている。2 準粒子侵入バンドの 12^+ から中性子の 2 準粒子励起準位 $(\nu h_{11/2})^2 10^+$ への崩壊パターンは、 ^{110}Sn ($6036 \text{ keV} \rightarrow 5227 \text{ keV}$) と ^{112}Sn ($5564 \text{ keV} \rightarrow 4680 \text{ keV}$) で共通している。しかしながら、 ^{110}Sn においては、 $^{112-118}\text{Sn}$ で報告されていた侵入バンドのメンバーと考えられる準位への遷移は観測されず、同時に、そのようなメンバーも全く同定されなかった。

^{110}Sn における 2 準粒子侵入バンドの 12^+ から侵入バンドの 10^+ への遷移の有無を調べるために 2 準粒子侵入バンド中の 741-keV および 809-keV 遷移でゲートした $\gamma\gamma$ 同時計測スペクトルを詳細に調べた。この結果、これらの遷移と同時計測関係にあり、かつ、 ^{110}Sn の準位図に組み込めなかった γ 線として、 508 keV と 601 keV の γ 線のあることがわかった。これらの γ 線強度は、 $2^+ \rightarrow 0^+$ 遷移の 1211 keV を 100 としたとき、それぞれ、 3 ± 1 , 9 ± 1 であった。このほかにピークがあるとしても、その γ 線強度は 1 以下である。

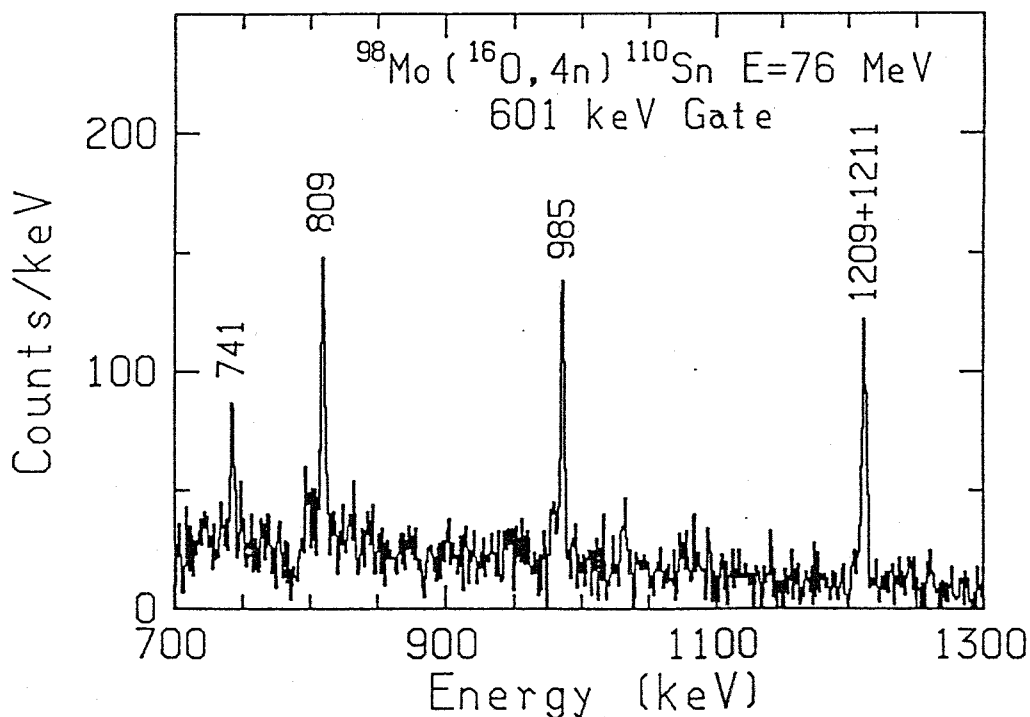


図 6 2 $\gamma\gamma$ 同時計測スペクトル 601-keV gate

601-keV ゲートのスペクトルを図 6 2 に示す。601 keV は、 ^{110}Sn に属し、かつ、741-keV および 809-keV 遷移と同時計測関係にあることがわかっているが、準位図に組み込めなかった γ 線である。741 keV の γ 線強度は、809 keV, 985 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$) および 1211 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) の γ 線強度の約半分しかないことがわかる。よって、601-keV 遷移は、6036-keV 準位から直接崩壊する γ 線ではないことがわかる。すなわち、この γ 線は、少なくとも 5227-keV 準位より下流の準位 (5227-keV 準位を含む) から崩壊することが要求される。よって、601-keV 遷移が、2 準粒子侵入バンドの 12^+ から侵入バンドの 10^+ への遷移である可能性は否定される。

508-keV ゲートのスペクトルでは、511 keV (e^+e^-) の混ざりが大きく 601 keV と同様の議論は不可能であった。よって、508-keV 遷移が、2 準粒子侵入バンドの 12^+ から侵入バンドの 10^+ への遷移である可能性は否定されない。

そこで、図 5 8 に示した ^{110}Sn と ^{112}Sn の崩壊パターンの類似性に着目し、2 準粒子侵入バンドの 12^+ から、球形 $10^+ (\nu h_{11/2})^2$ と侵入バンド 10^+ への分岐比が ^{110}Sn と ^{112}Sn とで等しいと仮定し、そのときの ^{110}Sn における分岐比を見積る。

^{112}Sn に於いて、侵入バンドの 10^+ への遷移は遷移エネルギー 745 keV、 γ 線強度 6.7 ± 1 である。 γ 線強度は、相対的なものであり、 ^{112}Sn では、 $2^+ \rightarrow 0^+$ の 1257-keV 遷移を 288 に規格化している。 ^{110}Sn では、 $2^+ \rightarrow 0^+$ の 1211keV 遷移を 100 に規格化している。球形 10^+ への遷移は遷移エネルギー 884 keV、 γ 線強度 2.3 ± 2 である。E2 遷移強度は、 γ 線強度に $(E\gamma)^{-5}$ を掛けたものに比例するので、 ^{112}Sn の場合には、2 準粒子侵入バンドから侵入バンドへの E2 遷移強度は、球形 10^+ への遷移強度に比べて 6.9 倍大きいことがわかる。

^{110}Sn の 2 準粒子侵入バンドから球形 10^+ への遷移エネルギーは、809 keV であり、 γ 線強度は、 2.5 ± 2 である。 ^{112}Sn より求めた分岐比を用いると、 ^{110}Sn の 2 準粒子侵入バンドから侵入バンドへの遷移エネルギーを 508 keV とした場合、その γ 線強度は、 1.7 ± 2 であることが要求される。この値は、実験的に得られた 508 keV の γ 線強度 3 ± 1 に比べ約 6 倍大きな値である。

逆に、508-keV 遷移が、6036-keV (12^+) 準位から直接、侵入バンドの 10^+

へ崩壊する遷移であるとしても、実験的に得られている E 2 遷移強度は、球形準位への 809-keV 遷移に比べ約 1.2 倍であり、ほぼ等しい値となることがわかる。球形準位への遷移強度と同程度の E 2 遷移強度しか受け持たない準位は、集団的準位とは考えにくい。少なくとも、その準位の配位には、球形成分と変形成分の大きな混合を必要とする。

以上より、 ^{110}Sn において、2 準粒子侵入バンド ($I \geq 12^+$) は観測されるけれども、侵入バンド ($I \leq 10^+$) は観測されないという特異な現象が起こっていることがわかる。

この現象を調べるために、バンド交差の解析 (§ 4. 2) にも用いた角運動量斜影ハートリー・ボゴリユボフ計算 (Spin-Projection Hartree-Bogoliubov) [Iwa82] を行った。図 6 3 は、Spin-Projection を行う前のハミルトニアン の期待値 $\langle 0 | H | 0 \rangle$ を、変形度 ε_2 の関数として、 ^{110}Sn 、 ^{112}Sn および ^{114}Sn に対して計算したものである。

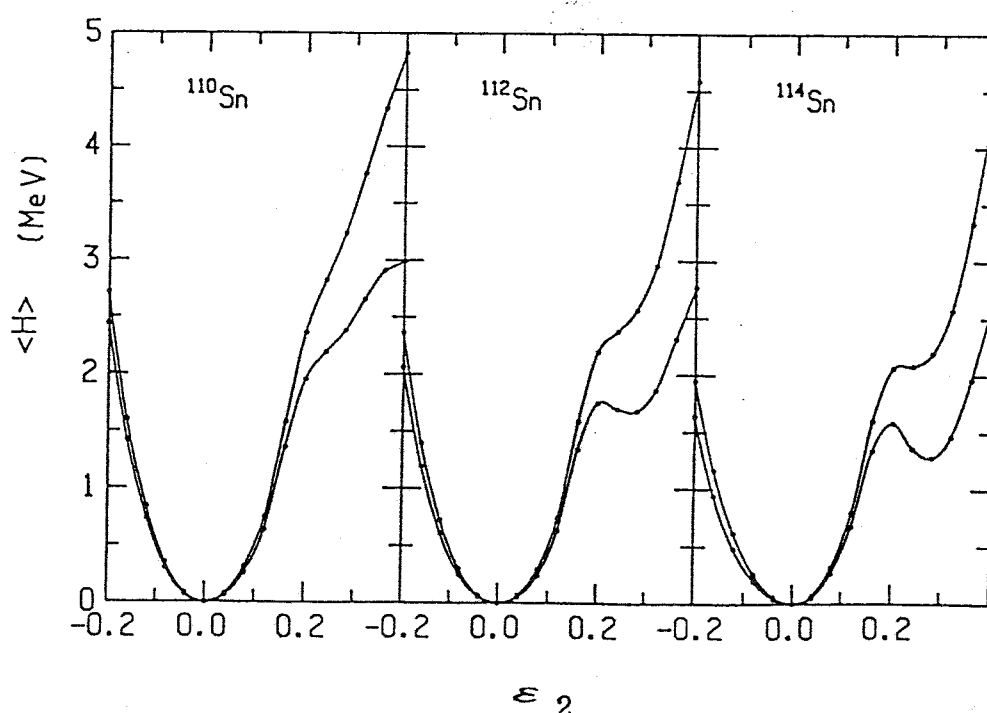


図 6 3 ^{110}Sn 、 ^{112}Sn および ^{114}Sn に対するポテンシャル曲線。横軸は、変形パラメーター ε_2 、縦軸は、①式で定義されるハミルトニアンの期待値。 $\varepsilon_2 = 0$ の点を、0 MeV に選んでいる。2 本の線は、2 つの異なる $Q \cdot Q$ 力のパラメーターに対する計算結果である。

ε_2 は、その座標系が変形の主軸と一致するような座標系からみた、核表面の、球形から四重極変形へのずれを表す量であり、次式で定義される。

$$R(\theta, \phi) = R_0 \cdot \{ 1 + \varepsilon_2 \cdot Y_{20}^*(\theta, \phi) + \varepsilon_4 \cdot [Y_{22}^*(\theta, \phi) + Y_{2-2}^*(\theta, \phi)] \}$$

また、 ε_2 、 ε_4 は、Bohr-Mottelson が導入した物理量 β 、 γ と次の関係で結ばれる量である。

$$\varepsilon_2 = \beta \cos \gamma$$

$$\varepsilon_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma$$

$\varepsilon_4 = 0$ の場合、 $\gamma = 0^\circ$ となり、 $\varepsilon_2 = \beta$ である [Tak78]。

一定の ε_2 に対し、 ε_4 の値を変化させたところ $\varepsilon_4 = 0$ で $\langle 0 | H | 0 \rangle$ は、最も小さくなった。そこで、図 6 3 は、 $\varepsilon_4 = 0$ としたときの計算値である。

$|0\rangle$ は、軸対称な Nilsson-BCS 真空状態で、 $a_i |0\rangle = 0$ である。 a_i は、準粒子の消滅演算子である。微視的なハミルトニアンとしては、①式の Pairing + Quadrupole Pairing + Quadrupole 力を採用した。

$$H = h - G \cdot P \cdot P - G_0 \sum P^+_{ij} P_{ij} - \chi / 2 \cdot \sum Q^+_{ij} Q_{ij} \quad \text{--- ①}$$

chemical potential は、spherical single-particle Hamiltonian h に含ませている。ここでは、three shells を陽子および中性子に対し考慮した。ペアリング力 G は、 $G_\nu = 0.87 \cdot (22.5 - 18(N-Z)/A)/A$ 、 $G_\pi = 0.87 \cdot 22.5/A$ と選び、四重極ペアリング力 G_0 は、 $G_0 = 0.2 \cdot G$ と選んだ。図 6 0 中 2 本の実線は、Quadrupole 力の強さのスケーリングパラメーター χ を約 3 % 変化させたときに、ポテンシャル曲線の変化する様子を示したものである。 $^{110-114}\text{Sn}$ で、パラメーターの強さは共通に選んでいる。 ^{114}Sn では、変形状態の谷がはっきり見えるが、 ^{110}Sn になると谷のくぼみが非常に浅くなっている。

次に、

$$\{ |P_J|0\rangle, |P_J a_i a_j^*|0\rangle \}$$

のようにベースを広げ、2準粒子励起まで含ませるようにして、①式の微視的ハミルトニアンを対角化する。ここで、 P_J は、角運動量斜影演算子である。2準粒子としては、 $\nu h_{11/2}$ 軌道からなる Nilsson 準位を約6本含めるようにした。この結果得られた ^{110}Sn 、 ^{112}Sn および ^{114}Sn に対するイラスト準位の励起エネルギーを図64に示す。各原子核に対して、図63と同じく、2種類の Quadrupole力のパラメーターを用いてそれぞれ計算した。図60に示したバックベンディングプロットは、この計算 ($x = 1.165$, $\varepsilon_2 = 0.3$) に基づいている。

^{112}Sn および ^{114}Sn では、 $0^+ \sim 20^+ \hbar$ にかけて、 $\varepsilon_2 \sim 0.3$ にポテンシャルの極少点が見られる。この谷の深さに比べると浅いけれども、 ^{110}Sn のスピンの値 $14 \hbar$ 以上にも $\varepsilon_2 \sim 0.3$ にポテンシャルの極少点が存在する。ところが、 ^{110}Sn のスピンの $10 \hbar$ 近傍では、 $\varepsilon_2 \sim 0.3$ に極少点が見られない。そして、Quadrupole力のパラメーターの微小変化に対して、不安定な振舞いを示している。

このポテンシャル曲線の振舞いは、高スピン領域に2準粒子侵入バンドが存在するという実験事実を再現し、また、 10^+ 以下の侵入バンドは観測にかからないという実験事実も説明する。 10^+ で変形状態に安定なポテンシャルの極少点を持たないということは、 10^+ 準位において、球形 10^+ と変形 10^+ の混合が大きいことを意味する。この混合が大きいと、この節の前半で説明したように、変形 10^+ への遷移は、観測されにくくなるのである。

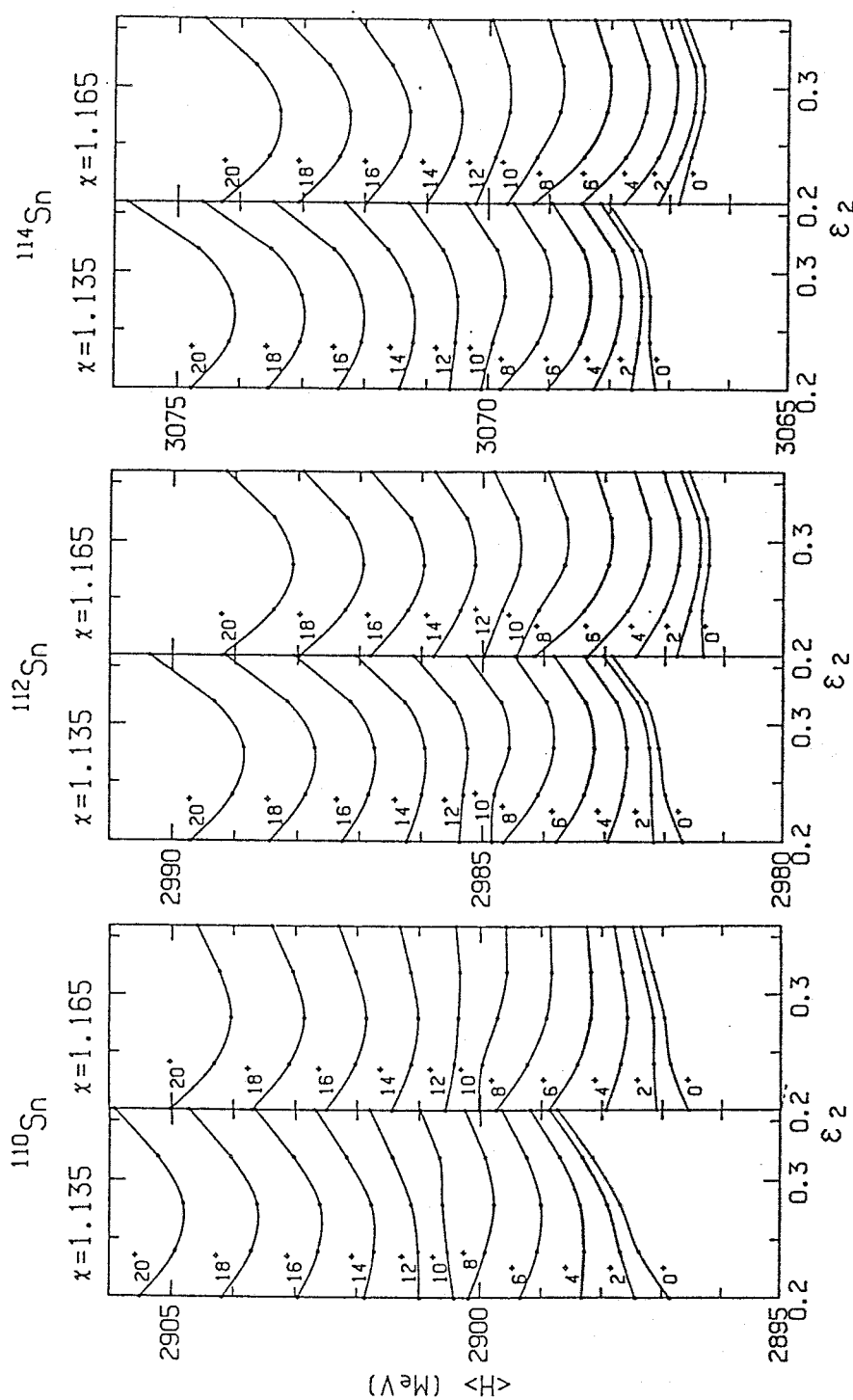


図 6 4 $\nu h_{11/2}$ 軌道起源の 2 準粒子励起を考慮した角運動量斜影ハートリー・ボゴリュボフ計算によるポテンシャル曲線。黒丸は、計算点であり、実線は、それらをスムーズに結んだものである。各原子核に対し、2 通りの $q \cdot q$ カ パラメーター x を用いた計算結果を示す。

奇質量数 Sn 同位体の高スピン状態は、これまで (α, xn) 反応を用いて調べられている [Has79, Pra84]。 ^{111}Sn については、 3789-keV ($23/2^-$) 準位までが報告されている。そこで同定された準位は、中性子の 1 あるいは 3 準粒子励起準位として説明される [Has79, Pra84, Gun78]。奇質量数 Sn 同位体においては、偶質量数 Sn 同位体の場合と異なり、これまでに侵入バンドのメンバーと考えられる準位は 1 つも報告されていない。

今回、 $^{98}\text{Mo}(^{16}\text{O}, 3n)$ 反応で ^{111}Sn の高スピン準位が調べられることにより、 $23/2^- \sim (43/2^-)$ 領域に回転バンドが初めて同定された。中性数が 61 個である ^{111}Sn において、奇パリティ準位の配位に寄与し得る軌道は、 $\nu h_{11/2}$ だけである。よって、この回転バンドは、偶質量数 Sn 同位体において報告されている偶パリティ侵入バンドに $\nu h_{11/2}$ 準粒子が 1 個結合した奇パリティ侵入バンドと考えられ、 $\nu h_{11/2}$ -侵入バンド ($\nu h_{11/2}$ Intruder band) と呼ぶことにする。

$^{98}\text{Mo}(^{16}\text{O}, 3n)$ 反応で励起した ^{111}Sn の高スピン領域で、強く populate されたのは、 $\nu h_{11/2}$ -侵入バンドのメンバーだけであった。よって、スピン値 $27/2^-$ 以上の領域では、 $\nu h_{11/2}$ -侵入バンドがイラスト準位になっていると考えられる。すなわち、 ^{111}Sn のイラスト線では、スピン値約 $27/2^-$ において球形相から変形相への転移が起こっている。

図 6 5 に ^{111}Sn において発見された $\nu h_{11/2}$ 侵入バンド と球形準位の一部を ^{110}Sn および ^{112}Sn の部分的準位図と共に示す。各準位図の左側に示されたのが球形準位であり、右側に示されたのが回転バンドに属する準位である。 ^{112}Sn における侵入バンドの低スピンメンバー 0^+ , 2^+ は見つかっておらず、また、 6^+ から 4^+ への遷移も 4 本に分岐している。しかしながら、この事実は、侵入バンドの低スピンメンバーが存在しないのではなく、侵入バンドの低スピンメンバーと振動準位との混合が大きいためであると考えられている [Bac81, Kan79, Yan86]。また、 ^{116}Sn においては、 0^+ バンドヘッドが見つかっており [Bro79]、侵入バンドのバンドヘッドは 0^+ と考えられている。よって、 ^{111}Sn における $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドのバンドヘッドも 侵入バンドの 0^+ に $\nu h_{11/2}$ が結合した $11/2^-$ と考えられる。そこで侵入バンドの 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , ... には、 $\nu h_{11/2}$ 侵入バンド

の $11/2^-$, $15/2^-$, $19/2^-$, $23/2^-$, ... がそれぞれ対応する。図 6 5 中の点線は、この対応関係にある準位を結んだものである。また、励起エネルギーとしては、 ^{111}Sn の 978 keV 準位を ^{110}Sn および ^{112}Sn の基底準位と揃えた。978 keV 準位は、 ^{110}Sn および ^{112}Sn の基底準位 0^+ に対する $\nu h_{11/2}$ による 1 準粒子準位と考えられる準位である。

^{111}Sn における $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドを、 ^{110}Sn もしくは ^{112}Sn の回転バンドと比較したときの特徴を示しておく。

- ① ^{111}Sn の $23/2^-$ 準位から $19/2^-$ 準位への遷移は 2 本に分岐している。この現象は、 ^{112}Sn の 6^+ 準位から 4^+ 準位への遷移が分岐していることと類似している。
- ② ^{111}Sn における $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドのエネルギー間隔は、 ^{110}Sn もしくは ^{112}Sn における対応する回転バンドメンバーのエネルギー間隔に比べて大きい。
- ③ ^{111}Sn の $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドのメンバーである $23/2^-$ 準位は、 ^{112}Sn の侵入バンドのメンバーである 6^+ 準位に対応する。その励起エネルギーは、 ^{111}Sn の球形 1 準粒子 978-keV 準位と ^{112}Sn の基底準位からそれぞれ測った場合、 ^{111}Sn の方が低いところに現れる。すなわち、

$$Ex(23/2^-: \text{変形}) - Ex(11/2^-: \text{球形}) < Ex(6^+: \text{変形}) - Ex(0^+: \text{球形})$$

という関係が成り立っている。

- ④ ^{112}Sn の回転バンドでは、スピン値約 10 $\hbar$ のところで後方歪曲現象が見られるが、 ^{111}Sn における $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドのエネルギー間隔は、スピン値と共に単調に増加しており、後方歪曲現象は見られない。

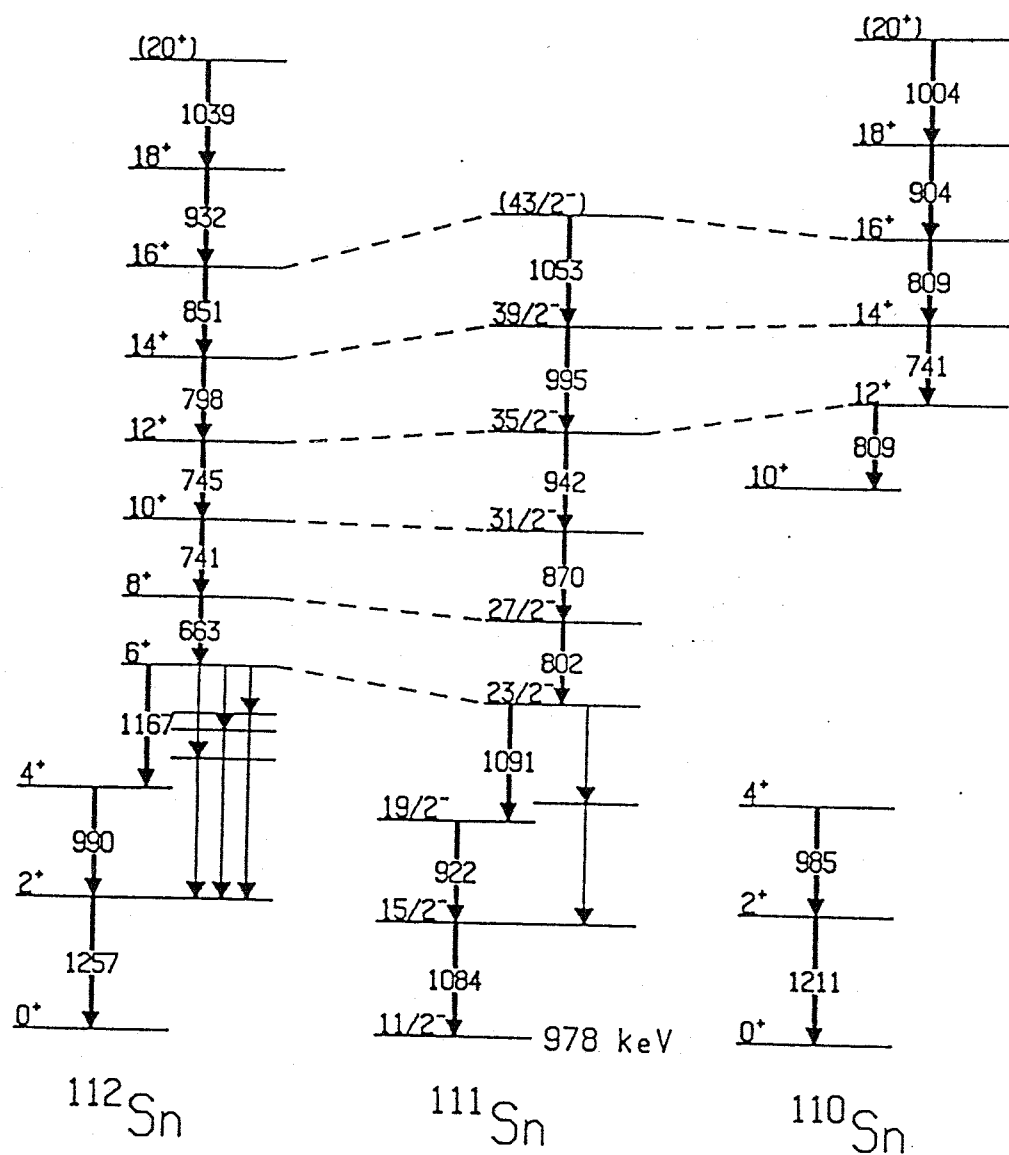


図 6 5 ^{111}Sn の奇パリティ回転バンド。球形 $11/2^-$ 準位 ($E_x = 978 \text{ keV}$) を ^{110}Sn および ^{112}Sn の基底準位に揃えている。点線は、対応する準位を結んでいる。

4. 5 S_n の侵入バンドと $\nu h_{11/2}$ 準粒子の結合形態

^{111}Sn における $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドのエネルギー間隔は、 ^{112}Sn における侵入バンドの対応するエネルギー間隔に比べて大きいという特徴があった。1 準粒子回転バンドと基底回転バンドのエネルギー間隔の比較は、準粒子とコアの結合形態に関する情報を与えてくれる。

1 準粒子と変形コアの結合形態のモデルとして、強結合スキームと回転整列スキームが知られている。図 6 6 で示したように、強結合スキームの場合、1 準粒子は変形コアの回転運動に追従し、全スピンの対称軸成分 K がよい量子数となる。回転整列スキームの場合、準粒子のスピンの j は、集団回転軸の方向に整列し、 j の回転軸成分 α がよい量子数となる。

両極端スキームでの励起エネルギーは、それぞれ次のように表すことができる [Lie78]。

$$E_1 [\text{強結合}] = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [I \cdot (I + 1) - K \cdot (K + 1)] \quad \text{--- ①}$$

$$E_1 [\text{回転整列}] = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (I - j) \cdot (I - j + 1) \quad \text{--- ②}$$

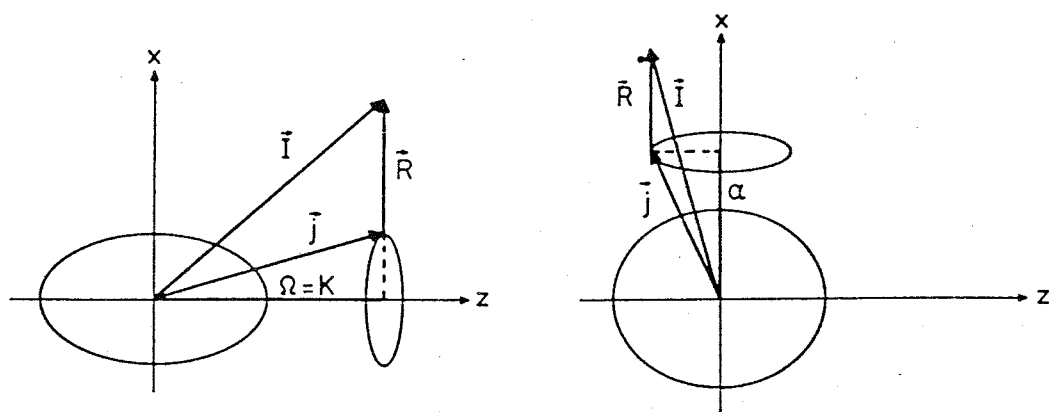


図 6 6 強結合スキーム（左）および回転整列スキーム（右）
のスピンの向き

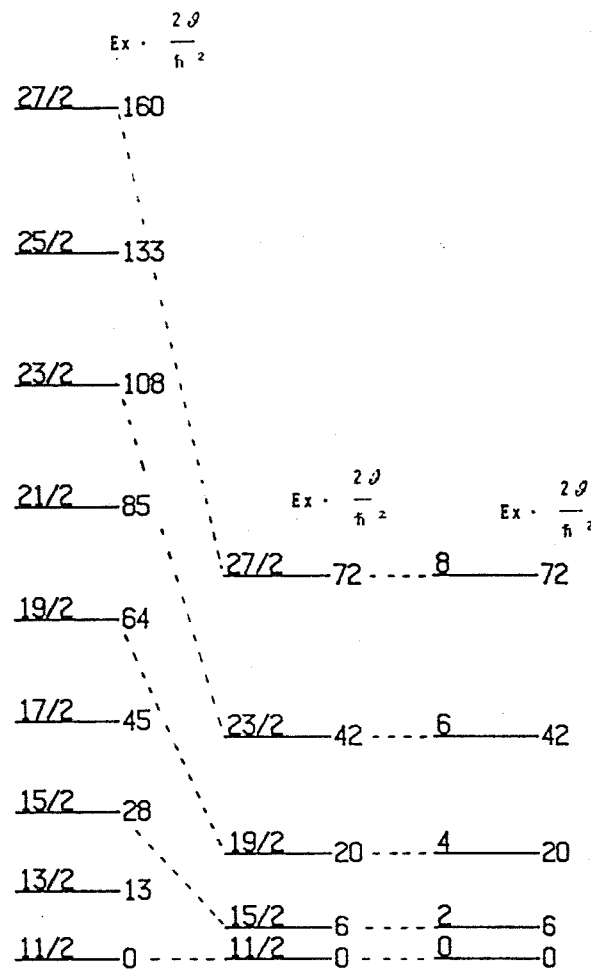


図 6 7

強結合および回転整列スキームでの典型的な励起エネルギー。但し、 $K = 11/2$, $\alpha = 11/2$ の場合である。

強結合 回転整列 偶々核
スキーム スキーム コア

j あるいは K に $11/2$ を代入して、①、②式により計算された励起エネルギーを図 6 7 に示す。

この図からわかるように回転整列の極限では 1 準粒子回転バンドのエネルギー間隔は、対応する偶々核のエネルギー間隔に等しい。例えば、

$$\frac{E_{27/2} - E_{23/2}}{E_8 - E_6} = 1.00$$

となる。強結合の極限では、偶々核のエネルギー間隔よりも広がっている。この広がり方は、考えるスピン値によって異なるが、例えば、

$$\frac{E_{15/2} - E_{11/2}}{E_2 - E_0} = 4.67$$

$$\frac{E_{27/2} - E_{23/2}}{E_8 - E_6} = 1.73$$

等々である。

侵入バンドに $\nu h_{11/2}$ が結合した ^{111}Sn の回転バンドに対し、隣核の ^{112}Sn における侵入バンドと、エネルギー間隔を比べたところ、

$$\begin{array}{l} ^{111}\text{Sn} \rightarrow \frac{E_{27/2} - E_{23/2}}{E_8 - E_6} = 1.21 \\ ^{112}\text{Sn} \rightarrow \end{array}$$

という結果を得た (図 6 8)。この値は、強結合スキームで予想される値 (1.73) よりも、回転整列スキームで予想される値 (1.00) に近い。

このような結合形態の吟味を、これまで類似性が強調されてきた Xe で行ったところ、

$$\begin{array}{l} ^{117}\text{Xe} \rightarrow \frac{(E_{27/2} - E_{23/2})}{E_8 - E_6} = 1.21 \\ ^{116}\text{Xe} \rightarrow \end{array}$$

$$\begin{array}{l} ^{117}\text{Xe} \rightarrow \frac{(E_{27/2} - E_{23/2})}{E_8 - E_6} = 1.21 \\ ^{118}\text{Xe} \rightarrow \end{array}$$

という結果を得た (図 6 8 右)。これは、 ^{111}Sn と ^{112}Sn の場合と同じ値であり、1 準粒子・変形コアの結合形態において Xe と Sn の類似性が確認されたいえる。

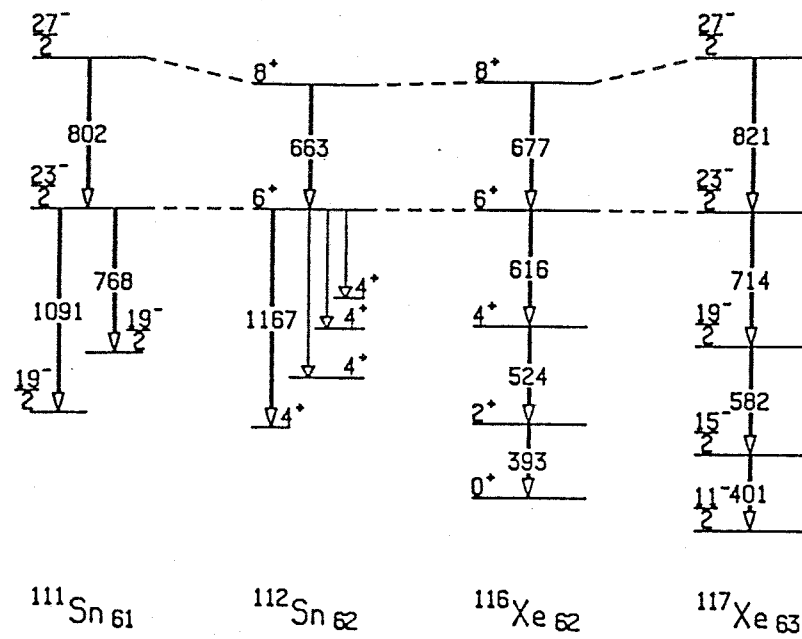


図 6 8 ^{111}Sn , ^{112}Sn , ^{116}Xe および ^{117}Xe における
 $8^+ \rightarrow 6^+$ 遷移エネルギーと $27/2^- \rightarrow 23/2^-$ 遷移エネルギーの比較

4. 6 $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドに見られるブロッキングの効果

§ 4. 2 において、 ^{112}Sn および ^{114}Sn で見いだされた偶パリティ高スピン回転バンドは、侵入バンドに 2 準粒子 ($\nu h_{11/2}$)² が励起した回転バンドであることを Hartree-Bogoliubov 計算との比較に基づき議論した。§ 4. 5 では、 ^{111}Sn における $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドのエネルギー間隔は、 ^{112}Sn における侵入バンドのエネルギー間隔と類似しており、 $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドは、回転整列スキームに近いことを示した。 ^{112}Sn および ^{114}Sn の回転バンドにおける慣性モーメントの急増現象（後方歪曲現象）を $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドにおける慣性モーメントの振舞いと比べることにより、後方歪曲現象における $\nu h_{11/2}$ 準粒子の役割を調べることができる。

図 6 9 は、 ^{111}Sn 、 ^{112}Sn および Xe 同位体の回転バンドに対するバックベンディングプロットである。偶質量数核については、§ 4. 2 の①、②式により $2\mathcal{J}/\hbar^2$ および $(\hbar\omega)^2$ を計算した。奇質量核については、§ 4. 2 の①、②式の I を $I-j$ で置換した次式で計算した。

$$\frac{2\mathcal{J}}{\hbar^2} = \frac{4(I-j)-2}{E_1 - E_{1-2}} \quad \text{--- ①}$$

$$(\hbar\omega)^2 = [(I-j)^2 + (I-j) + 1] \cdot \left[\frac{E_1 - E_{1-2}}{2(I-j)-1} \right]^2 \quad \text{--- ②}$$

式中、 j は、コアに結合している 1 準粒子の角運動量である。ここでは、 $\nu h_{11/2}$ バンドを考えているから、 j は $11/2$ である。ただし、この①、②式が厳密に成り立つのは、 $\nu h_{11/2}$ 準粒子のスピンが完全にコアの集団回転軸に揃った場合だけである。

図中、例えば、 $27/2^-$ と示したデータ点は、 $27/2^- \rightarrow 23/2^-$ 遷移に対応するデータ点である。 ^{111}Sn においては、 $23/2^-$ よりスピン値の小さなバンドメンバーはユニークに同定されなかったため、低スピン領域の慣性モーメントの振舞いは決定されない。しかしながら、Xe 同位体には、低スピンメンバーが同定されており、かつ Sn の侵入バンドとの類似性が指摘されている (§ 4. 5)。Xe

との類似性を利用して、 ^{111}Sn における低スピン領域の慣性モーメントを予想することができる。実際、 $27/2^-$ のデータ点は、 ^{111}Sn と $^{117,119,121}\text{Xe}$ でほぼ一致している。

Xe との低スピン領域での類似性を仮定するならば、 ^{111}Sn では、 ^{112}Sn に見られる後方歪曲現象が起こっていないといえる。上の仮定を用いない場合でも、少なくともスピン値 $23/2^-$ から $43/2^-$ の間では後方歪曲現象は起こっていない。

$\nu h_{11/2}$ 侵入バンドで、後方歪曲現象が禁止されるのは、定性的にはブロッキングの効果 [Ste75] により説明される。 ^{112}Sn の高スピンバンドが2準粒子 ($\nu h_{11/2}$)² の回転整列により生じているとする。この2準粒子は、エネルギー的に最も安定になる $\nu h_{11/2}$ 軌道の Nilsson 準位を占有するはずである。ところが、 $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドでは、1準粒子が初めから回転整列している。そこで、 $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドにおいて、さらに2準粒子 ($\nu h_{11/2}$)² の回転整列を起こそうとすると、エネルギー的に最も安定になる Nilsson 準位はすでに占有されているから、ブロックされてしまう。よって、後方歪曲現象が禁止されるのである。

$\nu h_{11/2}$ 侵入バンドにおいて、後方歪曲現象が見られないという事実から、逆に、偶パリティ2準粒子侵入バンドが2準粒子 ($\nu h_{11/2}$)² 励起により生じているバンドであることがわかる。

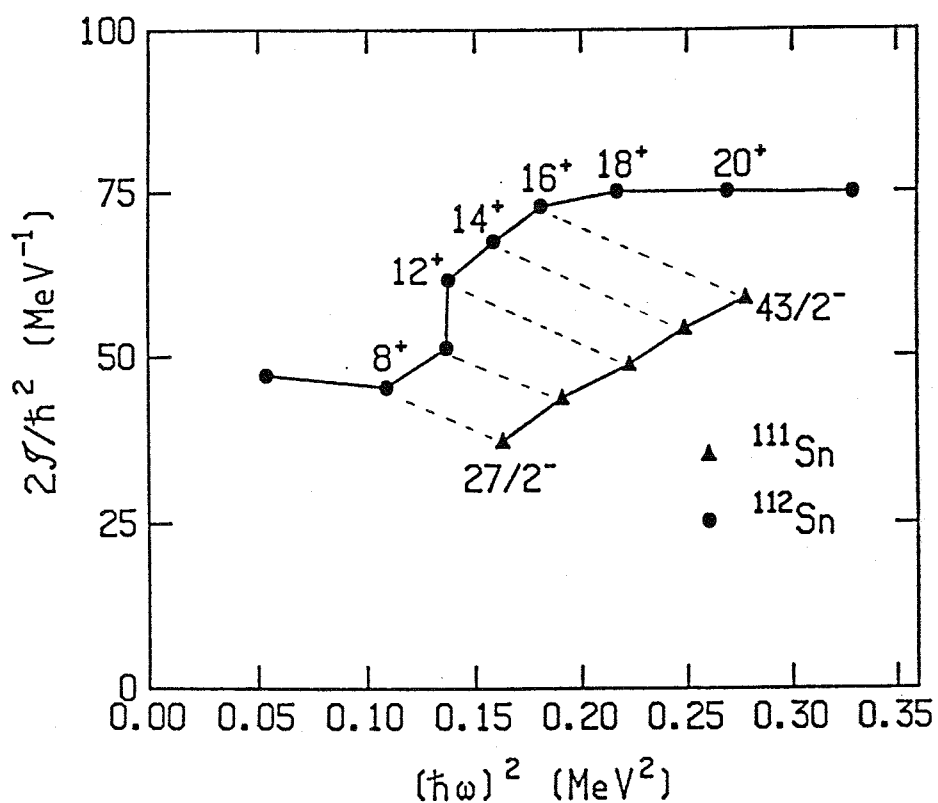
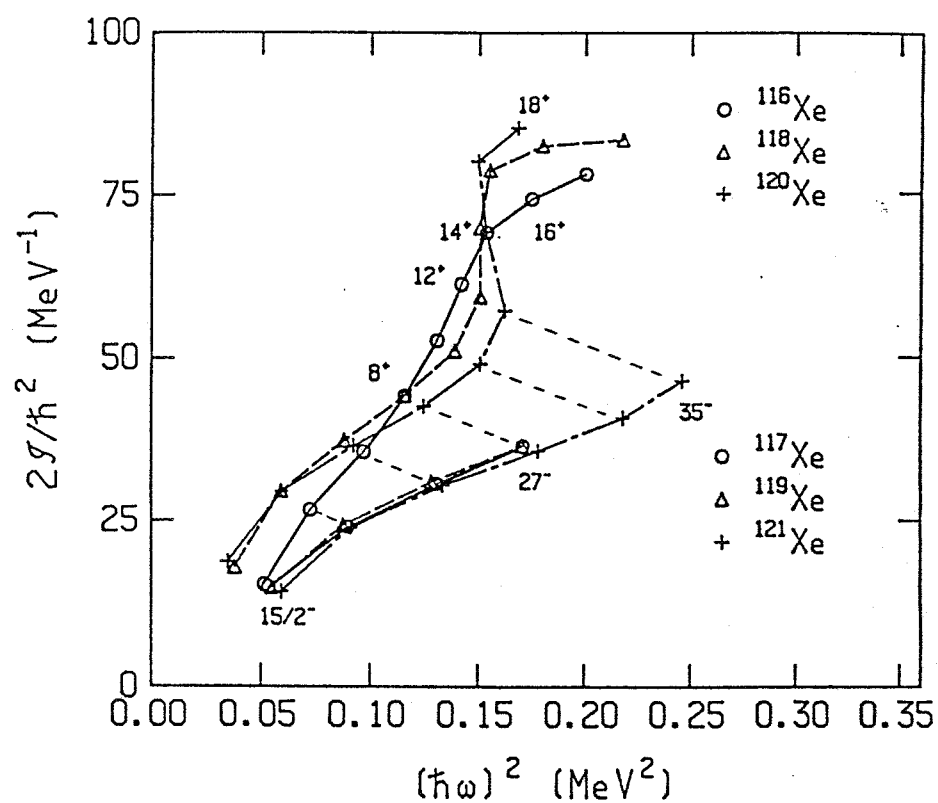


図 6 9 ^{111}Sn , ^{112}Sn および Xe 同位体の回転バンド
に対するバックベンディングプロット

4. 7 侵入バンド内遷移の $B(E2)$ 値

回転バンド内の換算遷移確率 $B(E2)$ は、回転バンドの集団性を知る上で重要な物理量である。

これまで、 ^{116}Sn の侵入バンドの低スピンメンバーに対して、 $B(E2)$ の測定が行われ、 $B(E2; 4^+_2 \rightarrow 2^+_2) > 17 \text{ W.u.}$ および $B(E2; 2^+_2 \rightarrow 0^+_2) = 17 \text{ W.u.}$ という結果を得ている。ここで、 $A = 112$ の原子核では、 $1 \text{ W.u.} = 32 \text{ e}^2\text{fm}^4$ である。しかしながら、侵入バンドの低スピンメンバーは、振動準位との混合が大きく、バンド外準位からバンド内準位への遷移に最も大きな $B(E2)$ 値 $B(E2; 4^+_1 \rightarrow 2^+_2) = 60 \text{ W.u.}$ が報告されている。この事実は、 ^{116}Sn の侵入バンドの低スピンメンバーが、簡単なバンド構造ではないことを示している [Kan79]。

6^+ 以上の高スピン準位では、侵入バンド内準位とバンド外準位の間に遷移がみられず、それらの準位間の混合は小さいことが指摘されている [Bro79]。本研究では、 ^{112}Sn の侵入バンドのメンバーである 6^+ 準位および 8^+ 準位に対し、寿命 (mean lifetime) の下限値および上限値を、それぞれ次のように決めることができた。

$$3.9 < \tau(8^+) < 17.9 \quad [\text{psec}]$$

$$0.8 < \tau(10^+) < 4.6 \quad [\text{psec}]$$

この値は、寿命と換算遷移確率 $B(E2)$ の関係式

$$1/\tau = 1.22 \cdot 10^9 \cdot E\gamma^5 \cdot B(E2) \quad [\text{sec}^{-1}]$$

(ただし、 $E\gamma$ の単位は、[MeV]であり、 $B(E2)$ の単位は、 $[\text{e}^2\text{fm}^4]$ である。)
に代入することにより、

$$B(E2; 8^+ \rightarrow 6^+) = (1.0 \pm 0.6) \cdot 10^3 \quad [\text{e}^2\text{fm}^4]$$

$$B(E2; 10^+ \rightarrow 8^+) = (2.7 \pm 1.8) \cdot 10^3 \quad [\text{e}^2\text{fm}^4]$$

となる。

中性子の2準粒子準位間の $B(E2; 8^+ \rightarrow 6^+)$ および $B(E2; 10^+ \rightarrow 8^+)$ の測定値 [Has83, Poe80, Dal86] と ^{112}Sn の侵入バンド内 $B(E2)$ 値の比較を表12に示す。中性子の2準粒子準位間の $B(E2)$ に比べ、侵入バンド内の $B(E2)$ は、約100倍増強されている。この事実から、侵入バンドは、中性子の準粒子励起とは区別され、集団的励起モードであることがわかる。

表12 Sn 同位体の $B(E2; 8^+ \rightarrow 6^+)$
および $B(E2; 10^+ \rightarrow 8^+)$

核種	$I_i \rightarrow I_f$	$B(E2; I_i \rightarrow I_f)$ [$e^2\text{fm}^4$]
^{103}Sn	$8^+ \rightarrow 6^+$	3.3 ± 0.5
^{112}Sn	$8^+ \rightarrow 6^+$	$(1.0 \pm 0.6) \cdot 10^3$
“	$10^+ \rightarrow 8^+$	$(2.7 \pm 1.8) \cdot 10^3$
^{116}Sn	$10^+ \rightarrow 8^+$	50 ± 9
^{118}Sn	$10^+ \rightarrow 8^+$	28 ± 15
^{120}Sn	$10^+ \rightarrow 8^+$	9 ± 2

偶質量数 S_n 同位体における低スピン・イラスト近傍準位に対して、実験値と、中性子の励起を考える 2 準粒子模型との比較が行われている [Yam69, Poe80]。そこでは、この模型が、励起エネルギーを広い中性子数範囲に渡って、約 200 keV の精度で再現するが、波動関数の詳細に依存する電磁氣的性質、特に E2 あるいは E3 遷移強度については、1 オーダー近い差異を生じることが指摘されている。

2 準粒子状態とは、原子核の中で 0^+ 対が 1 つだけ壊れた状態のことである。この状態に、2 つ以上の 0^+ 対が壊れた成分がどれだけ入っているかを調べることで、2 準粒子という近似の有効性や、励起準位を準粒子の数によって分類することの有効性を直接吟味することができる。

この問題に対し、4 準粒子配位まで考慮した計算が行われ [Bon85]、これまで S_n の 2 準粒子励起と考えられていた準位に、4 準粒子励起の成分が、約 20 % 混合 (Seniority mixing) していることが予想された。

4 準粒子配位の混合は、2 準粒子配位に集団的性質を持つ 1 つの振動子 (1 phonon) を結合した配位を作れるため、E2 遷移強度を増大させる効果を持ち得る。特に、 $9^- \rightarrow 8^-$ 遷移に対し、この効果は顕著に現れる [Bon85]。 ^{110}Sn および ^{112}Sn に対する $B(E2)$ および $B(M1)$ の計算結果を表 13 に示す。表では、 $B(E2; 9^- \rightarrow 8^-)$ 値は、4 準粒子配位 ($v_g=4$) の混合を考えると、2 準粒子配位 ($v_g=2$) に限った場合に比べ、約 7 倍の $169 \text{ e}^2\text{fm}^4$ (^{110}Sn) および $206 \text{ e}^2\text{fm}^4$ (^{112}Sn) に増大することが示されている。

これまでは、この $B(E2)$ 値増加の効果は、 9^- の寿命が測定されていなかったために、遷移混合比 (mixing ratio) で表現され、実験値と比べられてきた。

2 準粒子配位に限った場合、 S_n の 9^- および 8^- は、次式で表現される。

$$|9^- \rangle = |9^- : g_{7/2} h_{11/2} \rangle \quad \text{--- ①}$$

$$|8^- \rangle = \alpha |8^- : g_{7/2} h_{11/2} \rangle + \sqrt{1 - \alpha^2} \cdot |8^- : d_{5/2} h_{11/2} \rangle \quad \text{--- ②}$$

$|9^-: g_{7/2} h_{11/2}\rangle$ から $|8^-: g_{7/2} h_{11/2}\rangle$ への遷移は、E2 と M1 の両方が可能である。 $|9^-: g_{7/2} h_{11/2}\rangle$ から $|8^-: d_{5/2} h_{11/2}\rangle$ への E2 遷移も可能であるが、M1 遷移は、 Δ -選択則により禁止される。この場合、 $|8^- \rangle$ の配位 (α の大きさ) に従って、 $9^- \rightarrow 8^-$ の遷移混合比は変化する。すなわち、2 準粒子配位に限った場合でも、 α を小さく選ぶことにより、遷移混合比は大きく増大し得る。よって、4 準粒子配位混合の効果、波動関数の詳細 (α) とは独立に見るには、遷移混合比だけでなく遷移混合比と $9^- \rightarrow 8^-$ の遷移確率の両方を測定し、 $B(E2)$ を決めることが重要である。実際、2 準粒子配位では、 α の値をどのように選んでも、 $B(E2; 9^- \rightarrow 8^-)$ 値が、 $70 \text{ e}^2 \text{fm}^4$ を越えることはない。

本研究により、初めて得られた実験値 $B(M1)$ および $B(E2)$ を表 13 に [Bon85] の計算値と共に示す。 $B(E2)$ の導出に必要な遷移混合比 δ としては、本研究で得られた δ と [Poe80] による実験値の重み付き平均値を用いた。この δ と寿命 τ より、 $B(E2; 9^- \rightarrow 8^-)$ 値は、 ^{110}Sn および ^{112}Sn に対し、それぞれ $150 \text{ e}^2 \text{fm}^4$ および $175 \text{ e}^2 \text{fm}^4$ となる。この値は、2 準粒子配位では決して再現されない大きな値である。また、[Bon85] による 4 準粒子の混合まで取り込んだ計算は、この実験値をよく再現している。この一致は、[Bon85] による主張、すなわち、”これまで主に、2 準粒子配位と考えられていた準位に 4 準粒子配位が約 10 ~ 30 % 混合している” という主張を裏付けるものと言えよう。

ただし、表 13 において、 $B(M1; 9^- \rightarrow 8^-)$ の計算値は、実験値よりも 1.6 ~ 2.3 倍大きくなっている。この不一致を再現するには、さらに進んだ計算、例えば、コアの変形を考慮した計算等の行われることが期待される。

表 1 3 B(M1; $9^- \rightarrow 8^-$) または B(E2; $9^- \rightarrow 8^-$) に対する
実験値と 4 準粒子計算 [Bon85] との比較

		Calculation		Experiments	
		^{110}Sn	^{112}Sn	^{110}Sn	^{112}Sn
B(E2)	$Vg \leq 2$	23	36		
	$Vg \leq 4$	169	206	150^{+100}_{-80}	175 ± 35
[$e^2 \text{fm}^4$]					
B(M1)	$Vg \leq 2$	12.7	12.6		
	$Vg \leq 4$	9.6	9.8	$6.0^{+1.1}_{-0.8}$	$4.3^{+0.7}_{-0.5}$
[$0.01 \mu_n^2$]					

偶質量数 S_n 同位体の低励起準位の性質、特に、励起エネルギーの中性子数依存性は、中性子の 2 準粒子模型でよく記述される。さらに、2 準粒子準位における 4 準粒子混合の効果を考慮すると、波動関数の詳細に依存する電磁氣的性質までも、定量的に再現されることを前節で示した。この混合は、約 20% であり、 S_n の励起準位を、中性子の準粒子数で分類することの有効度が 2 準粒子状態まで確かめられた。

これまで、偶質量数 S_n 同位体で、実験的に議論されてきたのは、主に 2 準粒子状態までであり、さらに 0^+ 対の壊れた状態（多準粒子励起状態）に関する実験的情報は、非常に少ない。

多準粒子励起状態に関する理論的研究では、励起状態におけるペアリング・ギャップが準粒子の数に従い減少するという問題が指摘されている [Sol61, Akk77]。ペアリング・ギャップとは、次式

$$\Delta_a = - \frac{1}{2} \sum u_c \cdot v_c \cdot \frac{2j_c+1}{2j_a+1} \cdot G(aacc:0) \quad \text{--- ①}$$

で定義され、 0^+ 対の広がり具合 (the diffuseness of pair distribution) を示す量である。 $G(abcd:I)$ は、粒子・粒子マトリックス要素である [Al171]。

通常の準粒子模型では、基底状態の 0^+ 対の分布が、励起状態の計算にそのまま用いられる。しかしながら、準粒子が占有した軌道は、パウリの排他律に従い、 0^+ 対の分布に影響を与えるので、励起状態の 0^+ 対分布は、基底状態の分布とは異なるはずである。

この効果は、[Akk77]により S_n 同位体の多準粒子状態まで吟味された。図 70 に、彼らの計算例を示す。横軸は準粒子の数であり、縦軸は、ペアリング・ギャップの平均値、すなわち、

$$\bar{\Delta} = \frac{\sum_a (2j_a + 1) \cdot \Delta_a}{\sum_a (2j_a + 1)} \quad \text{--- ②}$$

で定義される量である。図は、準粒子の数が増すに連れて、ペアリングギャップ

の平均値が減少することを示している。ペアリング・ギャップは、準粒子の励起エネルギーと、

$$E_a = \sqrt{(\varepsilon_a - \lambda)^2 + \Delta^2} \quad \text{--- ③}$$

の関係にあるので、ペアリング・ギャップの減少は、励起エネルギーの減少として実験的に観測することができる。③式で、 ε_a は、single particle energyであり、 λ は、フェルミ準位である。彼らによると、このペアリングギャップ減少の効果は、Sn同位体の2準粒子準位の励起エネルギーを、約 300 keV だけ、通常の準粒子模型で計算される値よりも下げる。3準粒子準位に対しては、約 400 keV だけ下げることが示された。

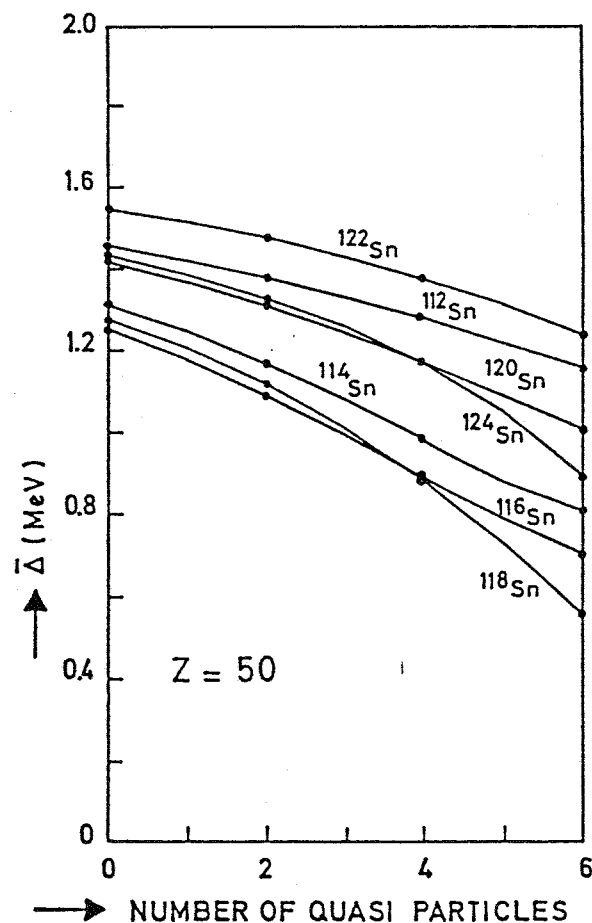


図 7 0 Sn 同位体の励起状態における、準粒子数に対するペアリングギャップ平均値の変化の計算値。

図 7 1 には、中性子の 2 あるいは 4 準粒子準位と考えられる準位の励起エネルギーと、4 準粒子模型（正確には、2-broken pair model）により計算された励起エネルギーの比較を示す。実験値と計算値の間の破線は、互に対応する準位を結んだものである。この 4 準粒子計算は、前節で引用した [Bon85] によるものである。残留相互作用の形は、Gaussian型を用いている。[Bon85]の計算では、6 準粒子混合の効果は入っておらず、また、励起状態におけるペアリング・ギャップ減少の効果も補正されていない。また、計算に必要な single particle energy は、奇質量数 S_n 同位体の低励起準位を、3 準粒子計算と比較して決めた値を用いている。

主に 2 準粒子配位と考えられる準位に対し、実験値と計算値のエネルギー差の平均値は、約 100 keV と小さい。一方、主に 4 準粒子配位と考えられる準位では、実験値の方が、平均して約 740 keV だけ励起エネルギーの低いところに現れている。

実験値の方が小さくなるという事実は、[Akk77]により指摘されたように、励起状態におけるペアリング・ギャップの減衰によるものと考えられる。なお、実験値と [Bon85]の計算値との差は、[Akk77]の予想する差よりも大きい傾向にあるが、さらに定量的な比較を行うためには、4 準粒子準位に 6 準粒子混合の効果を取り入れた計算が、必要である。

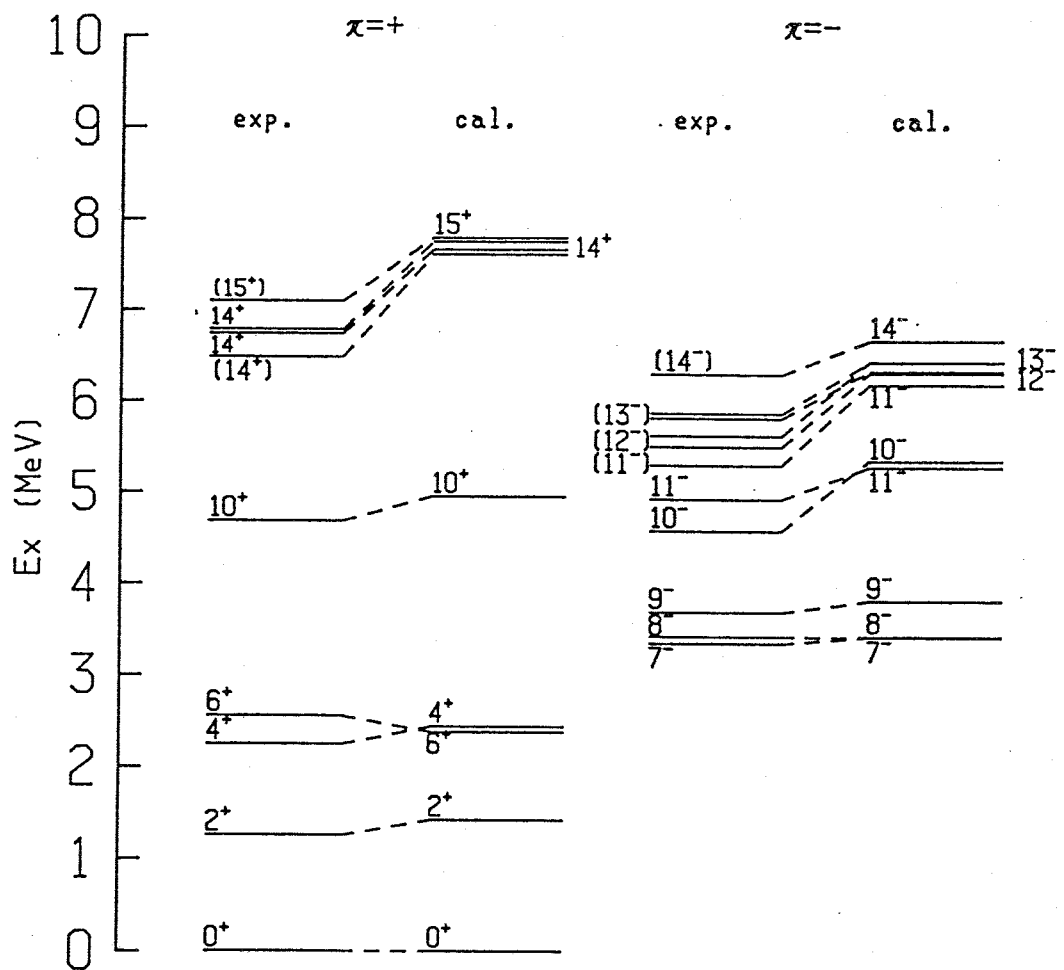


図 7 1 ^{112}Sn における中性子の 2 および 4 準粒子準位に対する励起エネルギーの実験値および計算値 [Bon85]。左側が、偶パリティ準位の比較であり、右側が、奇パリティ準位の比較である。

これまで中性子の2準粒子準位と考えられる 10^+ 準位が、 ^{114}Sn , ^{116}Sn , ^{118}Sn および ^{120}Sn において同定されている。この励起エネルギーは、中性数の減少と共に増加する傾向を示すが、この中性子数依存性は、簡単な中性子の2準粒子模型により再現される[Poe80]。

本研究により、 ^{110}Sn の5227 keV および ^{112}Sn の4680 keV に 10^+ 準位が同定された。これらの準位は、 $^{114}-^{120}\text{Sn}$ の 10^+ と同様に、中性子の2準粒子状態と考えられる準位へと崩壊している。

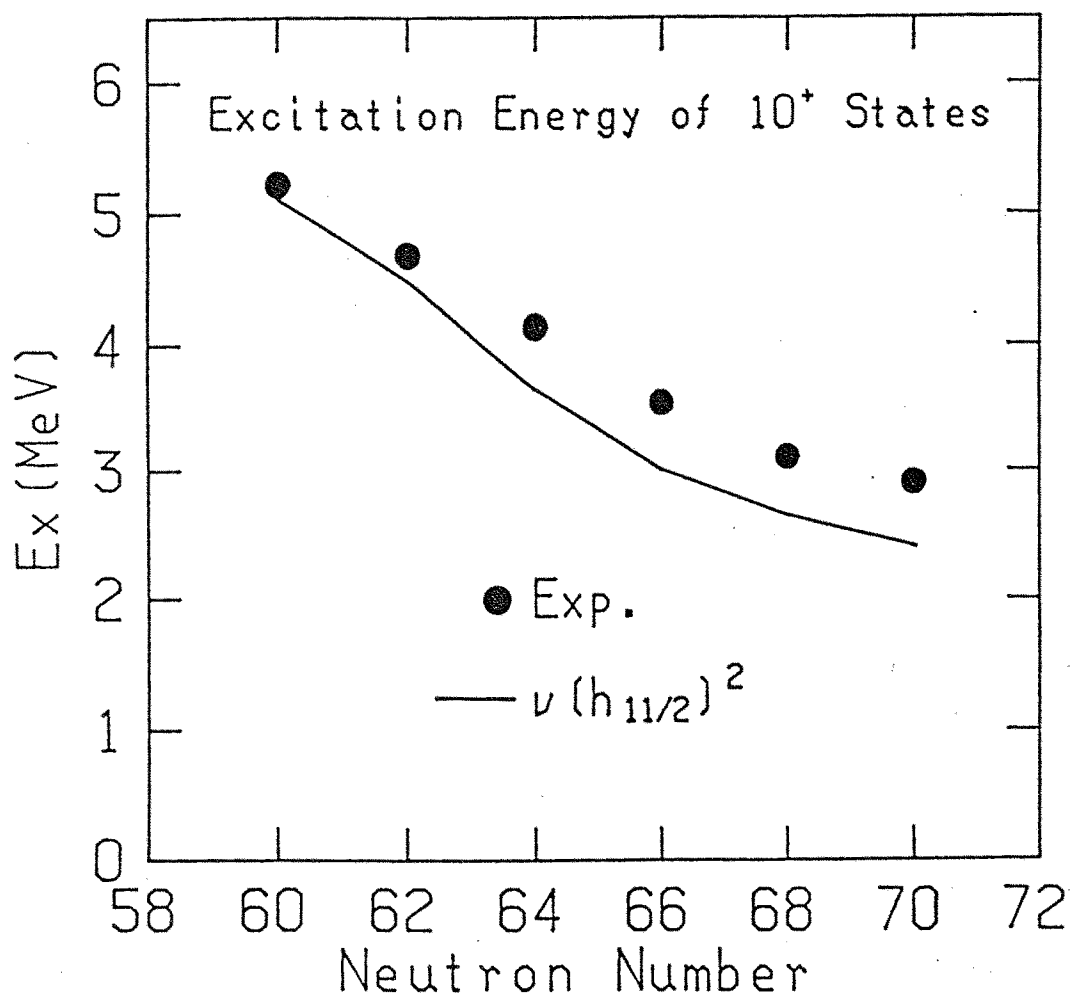


図 7 2 Sn 同位体の球形 10^+ 準位の励起エネルギー。黒丸が実験点であり、実線が中性子の2準粒子模型で計算された励起エネルギーである。計算に必要なパラメーターは、[Kis60]のものを使用した。

これらの 10^+ 準位を、中性子の 2 準粒子模型で計算された励起エネルギーと共に図 7 2 に示す。黒丸が実験点であり、実線が計算値である。計算に必要なパラメーターは、[Kis60]のものを使用した。 ^{110}Sn および ^{112}Sn における 10^+ 準位も、 $^{114-120}\text{Sn}$ における 10^+ と同様に、再現されていることがわかる。以上の事実より、 ^{110}Sn における 5227 keV 準位 (10^+) および ^{112}Sn における 4680 keV 準位 (10^+) は、 $^{114-120}\text{Sn}$ と同様に、中性子の 2 準粒子状態 $(\nu_{11/2})^2 10^+$ と考えられる。

^{112}Sn においては、上述した球形 10^+ 準位から 139 keV だけ励起エネルギーの高いところに侵入バンドの 10^+ 準位 ($E_x = 4819$ keV) が存在する。2 準粒子侵入バンドのメンバーである 5564 keV (12^+) 準位は、この何れの 10^+ 準位へも崩壊する。球形 10^+ 準位への遷移は、遷移エネルギーが 884 keV、 γ 線強度が 23 ± 2 であり、変形 10^+ 準位への遷移は、遷移エネルギーが 745 keV、 γ 線強度が 67 ± 1 である。また、侵入バンドのメンバーと考えられる 5684 keV 準位 (12^+) も、この何れの 10^+ 準位へも崩壊しており、球形 10^+ 準位への遷移は、遷移エネルギーが 1004 keV、 γ 線強度が 7 ± 1 であり、変形 10^+ 準位への遷移は、遷移エネルギーが 865 keV、 γ 線強度が 36 ± 1 である。この状況を、それぞれ、図 7 3 (a) および (b) に示す。

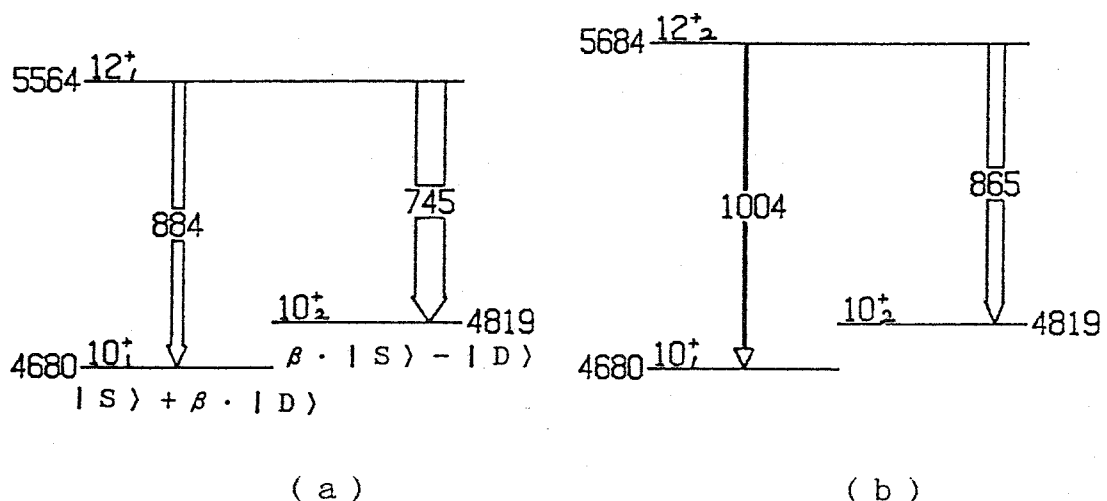


図 7 3 ^{112}Sn における $12^+ \rightarrow 10^+$ 崩壊パターン。| S $\rangle$ は、球形成分を表し、| D $\rangle$ は、変形成分を表す。 β は、混合度である。

2つの 10^+ 準位の混合を考えると、それぞれの波動関数は、

$$\Psi_s = |S\rangle + \beta \cdot |D\rangle$$

$$\Psi_D = \beta \cdot |S\rangle - |D\rangle$$

と表現される。ここで Ψ_s は、 4680 keV 準位の波動関数を表し、 Ψ_D は、 4819 keV 準位の波動関数を表す。 $|S\rangle$ は、球形成分を表し、 $|D\rangle$ は、変形成分を表す。 β は、混合度である。

実験的に分岐比が決まっているので、(a)の場合、(b)の場合、それぞれ独立に、波動関数の混合度 β を求めることができる。このとき、次のような近似を用いる。

$$\begin{aligned} \langle \Psi_s | E2 | 12^+ \rangle &= \langle S | E2 | 12^+ \rangle + \beta \cdot \langle D | E2 | 12^+ \rangle \\ &\sim \beta \cdot \langle D | E2 | 12^+ \rangle \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \Psi_D | E2 | 12^+ \rangle &= \beta \cdot \langle S | E2 | 12^+ \rangle - \langle D | E2 | 12^+ \rangle \\ &\sim -\langle D | E2 | 12^+ \rangle \end{aligned}$$

すなわち、変形準位間の $E2$ 遷移強度は、変形準位から球形準位への $E2$ 遷移強度に比べ、十分大きいと近似した。このとき、 $E2$ 遷移強度の比は、

$$\frac{B(E2: 12^+ \rightarrow 10^+_s)}{B(E2: 12^+ \rightarrow 10^+_D)} = \beta^2$$

となり、分岐比より $B(E2)$ の比が決まるので、その結果 β^2 が定まる。

12^+ が 5564 keV 準位の場合には、

$$\beta^2 = 0.15 \pm 0.01$$

12^+ が 5684 keV 準位の場合には、

$$\beta^2 = 0.09 \pm 0.02$$

となった。

何れの場合も、配位混合振幅の2乗 β^2 は、1よりも十分小さく、球形準位の 10^+ と侵入バンドの 10^+ の混合は小さいことを示している。

第五章 結論および今後の課題

S n 同位体は、 $Z=50$ の魔法核であるが、その励起準位には、球形準位だけでなく、回転バンド構造（侵入バンド）の存在することが指摘されている [Bro79]。本研究では、重イオン融合反応を用いて、S n の高スピン状態を励起し、その領域での変形準位および球形準位の性質を調べた。

用いた反応は、 $^{98}\text{Mo}(^{16}\text{O}, 4n)^{110}\text{Sn}$, $^{98}\text{Mo}(^{16}\text{O}, 3n)^{111}\text{Sn}$, $^{100}\text{Mo}(^{16}\text{O}, 4n)^{112}\text{Sn}$ および $^{100}\text{Mo}(^{18}\text{O}, 4n)^{114}\text{Sn}$ である。 ^{110}Sn , ^{111}Sn , ^{112}Sn および ^{114}Sn の高スピン準位を同定するために、5～6 台の BGO アンチコンプトンスペクトロメーターによる $\gamma\gamma$ 同時計測を行った。スピン・パリティを同定するためには、BGO アンチコンプトンスペクトロメーターと中性子多重度フィルターを併用した $n\gamma$ 角相関および反跳核飛行距離測定法による寿命測定の実験を行った。また、 $\gamma\gamma$ 角相関の解析結果もスピンの同定に利用した。

この結果、 ^{110}Sn , ^{111}Sn , ^{112}Sn および ^{114}Sn の高スピン準位が、約 22 $\hbar$ （励起エネルギー約 10 MeV）まで同定された。スピン値 12 ～ 22 $\hbar$ 領域、励起エネルギー 5 ～ 10 MeV 領域の準位が、本研究で初めて同定された準位である。この高スピン準位の情報に基づき、S n 同位体の球形準位および変形準位に関し、以下の点が議論された。

^{110}Sn , ^{112}Sn および ^{114}Sn においては、12 ～ 22 $\hbar$ 領域に偶パリティ回転バンドが共通して観測された。これらの回転バンドの励起エネルギーは、スピンの大きさの自乗 $I(I+1)$ に比例しており、剛体回転子的振舞いを示している。また、12 ～ 22 $\hbar$ 領域では、回転バンドに属する準位が、回転バンドに属さない準位に比べて、強く populate されることがわかった。このことから、 ^{110}Sn , ^{112}Sn および ^{114}Sn のスピン値 12 ～ 14 $\hbar$ においてイラスト線は、球形相から変形相に変化することが示された。

^{112}Sn および ^{114}Sn における偶パリティ回転バンドにおいて、慣性モーメントの急激な増加現象、いわゆる後方歪曲現象が見つかった。Hartree-Bogoliubov 計算との比較から、この現象は、侵入バンドと $\nu h_{11/2}$ 準粒子 2 個が励起した 2 準粒子侵入バンドのバンド交差であることが示された。

^{110}Sn においては、2準粒子侵入バンド($I \geq 12^+$)は観測されるけれども、侵入バンド($I \leq 10^+$)は観測されないという特異な現象が示された。この現象に対し、Hartree-Bogoliubov 計算を用いた考察を行い、 ^{110}Sn の 10^+ 準位では、球形 10^+ と変形 10^+ の混合が大きくなるために、侵入バンドの 10^+ 準位が観測にかからなくなるという説明を行った。

奇質量数 Sn 同位体には、これまで回転バンドが見つかっていなかったが、本研究により、 ^{111}Sn の $23/2^- \sim (43/2^-)$ 領域に、回転バンドが初めて同定された。この回転バンドは、偶質量数核の侵入バンドに $\nu h_{11/2}$ 準粒子が1個結合した $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドと解釈された。また、 ^{111}Sn のイラスト線は、スピン値約 $27/2^-$ で球形相から変形相へ転移することが示された。

^{111}Sn の $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドに見られる $\nu h_{11/2}$ 準粒子と変形コアの結合形態は、 Xe の $\nu h_{11/2}$ 回転バンドに見られる準粒子-コア結合形態と極めて類似していることが示された。また、 $\nu h_{11/2}$ 侵入バンドには、高スピン準位まで後方歪曲現象がみられないことから、ブロッキングの議論により、偶質量数核の2準粒子侵入バンドが、 $(\nu h_{11/2})^2$ の励起によるものであることを示した。

^{112}Sn の侵入バンドのメンバー 8^+ および 10^+ の寿命に対し、下限値および上限値を決めることができた。この結果得られた $B(E2)$ 値は、中性子の2準粒子準位間の $B(E2)$ 値に比べて約100倍増強されていることが示された。

^{110}Sn および ^{112}Sn の2準粒子準位 9^- の寿命が精度よく測定された。これを、4準粒子配位まで取り込んだ計算[Bon85]と比較することにより、これまで2準粒子準位と考えられてきた準位に、4準粒子励起の成分が10～30%混合していることが議論された。

^{112}Sn で同定された中性子の4準粒子準位と4準粒子模型[Bon85]で計算された励起エネルギーを比較することにより、実験値の方が約740 keV低くなっていることが示された。これは、準粒子の数が増すと、ペアリングギャップが減少するためであることを議論した。

^{110}Sn および ^{112}Sn において、これまで見つかっていなかった中性子の2準粒子準位 $(\nu h_{11/2})^2 10^+$ を同定した。また、 ^{112}Sn においては、この球形 10^+ と侵入バンドの 10^+ の混合度を吟味したところ、それは、約10%と小さいことが示された。

以上述べたように、本研究により、球形・変形共存を示すS n 同位体の高スピン状態に、どのような準位が現れるか、が示された。また、その準位の持つ性質も議論された。しかしながら、今回の研究では、到達できなかった課題および本研究により新たに生じた問題点がある。

1 つは、2 準粒子侵入バンドの $\hbar\omega \sim 0.44$ MeV 領域で見いだされた慣性モーメントの定常性である (§ 4. 2)。これは、2 準粒子の励起を考慮した Hartree Bogoliubov 計算によっても再現されていない。”慣性モーメントの定常性が、どの回転角速度まで成り立つのか”および ”慣性モーメントの定常性を再現するには、どのようなメカニズムが必要なのか”という問題である。

2 つ目は、多準粒子状態に関する問題である。本研究により、S n 同位体の球形準位が、2 準粒子準位から 4 準粒子準位へ拡張された。しかしながら、6 準粒子準位と言った、さらに 0^+ 対の壊れた準位が、6 準粒子励起を主な配位として持つ準位として、存在し得るか否かという問題である。

3 つ目は、S n に見られる回転バンドの変形度が、本研究の実験では、意味を持つ範囲に制限されなかった点である。

1、2 番目の問題については、本研究で用いた酸素イオンよりも重いイオンを用いて、さらに高スピン準位を励起することが必要であろう。3 番目の問題については、S n の回転バンドのメンバーが、約 10 psec よりも速い寿命を持っており、さらに、励起状態に現れる回転バンドであるために、 γ 線強度が弱いという困難がある。この寿命を精度よく決めるためには、きわめて質の高いターゲット、反跳核飛行距離測定台 および γ 線検出システムが必要であろう。

謝 辞

本研究をまとめるまでには、多くの先輩・同輩諸氏から有益な助言および協力を得た。

指導教官である 笠木治郎太 助教授は、本研究の大部分に関して、議論および助言をされると共に、実験にも積極的に参加された。

研究室の 村上 健 助手は、本研究で用いた中性子多重度フィルター開発の中心的メンバーの一人であると共に、実験にも参加された。

同じく研究室の 橋木 寛 氏、吉田光一 氏および 柴田佳美 嬢は、実験に協力・参加された。

理化学研究所の 稲村 卓 副主任研究員および 久保敏幸 研究員は、理化学研究所 160 cm サイクロトロンでの実験に参加された。

理化学研究所の 郷農靖之 研究員は、本研究で用いた RIKEN BGO アンチコンプトンスペクトロメーター開発の中心的メンバーの一人であると共に、その使用法を御教授された。

原子核研究所の 菅井 勲 助手には、Mo ターゲットの蒸着に関し、必要な装置を使用させていただくと共に、蒸着技術を御教授していただいた。

千葉大学の 岩崎三郎 助教授には、本研究の解析に用いたHartree-Bogoliubovの計算コードを使用させていただくと共に、その用法についても御教授していただいた。

原子核研究所 AVF サイクロトロンを用いた ^{114}Sn の研究は、インビーム γ 線核分光グループの協力を得た。実験に参加されたのは、東北大学 川村暢明 助手、筑波大学 古野興平 助教授、細田剛司 氏、千葉大学 草刈英栄 助教授、篠原秀雄 氏、小野陽一 氏、千葉工業大学 菅原昌彦 講師、東京工業大学 足立 実 助手、古沢隆紀 氏、および京都大学 松木征史 助教授 である。

この他、実験に関しては、理化学研究所および原子核研究所のお世話になった。本研究を結ぶに当たり、上記の方々に心よりお礼を申し上げたい。

1988年 1月

原田 秀郎

References

- All71 Comparison between the BCS and the FBCS formalisms as
K. Allaart and E. Boeker
Nucl. Phys. A168 (1971) 630
- Akk77 Pairing Correlations in Excited States of Superfluid Nuclei
J. N. L. Akkermans, K. Allaart and E. Boeker
Nucl. Phys. A282 (1977) 291
- Ale78 Lifetime Measurements of Excited Nuclear Levels by Doppler-shift
T. K. Alexander and J. S. Forster
Advances in Nuclear Physics vol.10 cha.3 Plenum Press 1978
Edited by M. Baranger and E. Vogt
- And81 High-Spin States in ^{108}Sn
E. Andersson, P. Herges, H. V. Klapdor and I. N. Wischnewski
Z. Phys. A299 (1981) 105
- And86 Two-quasiproton and Two-quasineutron Excitations in $^{102,104,106}\text{Pd}$
W. Andrejtscheff, L. K. Kostov, L.G. Kostova, P. Petkov et al.
Nucl. Phys. A448 (1986) 301
- Aug80 On the Yrast Levels of $^{106-108}\text{Sn}$
G. Auger, G. Albouy, C. Roulet, H. Sergolle, A. Kerek, et al.
Z. Phys. A296 (1980) 319
- Awa83 データ解析 アナログとデジタル
栗屋 隆
学会出版センター 1983

- Bac85 Single-Neutron States at High Spins in Yb: Quenching of Pair....
J. C. Bacelar, M. Diebel, C. Ellegaard, J.D. Garrett, et al.
Nucl. Phys. A442 (1985) 509
- Bac81 0+ States and E0 and E2 Transition Rates in Even Sn Nuclei
A. Backlin, N. G. Jonsson, R. Julin, J. Kantele, et al.
Nucl. Phys. A351 (1981) 490
- Bar82 Level Structures of 119,121Xe Excited in (12C,3n) Reactions
V. Barci, J. Gizon, A. Gizon, J. Crawford, J. Genevey, et al.
Nucl. Phys. A383 (1982) 309
- Bar57 Microscopic Theory of Superconductivity
J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer
Phys. Rev. 106 (1957) 162
- Ben79 An Interpretation of Backbending in terms of the Crossing of ...
R. Bengtsson and S. Frauendorf
Nucl. Phys. A314 (1979) 27
- Ben79 Quasiparticle Spectra near the Yrast Line
R. Bengtsson and S. Frauendorf
Nucl. Phys. A327 (1979) 139
- Ber80 High Spin States of the odd-odd 110In nucleus
R. Beraud, A. Charvet, R. Duffait, M. Meyer, J. Genevey, et al.
Jour. de Phys. C10 (1980) 159

- Boh58 Possible Analogy between Nuclei and Superconducting Metal
A. Bohr, B. R. Mottelson and D. Pines
Phys. Rev. 110 (1958) 936
- Boh75 Nuclear Structure vol. II (Nuclear Deformation)
A. Bohr and B. R. Mottelson
Benjamin 1975
- Bon85 Spectroscopy of Even Sn Nuclei and Generalized-Seniority Breaking
G. Bonsignori, M. Savoia, K. Allaart, A. Van Egmond and G. Te Velde
Nucl. Phys. A432 (1985) 389
- Bro79 Collective Bands in Even Mass Sn Isotopes
J. Bron, W. H. A. Hesselink, A. Van Poelgeest, J. J. A. Zalmstra, et al.
Nucl. Phys. A318 (1979) 335
- Che86 Multi-Quasiparticle Induced Prolate-Oblate Transitions in N=88,90
Y. S. Chen, S. Frauendorf and L. L. Riedinger
Phys. Lett. B171 (1986) 7
- Cho81 Band Structure in Neutron-Deficient 117,119,121Xe
P. Chowdhury, U. Garg, T. P. Sjoreen and D. B. Fossan
Phys. Rev. C23 (1981) 733
- Cur69 A Monte Carlo Programme for Doppler Shift Analysis
W. M. Currie
Nucl. Instr. and Methods 73 (1969) 173

- Dal86 Transition Probabilities between ν h11/2 State in Sn Isotopes
P.J. Daly, S. Lunardi, F. Soramel, M. Morando, C. Signorini et al.
Z. Phys. A323 (1986) 245
- Die84 Influence of Quadrupole Pairing on Rotational Band-Head Energy,...
M. Diebel
Nucl. Phys. A419 (1984) 221
- Ebe87 Nuclear Spins, Moments and Charge Radii of 108-111Sn
J. Eberz, U. Dinger, G. Huber, H. Lochmann, R. Menges, et al.
Z. Phys. A326 (1987) 121
- Eml84 Rotation-Induced Shape Transitions in Dy Nuclei
H. Emling, E. Grosse, R. Kulesa, D. Schwalm and H.J. Wollersheim
Nucl. Phys. A419 (1984) 187
- Fed79 Unified Shell-Model Description of Nuclear Deformation
P. Federman and S. Pittel
Phys. Rev. C20 (1979) 820
- Fie77 0+ States Observed in Cd and Sn Nuclei with the (3He,n) Reaction
H. W. Fielding, R. E. Anderson, C.D. Zafiratos, D.A. Ling, et al.
Nucl. Phys. A281 (1977) 389
- Fla76 Two-quasiparticle-plus-rotor bandmixing of Colioliis decoupling
C. Flaum and D. Cline
Phys. Rev. C76 (1976) 1224

Fuk83 Ge(Li)-BGO を用いた Compton Suppression スペクトロメーターの研究

福田 光順

卒業論文 東京工業大学 1983

Fuk84 RIKEN BGOACS System

M. Fukuda, Y. Gono, Y. Ishikawa, M. Sugawara, T. Inamura, et al.

RIKEN Accel. Progr. Rep. 18 (1984) 152

Gra76 Collective and Two-quasiparticle Excitations in 102,104,106Pd

J.A. Grau, L.E. Samuelson, F.A. Rickey, P.C. Simms and G.J. Smith

Pyhs. Rev. C14 (1976) 2297

Gre65 Proc. Int. Conf. on Neutron Capture

W. Greiner

Jülich, West Germany 1965

Gun78 Number-Projected 3-Quasiparticle Description of Odd Sn Isotopes

W. F. van Gunsteren, K. Allaart and P. Hofstra

Z. Phys. A288 (1978) 49

Ham85 Advances in studies of Nuclei far from Stability

J. H. Hamilton, P. G. Hansen and E. F. Zganjar

Rep. Prog. Phys. 48 (1985) 631

Har84 ^{110}Sn の励起状態に関する研究

原田 秀郎

修士論文 東京工業大学 1984

- Has79 Study of High-Spin States in Odd Sn Isotopes
O. Hashimoto, Y. Shida, G.C.Madueme, N.Yoshikawa, M.Sakai, et al.
Nucl. Phys. A318 (1979) 145
- Has83 Mean Lives and Magnetic Moments of High-Spin Levels in ^{108}Sn
M. Hass, H.H. Bertschat, C. Broude, E. Dafni, et al.
Nucl. Phys. A410 (1983) 317
- Hey83 Coexistence in Odd-mass Nuclei
K. Heyde, P. Van Isacker, M. Waroquier, J.L. Wood and R.A. Meyer
Phys. Rep. 102 (1983) 291
- Hey84 Unified Description of Intruder States in Even-even Nuclei
K. Heyde, P. Van Isacker, J. Moreau and M. Waroquier
International Symposium on In-beam Nuclear Spectroscopy
Debrecen Hungary May (1984) p. 151
- Hey87 Shell-Model Description of 0^+ Intruder States in Even-even Nuclei
K. Heyde, J.J. Jolie, J. Ryckebusch, M. Waroquier, et al.
Nucl. Phys. A466 (1987) 189
- Hol87 Evolution of Nuclear Structure with Spin and Energy in ^{152}Dy
R. Holtzmann, I. Ahmad, B. K. Dichter, H. Emling, et al.
Phys. Lett. B195 (1987) 321
- Hon86 Yrast Levels in ^{198}Pb and the Structure of Neutron-Deficient Pb..
K. Honkanen, C. J. Herrlander, B. Fant and T. Lonnroth
Nucl Phys. A451 (1986) 141

- Iwa82 Treatment of the Band Crossing by Means of the Angular Momentum..
S. Iwasaki and K. Hara
Prog. Theor. Phys. vol.68 (1982) 1782
- Jan84 High Spin States in ^{116}Xe
V.P.Janzen, J.A.Cameron, A.J.Larabee, D.Rajnauth, J.C. Waddington
McMaster Accelerator Lab Annual Report (1984) p.54
- Jai86 High-Spin Isomers in ^{202}Pb
H.C. Jain, P. Carle, A. Kallberd, L.O.Norlin, K.G.Rensfelt et al.
Nucl. Phys. A458 (1986) 225
- Kan79 Absolute E0 and E2 Transition Rates and Collective States in ^{116}Sn
J. Kantele, R. Julin, M.Luontama, A.Passoja, T.Poikolainen et al.
Z. Phys. A289 (1979) 157
- Kas84 Use of Charge Integrating ADC's with PSD for n- γ Discrimination
J. Kasagi, T. Murakami and T. Inamura
RIKEN Accel. Progr. Rep. 18 (1984) 158
- Kas86 Enhanced E2 Transitions between 9- and 8- states in $^{110,112}\text{Sn}$
J. Kasagi, H. Harada, T. Murakami, K. Yoshida, et al.
Phys. Lett. B176 (1986) 307
- Ker84 High-Spin Bands in $^{117,119}\text{I}$ and ^{118}Xe
A.Kerek, T.Lonnroth, K.Honkanen, E.der Mateosian, and P.Thiberger
Z. Phys. A317 (1984) 169

- Kis60 Pairing plus Long Range Force for Single Closed Shell Nuclei
L.S. Kisslinger and R. A. Sorensen
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk. 32 (1960) no.9
- Kus83 High-Spin States in Even-even Xe Nuclei and Backbending Phenomena
H. Kusakari, K. Kitao, K. Sato, M. Sugawara and H. Katsuragawa
Nucl. Phys. A401 (1983) 445
- Lie78 Phenomena in Fast Rotating Heavy Nuclei
R. M. Lieder and H. Ryde
Advances in Nuclear Physics vol.10 cha.1 Plenum Press 1978
Edited by M. Baranger and E. Vogt
- Lin63 Range Concepts and Heavy Ion Ranges
J. Lindhard, M. Scharff and H. E. Schiott
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk. 33 (1963) no.14
- Mur85 Performance of a Neutron Multiplicity Filter Composed of six....
T. Murakami, J. Kasagi, H. Harada and T. Inamura
Nucl. Instrm. and Methods A241 (1985) 172
- Naz85 Disappearance of Pairing Correlations in A Rotating Nucleus
W. Nazarewicz, J. Dudek and Z. Szymanski
Nucl. Phys. A436 (1985) 139
- Nes81 Nuclear g-Factors of $21/2^+$ Isomer in ^{111}In and 6^+ Isomer in ^{112}Sn
P. Van Nes, K. Allaart, W.H.A. Hesselink, J. Konijn and H. Verheul
Z. Phys. A301 (1981) 137

- Nes83 Search for Collective Bands in $^{194,196}\text{Pb}$ Nuclei above 12^+ Isomers
P. Van Nes, Z. Sujkowski, W. Hesselink, J. Van Ruyven, et al.
Phys. Rev. C27 (1983) 1342
- Nya86 Coexistence of Prolate-Oblate Structures up to Spin $40\hbar$ in ^{152}Dy
B. M. Nyako, J. Simpson, P.J. Twin, D. Howe, P.D. Forsyth, et al.
Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2680
- Oht77 RDM による核寿命の測定
大塚 雅哉
卒業論文 東京工業大学 1977
- Pel82 In-beam Gamma-ray Spectroscopy with Heavy Ions
D. Pelte and D. Schwalm
Heavy Ion Collisions vol.3 Edited by R. Bock North-Holland 1982
- Pat86 Effect of Alignments on Shape of ^{158}Yb
S. B. Patel, F. S. Stephens, J. C. Bacelar, E. M. Beck et al.
Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 62
- Poe80 Neutron Excitations in Even Mass Sn Nuclei
A. Van Poelgeest, J. Bron, W. H. A. Hesselink, K. Allaart, et al.
Nucl. Phys. A346 (1980) 70
- Pom77 High Spin Behavior of Nuclei with Proton Number 40-60
K. Pomorski and B. N. Pomorska
Z. Phys. A283 (1977) 383

- Pom78 The Deformation of the Ground and Excited States in the Ag and Sn
B. M. Pomorska and J. Ludziejewski
Z. Phys. A287 (1978) 337
- Pra84 New Postive-parity States and Shell Model Description of 111Sn
H. Prade, W. Enghardt, W.D. Fromm, H.U. Jager, L. Kaubler, et al.
Nucl. Phys. A425 (1984) 317
- Rad85 Total γ -Ray Spectrum in 153Ho: From Yrast Line into Continuum
D.C.Radford, I.Ahmad, R.Holzmann, R.V.F.Janssens, T.L.Khoo et al.
Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1727
- Rag84 Systematics of Nuclear Deformation
I. Ragnarsson and R. K. Sheline
Physica Scripta. Vol.29 (1984) 385
- Ram87 Transition Probability, $B(E2:0^+ \rightarrow 2^+)$ of Even-even Nucleides
S. Raman, C. H. Malarkey, W. T. Milner, C. W. Nestor, et al.
Atomic Data and Nuclear Data Tables 36 (1987) 1
- Ruy86 High-Spin Neutron Excitations in Nuutron-Deficient Even Mass Pb..
J.J. Van Ruyven, J. Penninga, W.H.A. Hesselink, P.Van Nes, et al.
Nucl. Phys. A449 (1986) 579
- Sam78 Levels of 108Cd populated in the 96Zr(160,4n)108Cd Reaction
L.E. Samuelson, F.A. Rickey, J.A. Grau, S.I. Popik and P.C. Simms
Nucl. Phys. A301 (1978) 159

- Sim80 Symmetric Rotor Interpretation of Transitional Nuclei
P.C. Simms, F. A. Rickey and R. K. Popli
Nucl. Phys. A347 (1980) 205
- Ste72 Coriolis Effects in the Yrast States
F. S. Stephens and R. S. Simon
Nucl. Phys. A183 (1972) 257
- Ste75 Coriolis Effects and Rotation Alignments in Nuclei
F. S. Stephens
Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 43
- Sug86 Rotational Bands in the Doubly Even Tin Isotopes
M. Sugita
preprint and private communication
- Tak78 原子核論 岩波講座 現代物理学の基礎 (第2版) 9
高木修二 丸森寿夫 河合光路
岩波講座 現代物理学の基礎 (第2版) 9 岩波書店 1978
- Tuk69 放射線計測のエレクトロニクス
佃 正 晃
現代科学選書 岩波書店 1969
- Via75 The Electric Quadrupole Moment of the 6^+ State of ^{112}Sn
R. Vianden, K. Krien and H. U. Schmidt
Nucl. Phys. A243 (1975) 29

- Vig87 Observation of Collective Behavior in ^{110}Sn
D. A. Viggars, H. W. Taylor, B. Singh and J. C. Waddington
Phys. Rev. C36 (1987) 1006
- Wen81 Collective Bands in doubly-even Sn nuclei
G. Wenes, P.A. Isaker, M. Waroquier, K. Heyde and J. Van Maldeghem
Phys. Rev. C23 (1981) 2291
- Woo83 Phenomenological Aspects of the IBM
J. L. Wood
Proc. Work. on Bosons in Nuclei, Drexel 1983 p.19
- Yam69 Level and Isomer Systematics in Even Tin Isotopes $^{108-118}\text{Sn}$
T. Yamazaki and G. T. Ewan
Nucl. Phys. A134 (1969) 81
- Yan86 Microscopic Treatment of Shape Coexistence in Even-even Nuclei
L. M. Yang, T. Song and X. H. Wang
Phys. Lett. B175 (1986) 6
- Zen83 Pairing Reduction due to the Blocking Effect
J. Y. Zeng, T. S. Cheng, L. Cheng and C. S. Wu
Nucl. Phys. A411 (1983) 49