

氏名・(本籍)	つば 坪	た 田	ひろ 博	あき 明
学位の種類	理	学	博	士
学位記番号	理	第	637	号
学位授与年月日	昭和55年4月23日			
学位授与の要件	学位規則第5条第2項該当			
最終学歴	東北大学大学院理学研究科 (修士課程)原子核理学専攻修了			
学位論文題目	1f殻核の巨大双極子共鳴に於ける Isospin 構造			
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

### 概要

#### 第1章 序 論

##### 第1節 はじめに

##### 第2節 光核反応に於ける isospin についての理論

#### 第2章 実験方法及び解析

##### 第1節 実験装置と測定方法

##### 第2節 測定結果の解析

#### 第3章 実験結果

#### 第4章 実験結果についての議論

##### 第1節 $(\gamma, p)$ , $(\gamma, p_0)$ , $(\gamma, n)$ 反応断面積の比較

##### 第2節 複合核過程を用いての $T_<$ , $T_>$ 成分の分離

##### 第3節 direct-semidirect 過程による $(\gamma, p_0)$ 反応断面積の解析

第4節 角度分布

第5章 まとめ

謝辞

参考文献

付録A (  $\gamma, p$  ) 反応断面積の求め方

付録B 仮想光子

付録C (  $\gamma, p_0$  ) 反応断面積の求め方

付録D 複合核過程及び DSD 過程での解析に用いた optical potential と parameters

付録E Isospin Effects in the Giant Dipole Resonance Region of  $^{51}\text{V}$  and  $^{59}\text{Co}$ , H. Tsubota et al. Nucl. Phys. A303 ( 1978 ) 333

付録F The (  $\gamma, p_0$  ) Reactions in the Giant Dipole Resonance Region of  $^{51}\text{V}$  and  $^{52}\text{Cr}$  Nuclei, H. Tsubota et al, Nucl. Phys. A321 ( 1979 ) 157

付録G The (  $\gamma, p$  ) Reaction on  $^{54}\text{Fe}$ , H. Tsubota et al.

付録H The Chromium Photoneutron Cross Section, J. Weise et al, Aust. J. Phys. 30 (1977) 401

付録I Photoneutron Cross Section of  $^{54}\text{Fe}$ , J. W. Norbury et al, Aust. J. Phys. 31 ( 1978 ) 471

## 論 文 内 容 要 旨

核と電磁場との相互作用のうち isoscaler 項は小さいのでこれを無視し, isovector 項のみを考慮すると, 基底状態の isospin  $T_3$  ( $T_3 = (N - Z) / 2$ ) で  $T_3 \neq 0$  なる核の巨大双極子共鳴 (Giant Dipole Resonance, GDR) は isospin  $T < T_3$  と  $T > T_3 + 1$  をもつ成分 ( $T < \text{GDR}$ ,  $T > \text{GDR}$ ) からなる。いまこの GDR 領域での  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$  反応による中性子及び陽子の崩壊を考えるに,  $T > \text{GDR}$  から残留核の isospin  $T_3 - \frac{1}{2}$  をもつ基底状態及び比較的低い励起エネルギー準位への中性子崩壊は禁止である。一方  $T < \text{GDR}$  から残留核の isospin  $T_3 + \frac{3}{2}$  をもつエネルギー準位への陽子崩壊も禁止である。即ち  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$  反応は isospin 選択則によって規制され, これらの反応の断面積  $\sigma(\gamma, n)$ ,  $\sigma(\gamma, p)$  には  $T < \text{GDR}$ ,  $T > \text{GDR}$  の形が強く反映されると予想される。又 Coulomb 障壁の大きい重核では低エネルギーの陽子放出が抑えられるが, この効果はエネルギー的に  $T < \text{GDR}$  からの放出陽子に大きく効いてくる。従って重核では  $\sigma(\gamma, n)$  は  $T < \text{GDR}$ ,  $\sigma(\gamma, p)$  は  $T > \text{GDR}$  に対応していることが予想される。Fallieros 達や Akyüz 達は GDR の isospin splitting を予想し, 殻模型を用いて  $T < \text{GDR}$ ,  $T > \text{GDR}$  の共鳴エネルギー  $E <$ ,  $E >$  及び  $T <$ ,  $T >$  状態の  $\gamma$  線吸収断面積  $\sigma <$ ,  $\sigma >$  を計算し, 次のような式を得た。

$$\Delta E_T = E > - E < = 60 \frac{T_3 + 1}{A} \quad (\text{MeV}) \quad (1)$$

$$\frac{\int_{E_x}^{\sigma >} dE_x}{\int_{E_x}^{\sigma <} dE_x} \equiv \frac{\sigma >_1}{\sigma <_1} \approx \frac{1}{T_3} \frac{1 - \frac{3}{2} T_3 A^{-\frac{2}{3}}}{1 + \frac{3}{2} A^{-\frac{2}{3}}} \quad (2)$$

ここで  $E_x$  は励起エネルギーである。もし GDR に isospin splitting が生じていれば  $\sigma(\gamma, n)$  及び  $\sigma(\gamma, p)$  を検討することによってその様子を調べることができる。  $A \leq 40$  核に於ては  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, d_0)$  反応を用いてその存在が確かめられ, 又  $90 \leq A \leq 200$  核については庄田等が  $\sigma(\gamma, n)$  と  $\sigma(\gamma, p)$  の比較から明らかにしている。しかし 1f 殻核の GDR に於ける isospin splitting については一部の核を除いては明らかにされていない。従って原子核全般にわたっての GDR の isospin splitting を明らかにするためには, この領域核の研究が必要である。この論文で扱った  $N = 28$  核は球形に近いとされている核であり, 又その基底状態及び低エネルギー準位は単純な殻模型でも説明される核である。従って核の変形による効果が少なく isospin splitting を調べるには適しており, 又後述の direct-semidirect (DSD) 過程を考慮するような簡単な解析には都合のよい核である。以上の事からこの論文では  $N = 28$  核である  $^{51}\text{V}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$  と更に  $^{59}\text{Co}$  を取り上げ, これらの核の  $\sigma(\gamma, p)$  及び  $\sigma(\gamma, p_0)$  を実験的に求め,  $\sigma(\gamma, n)$  との比較検討から, これらの核に於ける GDR の isospin splitting について論じる。但し  $^{59}\text{Co}$  は  $N = 28$  核ではないが,  $\sigma(\gamma, n)$  がよく測定されており, 又  $^{51}\text{V}$  と同じく  $T_3 = \frac{5}{2}$  であることから比較のためとり上げた。

実験は東北大学原子核理学研究施設の 300 MeV 線型電子加速器からの電子線を標的核に照射し、(e, p) 反応によって放出される陽子のエネルギー分布、角度分布を測定する方法を用いた。実験に用いられた標的核の性質を表 1 に示す。陽子のエネルギー分析及び検出には、焦点面に 100 個の Si (Li) 半導体検出器を備えた広帯域磁気分析器を用いた。入射電子エネルギー  $E_e$  を変え、 $E_e$  に対する陽子取量を測定し、これから仮想光子スペクトルを用いて、Cook の least structure の方法で ( $\gamma$ , p) 反応の  $90^\circ$  での微分断面積を求めた。 $(^{51}\text{V}, ^{54}\text{Fe}, ^{59}\text{Co})$  又陽子エネルギー分布の高エネルギー側先端部分から、 $^{51}\text{V}(\gamma, p_0)$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}(\gamma, p_0 + p_1)$  反応の  $90^\circ$  での微分断面積をやはり仮想光子スペクトルを用いて求めた。但しいずれも E1 仮想光子を仮定した。又これらの反応による陽子角度分布も測定した。 $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$  についてはメルボルン大学と共同で ( $\gamma$ , n) 反応断面積を測定した。

得られた実験結果と  $\sigma(\gamma, n)$  との比較を図 1, 2 に示す。(図では  $\sigma(\gamma, p) = 4\pi \left(\frac{d\sigma(\gamma, p)}{d\Omega}\right)_{90^\circ}$  としてある。) 図から分るように  $\sigma(\gamma, p)$  の主ピークエネルギーは夫々の核の  $\sigma(\gamma, n)$  のそれより高く、そのエネルギー差は  $^{51}\text{V}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$  で夫々 3.2, 2.7, 1.7 MeV である。この値は明らかに基底状態の isospin  $T_3$  (表 1 では  $T_3 = T_0$  としてある。) に依存している。理論式(1)によるとこれらの核の isospin splitting によるエネルギー差  $\Delta E_T$  は夫々 4.1, 3.5, 2.8 MeV である。又  $^{51}\text{V}$  及び  $^{59}\text{Co}$  についての  $R = \int \sigma(\gamma, p) dE / \int \sigma(\gamma, n) dE$  の実験値は夫々 0.37, 0.39 である。一方  $\sigma(\gamma, n)$ ,  $\sigma(\gamma, p)$  のピークエネルギーは夫々  $T_{<}\text{GDR}$ ,  $T_{>}\text{GDR}$  の共鳴エネルギーに対応していると仮定して(2)式から R を求めると夫々約 0.36, 0.32 となり極めてよく一致する(但し  $^{59}\text{Co}$  では  $\sigma(\gamma, n)$  の 2 つのピーク間の中間エネルギーを用いた)。これらの事は  $T_{<}\text{GDR}$  は ( $\gamma$ , n) 反応へ、又  $T_{>}\text{GDR}$  は ( $\gamma$ , p) 反応へその形を反映している事を示している。しかし  $^{54}\text{Fe}$  については、実験結果から得られる R は約 2.8 であるが一方(2)式によって求められる値は約 0.9 となり、かなりの差異がある。この原因を探るため、1f 殻核のこれまでになされた実験結果をまとめてみた。それによると ( $\gamma$ , n), ( $\gamma$ , p) 反応の反応閾値 ( $S_n, S_p$ ) の差  $S_n - S_p$  が大きい核程(2)式の予想値からずれる傾向を示す。 $^{51}\text{V}$  及び  $^{59}\text{Co}$  では  $S_n - S_p$  は夫々 1.4, 2.9 MeV であるが  $^{54}\text{Fe}$  では 4.5 MeV である。即ち実験値 R を単純に  $T_{<}\text{GDR}$  と  $T_{>}\text{GDR}$  に関連づけるような従来なされてきた議論は近似が粗すぎることになる。次に  $^{51}\text{V}$ ,  $^{52}\text{Cr}$  の ( $\gamma$ ,  $p_0$ ) 反応微分断面積は明確な 2 つの構造を示し、一方  $^{54}\text{Fe}$  では幅広い共鳴を示す。又  $^{51}\text{V}$ ,  $^{52}\text{Cr}$  についてはこれらの断面積の低エネルギー側のピークは  $\sigma(\gamma, n)$  の主ピークエネルギーに、又高エネルギー側のものは  $\sigma(\gamma, p)$  の主ピーク位置によく対応している。この事は ( $\gamma$ ,  $p_0$ ) 反応では ( $\gamma$ , p) 反応に比して Coulomb 障壁の影響が少ないため、 $T_{<}\text{GDR}$  及び  $T_{>}\text{GDR}$  の両方が断面積に反映されていると考えられる。これらの 2 つの構造が isospin splitting によるものとすれば、 $^{54}\text{Fe}$  は  $T_3 = 1$  であるためピーク間隔が小さく、 $^{51}\text{V}$  及び  $^{52}\text{Cr}$  のような明確な分離をみることは困難と思われ、実験結果を理解できる。以上のように実験結果はこれらの核の GDR の isospin splitting を裏づけている。しかし  $^{54}\text{Fe}$  のように定性的な考察

では説明できない核もある。そこでこの論文では反応過程を考慮してより定量的な検討を試みた。

1f 殻核についての  $(\gamma, n)$  反応実験によると、光中性子エネルギースペクトル ( $E_{\gamma}^{\max} = 85$  MeV) の中、中性子エネルギー 2~4 MeV 領域は蒸発理論でよく説明できることが示されている。(この領域の中性子は  $\sigma(\gamma, n)$  の大部分を占める。)一方これ以上の領域のスペクトルはこの理論では説明できず、direct 過程や direct-semidirect (DSD) 過程が提唱されている。この事情は  $(\gamma, p)$  反応に於ても類似である。そこでこの論文では複合核過程・蒸発理論を用いて  $\sigma(\gamma, n)$ ,  $\sigma(\gamma, p)$  の実験値から  $\sigma_{<}$ ,  $\sigma_{>}$  を求めることを試みた。いま GDR からの崩壊粒子は中性子と陽子のみと仮定する。isospin mixing を無視すると複合核過程・蒸発理論では次の関係式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma(\gamma, p) &= \sigma_{<} \frac{\sum_{p<} \beta_{p<}^2 G(p<)}{\sum_{p<} \beta_{p<}^2 G(p<) + \sum_{n<} \beta_{n<}^2 G(n<)} + \sigma_{>} \frac{\sum_{p>} \beta_{p>}^2 G(p>)}{\sum_{p>} \beta_{p>}^2 G(p>) + \sum_{n>} \beta_{n>}^2 G(n>)} \\ \sigma(\gamma, n) &= \sigma_{<} \frac{\sum_{n<} \beta_{n<}^2 G(n<)}{\sum_{p<} \beta_{p<}^2 G(p<) + \sum_{n<} \beta_{n<}^2 G(n<)} + \sigma_{>} \frac{\sum_{n>} \beta_{n>}^2 G(n>)}{\sum_{p>} \beta_{p>}^2 G(p>) + \sum_{n>} \beta_{n>}^2 G(n>)} \\ G(a) &= (2J+1) \sum_{a'} \int_0^{E_a^{\max}} \sum_{a''} (2L+1)(2J_a+1) T_a E_{a'} \rho_a(\epsilon_a) dt_a \end{aligned} \right\} (3)$$

ここで  $n_{<}(p_{<})$ ,  $n_{>}(p_{>})$  は夫々中性子(陽子)の  $T_{<}$ ,  $T_{>}$  状態からの崩壊チャンネルをあらわし、 $\beta$  は崩壊チャンネルでの isospin に関する Clebsch-Gordan 係数である。J は複合核状態の spin,  $T_a E_{a'}$  は軌道角運動量 l, 運動エネルギー E をもった粒子 a の透過係数であり、 $\rho_a(\epsilon_a)$  は粒子 a が放出された場合の残留核の励起エネルギー  $\epsilon_a$  での準位密度関数である。又  $\epsilon_a^{\max}$  は  $\epsilon_a$  の最大値である。この論文では  $\sigma(\gamma, n)$ ,  $\sigma(\gamma, p)$  として実験結果を用い、 $T_a E_{a'}$  及び  $\rho_a(\epsilon_a)$  は計算で求め、(3)式から  $\sigma_{<}$ ,  $\sigma_{>}$  を得た。 $T_a E_{a'}$  の計算は Woods-Saxon 型の Optical potential を用い、Becchetti-Greenless のパラメーターを使用した。又  $\rho_a(\epsilon_a)$  として Gadioli 達による Fermi gas 模型による式を用いた。このようにして得られた  $\sigma_{<}$ ,  $\sigma_{>}$  から得られる諸量を表 2 に示す。表から分るようにこの方法で得られた  $\Delta E_T$  は (1) 式の結果と極めて良く一致する。又この方法によって得られた  $R_T = \sigma_{>1} / \sigma_{<1}$  の値も実験誤差を考慮すると (2) 式の結果とよく合っていると見える。又  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$  では  $\sigma_{<}$ ,  $\sigma_{>}$  の大部分が夫々  $\sigma(\gamma, n)$ ,  $\sigma(\gamma, p)$  にあらわれるが、一方  $^{54}\text{Fe}$  では  $\sigma(\gamma, p)$  はかなりの  $\sigma_{<}$  を含むことが示された。これは反応閾値の影響と考えられる。

前述のように光中性子エネルギー分布の高エネルギー側を説明するために DSD 過程が Brown や Clement 達によって提唱され、最近 Pikar 達はこの過程を考慮して、 $^{40}\text{Ca}$  の  $(\gamma, p_0)$ ,  $(\gamma, n_0)$  の反応の実験結果を再現するのに成功した。この論文でも DSD 過程を考慮して

$^{51}\text{V}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$  の  $(\gamma, p_0)$  反応の検討を試みた。但しこの論文では isospin 効果を考慮した。即ち DSD 過程を通して GDR の  $T_<$ ,  $T_>$  状態から崩壊する陽子は次の Lane potential によって区別されると仮定した。

$$V = V_0 + \frac{V_1}{2A} \vec{t} \cdot \vec{T}_{A-1} \quad (4)$$

ここで  $V_0$  は isospin に依らない平均 potential,  $V_1$  は symmetry 部分の強さ,  $\vec{t}$  は陽子の isospin,  $\vec{T}_{A-1}$  は残留核の isospin である。 $V_0$  としては Rosen 達の optical potential パラメーターを用い, Clement 達の提唱した DSD 過程の計算式を用いた。又簡単のため  $1f_{7/2}$  軌道の中の 1 個の陽子が  $(\gamma, p_0)$  反応に寄与すると仮定した。計算結果の  $^{51}\text{V}$ ,  $^{52}\text{Cr}$  の例を図 3 に示すが,  $T_<$ GDR 及び  $T_>$ GDR の共鳴エネルギー, 共鳴幅を適当に選ぶことによって実験結果を極めて良く再現する。特に  $^{51}\text{V}$ ,  $^{52}\text{Cr}$  の  $(\gamma, p_0)$  反応にあらわれる 2 つの構造は  $T_<$ GDR,  $T_>$ GDR に対応する結果が得られる。 $^{51}\text{V}$  については先に求めた  $\sigma_<$ ,  $\sigma_>$  を用いて複合核過程を考慮して  $(\gamma, p_0)$  反応の断面積を計算したが, その結果この過程による陽子の断面積は 16MeV 付近にピークを持ち, 全体の  $(\gamma, p_0)$  反応への寄与は少ないことが分った。以上の事から, これらの核では, 残留核を基底状態に残すような陽子崩壊では DSD 過程が重要な役割りを果しており, 又 GDR の isospin splitting がその断面積にあらわれていると解釈できる。

$^{51}\text{V}(\gamma, p_0)$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}(\gamma, p_0 + p_1)$  反応による陽子角度分布の実験結果は明らかに  $E_x$  に依存していることを示した。実験結果に Legendre 多項式  $W(\theta) = \frac{1}{A_0} \sum_{i=0}^2 A_i P_i(\cos\theta)$  を最小二乗法を用いて合わせた。得られた係数  $A_2$  はこれらの核に共通して  $E_x = 21\text{MeV}$  を境にして低エネルギー側では正, 高エネルギー側では負の値を示した。簡単のため  $E1$  転移のみを考慮して DSD 過程を用いて係数  $A_2$  を計算した。この結果は  $A_2$  の  $E_x$  依存の傾向は説明できるが, 十分な一致は得られなかった。今後の理論的解析の精密化が必要と思われる。

以上の事から,  $(\gamma, p)$  反応の大部分は複合核過程を通るが, その中の残留核を基底状態に残すような陽子崩壊では DSD 過程が重要な役割りを果していると考えられる。又これらの反応過程を考慮することによって,  $1f$  殻核の GDR では isospin splitting が明らかに生じていることが分った。

表1. 実験に用いられた標的核の諸性質

	Status	Abundance (%)	Chemical purity (%)	Thickness (mg/cm <sup>2</sup> )	Thresholds (MeV)		Residual energies in (γ,p)reaction	
					(γ,p) (γ,n)	(γ,α)	1st	2nd (MeV)
<sup>51</sup> V T <sub>0</sub> = <sup>5</sup> / <sub>2</sub>	natural metallic foil	99.76	99.98	7.48 <sup>a</sup> , 6.89 <sup>b</sup>	8.06 11.05	10.30	1.55	2.68
<sup>52</sup> Cr T <sub>0</sub> =2	enriched metallic foil	83.79	99.87	5.48	10.50 12.03	9.35	0.32	0.93
<sup>54</sup> Fe T <sub>0</sub> =1	enriched metallic foil	5.8	90	3.59	8.85 13.62	8.42	0.38	1.28
<sup>59</sup> Co T <sub>0</sub> = <sup>5</sup> / <sub>2</sub>	natural metallic foil	100	99.95	8.80	7.38 10.47	6.95	0.81	1.67

a) (γ, p) 反応断面積測定に使用

b) (γ, p<sub>0</sub>) 反応断面積測定に使用

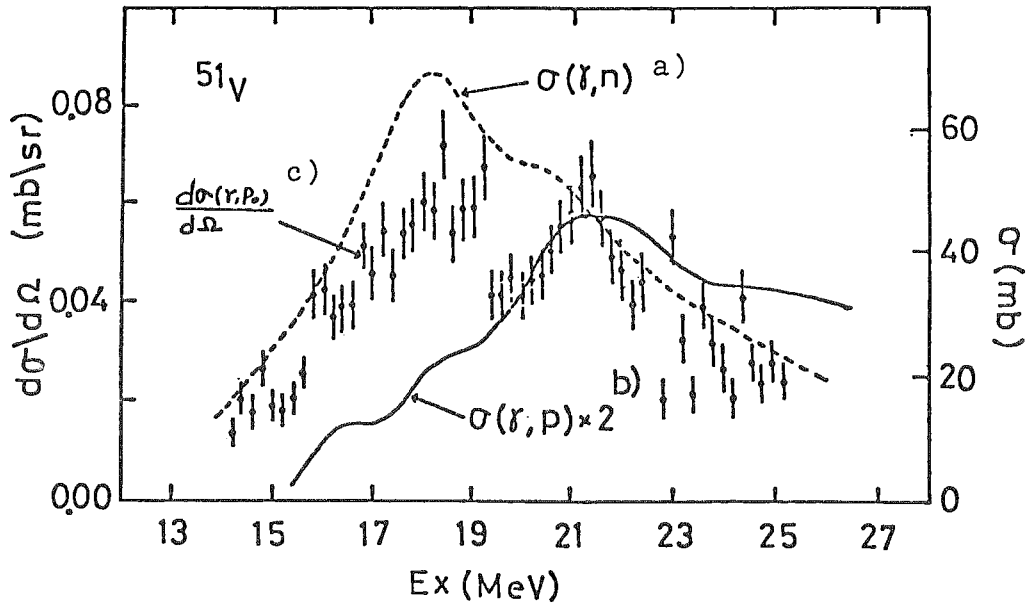
表2. 複合核模型を用いての  $T_{<}$ ,  $T_{>}$  成分分離結果

	$\int \sigma_{<} dE$ (MeV.mb)	$\int \sigma_{>} dE$ (MeV.mb)	$\sigma_{<}^{\uparrow}$ (mb)	$\sigma_{>}^{\uparrow}$ (mb)	$E_{>}$ (MeV)	$E_{<}$ (MeV)	$R_T$ *)	$\Delta E_T$ (MeV)
$^{51}\text{V}$	434	204	24.2	8.9	22.8	17.9	0.37 (0.26) <sup>**) (4.1)<sup>**)</sup></sup>	4.9
$^{54}\text{Fe}$	456	475	24.7	22.3	21.3	18.5	1.04 (0.81) <sup>**) (2.2)<sup>**)</sup></sup>	2.8
$^{59}\text{Co}$	637	324	35.0	15.6	22.0	18.2	0.45 (0.27) <sup>**) (3.6)<sup>**)</sup></sup>	3.8

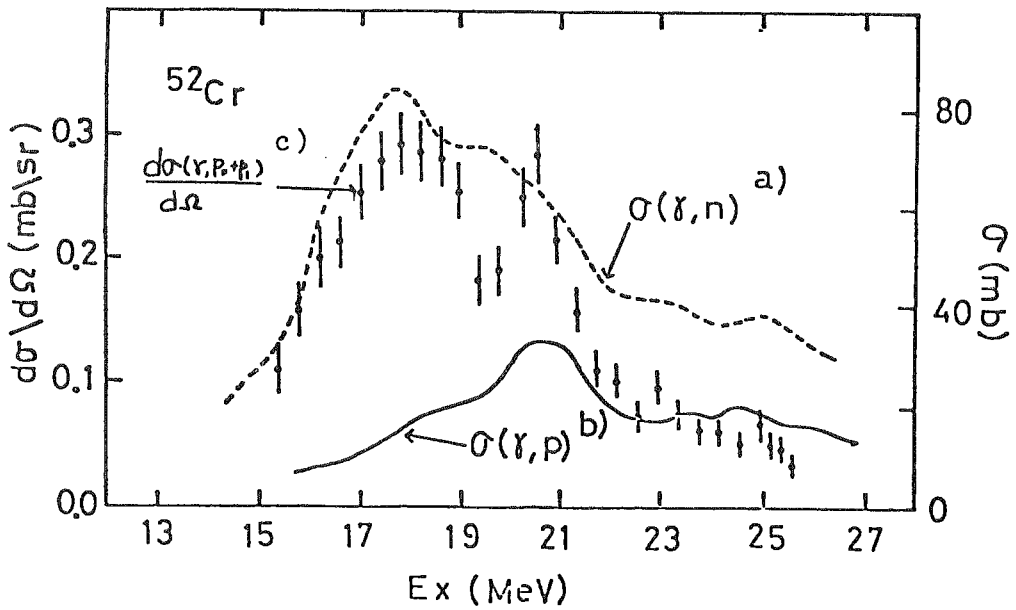
\*)  $R_T = \frac{\sigma_{<}^{\uparrow}}{\sigma_{>}^{\uparrow}}$

\*\*) ( ) の数値は式(1), (2)の計算値である。





a) Fultz et al. b) present c) present



a) Weise et al. b) Thompson et al. c) present

図1  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, p_0)$ ,  $(\gamma, n)$  反応断面積の比較

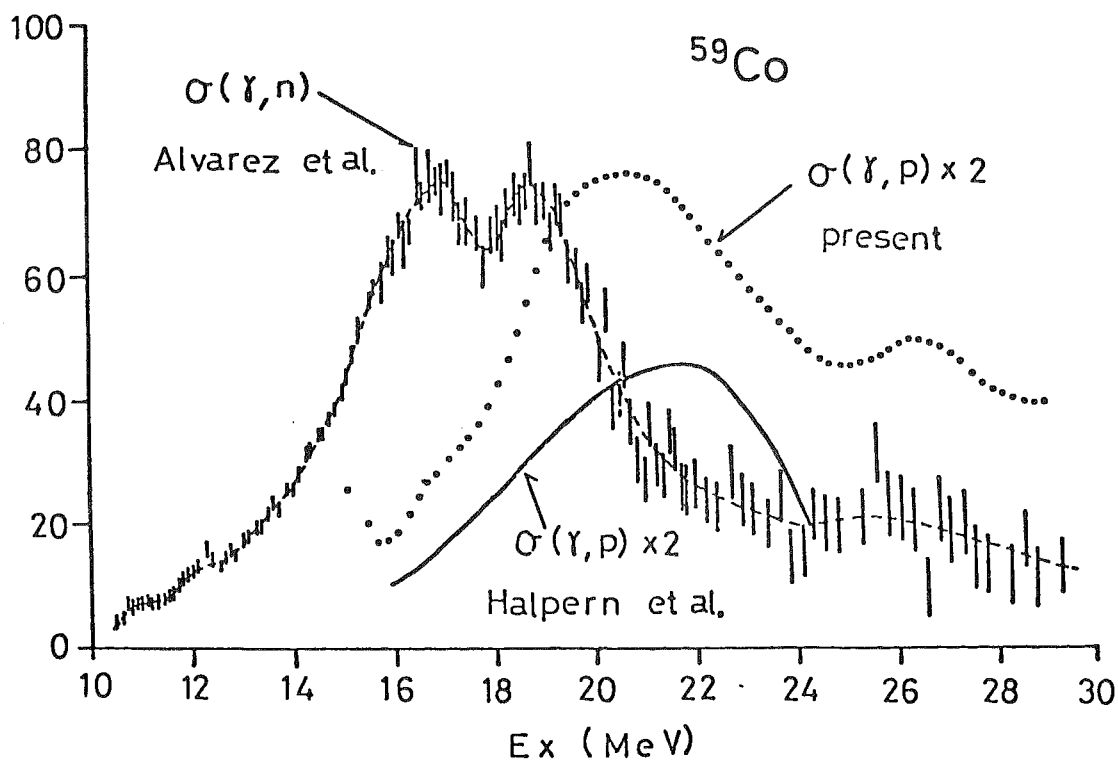
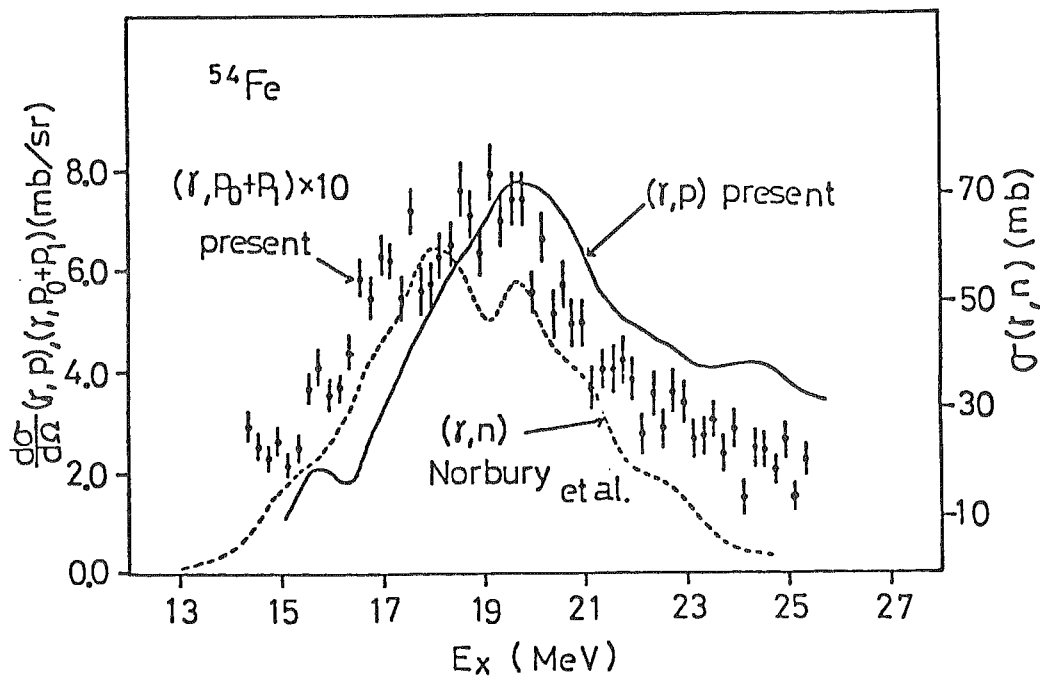


図2  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, p_0)$ ,  $(\gamma, n)$  反応断面積の比較

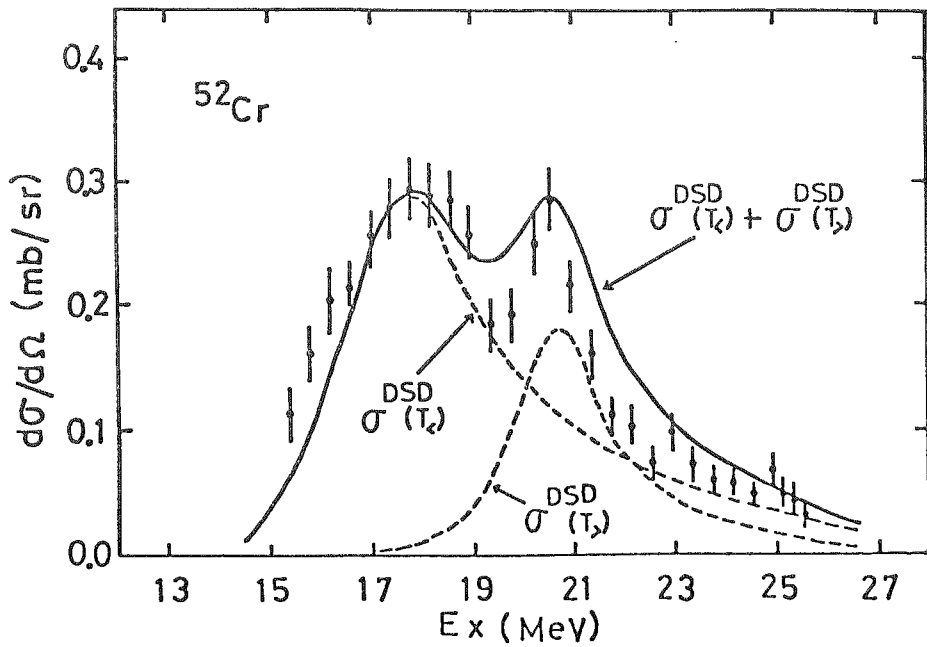
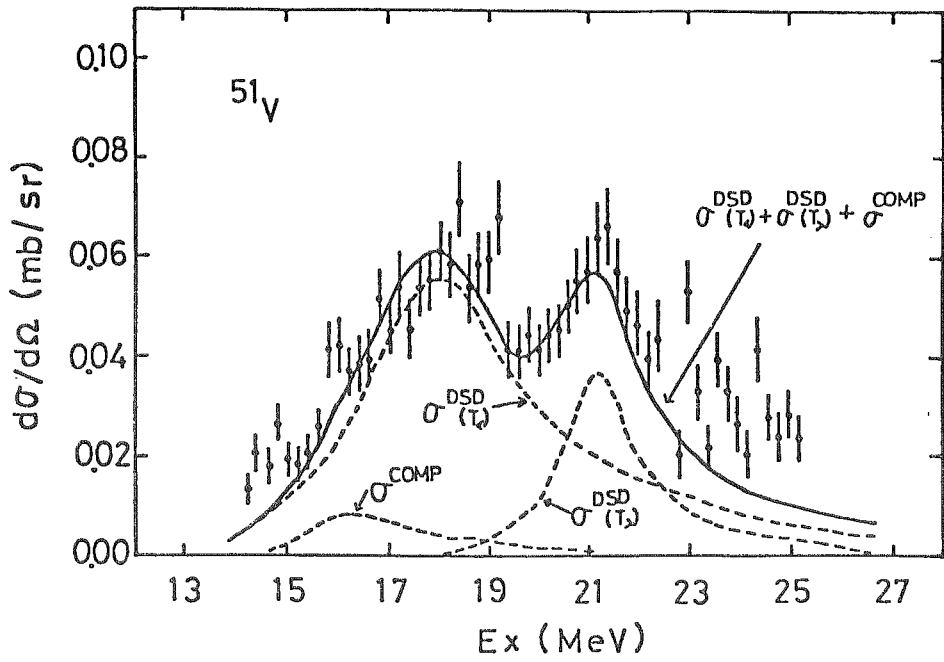


図3 DSD過程による $^{51}\text{V}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ の解析結果

## 論文審査の結果の要旨

坪田博明提出の論文は 1f 殻核のうち主として中性子数 28 の核を高エネルギー電子ビームで照射して放出される陽子の光発生断面積を測定し理論的解析を行って巨大双極子共鳴に於ける isospin 構造を研究したものである。

原子核に於ける中性子、陽子を同等に核子として扱い区別を isospin によって行なって以来、原子核に於ける isospin 効果が研究されてきた。理論的研究の結果原子核の電磁相互作用に於ける巨大双極子共鳴に関しても  $T_<$ 、 $T_>$  の 2 つの isospin 成分への分離が予言された。これに関する実験的研究は種々行なわれたが主として重い核に関してであった。これは重核に於ては isospin 選択則の他クーロン障壁が大きいため  $(\gamma, p)$  は  $T_>$  成分に、 $(\gamma, n)$  は  $T_<$  成分に単純に対応するためである。軽核においてはクーロン障壁が大きくないので isospin 成分の対応は明らかではなく明確な結論は得られていなかった。本論文は isospin 効果を検討する事を目的としたものである。

実験は東北大学理学部原子核理学研究施設の電子リニアックからの電子ビームを  $^{51}\text{V}$ 、 $^{54}\text{Fe}$ 、 $^{52}\text{Cr}$ 、 $^{59}\text{Co}$  に照射し、広域電磁石スペクトロメータを用いて放出陽子のエネルギー分布、収量曲線、角分布を測定し仮想光子を用いて  $(\gamma, p)$ 、 $(\gamma, p_0)$  断面積を得た。その結果を  $(\gamma, n)$  断面積と組合せて isospin 成分の解析を行なった。測定されていなかった  $^{54}\text{Fe}$ 、 $^{52}\text{Cr}$  の  $(\gamma, n)$  断面積に関しては Melbourne 大学と共同実験を行ない之を測定した。

解析にあたって理論的反応模型の検討を行なった結果、 $(\gamma, p)$  反応断面積は複合核過程  $(\gamma, p_0)$  反応断面積は direct-semidirect 過程が実験結果の良い説明を与えたので、夫々の模型を用いて  $T_<$ 、 $T_>$  の両 isospin 成分に対応する断面積を導出した。結果によれば  $^{54}\text{Fe}$  を除き  $(\gamma, p)$  断面積は  $T_>$  成分  $(\gamma, n)$  断面積は  $T_<$  成分に対応する事が見出されたが、これは重核の場合に類似している。 $^{54}\text{Fe}$  は例外でこの対応はあまり良くないが、これはしきい値が他の原子核と大きく異なる事で説明された。また  $(\gamma, p_0)$  断面積は  $T_<$ 、 $T_>$  両成分の和に対応している。これらの isospin 成分の分離エネルギー及び  $(\gamma, n)$ 、 $(\gamma, p)$  反応の積分断面積比は isospin に関する一般的理論の結果と良い一致を示す。本論文によってこれら軽い核における isospin 成分の分離が始めて系統的に行なわれ、この附近の核の巨大双極子共鳴に於ける isospin 構造が明らかになったものである。

以上この論文は著者が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。よって坪田博明提出の論文は理学博士の学位論文として合格と認める。