

氏名・(本籍)	た なか とし なり 田 中 俊 成
学位の種類	理 学 博 士
学位記番号	理博第 706 号
学位授与年月日	昭 和 56 年 3 月 25 日
学位授与の要件	学位規則第 5 条第 1 項該当
研究科専攻	東北大学大学院理学研究科 (博士課程) 原子核理学専攻
学位論文題目	^{63}Cu , ^{65}Cu の (e, p) 及び (e, α) 反応機構の研究
論文審査委員	(主査) 教 授 庄 田 勝 房 教 授 石 松 敏 之 助 教 授 菅 原 真 澄

論 文 目 次

第 1 章	序 論
第 2 章	実験装置
第 3 章	表面障壁型 SSD を用いた検出器系
第 4 章	実験方法及び解析方法
第 5 章	実験結果及び議論
第 6 章	結 論
	謝 辞
	付 録
	参考文献

論文内容要旨

1. 序

中重核の光核反応についてはこれまで、励起エネルギー30 MeV以下のいわゆる巨大共鳴領域における (γ, n) と (γ, p) の反応断面積から研究され、アイソスピン選択則による効果を取り入れた統計理論の計算でこれらの断面積が良く再現されることがわかっている。一方、これらの反応に比べて断面積の小さい (γ, α) 反応については実験例が少なく、理論との比較は十分行なわれていない。

最近になって巨大共鳴を越えた高い励起エネルギーでの光核反応に関心が高まっているが、この領域では原子核内の準重陽子による光吸収が主であると考えられ、粒子放出機構も巨大共鳴領域とは異なり、前平衡励起子模型で説明できる可能性を示唆する実験結果がいくつか報告されている。Cu近傍核では巨大共鳴以上の領域での (γ, p) や (γ, α) 反応についての詳しい実験は報告されていない。

本論文では (e, p) 及び (e, α) 反応エネルギースペクトルの測定から ^{63}Cu と ^{65}Cu の (γ, p) 、 (γ, α) 及び (γ, p_0) 反応微分断面積を散乱角 90° で求めた。巨大共鳴領域についてはアイソスピン選択則による効果を取り入れた統計理論と (γ, p) 、 (γ, α) 反応断面積を比較し、さらに、反応断面積は小さいが (γ, p) 反応断面積とは形状が大きく異なり統計理論では説明できない (γ, p_0) 反応断面積を、直接-準直接模型と比較した。また、巨大共鳴を越えた領域での反応については主に励起エネルギー40 MeV以上での反応によると思われるエネルギースペクトルについて、準重陽子模型と前平衡励起子模型を組み合わせた計算との比較を行なった。

2. 実験方法及び解析方法

実験は全て東北大学核理研の電子線型加速器から得られた電子ビームを用いて行なった。電子は14 MeVから60 MeVまでエネルギーを細かく変えて ^{63}Cu と ^{65}Cu の標的に直接照射した。反応によって散乱角 90° 方向に放出された陽子と α 粒子を広帯域磁気スペクトロメータで運動量分析し、焦点面上に並べられた100個の表面障壁型SSDで検出してエネルギースペクトルを得た。SSDは本研究において陽子と α 粒子を分離して測定することを目的として著者が自作した。陽子と α 粒子は同一のSSDに入射する運動エネルギーが等しいが、SSDの空乏層が数 $10\ \mu\text{m}$ と薄く、その中でのエネルギー損失の違いを利用して識別することができた。

Cu近傍核では光核反応がほとんどE1励起によって起きていると考えて良く、そのためE1仮想光子スペクトルを用いて、 (γ, p_0) 反応断面積はエネルギースペクトルから、 (γ, p) と (γ, α) 反応断面積はエネルギースペクトルを積分して得られる (e, p) 及び (e, α) 生成曲線からVariable Bin Penfold-Leiss法によって導出した。

3. 実験結果及び議論

導出した (γ, p) 及び (γ, α) 反応微分断面積を第 1 図に示す。以下において巨大共鳴領域とそれ以上の励起エネルギーの領域を別々に議論する。

1) 巨大共鳴領域について

Fultz らが得た (γ, n) 反応断面積と本研究で得た (γ, p) , (γ, α) 及び (γ, p_0) の巨大共鳴領域での断面積を第 2 図に示す。本研究では 90° 微分断面積を求めているので (γ, n) 反応と比較するために、他の実験での角分布の情報から (γ, p) は 10 倍, (γ, α) は 4π 倍して全断面積とした。アイソスピン選択則の効果を入れた統計理論による計算結果は実線のようにになる。ただし、巨大共鳴はローレンツ曲線で近似し、そのピークの絶対値 σ_0 , エネルギー E_0 及び幅 Γ は (γ, n) 反応断面積が再現されるように $T_{\text{巨}}$ 巨大共鳴について決定し、 $T_{\text{巨}}$ については Fallieros らの理論を用いて $T_{\text{巨}}$ に相対的な値を計算で求めた。幅は $T_{\text{巨}}$ に等しいと仮定した。第 1 表にそれらのパラメータを示す。第 2 図に示すように、 (γ, n) と (γ, p) とでの断面積の絶対値とピークエネルギーの違いが良く説明できる。また、 (γ, α) は断面積やピークエネルギーが必ずしも一致しないが大まかに再現しており、形状の傾向も良く再現されている。一方、 (γ, p_0) は統計理論では全く説明できず、直接-準直接模型の計算を行なうと、放出陽子と巨大共鳴との結合の強さ V_1 をパラメータとして実験値を再現できる。 ^{63}Cu に対しては $V_1=60$ MeV, ^{65}Cu に対しては $V_1=40$ MeV が適当である。 ^{51}V , ^{52}Cr , ^{59}Fe 等では V_1 の値は 100 MeV 以上であることから、 ^{63}Cu , ^{65}Cu (γ, p_0) 反応はそれらの原子核におけるよりもかなり直接過程 ($V_1=0$) に近い反応であると言える。

2) 巨大共鳴を越えた領域について

励起エネルギー (E_γ) 40 MeV 以上の領域では原子核が平衡状態に到達する前の段階すなわち前平衡状態からの粒子放出が 90% 以上の確率で起こることが前平衡励起子模型から計算される。従ってこの領域での理論と実験との比較が重要であるが、励起エネルギーが高いため、多重粒子放出の寄与を考慮する必要がある、それは以下のように取り入れることができる。最初に前平衡状態から粒子が放出される時は、励起されている粒子空孔対の数が少ないため放出粒子のエネルギーは平衡状態から放出される場合よりも高くなる。一方、一度粒子を放出した後は励起エネルギーが低くなるため、より平衡状態に近い状態へ反応が進み、実効的には 2 番目以後に放出される粒子は平衡状態から放出されたときと同様に考えて良い。従って多重粒子放出の寄与は、低い励起エネルギーの複合核からの統計的な放出として扱うことができる。以上のことを総合すると、 $E_\gamma > 40$ MeV の領域での反応による陽子や α 粒子のエネルギースペクトルのうち、高エネルギー側は前平衡状態からの寄与を、低エネルギー側は励起エネルギーの下がった平衡状態からの寄与を主に含むと考えることができる。このため、エネルギースペクトルについて理論と実験の比較を行なうことが重要である。

実験で得られる (e, p) 及び (e, α) 反応エネルギースペクトルは、仮想光子スペクトルが連続

的であるため、高いエネルギーの電子を照射しても低励起エネルギーでの反応からの寄与が大きき、そのまま $E_\gamma > 40 \text{ MeV}$ の領域での反応について議論することは困難である。そのため、電子エネルギー 60 MeV と 40 MeV でのエネルギースペクトルの間で差し引きを行なった。ここで、 $E_\gamma = 20 \text{ MeV}$ での仮想光子数が電子エネルギー 60 MeV と 40 MeV の場合で等しくなるような係数を 40 MeV でのエネルギースペクトルに掛けた。こうすることによって低励起エネルギー領域、特に巨大共鳴領域からの寄与をほとんど含まないエネルギースペクトルが得られた。結果は第3図のようになった。

第3図において、点線と二点鎖線は前平衡状態から放出された粒子のエネルギースペクトルで、このうち二点鎖線はローレンツ曲線で近似した巨大共鳴からの寄与、点線は準重陽子模型による光吸収面積を用いたときの寄与によるものである。一点鎖線はこれら2つの寄与を加えた結果を示す。準重陽子模型における Levinger のパラメータ L の値は (e, p) 反応において $E_p > 10 \text{ MeV}$ の領域で一点鎖線の絶対値が実験値に一致するよう $L = 14$ とした。この値は Levinger が理論的に予想した値 $L = 6.8$ の約2倍であるが、 (e, p) 反応エネルギースペクトルの $E_p > 10 \text{ MeV}$ の領域で形状が非常に良く再現できた。 (e, α) 反応の場合は、前平衡励起子模型の計算で α 粒子形成確率 γ_α が任意パラメータとして用いられ、 $E_\alpha > 16 \text{ MeV}$ の領域で実験値が再現できるように決めると ^{63}Cu で $\gamma_\alpha = 1.3 \times 10^{-3}$ 、 ^{65}Cu で $\gamma_\alpha = 8.8 \times 10^{-4}$ が適当である。

$E_p < 10 \text{ MeV}$ 及び $E_\alpha < 16 \text{ MeV}$ の領域では粒子が前平衡状態から放出されていると考えると説明できないが、多重粒子放出の寄与によるエネルギースペクトルは破線のような形状を示すことから、この不一致部分は多重粒子放出によって生じたと考えられる。多重粒子放出の寄与を、エネルギースペクトルのピーク付近で実験値に規格化すると、エネルギースペクトル全体の形状が良く再現できる。

前平衡状態からの粒子放出断面積を実験で得られた断面積と比較すると第4図の破線のようなになる。破線で説明できない断面積は (γ, xp) や $(\gamma, x\alpha)$ 反応によるものであると考えることができ、 α 粒子放出反応においてこの寄与が顕著である。

4. まとめ

巨大共鳴領域での光核反応は他の中重核と同様に ^{63}Cu と ^{65}Cu においてもアイソスピン選択則の効果を取り入れた統計理論によって良く説明できることがわかった。ただし、 (γ, p_0) 反応は統計理論で説明できず、直接-準直接模型で良く説明できる。

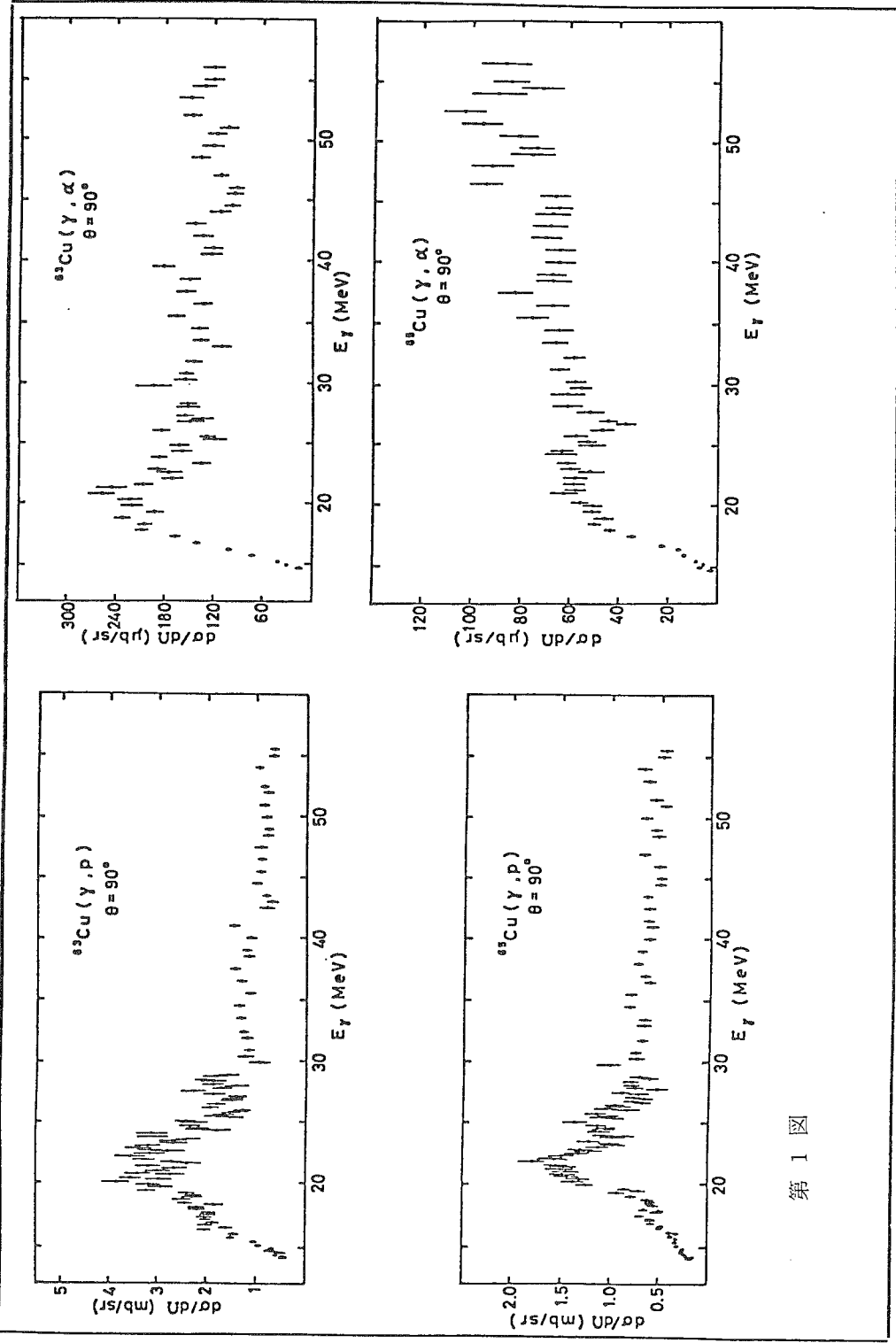
$E_\gamma > 40 \text{ MeV}$ では準重陽子による光吸収が反応断面積に大きく寄与していることがわかった。エネルギースペクトルの議論によって、前平衡励起子模型が粒子放出機構を説明する上で重要であることがわかった。また、 (e, α) 反応において特に多重粒子放出の寄与が大きき、実験から求めた (γ, α) 反応断面積の大部分は実際には $(\gamma, x\alpha)$ 反応断面積であると考えられる。これらの結果は $E_\gamma > 40 \text{ MeV}$ の領域での光核反応断面積について他の原子核において議論する場合にも同様に成り立つ可能性があり、この領域での系統的な研究が望まれる。

脚 注

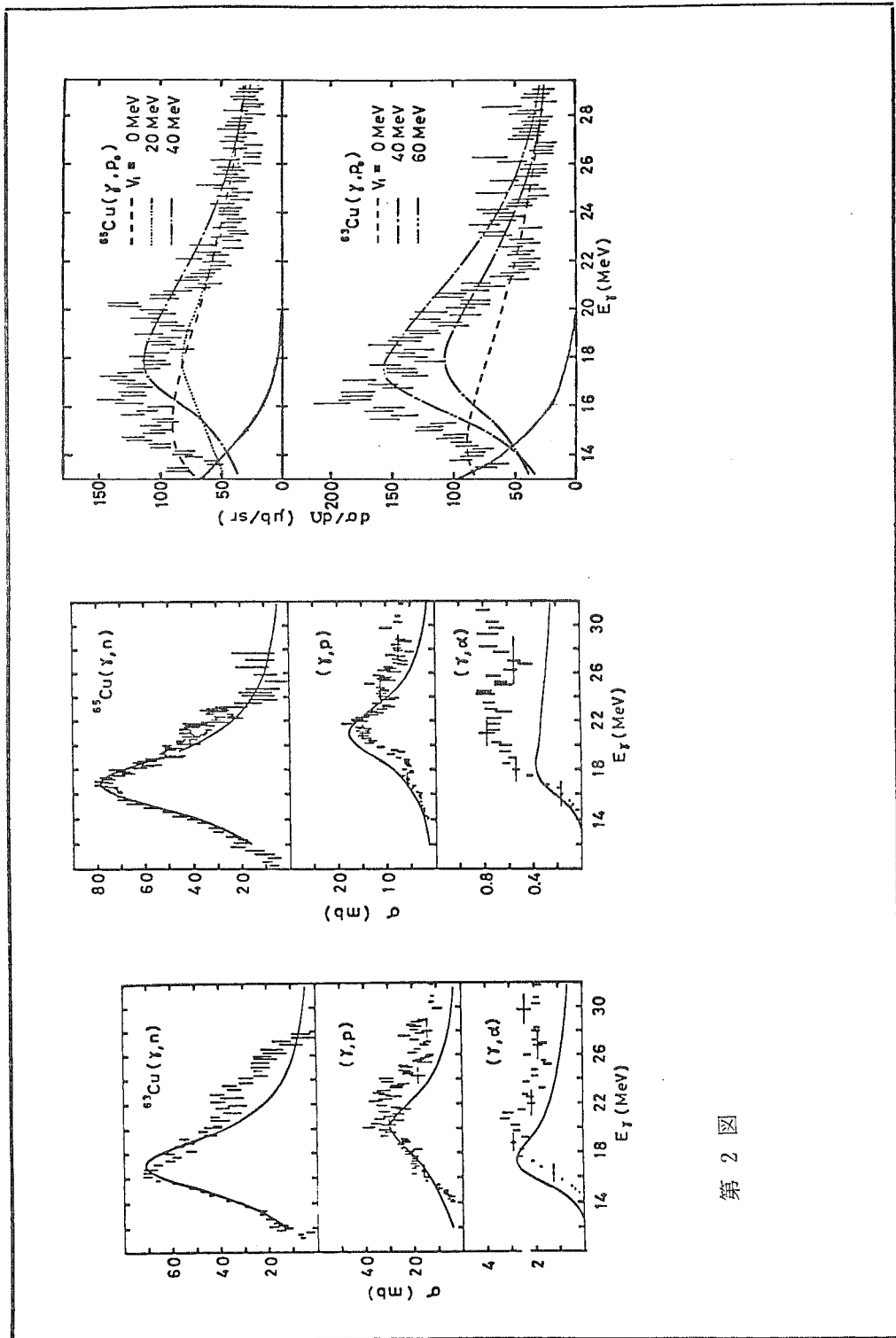
- 第 1 表 $T <$ 及び $T >$ 巨大共鳴を近似したローレンツ曲線のパラメータ。断面積のピーク値 σ_0 , ピークエネルギー E_0 及び幅 Γ 。
- 第 1 図 VBPL 法で求めた ^{63}Cu と ^{65}Cu の (γ, p) 及び (γ, α) 反応微分断面積。
- 第 2 図 巨大共鳴領域での反応断面積と統計理論の比較, 及び直接-準直接模型と (γ, p_0) 反応断面積との比較。実線は統計理論による計算値。
- 第 3 図 電子エネルギー 60 MeV と 40 MeV のエネルギースペクトルの差し引きを行なった結果と, 準重陽子模型及び前平衡励起子模型による計算との比較。曲線については本文参照。
- 第 4 図 前平衡状態からの (γ, p) 及び (γ, α) 反応断面積の計算値(破線)と実験値との比較。

第 1 表

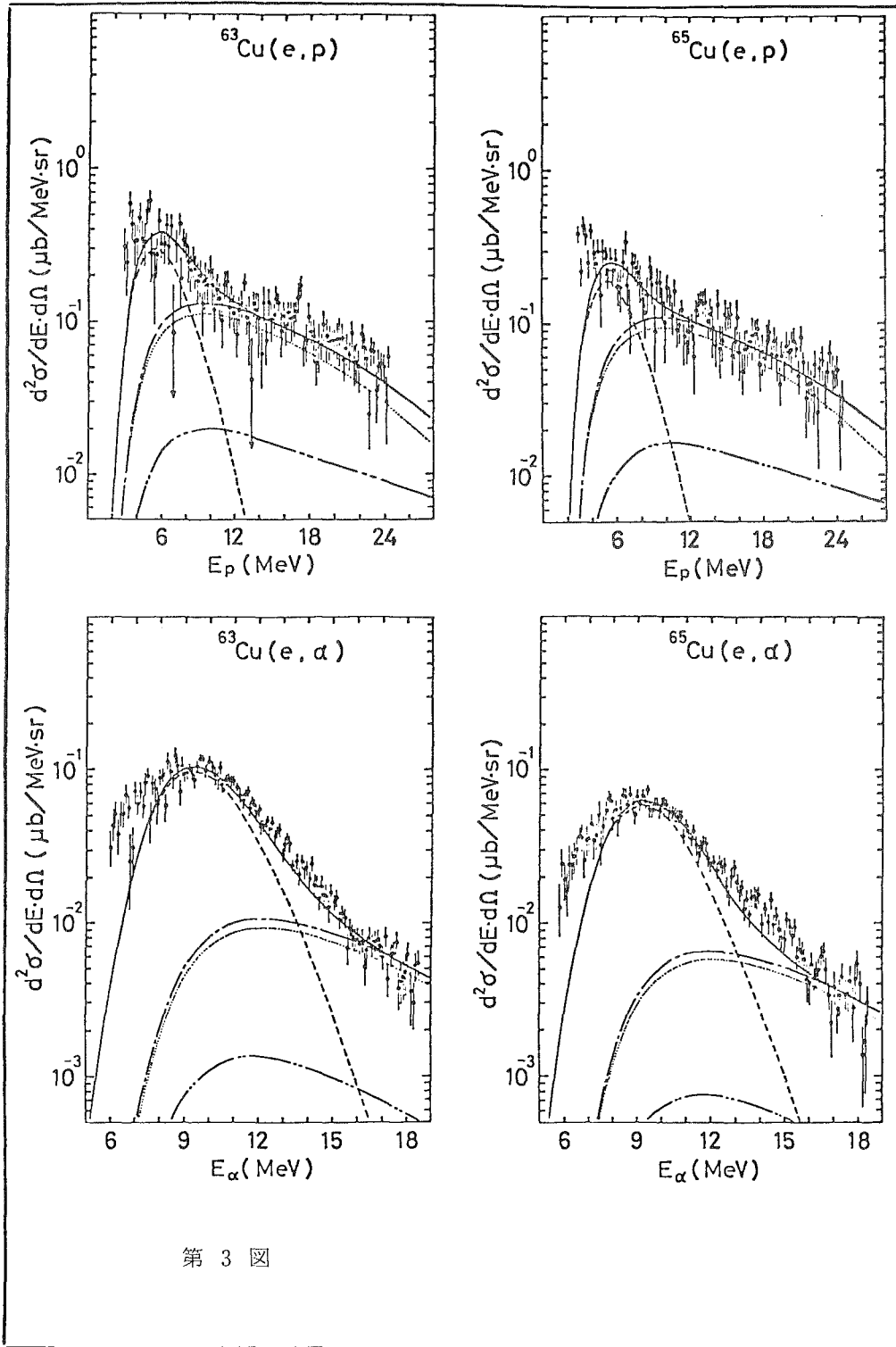
	$T <$			$T >$		
	σ_0 (mb)	E_0 (MeV)	Γ (MeV)	σ_0 (mb)	E_0 (MeV)	Γ (MeV)
^{63}Cu	80	17.0	6.0	26.7	20.3	6.0
^{65}Cu	80	16.8	6.0	18.0	21.0	6.0



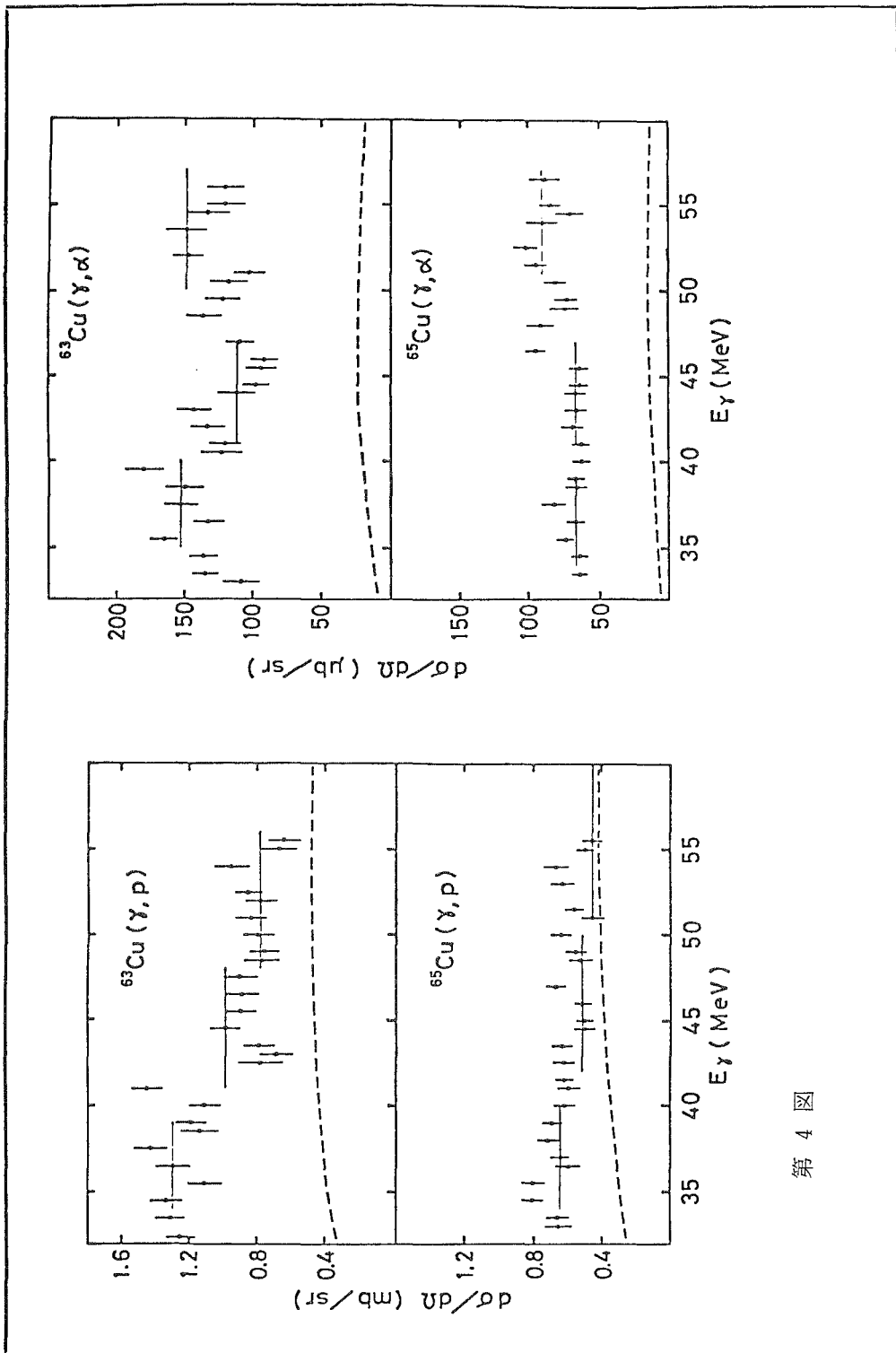
第 1 図



第 2 図



第 3 图



第 4 图

論文審査の結果の要旨

田中俊成提出の論文は ^{63}Cu , ^{65}Cu の (e, p) , (e, α) 反応に於いて、陽子、 α 粒子が放出される機構を研究したものである。その主要な点は次のようになっている。

- (1) 陽子、 α 粒子を測定するために分析電磁石を使用したのが、焦点面上に配列する粒子検出器として、短冊型の表面障壁型半導体検出器を大量に製作する技術を開発した。そのエネルギー分解能は非常に良く陽子、 α 粒子の識別に十分な性能を持っていて研究の発展に貢献した。
- (2) ^{63}Cu , ^{65}Cu の E1 巨大共鳴領域に於ける (γ, p_0) 反応断面積を (e, p_0) 断面積から導出し、この陽子放出機構が Direct 及び Semi-Direct 反応模型にアイソスピンの効果を取り入れる事によって説明できることを明らかにした。
- (3) ^{63}Cu , ^{65}Cu の E1 巨大共鳴領域に於ける (γ, p) , (γ, α) の反応断面積を測定し、いずれの場合にも ^{63}Cu の断面積が大きく、同位核によって差のあることを示した。この断面積は巨大共鳴のアイソスピン分離を考慮した統計理論によって説明できることを明らかにした。
- (4) 励起エネルギー範囲が 40 MeV~60 MeV の高い励起状態から放出される陽子、 α 粒子のエネルギースペクトルを求めた。このスペクトルの解析から、標的核の励起は準重陽子模型で示されるような核内の陽子-中性子対のエネルギー吸収によって起る事、高いエネルギーの陽子、 α 粒子は反応の初期の段階、つまり少数の核子のみが励起されている前平衡状態から放出されている事、低いエネルギーの粒子は高エネルギーの粒子が放出された後の残留核から放出されている事を明らかにした。この傾向は α 粒子の場合に顕著で、 α 粒子放出断面積の大半は α 粒子の他に比較的高いエネルギーの中性子、陽子放出が伴う $(\gamma, x\alpha)$ 反応である事を初めて明らかにした。

以上この論文は ^{63}Cu , ^{65}Cu に於ける (e, p) , (e, α) 反応の機構を明らかにしただけでなく、軽い核から重い核までの陽子、 α 粒子放出の系統的理解を可能にした点で非常に意義の高いものであり博士論文として適当であると認められる。

本論文は著者が今後自立して研究活動を行うに必要な高度の研究能力と学識を有することを示している。よって田中俊成提出の論文は理学博士の学位論文として合格と認める。