

RESEARCH REPORT
OF
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCE
TOHOKU UNIVERSITY

核 理 研 究 報 告

VOL. 6 No. 2 Dec. 1973

東 北 大 学 理 学 部

原 子 核 理 学 研 究 施 設

核理研研究報告 Vo 1.6 No.2 目次

I 原子核物理部門

I-1	電子散乱による原子核の研究	165
	(核理研, 理学部物理* サスカチュワン大**)	
	鳥塚 賀治, 小島 融三, 斎藤 悌二郎 伊藤 広平, 中田 章, 光延 信二 笹尾真実子, 細山 謙二, 福田 茂樹 三浦 英美, 宇井 治生*, 川添 良幸* Y. M. Shin**	
I-2	DWBA Calculation for Monopole Transitions	211
	(理学部物理)	
	川添 良幸	
I-3	Quasi-Elastic Electron Scattering (I). The Coulomb Excitation Functions for ^{40}Ca and ^{197}Au	216
	(理学部物理)	
	川添 良幸	
I-4	電子散乱による ^{25}Mg の γ 振動的状態の励起	225
	(核理研, 理学部物理*)	
	岡崎 行男, 小山田正幸, 寺沢 辰生, 中原 和夫, 早川 建, 斎藤 肇*	
I-5	$^{19}\text{F}(\gamma, p_0)^{18}\text{O}$ 反応の微分断面積測定	235
	(教養部, 理学部物理*, 核理研**)	
	坪田 博明, 川村 暢明*, 及川 四郎** 上柿 順一** 阿部 健, 宮瀬 晴久	
I-6	$(e, e'p)$ 及び $(e, e'\alpha)$ 反応による $T_{\frac{1}{2}}$ Stateの研究	239
	(核理研, 教養部*)	
	及川 四郎, 鈴木 厚人, 上柿 順一 斎藤 悌二郎, 菅原 真澄, 庄田 勝房 宮瀬 晴久*	
I-7	$^{58}\text{Ni}, ^{60}\text{Ni}, ^{62}\text{Ni}(\gamma, \alpha_0)$ 反応	246
	(核理研, 理学部物理* 教養部**)	
	菅原 真澄, 川村 暢明*, 坪田 博明** 宮瀬 晴久**, 阿部 健**	

II 物性物理部門

II-1	TiNiの中性子回折(遷移状態の結晶構造)	257
	(工学部金属, 選研*, 工学部原子核**)	
	武井 広見, 松本 実*, 小川 徹** 守護 嘉朗*, 本間 敏夫*	

II - 2	強磁性MnGaGeの構造解析	263
	(金 研) 柴田 賢蔵, 富吉 昇一, 渡辺 浩	
II - 3	TOF法, 中性子回折による精密結晶構造解析(I)	276
	(核理研, 名大工学部*) 新村 信雄, 原田 仁平,* 高橋 順一*	
II - 4	Gd合金の熱外中性子回折	276
	(理学部物理, 核理研*) 石川 義和, 渡辺 昇,* 田島 圭介, 神木 正史, 鈴木三千郎	
II - 5	中性子ガイド管の研究	281
	(理学部物理, 核理研*) 石川 義和, 渡辺 昇,* 神木 正史 田島 圭介, 鈴木三千郎	
II - 6	Mn酸化物およびMn合金の中性子常磁性散乱	284
	(核理研, 理学部物理*) 渡辺 昇, 石川 義和,* 都筑 一雄* 神木 正史,* 野田 泰久*	
II - 7	半導体中性子検出器実験	293
	(東大物性研) 高橋 四郎, 星埜 禎男	
III 放射化学部門		
III - 1	核異性体転移で生成する ^{80}Br , ^{82}Br の同位体効果 ion clusterについて(I)	299
	(核理研) 八木 益男, 近藤健次郎	
III - 2	Photon Activation Analysis of Biological Materials II. Elemental Abundance of NBS Standard Reference Material, Bovine Liver	308
	(理学部化学, 岩手大 加藤 豊明, 佐藤 允美* 教養*)	
IV 加速器・測定器部門		
IV - 1	中性子散乱実験データ集積オンライン用プログラム	319
	(核理研, 金研,* 教養部** 新村 信雄, 渡辺 昇, 富吉 昇一* 理学部化学***) 山田 幸男**, 大空 瞭*** 窪田 健雄, 小山田正幸	

V 加速器・データ処理装置稼動状況

V-1 昭和48年度前期マシン報告..... 329

(核理研マシングループ) 阿部 勇, 一戸 隆, 浦沢 茂一
栗原 亮, 今野 収, 羽柴 満

V-2 データ処理装置測定器整備稼動状況..... 331

(核理研) 小山田正幸, 窪田 健雄, 四の宮しずえ
菅原 真澄, 平塚 嘉雄, 武藤 正勝

I. 原 子 核 物 理 部 門

I — 1 電子散乱による原子核の研究

核理研 鳥塚賀治・小島融三
 理学部物理* 斎藤悌二郎・伊藤広平・中田章
 サスカチュワン大** 光延信二・笹尾真実子・細山謙二
 福田茂樹・三浦英美・宇井治生*
 川添良幸* ・ Y. M. SHIN**

今期は巨大共鳴に重点を置いて実験及び、解析を行った。実験に於ては検出器の特性のバラツキを平均化する様にスペクトル上の同一の点を異なる数個の検出器で測定した為に data の信頼度が向上した。radiation tail の差しひきは解析の結果に重要な影響を及ぼすのでその検討を行なった。特にターゲットの厚さ t を変えて実験する事により、 t に比例する部分と t^2 に比例する部分とを調べた。 t^2 の項が無視できる厚さで実験することは有効で、peak に対して radiation tail の寄与が相対的に減り、巨大共鳴の構造が見易くなった。

巨大共鳴は ^{40}Ca 、 ^{58}Ni 、 ^{116}Sn 、 ^{197}Au について測定又は解析したが、励起エネルギー $65\text{A}^{-1/3}\text{MeV}$ 、又は $130\text{A}^{-1/3}\text{MeV}$ の peak を E2 とした場合の energy weighted sum rule (EWSR) を占める%は次の如くなる。

	^{40}Ca	^{58}Ni	^{116}Sn	^{197}Au
E 2, EWSR ($\Delta T=0$)	66	57	120	120
E 2, EWSR ($\Delta T=1$)		10	60	130

重い核ほど sum rule limit を占める割合が増加することが注目される。 ^{116}Sn 、 ^{197}Au のスペクトルにみられる比較的低い励起エネルギー 6 MeV 附近の peak は他の核に関係なく存在しており、その q-dependence は単純ではなく、今後この peak の説明をめぐって論議を呼ぶであろう。

 ^{40}Ca の多重極巨大共鳴の励起

^{40}Ca について実験を追加し、再解析を試み次の結果を得た。¹⁾

1) 励起エネルギー 10 ~ 25 MeV でエネルギー重み付き総和則 (EWSR) の 40% の大きさの E3 共鳴がある。

- 2) 16 MeV 附近を中心として $E 2$ 総和則の70%を満す $E 2$ 励起が他の核と同様存在する。
- 3) $E 2$, $E 3$ 励起共に構造を持ち, 10 MeV 程度のエネルギー領域に分散している。
- 4) 殻模型による準弾性散乱の理論値は粒子閾値から巨大共鳴領域では実験値より小さい。

始めに

核理研で行われた中重核の電子散乱実験から $E 2$ 巨大共鳴が励起エネルギー $\sim 65 A^{-\frac{1}{3}}$ MeV にあることが分ってきた。²⁾ (p , p') の再解析³⁾ や最近行われた (^3He , $^3\text{He}'$) の実験⁴⁾ でも確認されている。Lewis et al. による $^{40}\text{Ca}(p, p')$ の再解析では励起エネルギー 19 MeV にある $E 1$ 巨大共鳴の他に 13.8 MeV に $E 3$, 17 MeV に $E 2$ 励起を報告している。

解 析

輻射補正に関する改良点として radiation tail に弾性散乱の形状因子を含めた。低い入射エネルギー且つ前方散乱で形状因子を含める影響が出るが, 150 MeV 35° での輻射補正後の counts は励起エネルギー 10~25 MeV で 37% 程減少する。問題はこの際励起エネルギー数 MeV で巨大共鳴の大きさと同程度負になることだが, これは厚いターゲット (95.6 mg/cm²) の場合 bremsstrahlung 項に問題があると考えられ, 見掛けの厚さを 20% 程度薄くして bremsstrahlung 項を押えた。

電子散乱で粒子閾値以上を調べる時に常に問題になるのは準弾性散乱による連続状態の評価である。現象論的な式

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = a (E_x - E_{th})^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

を用いて 35 MeV 附近で data に合わせる様に fit したがこの際最近 Mainz で行われた光子全吸収の実験⁵⁾ を用いた。Mainz の実験によれば 19.8 MeV をピークとして高エネルギー側にかなりのすそを引いているが (35 MeV でピーク値の約 14%), これを考慮して連続状態の寄与をきめた。10~25 MeV の共鳴状態の形状因子は $E 1$, $E 2$, $E 3$ に分解出来る。光子全吸収は $E 1$ 励起によるものとして実験点における $E 1$ 巨大共鳴成分を計算した。 $E 1$ の q -依存性は Goldhaber-Teller 模型による DWBA 計算を用い, 絶対値は換算行列要素 $B(E L)$ を通して⁶⁾ Mainz data に規格化した。

運動量移行 $q = 1.2 \text{ fm}^{-1}$ 附近では $E 1$, $E 2$ 励起は diffraction minimum に近くなる。先ず 250 MeV 60° の共鳴状態を $E 3$ 励起と考えて 3.74 MeV $1st 3^-$ の q -依存性⁷⁾ を用いて他の角度の $E 3$ 成分を求めスムーズ化した全体のスペクトラムから $E 1$, $E 3$ 成分を差し引いた。差し引い

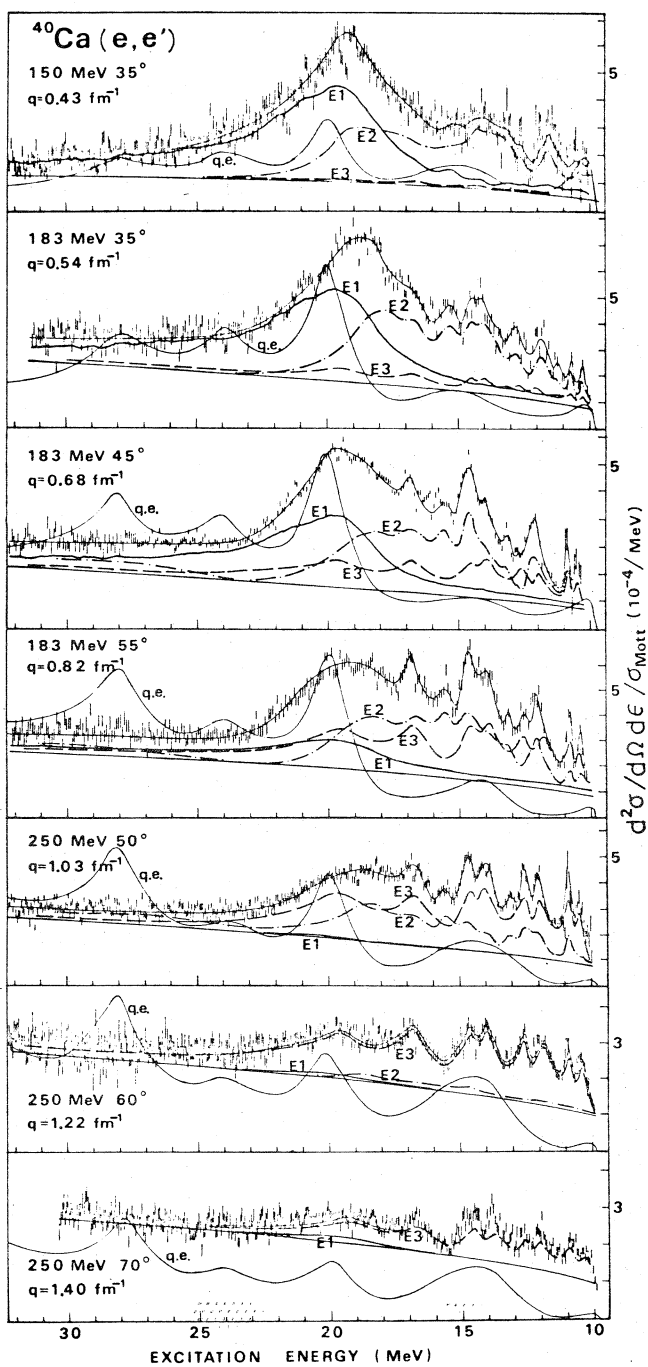


図1 ^{40}Ca の共鳴状態を $E1$, $E2$ 及び $E3$ 励起の各成分に分解した。 $E1$ 励起は光子全吸収実験を用いた。 $q.e.$ とあるのは殻模型による準弾性散乱の計算。

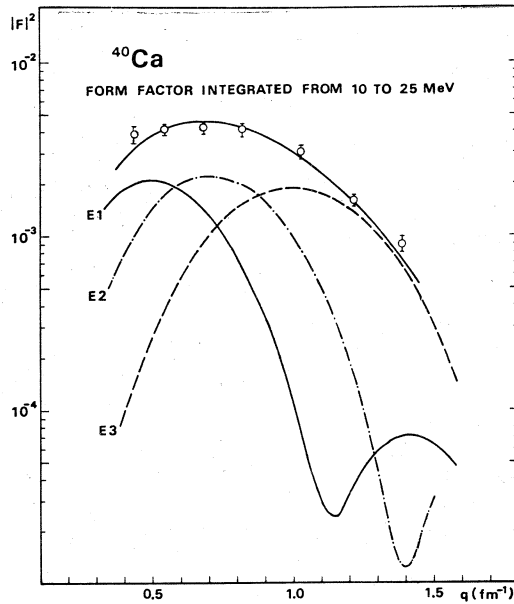


図2 ^{40}Ca の共鳴状態の形状因子を $E1$, $E2$, $E3$ 成分に分けた。 $E1$ 励起は光子全吸収実験の結果に規格化した。

た残りは図2から予想される様に $E2$ 成分と考えられるが、図1に示されるようにほぼ同じ構造を示している。次に Tassie 模型を用いて $250\text{MeV } 60^\circ$ における $E2$ 成分を求め、共鳴状態から差し引いて新しく $E3$ 励起とした。

前述の様に $E2$ 励起のスペクトラムはほぼ同じ形を示しているが 10.3 , 10.8 , 11.9 , 14.6 , 15.4 , 18.0 MeV にピークを持つ。 $E3$ 励起のピークは 10.3 , 10.8 , 11.7 , 12.6 , 13.8 , 14.5 , 16.8 , 19.5 MeV にあり全体としては 10 MeV 程度の中に広く分散していると考えられる。

換算行列要素と Energy-weighted sum rule に占める割合

E_x (MeV)	L	$B(EL) (e^2 \text{fm}^2 L)$	Percentage of ESWR ($\Delta T=0$)
10 - 13	2	72	8.2
	3	2.97×10^3	6.3
13 - 16	2	144	20.6
	3	2.93×10^3	7.9
16 - 19	2	148	25.6
	3	2.71×10^3	8.8
19 - 22	2	57	11.6
	3	2.43×10^3	9.2
22 - 25	2	0	0
	3	1.03×10^3	4.4
10 - 25	2	421	66
	0	688 ^b	102
	3	1.21×10^4	36.6

$$|M(0)|^2 = \left| \left\langle \sum_i \frac{1}{2} r_i^2 \right\rangle \right|^2 \text{ in fm}^4.$$

結果と議論

10MeVから25MeVまで3MeV間隔をとり $B(E2)$ 、 $B(E3)$ と $\Delta T=0$ の総和則に対する割合を表引に示した。全体として $E2$ 、 $E3$ 励起は約70及び40%を示める。 $E2$ 励起は $E0$ 励起の可能性もあるがこの場合 $E0$ 総和則をほぼ満たす。compressible modeの $E0$ の行列要素の計算にはDWBA計算を用いた⁸⁾ $E0$ 励起とすると100%又はそれ以上、 $E2$ 励起だと数10%を示めることは核理研で行われた⁹⁾ ^{90}Zr 、 ^{56}Fe 、 ^{58}Ni ⁸⁾ ^{208}Pb 電子散乱実験或いは $^{40}\text{Ca}(p, p')$ の解析結果と同じ傾向を示める。

運動量移行の比較的高い実験を行なったことが ^{40}Ca で総和則の40%に達する $E3$ 励起の存在を示したと考えられるが、 $E3$ に限らず $E2$ 励起も比較的広く分散していることは軽い核に近くしかも二重閉殻で殻構造が出やすいことに影響されているのではないかと考えられる。Microscopicにはparticle-hole模型によれば10MeVから21MeVまでの間に約10本の分散した 3^- 準位があり、合わせて総和則の18%の強さが予言されている。¹⁾

図1で井戸型ポテンシャル内の殻軌道から連続状態へとりうる総ての多重極励起を計算した準弾性散乱の理論値と比較した。これについてはこの号に別に報告があるので参照されたい。⁸⁾ ~ 14, ~ 20, ~ 24, ~ 28MeVのピークはそれぞれ $E1+E4$ 、 $E2+E4$ 、 $E0+E2+E5$ 、 $E3+E2+E4+E5$ 励起によるものである。

参 考 文 献

- 1) 核理研報告4 No. 1及びNo. 2 (1972)
- 2) S. Fukuda and Y. Torizuka, Phys. Rev. Letters **29** (1972) 1109
M. Nagao and Y. Torizuka, Phys. Rev. Letters **30** (1972) 1068
Y. Torizuka et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure Studies
Using Electron Scattering and Photoreaction (Sendai, Japan, 1972)
Y. Torizuka et al., Proc. Int. Conf. Photoreactions and Applications
(Asilomar, California, 1973)
- 3) H. Tyren and Th. A. J. Maris, Nucl. Phys. **4**, 637 (1957) and **6**,
446 (1958), and **7**, (1958) 24
M. B. Lewis, Phys. Rev. Letters **229** (1972) 1257

- 4) A. Moalem et al., *Phys. Rev. Letters* **31**, 482 (1973)
- 5) J. Ahrens et al., in *Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure Studies Using Electron Scattering and Photoreacton* (Sendai, Japan, 1972)
- 6) 核理研報告 **5** No. 2 (1972)
- 7) K. Itoh et al., *Phys. Rev.* **C2** (1970) 2181
- 8) 核理研報告 **6** No. 2 (1973) Monopole 励起の DWBA プログラムは川添氏によって開発された。
- 9) 核理研報告 **6** No. 1 (1973)

^{58}Ni の巨大共鳴

§ 1 序

^{58}Ni は陽子が28の魔法数の核なので、いろいろな方面から研究が為されているが、今回は主に $E 1$ 以外の巨大共鳴を調べる目的で電子散乱の実験を行なった。

実験に用いたターゲットは 99.95% に濃縮された厚さ 43 mg/cm^2 の箔である。実験はクーロン形状因子 (形状因子の縦成分) が励起され易い前方の角度を選び、運動量移行が $E 1$ 形状因子で maximum から diffraction minimum になる範囲で 4 点実験を行なった。

§ 2 実験結果及び解析

^{58}Ni に依る散乱電子のスペクトルを図 1 に示す。電子の入射エネルギー及び散乱角は、 $150 \text{ MeV } 35^\circ$, $200 \text{ MeV } 35^\circ$, $250 \text{ MeV } 35^\circ$ と $250 \text{ MeV } 45^\circ$ である。縦軸は 1 MeV 当りの断面積を Mott 断面積で割った単位で示してあり、あるピークについてその面積をとれば形状因子が直ちに求まるので、図 1 からピークの形状因子の様子は凡そ見当がつく。 $150 \text{ MeV } 35^\circ$ のスペクトルでは 18 MeV 位に幅の広い巨大共鳴が見られるが、運動量移行 q が大きくなると、共鳴の幅が狭くなり、巨大共鳴の中心も 17 MeV 位になることから、少なくともこの領域に二つの巨大共鳴が存在し、その一つは $E 1$ よりも高い多重極を持つことが予想される。

形状因子を求める際に、次の二通りの方法を試みた。一つは $E 1$, $E 2$ 等の形状因子の q -依存性を利用して、スペクトルをそれぞれの形状因子の成分に分離する方法である。もう一つの方法は、共鳴準位に対して、共鳴の形として例えば Lorentz 型を仮定し、共鳴エネルギー、幅、ピークの大きさをスペクトルに合う様に決め、それから形状因子を求める方法である。

第 1 の方法で形状因子を求めるために、先ず形状因子の q -依存性を Tassie 模型¹⁾ を使って計算した。この模型では次式の様に遷移電荷密度 $\rho_{tr}(r)$ が基底状態の電荷密度 $\rho_0(r)$ の微分形で与えられる。

$$\rho_{tr}(r) = Nr^{L-1} \frac{d}{dr} \rho_0(r)$$

ここで L は遷移の角運動量、 N は規格化係数である。 ^{58}Ni の基底状態の電荷密度として、最近の Stanford の実験²⁾ で 3-パラメータフェルミ型で解析した値、 $c = 4.315 \text{ fm}$, $z = 0.499 \text{ fm}$, $w = -0.185$ を用いた。

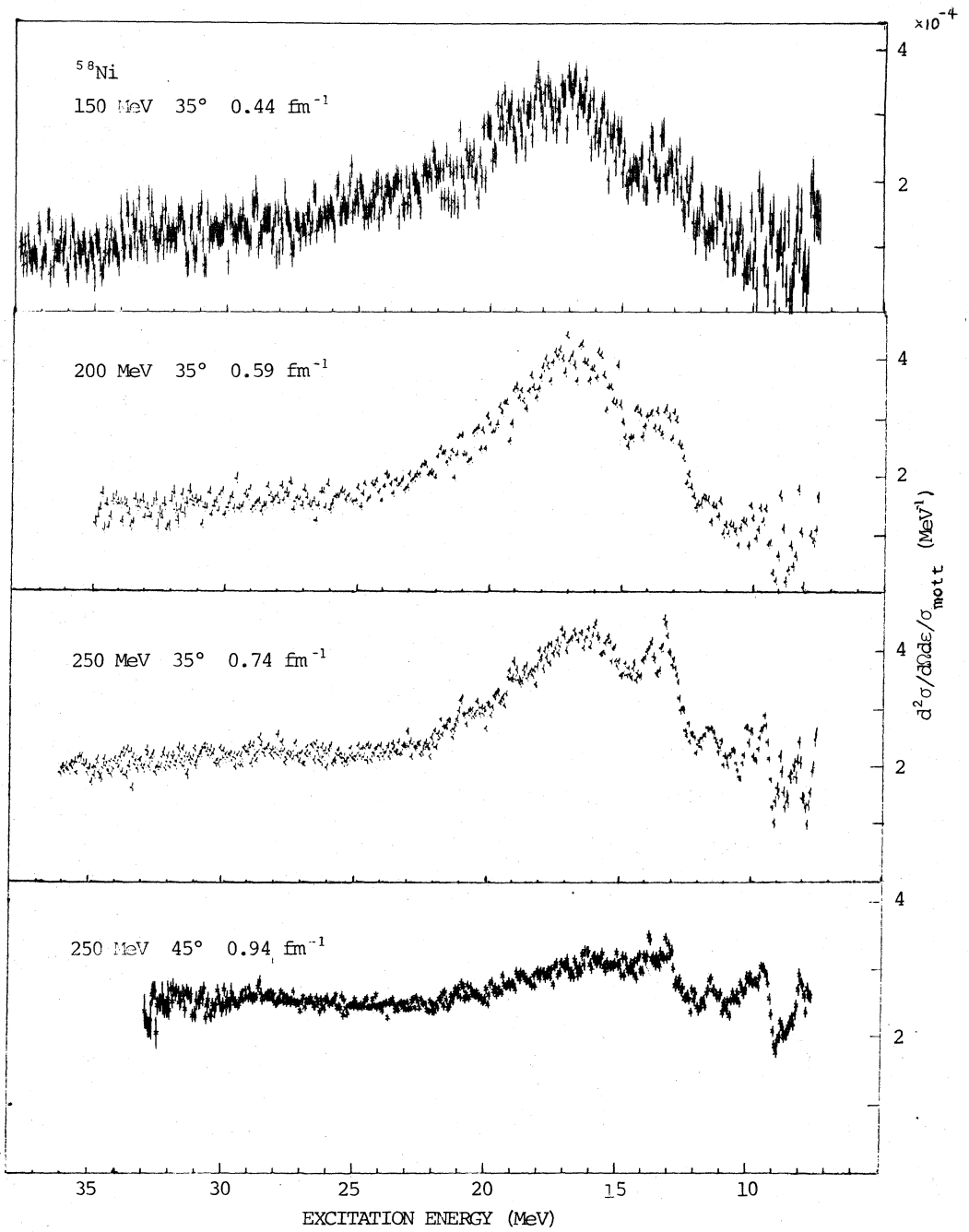


図1 ^{58}Ni による散乱電子のスペクトル

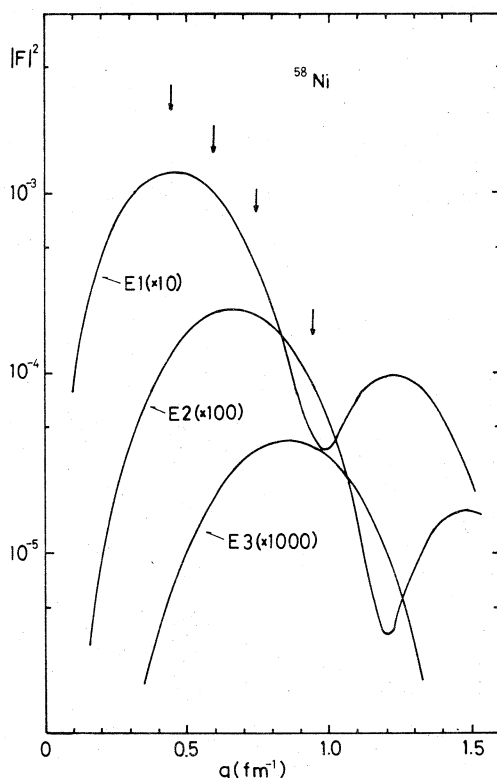


図2 Tassie 模型を使って計算した ^{58}Ni の形状因子の q - 依存性。
矢印は今回実験を行なった点の運動量移行を示す。

図2に励起エネルギーを17MeVとしてTassie 模型で計算した形状因子の q - 依存性を示す。図で E_1 , E_2 , E_3 に対して, $B(E_L)$ の値がそれぞれ 10, 100, 1000 になるように規格化してある。図から E_1 のピークは 0.45 fm^{-1} にあり, E_2 及び E_3 のピークはそれよりも約 0.2 fm^{-1} ずつ q の高い方にあることがわかる。矢印は今回実験を行なった点の運動量移行を示す。

スペクトル分離をするに先立って, 各スペクトルについて, 準弾性散乱等からの寄与による continuous part を background として次式³⁾を用いて差引いた。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega dE} \right)_{cont} = a (E_x - E_{th})^{1/n}$$

ここで, E_{th} として陽子の閾値 8.1 MeV , n として $3 \sim 15$, a は励起エネルギーの高いところで上式がスペクトルに合うように決めた。

今回実験を行なった点の運動量移行では, 主に E_1 と E_2 の形状因子が寄与すると考えられるので, 実験で得られたスペクトルをこの二つの成分に分けた。

$$|W(q, \omega)|^2_{exp} = \alpha |W(q, \omega)|^2_{E1} + \beta |W(q, \omega)|^2_{E2}$$

ここで $|W(q, \omega)|^2_{exp}$ は図1に示したスペクトルで単位MeV 当りの形状因子, $|W(q, \omega)|^2_{E1}$ 及び $|W(q, \omega)|^2_{E2}$ は $E1$ 及び $E2$ に対する Tassie 模型を使って計算した形状因子である. α, β は各励起エネルギー ω に対して, 4個の実験点から χ^2 -fitting により求めた. 図1のスペクトルをエネルギー幅 0.3MeV のスペクトルに直した上で, 上式を使って分離した

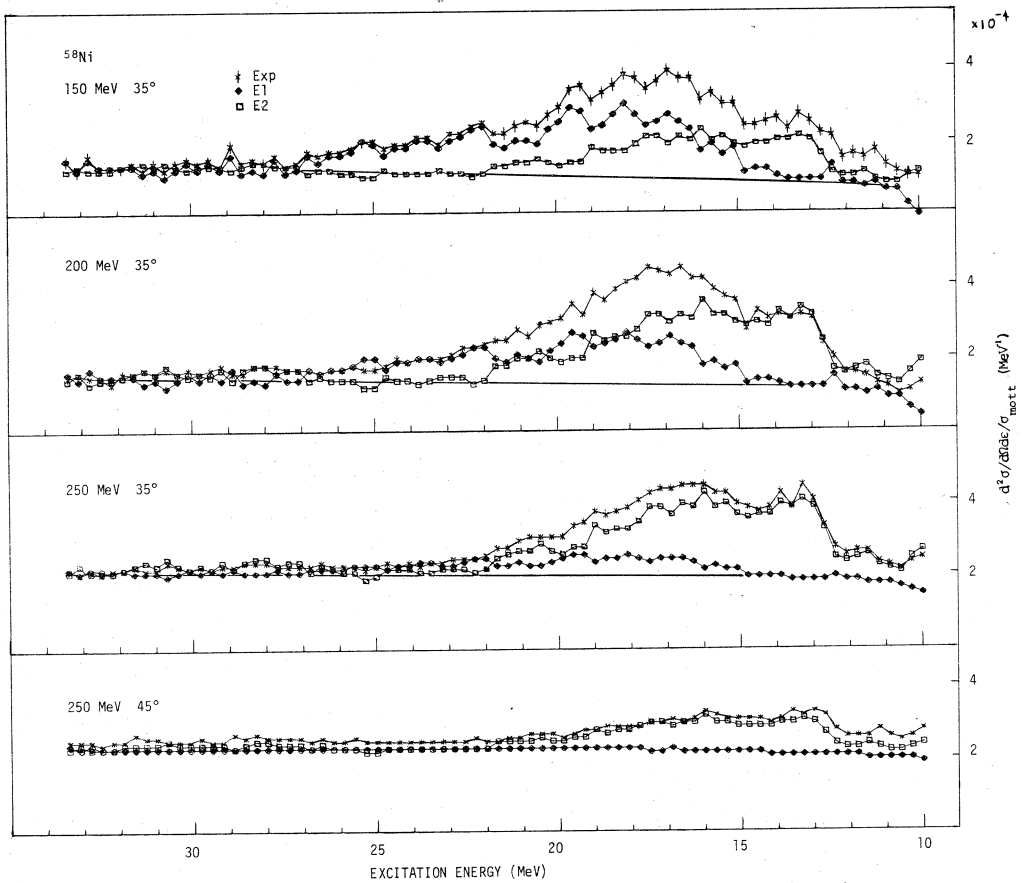


図3 $E1$ 及び $E2$ 成分に分離した ^{58}Ni のスペクトル

結果を図3に示す。図で \times , \blacklozenge , \square 印は, それぞれ実験値, $E1$ 及び $E2$ の成分を示す。図3から ^{58}Ni では 18MeV 位に $E1$, 16MeV 位に $E2$ の巨大共鳴が存在することがわかる。その他に 13MeV 位に2本の $E2$ のピークが, 28MeV 位に幅の広い $E2$ のピークがあることがわかる。次にこれ等のピークの面積から形状因子を求めた。

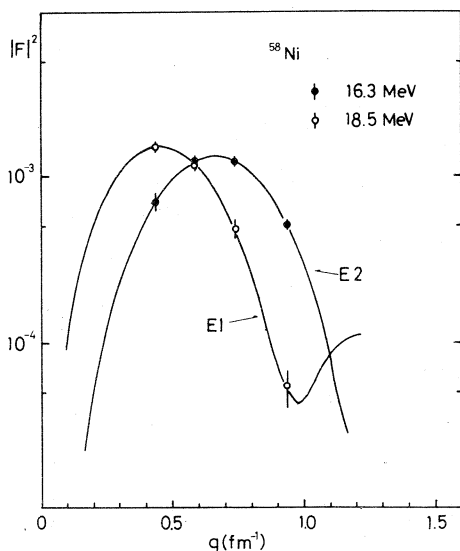


図4 16.3及び18.5 MeV巨大共鳴の形状因子

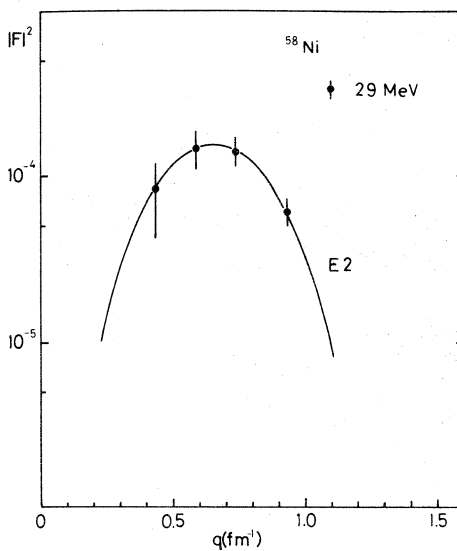


図5 29 MeV共鳴準位の形状因子

図4は18.5 MeVのE1及び16.3 MeVのE2の形状因子を示す。図の曲線はTassie模型を使った計算値で、これから各々の遷移に対する $B(EL)$ が求まる。図5は29 MeVのE2に対する形状因子を示す。16 MeVのE2に比べて $1/10$ の大きさである。

形状因子を求める第2の方法として、共鳴準位の断面積の形としてLorentz型

$$f(E) = N \frac{E^2 \Gamma^2}{(E_0^2 - E^2)^2 + E^2 \Gamma^2}$$

を仮定し、16, 18, 29 MeVに幅の広い共鳴準位が、13, 14 MeVに幅の狭い共鳴準位があるとして、共鳴エネルギー E_0 、幅 Γ 、共鳴の大きさ N をパラメータとして、実験値を再現するようにパラメータを求めた。図6にその結果を示す。図6で18.5 MeV($\Gamma = 5.0$ MeV)の共鳴はE1的であり、16.5 MeV($\Gamma = 4.5$ MeV)がE2的であることは図3に示した先の解析の結果と一致する。このLorentz型を仮定して分離したスペクトルから形状因子を求めた結果を図7及び図8に示す。

図7は16.3 MeVと18.5 MeVの巨大共鳴に対する形状因子を示す。曲線はTassie模型による計算値で、16.3 MeVに対してE2、18.5 MeVに対してE1の計算結果と良く一致する。又形状因子を第1の方法で求めた結果(図4)と比較すると両者とも実験誤差15%の範囲内で一致する。図8は13.2 MeV($\Gamma = 0.6$ MeV)と14.0 MeV($\Gamma = 0.6$ MeV)に対する形状因子で、いずれもE2遷移であることを示している。

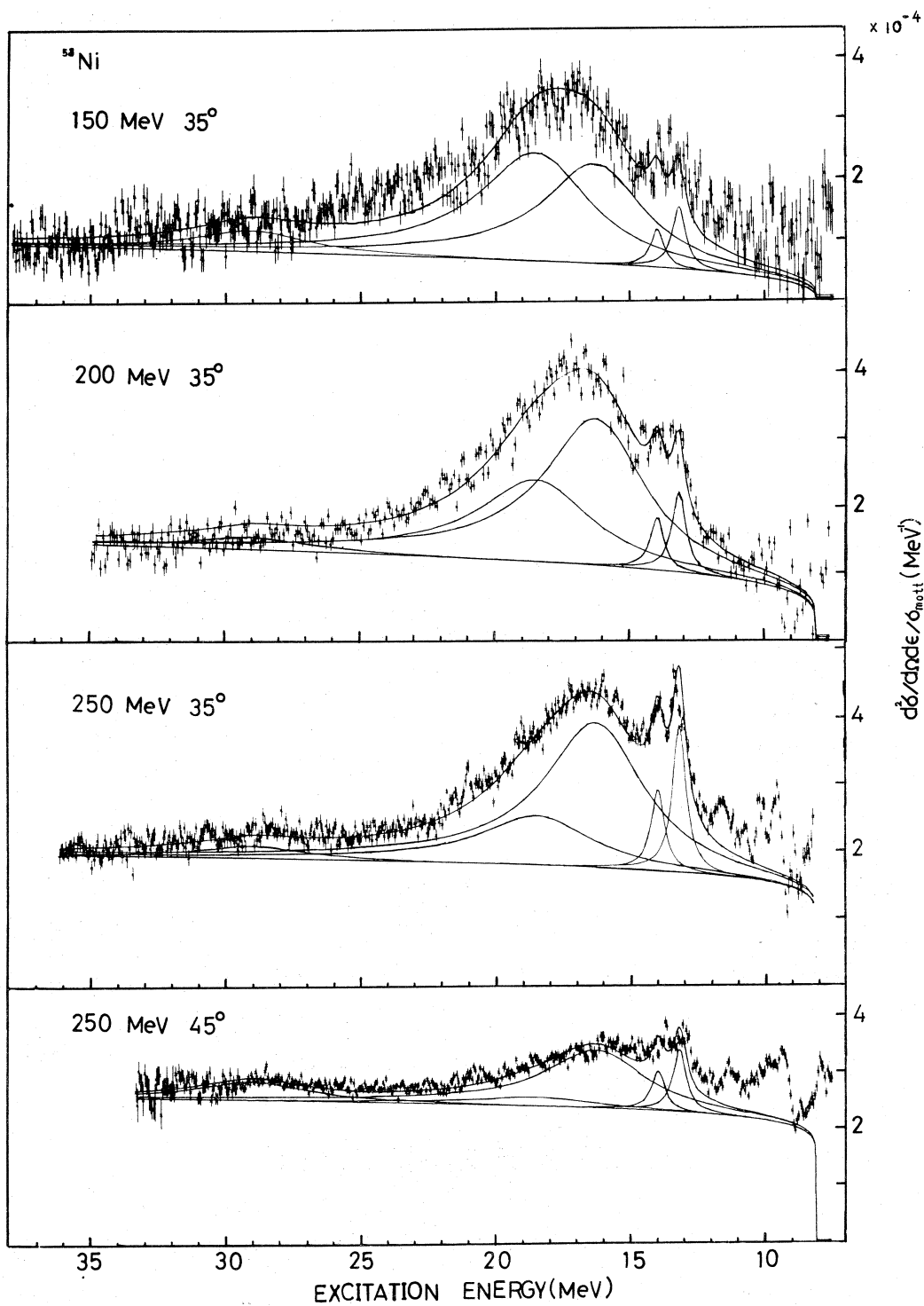


図6 共鳴の形として Lorentz型を仮定して分離したスペクトル

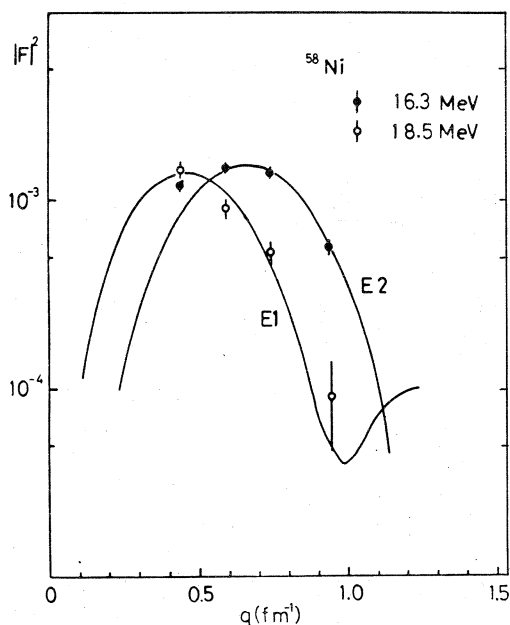


図7 図6から求めた16.3及び18.5 MeV
巨大共鳴の形状因子。曲線はTassie
模型による計算結果を示す

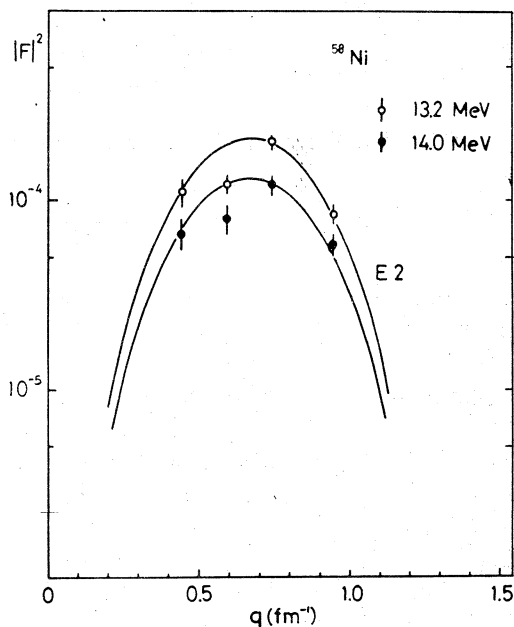


図8 13.2及び14.0 MeV準位の形状因子。
曲線はTassie 模型による計算結果
を示す

§ 3 考 察

今回得られた結果をまとめて表1に示す。各共鳴準位に対して、 $B(E\lambda)$ 、Weisskopf単位での遷移強度及びenergy weighted sum rule (以下EWSRと略す)との比較を示した。

表1

E_x (MeV)	J^π	$B(E\lambda)$	$B(E\lambda)/B_w(E\lambda)$	$E_x \cdot B(E\lambda)/EWSR$	
				$\Delta T=0$	$\Delta T=1$
13.2	2^+	91.3 ± 9.1	1.37 ± 0.14	0.074 ± 0.007	0.069 ± 0.007
14.0	2^+	56.5 ± 7.9	0.84 ± 0.12	0.048 ± 0.007	0.045 ± 0.006
16.3	2^+	565 ± 45	8.48 ± 0.85	0.57 ± 0.06	0.53 ± 0.05
	0^+	1270 ± 130		1.22 ± 0.12	
18.5	1^-	11.5 ± 1.2	3.97 ± 0.40		0.99 ± 0.10
29	2^+	65 ± 13	0.98 ± 0.20	0.12 ± 0.02	0.11 ± 0.01

Isospinと関係したEWSRについては、Nathan and Nilsson⁴⁾やWarburton and Weneser⁵⁾によって議論されており、又電子散乱による isoscalar transition とEWSRとの関係がFallieros⁶⁾等によって導かれている。表で比較したEWSRはWarburton and Weneserによる。

$E 1$ に対して

$$S(L=1) = \frac{\hbar^2}{2M_p} \frac{9e^2}{4\pi} \frac{NZ}{A}$$

$E L \geq 2$ の場合, $\Delta T=0$ 及び $|\Delta T|=1$ に対して

$$S(L, \Delta T=0) = \frac{\hbar^2}{2M_p} \frac{L(2L+1)}{4\pi} e^2 \frac{Z^2}{A} \langle r^{2L-2} \rangle$$

$$S(L, |\Delta T|=1) = \frac{\hbar^2}{2M_p} \frac{L(2L+1)^2}{4\pi} e^2 \frac{NZ}{A} \langle r^{2L-2} \rangle$$

の式を用い, $E 0$ に対しては Fallieros 等による

$$S(L=0, T=0) = \left(\frac{\hbar}{M} \right) Z \langle r^2 \rangle$$

の式を用いた。

18.5 MeV の $E 1$ 巨大共鳴は EWSR の 100% を占め, これは今回の得られた実験結果が, reasonable な結果であることを示す 1 つの目安を与えている。電子散乱の実験では, $E 2$ と $E 0$ を q -依存性から区別することは困難であるが, 16.3 MeV の巨大共鳴を $E 2$ とした場合は EWSR の 60% を占め $E 0$ とした場合には EWSR の 120% を占めることからこの巨大共鳴は $E 2$ らしいと云える。

以上が今回得られた電子散乱の結果であるが, 巨大共鳴に関連した実験が最近電子散乱以外でも行われており, そのうち ($^3\text{He}, ^3\text{He}'$) 及び polarized proton beam を使った実験について記す。

図 9 は Michigan 大学の Moalem 等⁷⁾ による ($^3\text{He}, ^3\text{He}'$) の実験で得られたスペクトルで, ^{27}Al から ^{209}Bi まで 7 つの核いづれにも巨大共鳴が見られる。矢印は $E 1$ 巨大共鳴の位置を示している。 ^{58}Ni では巨大共鳴の位置は 16.5 MeV で電子散乱で得られた結果と一致する。Moalem 等はこの遷移強度と EWSR との比較から $E 2$ 巨大共鳴であろうと推定している。

図 10 は Kocher⁸⁾ による Oak Ridge での polarized proton による実験で, spin up と spin down とのスペクトルを示し, 16.5 MeV に巨大共鳴, 13.5 MeV に幅の狭い共鳴の存在は電子散乱と (図 6) と同じ結果を与えている。図 11 は図 10 から求めた 16.5 MeV の巨大共鳴に対する analyzing power 示す。実験値は $E 2$ の計算に合っており, Kocher 等はこのことから 16.5 MeV に対して $E 2$ 巨大共鳴であると強調している。

以上電子散乱や荷電粒子反応の実験結果を総合すると, ^{58}Ni では 16.3 MeV に $E 2$ 巨大共鳴が存在し, その遷移強度は EWSR の約 60% を占めていると云える。

(斎藤)

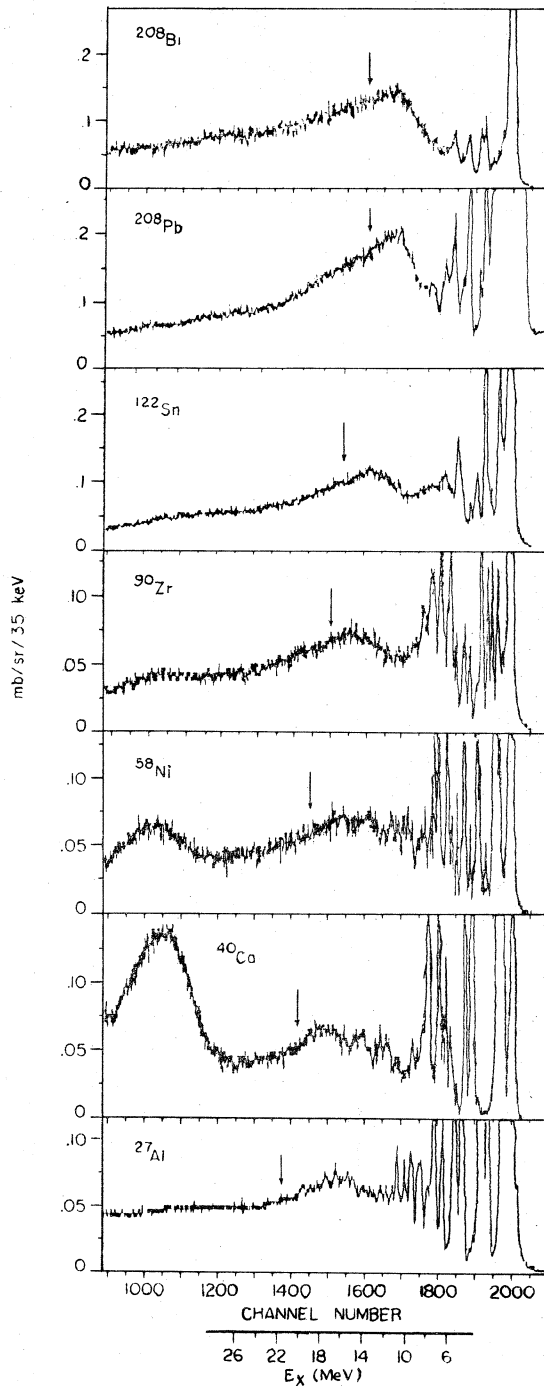


図9 Michigan大学のMoalem等による(${}^3\text{He}, {}^3\text{He}'$)のスペクトル。幅の広いピークは E_2 巨大共鳴で、矢印は E_1 巨大共鳴の位置を示す。

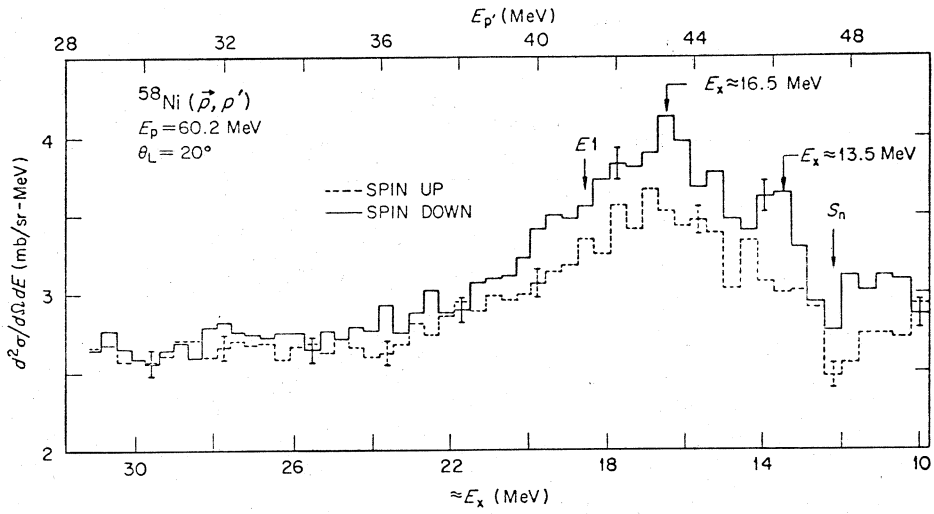


図10 Kocher による Oak Ridge での polarized proton による
 ^{58}Ni のスペクトル

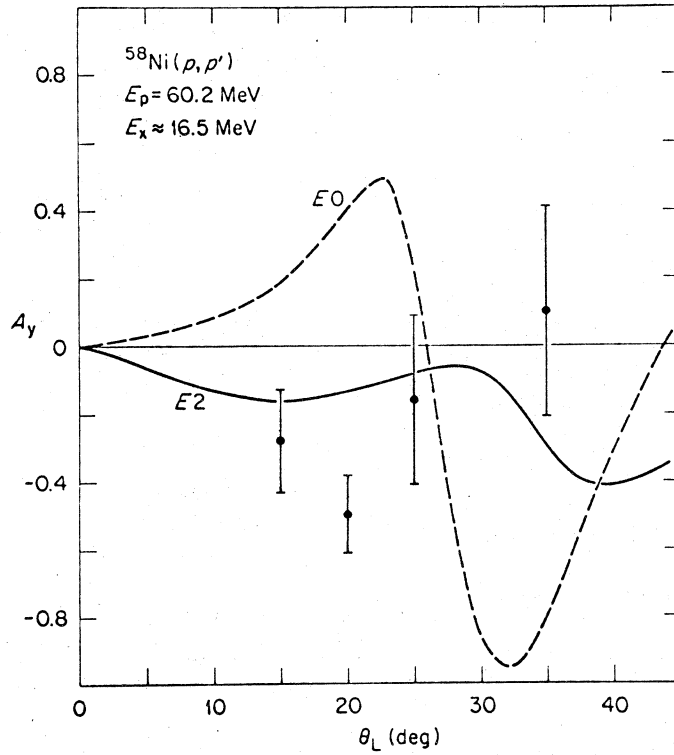


図11 図10から求めた 16.5 MeV 巨大共鳴に対する analyzing
 power

参 考 文 献

- 1) L. J. Tassie, Aust. J. Phys. **9** (1956)407.
- 2) J. R. Ficenece, W. P. Trower, J. Heisenberg and I. Sick, Phys. Lett. **32 B** (1970)460.
- 3) 核理研研究報告 Vol. **5** No. 2 (1972)1.
- 4) O. Nathan and S. G. Nilsson, in *Alpha-Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*, edited by K. Siegbahn (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965).
- 5) E. K. Warburton and J. Weneser, in *Isospin in Nuclear Physics*, edited by D. H. Wilkinson (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1969).
- 6) E. I. Kao and S. Fallieros, Phys. Rev. Lett. **25** (1970)827.
T. J. Deal and S. Fallieros, Phys. Rev. **C7** (1973) 1709.
- 7) A. Moalem, W. Benenson and G. M. Crawley, Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 482.
- 8) D. C. Kocher, F. E. Bertrand, E. E. Gross, R. S. Lord and E. Newman, Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 1070.

^{116}Sn の高励起領域の電子散乱実験

核理研で行なっている一連の高励起準位の電子散乱実験の一環として ^{116}Sn の電子散乱実験を行った。その結果(τ , n)等の光核反応で観測される 15.7 MeV の E1 G. R. (E1 巨大共鳴)準位の他に 12 MeV に E2 的な性質を持つ共鳴準位が、25 MeV 付近には巾の広い E2 的な性質を持つピークが観測された。今回はこれらの共鳴準位の性質について報告を行なう。

§ 実 験

東北大学核理研 300 MeV リニアックを用いて、入射電子エネルギー $E_0 = 150, 183, 215, 250$ MeV, 散乱角 $\theta = 35^\circ$ 及び $E_0 = 250$ MeV, $\theta = 45^\circ$, 運動量移行 $q = 0.44 \sim 0.94 \text{ fm}^{-1}$ で、96% に濃縮した厚さ 91.8 mg/cm^2 の ^{116}Sn のターゲットを用いて、励起エネルギー 35 MeV 附近までのスペクトラムを観測した。

§ 輻射補正

電子散乱に特有な radiation tail, 特に原子番号が大きな原子核の弾性散乱ピークによる radiation tail の補正は多くの問題を含んでいる¹⁾が今回は次の2点を考慮して解析を行った。

- (1) 弾性散乱ピークの形状因子のエネルギー依存性を考慮した確析を行った。¹⁾ここでは弾性散乱の形状因子は基底状態の電荷分布として modied Gaussian 型を仮定して、弾性散乱の実験より求めたパラメータ $c = 5.255 \text{ fm}$, $z = 2.575 \text{ fm}$ での phase shift の計算により求めた。²⁾
- (2) 弾性散乱ピークの直後で radiation tail の引き過ぎが起こり、その負の部分の形は励起エネルギーの2乗の逆数に比例している。これは radiation tail のターゲットの厚さ t^2 に比例する項が正確でないことに因ると考えられる。そこでターゲットの厚さによる影響を調べる為に $E_0 = 150 \text{ MeV}$, $\theta = 35^\circ$ でターゲットの厚さを 91.8 mg/cm^2 から 32.2 mg/cm^2 と薄く変えて実験を行った結果、上述の欠点がかかなり改善されることが調べられた。このことより計算式では radiation tail の t^2 に比例する項が大き過ぎると考え、この項を75%に減らして解析を行った結果、この欠点は著しく改善された。尚励起エネルギー 10 MeV 以上のスペクトラムには t^2 を変えた影響はほとんど現われない。

§ 輻射補正後のスペクトラム

輻射補正後のスペクトラムを図-1に示す。横軸に励起エネルギー、縦軸に弾性散乱ピークで規格化した 1 MeV あたりの形状因子を示す、図中の n, p, α はそれぞれ中性子、陽子、 α 粒子の閾を示す。

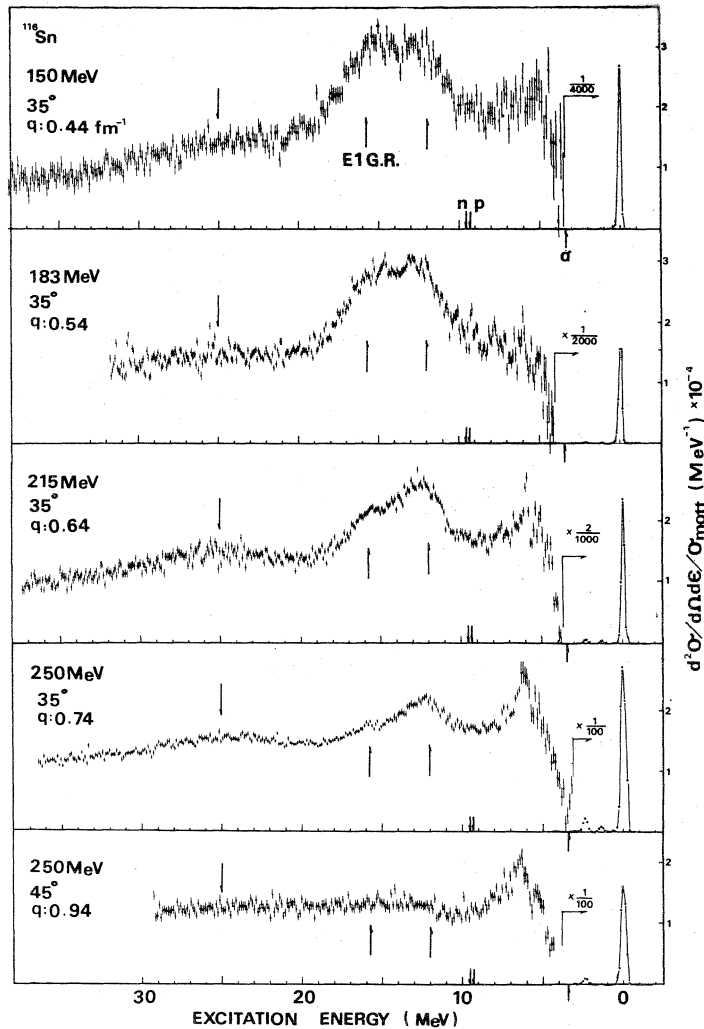


図-1 輻射補正後のスペクトム。(r, n)で観測されるE1 G.R.の他に12 MeV及び25 MeVにピークが観測される。

図-1より明らかなように(r, n)⁴⁾等の光核反応で観測される15.7 MeVのE1 G.R.の他に12 MeVに強い共鳴準位が存在する, 更に25 MeV附近に巾の広いピークが存在する。 $E_0 = E_0 = 150 \text{ MeV}$, $\theta = 35^\circ$ でE1 G.R.と競争している12 MeVのピークは運動量移行 q が大きくなりE1 G.R.が小さくなくても残り, E2的な性質を示す。又25 MeVの巾の広いピークもE2的な q -依存性を示す。6.5 MeVに観測されるピークの q -依存性はこのピークが $L = 3$ 又はそれ以上のmultipolarityを持つ準位であることを示すが, このピークがE1 G.R.や12 MeVの共鳴準位のように1つの共鳴準位であるかどうかは明らかではない。ところが q の変化に対し

てスペクトラムの形がほぼ同じに保たれていることより少なくとも同じ multiplicity を持つ準位の集合と予想される。

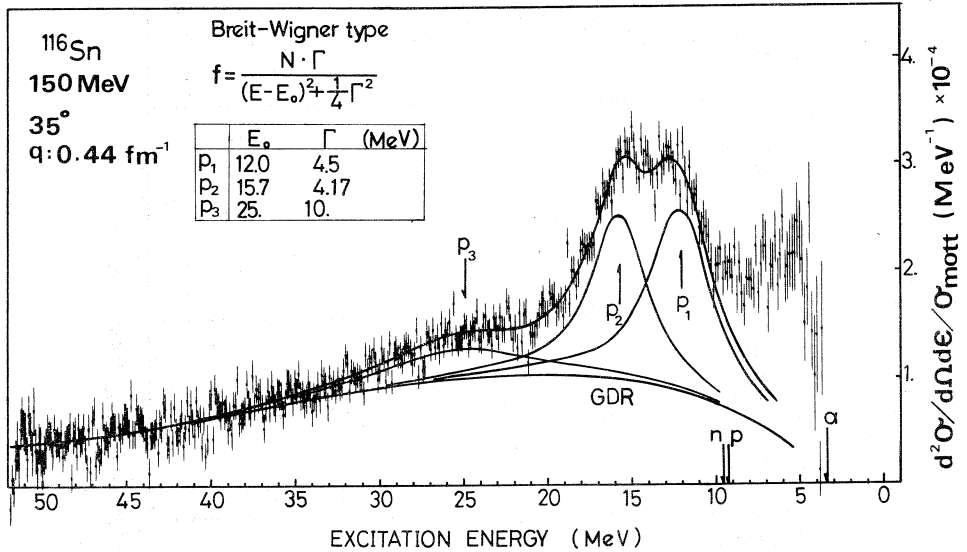


図-2 ピークの分離。スペクトラムを continuum background と Breit-Wigner type の重ね合わせで再現した。このとき E1 G.R. の共鳴パラメータ E_0 , Γ は $(r, n)^{4)}$ の値を用いた。

§ ピーク分離

輻射補正後のスペクトラムから各共鳴準位の微分断面積を求めることは難しく、多くの問題を含んでおり、まだその方法は確立されていない。ここではその一つの試みとして次の仮定の下で各励起準位の分離を行った。

- (1) スペクトラムは主に準弾性散乱の寄与と考えられる continuum background と各共鳴準位の重ね合わせで表わされる。このとき continuum background と各共鳴準位の間及び各共鳴準位間には干渉がないと考える。
- (2) continuum background の形 $F_{\text{continuum}}(E)$ は共鳴準位からの寄与が小さいと考えられる $E_0 = 250 \text{ MeV}$, $\theta = 45^\circ$ のスペクトラムを参考に決定する。
- (3) 各共鳴準位の共鳴関数として Breit-Wigner 型の共鳴関数を仮定する。³⁾

以上の仮定の下でスペクトラムは次の式で表わされる。

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \right) / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \sum_i |F_i|^2 \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_i}{(E_i - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_i^2} + \alpha \cdot F_{\text{continuum}}(E) \quad (1)$$

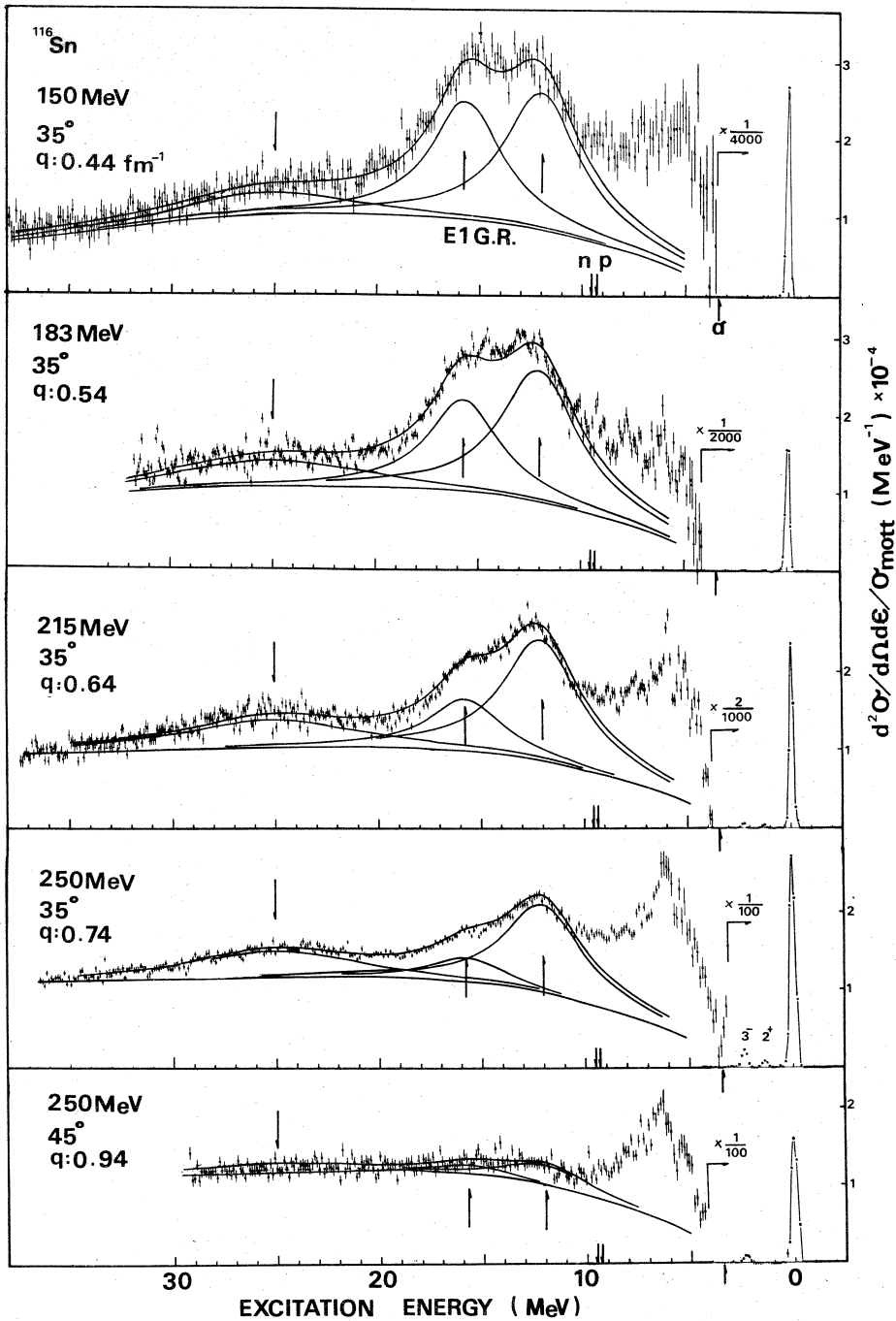


図-3 ピーク分離後のスペクトラム

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_i}{(E_i - E)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_i^2} dE = 1 \quad (2)$$

ここで共鳴パラメータ E_i , Γ_i はそれぞれ共鳴の位置, 半値巾を与える又, $|F_i|^2$ は形状因子を与える。E1 G.R. の共鳴パラメータは (7, n)⁴⁾ の実験より決定された値を用いてスペクトラムの形を再現するように continuum background の大きさ α 及び他の共鳴パラメータを決定し, 各共鳴準位の形状因子 $|F_i|^2$ を求めた。図-2 に共鳴パラメータを示す。図-3 にピーク分離を行ったスペクトラムを示す。

§ 形状因子

ピーク分離により決定した 12 MeV, 15.7 MeV, 25 MeV 準位の形状因子を図-4 に示す。

ここで q_{eff} は有効運動量移行である。c で 25 MeV における 1 MeV 当りの continuum background の形状因子を示す。

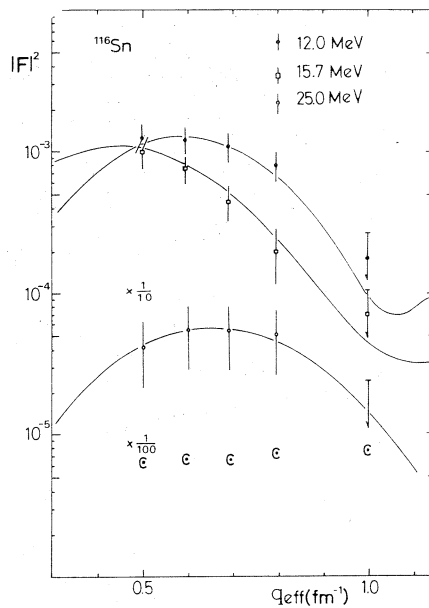


図-4 12.0 MeV, 15.7 MeV, 25.0 MeV 共鳴準位の形状因子, 及び c で 25 MeV における continuum background 1 MeV 巾の形状因子を示す

15.7 MeV 励起準位

図-5 に 15.7 MeV, E1 G.R. の形状因子を示す。同時に G-T (Goldhaber - Teller)⁵⁾

model及びJ-S (Jenoen - Steinwedel) modelのDWBAによる計算値を $(\tau, n)^4$ の実験より決定した $B(E1)$ の値で規格化して示す。

中性子球と陽子球のdipole振動modeを考えたG-T modelでは遷移電荷密度 ρ_{tr} は式3で与えられ核表面に分布する。これに対して核の内部における電荷密度の振動modeを考えたJ-S modelでは ρ_{tr} は核内に分布して、基底状態の電荷分布がsharp cut-offであると仮定すると ρ_{tr} は式4で与えられる。核表面での基底状態の電荷分布のdiffusenessを考慮するならば ρ_{tr} は式5で合理的に与えられると考えられる。更にベッセル関数 $j_1(r)$ の1次の項だけを考えると ρ_{tr} は式6で与えられる。⁷⁾

$$\rho_{tr} = \alpha \cdot \frac{d\rho_0}{dr} \quad (\text{G-T model}) \quad (3)$$

$$\rho_{tr} = \begin{cases} \alpha \cdot j_1(r) & (r \leq R) \\ 0 & (r > R) \end{cases} \quad (\text{J-S model}) \quad (4)$$

$$\rho_{tr} = \alpha \cdot j_1(r) \cdot \rho_0 \quad (5)$$

$$\rho_{tr} = \alpha \cdot r \cdot \rho_0 \quad (6)$$

ここで ρ_0 は基底状態の電荷分布で α は規格化定数である。

点線で基底状態の電荷分布として弾性散乱より求めたパラメータを用いた場合のG-T modelのDWBAによる計算値を示す。破線でhalf charge density radius c を $0.9c$ と小さくした、即ち ρ_{tr} を核内で移動した場合の計算値を示す。実線でJ-S modelによるDWBAでの計算値を示す。このことよりE1 G.R.の遷移電荷密度 ρ_{tr} はG-T modelで予想されるより核の内側に分布していると考えられる。

12 MeV 励起準位

図-6に12 MeV 励起準位の形状因子を示す。実線はTassie modelによるE2のDWBAによる計算値を示す。破線はbreathing modeによるE0のDWBA計算でEWSR (energy weighted sum rule)を100%満足するように強さを規格化してある。

遷移の強さが一本の準位に集中すると仮定するとisoscaler modeの遷移電荷密度 ρ_{tr} は式7のTassie modelと全く同じ形で与えられる。⁸⁾ 又E0の場合は8式のbreathing mode⁹⁾と同じになる。

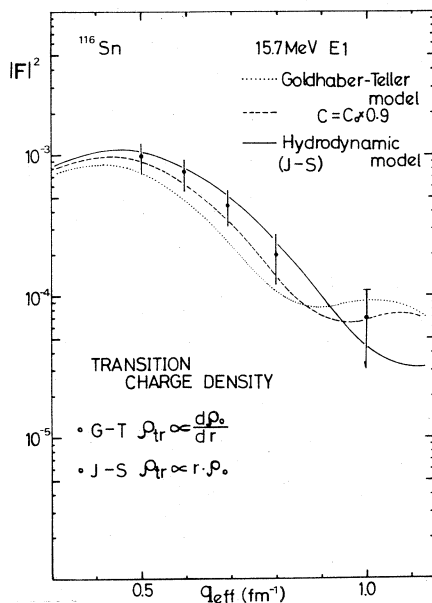


図-5 15.7MeV E1G. R. 準位の形状因子, 点線はG-T model によるDWBA計算。破線はG-T modelで $c = 0.9 \times c_0$ としたDWBA計算。実線はJ-S modelによるDWBA計算値。これらの遷移の強さは (γ, n) の実験より求めた $B(E1)$ の値に規格化してある。

$$\rho_{tr} = \alpha \cdot r^{L-1} \frac{d\rho_0}{dr} \quad (7)$$

$$\rho_{tr} = \alpha \cdot \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^3 \rho_0) \quad (8)$$

ここで ρ_0 は基底状態の電荷分布で α は規格化定数で L は multipolarity である。

25 MeV 励起準位

図-7に25 MeV 励起準位の形状因子を実線でJ-S modelによるE2の計算値を示す。破線でTassie modelによるE2を一点鎖線でE3の計算値を示す。この準位は形状因子の決定に際し continuum back groundの大きさの不確かさの影響を直接受けるのでかなりの不確かさを含んでいると思われる。

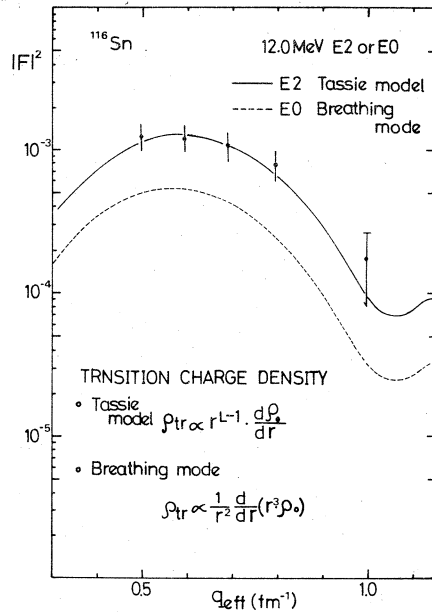


図-6 12 MeV E2 or E0 G.R. の形状因子, Tassie modelによる E2のDWBA計算を実線で示す。Breathing modelによるEWSR 100%のE0のDWBA計算を破線で示す。

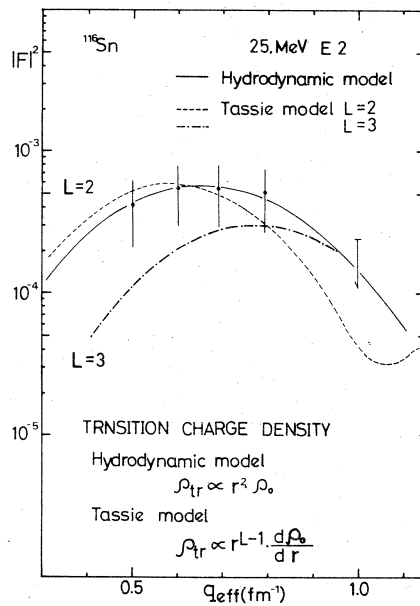


図-7 25 MeVの形状因子及びTassie modelによるE2及びJ-S modelによるE2のDWBA計算

§ EWSR

各励起準位の $B(EL)$ の値及び $B(EL) \cdot E_x$ と EWSR の比を表-1 で示す。EWSR は次の式で与えられる。

$$EWSR = \sum B(EL) \cdot E_x \quad (9)$$

E 1 T = 1

$$EWSR = \frac{9}{4\pi} \frac{\hbar^2 e^2}{2M} \cdot \frac{NZ}{A} \quad (10)$$

E L T = 0

$$EWSR = \frac{L(L+1)^2}{4\pi} \frac{\hbar^2 e^2}{2M} \frac{Z^2}{A} \langle r^{2L-2} \rangle \quad (11)$$

Δ T = 1

$$EWSR = \frac{L(2L+1)^2}{4\pi} \frac{\hbar^2 e^2}{2M} \cdot \frac{NZ}{A} \langle r^{2L-2} \rangle \quad (12)$$

E 0 T = 0

$$EWSR = \sum |M_{if}|^2 \cdot E_x = A \cdot \frac{\hbar^2}{M} \langle r^2 \rangle \quad (13)$$

ここで

$$M_{if} = \langle O_f | \sum_{i=1}^A \frac{r_i^2}{2} | O_i \rangle \quad (14)$$

12 MeV 励起準位の形状因子は E 2 的な運動量移行 q -依存性を示すが、E 0 の q -依存性が E 2 と全く同じであることよりこの励起準位が E 0 である可能性がある。ところがこの励起準位を isoscalar E 2 とすると EWSR の 120% であるのに対して isoscalar E 0 とすると EWSR の 250% となるこのことよりこの励起準位は E 2 が主であると考えられる。

表 1

E_x (MeV)	J^π	$B(EL)$	$B(EL)/B_w$	$E_x \cdot B(EL)$ EWSR	MODE
12.0	2^+	3540	21.	1.20 ± 0.36	T = 0
	0^+	7237*	—	2.45 ± 0.74	T = 0
15.7	1^-	26.4	5.7	1.08 ± 0.07	T = 1
25.0	2^+	1083	6.4	0.77 ± 0.38	T = 0
				0.58 ± 0.29	T = 1

unit					
$e^2 \text{fm}^{2L}$	for	$L \neq 0$	○ EWSR	T=0	T=1
*	fm^4	for	E 0	35500	
a) (γ, n)		$L = 0$	E 1		404
			E 2	35300	46600

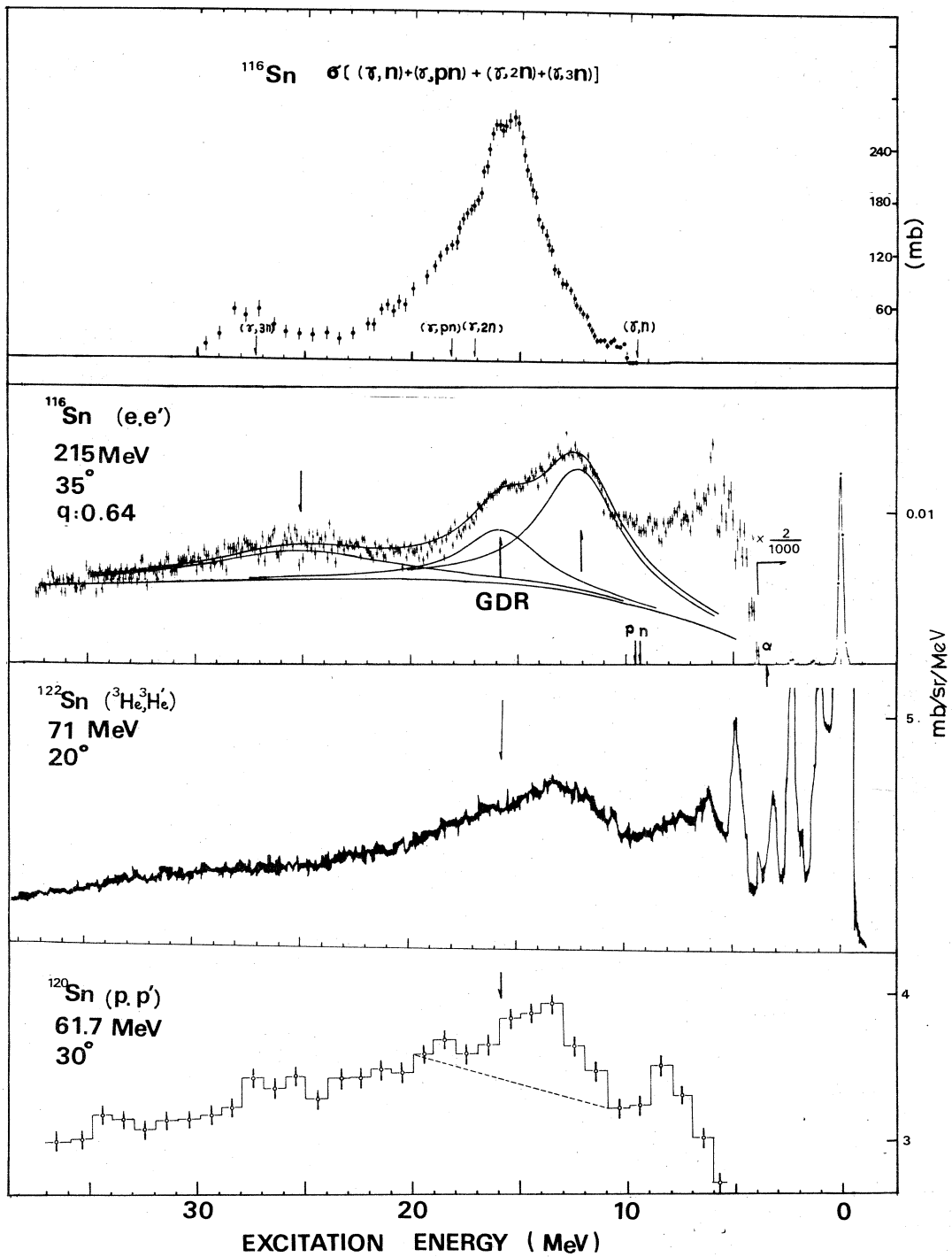


図-8 (τ, n) , (e, e') , $({}^3\text{He}, {}^3\text{He}')$, (p, p') の実験の比較

§ 他の実験との比較

図-8でSnの (r, n) , (e, e') , $(^3\text{He}, ^3\text{He}')$, (p, p') の実験の比較を行った。陽電子消滅による r -線による (r, n) ⁴⁾の実験でE1 G.R.が主に励起されるがE1 G.R.の1.6倍の25 MeV附近にHydrodynamic modelで予想されるE2 G.R.が観測されたという報告がある。¹⁰⁾ (e, e') の実験では (r, n) の実験で観測されるE1 G.R.の他に12 MeV附近にEWSRを120%満足する強いisoscalar E2 G.R.が観測される。又25 MeV附近にE2の性質を持つ巾の広い共鳴準位が観測される。 $(^3\text{He}, ^3\text{He}')$ の実験¹¹⁾及び (p, p') の実験¹²⁾で12 MeV附近にEWSRを100%満足するisoscalar E2励起準位であると報告されていて (e, e') の実験と一致する。 (e, e') で現われる25 MeV附近の巾の広いピークは $(^3\text{He}, ^3\text{He}')$ ではあまりはっきり現われていない。

(細山)

参 考 文 献

- 1) 本号“輻射補正に関するコメント”参照。
核理研研究報告 VoL. 6, No. 1 “輻射補正について”。
- 2) 核理研研究報告 VoL. 4, No. 2 “¹¹⁴Cd, ^{116,120}Snの電子散乱”。
- 3) Eisenberg and Greiner *Nuclear models* VoL1. Chaper 10. 11.
- 4) S. C. Fultz et. al. Phys. Rev. **186** (1969) 1255.
- 5) M. Goldhaber and E. Teller. Phys. Rev. **74** (1948) 1946.
- 6) Eisenberg and Greiner *Nuclear models* VoL. 1, Chaper 10.
- 7) G. R. Satchler *Nuclear Physics A* **195** (1971) 1.
- 8) T=0 mode の Sum rule は
T. J. Deal and S. Fallieros Phys. Rev. **C7**, (1973) 1709.
S. Fallieros *Nuclear structure studies using electron scattering and photon scattering* SENDAI Conference 1972. p185.
T=1 mode の $\Delta T=1$ の sum rule は
E. K. Warburton and J. Weneser *Isospin in nuclear physics*.
- 9) H. Überall *Electron scattering from complex nuclei* PART B.
- 10) T. D. Urbas and W. Greiner Phys. Rev. Lett. **24** (1970) 1026.
- 11) A. Moalen, W. Benenson and G. M. Crawley Phys. Rev. Lett. **31**, (1973) 482.
- 12) M. B. Lewis and F. E. Bertrand *Nuclear Physics A* **196** (1972) 337.

^{197}Au 巨大共鳴領域の電子散乱

東北大学核理研の 300 MeV 電子 LINAC を用いて ^{197}Au の巨大共鳴領域の電子散乱実験を行った。実験は 101.2 mg/cm^2 の target を用い、散乱角 35° で入射 energy がそれぞれ 150 MeV, 188 MeV, 215 MeV, 250 MeV の場合の 4 点について行われた。

^{197}Au に関する電子散乱実験は弾性散乱については Stanford⁽¹⁾, Tohoku⁽²⁾ 等で既に行われており、巨大共鳴領域についても最近 Darmstadt に於ける実験の報告⁽³⁾がある。

今回の実験は ^{90}Zr を初めとする一連の中重核での巨大共鳴領域電子散乱実験⁽⁴⁾の一環として行なわれたものであるが、その実験結果は他の核の場合と一致している。

図 1 に示すのは輻射補正後のスペクトルで、background 及び共鳴曲線も載せている。光核反応で知られている E_1 巨大共鳴は 13.7 MeV に位置するが、11 MeV 付近及び 23 MeV 付近にも巾の広い共鳴が存在する事がわかる。今回はこれらを各々一つの共鳴とみてそれらの性質を調べてみた。

解析を進める際の厄介な問題が幾つかあるが、その一つが輻射補正である。(本号、輻射補正に関するコメント(福田茂樹)参照) 未だこれで良しとする方法を得ていないが、今回用いた方法に従来の方法と異なる点が二つ程あり、一つは radiation tail の計算

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_f} \Delta E_f \right)_{\text{RT}} = \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_f} (E_0, E', \theta) \{ g(E', E_f) + g(E_0, E'') \left(\frac{E_0}{E''} \right)^2 \frac{|F(q)|^2}{|F(q_0)|^2} \} \Delta E_f \quad \text{①}$$

$$E' = E_0 - \frac{q_0^2}{2M_T} - E_x$$

$$E'' = E_f + \frac{q^2}{2M_T} + E_x$$

$g(E_1, E_2)$: energy loss probability

$|F(q)|^2$: 形状因子

で従来は $|F(q)|^2 / |F(q_0)|^2$ を 1, 即ち形状因子を一定としていたのを弾性散乱に対する tail に関してのみではあるが、弾性散乱の形状因子を用いてより正確に計算している。これは非弾性散乱に対しても同様に行なわなければならない事であるが、準位によっては形状因子が正確に知られていないものもあり、又弾性散乱と比較する時そのための寄与は十分小さいと考えられるので実行していない。

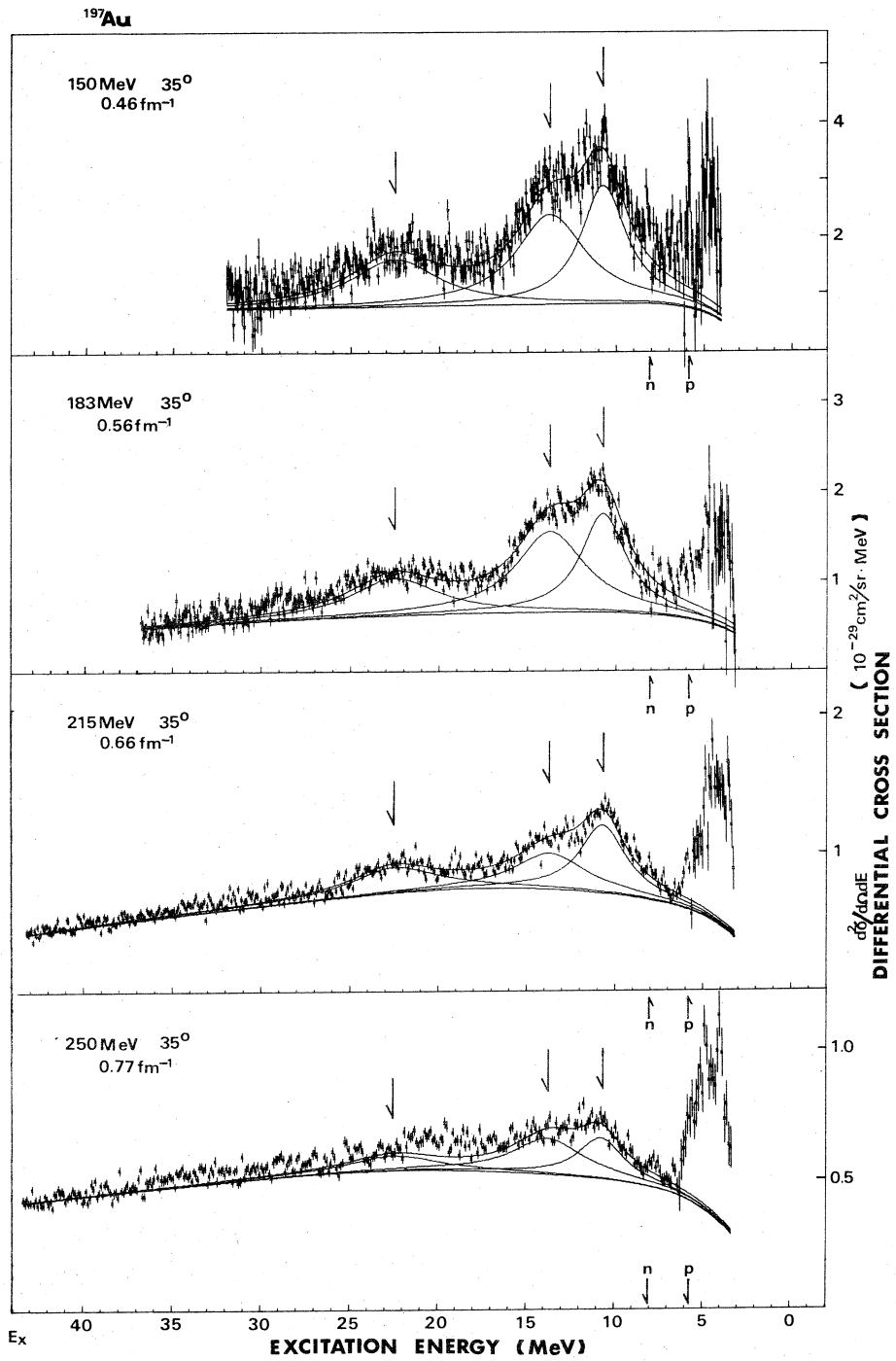


図1 輻射補正後のスペクトル

形状因子を正確に入れる必要性はエネルギー損失の大きい場合に①式の $|F(q)|^2 / |F(q_0)|^2$ が一般に 1 より大きく異って来る事から、高励起準位を対象とする場合ほど増して来るものと考えられる。

第二点として、弾性散乱の低エネルギー側即ち励起エネルギーが 1~数 MeV に於いて一般に微分断面積が負となる傾向があり、入射エネルギーが低い程又原子番号が大きい核程従って Mott 断面積が大きい場合程、あるいは target が厚い場合程負が大きくなる傾向を持っていて、弾性散乱に対する tail の引き過ぎが起きていていると考えられるが、今回は考えられる一つの簡単な方法で強引にはあるがそれを防ぐようにしている。即ち、target の厚さ t を計算上適当に変えることによって負の部分なくなるようにした。この時 150 MeV 35° で 101.2 mg/cm^2 の target を用いた場合 (図 1) と、 22.2 mg/cm^2 の target を用いた場合 (図 2) とで、本来そうなるべきものであるが、スペクトルの形及び微分断面積の値がほぼ等しくなり興味深い。 t を変えた事は tail の引き過ぎが実験、理論、あるいは補正方法のいずれに原因があるのか定かではないが、考えられる最も簡単な解決方法の一つとして、target が厚くなると負になる傾向が強くなることから、tail の計算式 (その中の energy loss probability) の t^2 に比例する部分

$$\frac{t}{2 \cos \frac{\theta}{2}} (\phi_{rad} + \phi_{coll})$$

ϕ_{rad} : bremsstrahlung term

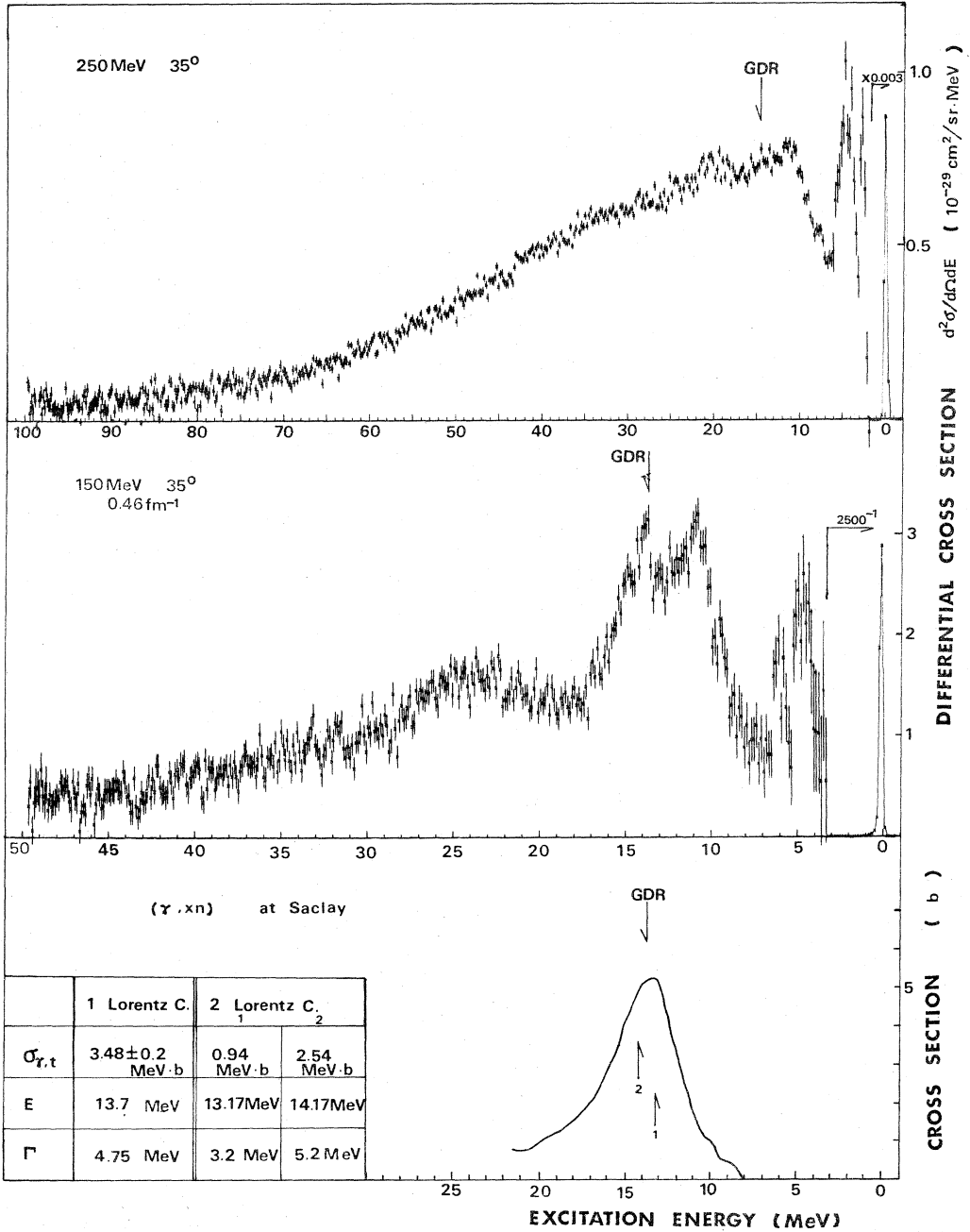
ϕ_{coll} : collision loss term

の精度が悪いものと考えそれを t に繰り込ませるようにしたものである。この時簡単な場合の一つとして radiative tail correction に含まれる項に於いてのみならず、line shape correction (peak の補正) に含まれる bremsstrahlung 及び Landau straggling に関する補正 e^{δ} , $\omega/(\omega-1)$ に於いても t を同率に変えている。

以上が従来の補正方法と大きく異なる部分であるが、第二の点についてはまだまだ検討の必要がある。

次に問題となるのは準弾性散乱の寄与等を含むと考えられる background であるが、40 MeV 以降には共鳴が存在しないと考えれば図 2 の二つの電子散乱スペクトルから少なくとも高い励起エネルギー (30~40 MeV 以降) での background を知る事ができる。これを図 1 の解析に用いたスペクトル上に当てはめ、低い励起エネルギー領域へはその曲線を滑らかに延長した。この時 E 1 巨大

¹⁹⁷Au



共鳴附近では (r, n) のデータ⁽⁵⁾ から $B(E1)$ を求め形状因子の運動量移行量依存性としては Goldhaber Teller Model を仮定し、電子散乱のスペクトル上に $E1$ 巨大共鳴を Breit-Wigner 型で表わすようにして background の大きさを決めている。しかし q 依存性に Goldhaber Teller Model を用いた場合 half density radius c を基底状態に於ける値 6.35fm ($z=0.56\text{fm}$, $w=0.20\text{fm}$) とした時には電子散乱スペクトルをうまく再現できないので (共鳴曲線の断面積が小さくなる)、実際には電子散乱スペクトルをうまく再現するよう不自然にならない範囲で共鳴曲線の高さ及び background の大きさを調節してある。この場合同時に 11MeV 及び 23MeV 附近の共鳴についてもスペクトルをうまく再現するよう共鳴曲線 (Breit Wigner 型) のパラメータを決めている。これらの値は励起エネルギーがそれぞれ $10.7(\pm 0.3)\text{MeV}$, 13.7MeV , $22.5(\pm 0.5)\text{MeV}$ で、半値巾はそれぞれ $3.1(0.2)\text{MeV}$, 4.75MeV , $6.5(\pm 0.5)\text{MeV}$ である。() 内は見込まれる誤差を示す。

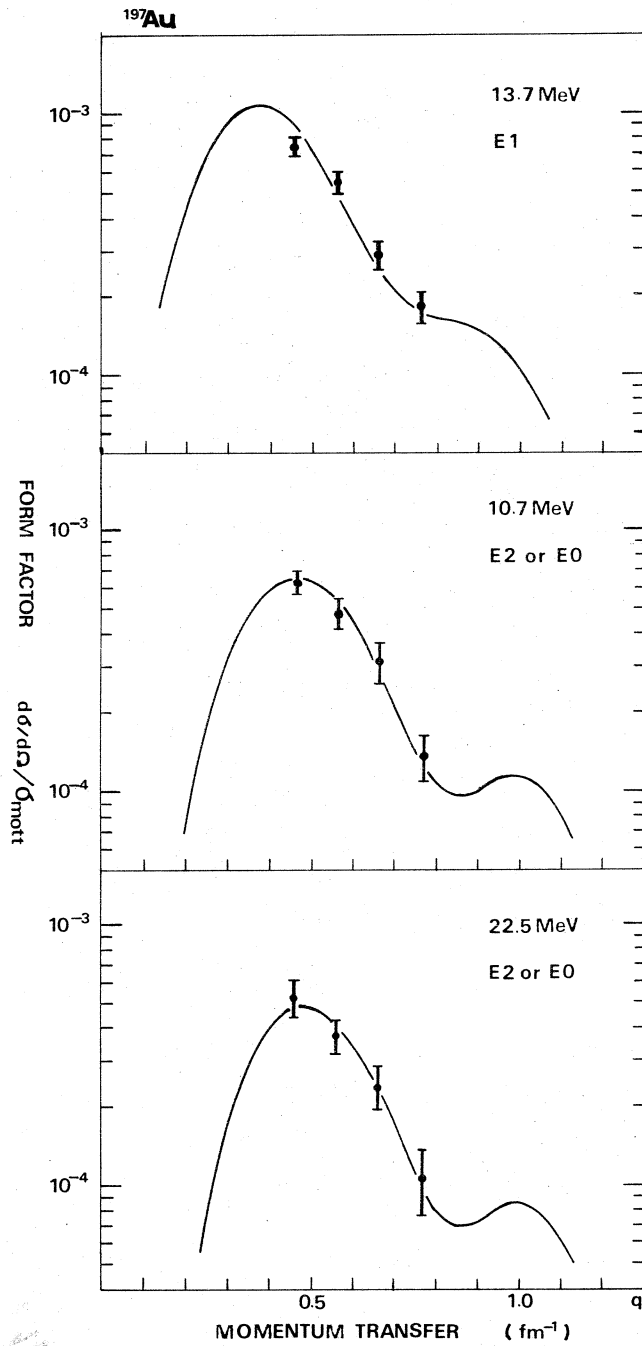
図 3 にはそれぞれの共鳴曲線から得られる断面積と Mott 断面積との比として与えられる形状因子を示す。誤差は主として共鳴巾に対する誤差と background に対する誤差 (10% と仮定) による共鳴曲線の高さに対する誤差で決っている。形状因子の理論曲線 (実線) は $E1$ の場合 Goldhaber Teller Model を用いて half density radius を $0.9c$ とした時の DWBA 計算であり、 $E2$ の場合は Tassie Model によるもの (遷移電荷密度に対する parameter は基底状態に於けるものと同じ) である。 22.5MeV の共鳴は isovector mode の $E2$ と考えられるが、 q 依存性を知るためとして isoscalar mode ではあるが Tassie Model と比較している。

電子散乱では形状因子の q 依存性からは $E0$ と $E2$ の区別はできない。特に 11MeV 附近には理論的にも isoscalar mode の $E0$, $E2$ が共に存在し得るので、検討の為 energy weighted sum rule limit との比較を取ってみた。

DWBA で計算していないので表 2 には載せていないが breathing mode を仮定した場合の Born 近似での計算では 10.7MeV の共鳴は $L=0$, $\Delta T=0$ の sum rule limit のおよそ 2 倍を占める。 $(\text{He}^3, \text{He}^{3'})$ では 10 倍という値を得ている。⁽⁶⁾

$\Delta T=0$ の sum rule への寄与は isoscalar 項がその殆んどを占め、 $\Delta T=1$ の sum rule への寄与は isovector 項が殆んどを占めるので⁽⁷⁾ 10.7MeV の共鳴は少なくとも isovector mode の $E2$ が主体であって $E0$ の寄与はあるとしても $E2$ よりは少ないと考えられる。 13.7MeV は isovector mode の $E1$ であり、 22.5MeV は isovector mode の $E2$ と考えられる。

^{197}Au は弱い変形核であり、 (r, n) の実験では $E1$ が 1MeV 程分離しているとの解析⁽⁵⁾ もあるが、今回は球形核と同じように扱って来た。今後は続いて実験を行っている ^{181}Ta と比較を



E1 — Goldhaber Teller Model : $\rho_{tr} \propto d\rho_0/dr$

E2 — Tassie Model : $\rho_{tr} \propto r^{L-1} d\rho_0/dr$, $L=2$

表2 B (E L) 及び Sum Rule との比較

Ex·(MeV)	L	ΔT	P	Ex·P	Ex·P/(EWSR)		(τ, n) ⁽⁵⁾
					(e, e')	(³ He, ³ He')	
10.7	2	0	(8.4±1.6)×10 ³	(9.0±1.8)×10 ⁴	1.19±0.24	1.3	
13.7	1	1	(8.2±1.1)×10	(1.1±0.2)×10 ²	1.59±0.21	1.1	1.23(1.44)*
22.5	2	1	(6.5±1.4)×10 ³	(1.5±0.3)×10 ⁵	1.33±0.27		

* : 断面積を 0 ~ ∞ (MeV) まで積分した場合で, (e, e') に対応する数値である。

P は L が 1 の場合 B (E 1) を, L が 2 の場合 B (E 2) を示し, 単位はそれぞれ e²fm², e²fm⁴である。

する等変形の効果といった点も調べてみる必要がある。

又, 20 MeV 附近に三本の共鳴曲線では再現できない部分が q が大きくなった 250 MeV 35° ではっきりと現われている。これと対応する部分に²⁰⁸Pb で E3 という解析⁽⁸⁾ がなされているが, 興味ある所であり, 250 MeV 45° で実験を行ないその解析を進めている。

最後に, background の決め方でどうにでもなる事ではあるが, 30 MeV 前後に何らかの寄与が見られる事を指摘しておく。

(三浦)

参 考 文 献

- (1) B. Hahn et al. Phys. Rev. **101**, 1131 (1956).
- (2) 核理研研究報告 Vol.2 No.2, 26 (1969).
中田芳明 修士学位論文 (昭和44年度).
- (3) T. Walcher Invited talk presented at the International Conference on Nuclear Physics, Munich, 1973.
- (4) 核理研研究報告 Vol.5 No.1, 2. Vol.6 No.1.
S. Fukuda and Y. Torizuka, Phys. Rev. Lett. **29**, 1109 (1972).
M. Nagao and Y. Torizuka, Phys. Rev. Lett. **29**, 1068 (1972).
- (5) A. Veyssiere Nucl. Phys. **A159**, 561 (1970).
- (6) A. Moalem et al. Phys. Rev. Lett. **31**, 482 (1973).
- (7) E. K. Warbarton and G. Weneser, *The Role of Isospin in Electromagnetic Transitions* (Isospin in Nuclear Physics ch. 5).
- (8) (4) Phys. Rev. Lett. **29**, 1068 (1972).

輻射補正に関するコメント

電子散乱実験で巨大共鳴領域及び準弾性散乱領域の実験を行う場合は、まず第一に輻射補正について正しく補正をしなければならない。これは特に入射エネルギーが低い前方角の場合 (low-q experiment) 及び中重核領域の実験で深刻な問題となる。大ききの程度について、図式的に第1図に示してある。 ^{208}Pb に関して前号の核理研研究報告に、報告があるが問題は解決していない。

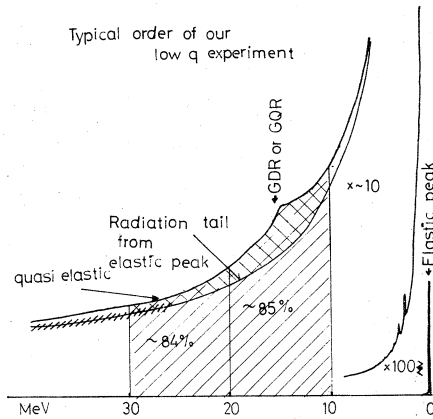


図1 我々の low-q, 前方実験の大体の order ~85% などとあるのは、10 ~ 20 MeV, 20 ~ 30 MeV の領域で全体の中の tail の占める割合 (^{90}Zr , 150 MeV 35° の場合), 通常 GDR に対し 1000 倍以上弾性散乱が大きい。

輻射補正を行う場合, radiation tail に対する処法として次の様な方法がある。

(A) 全く現象的な (例へば $a/\Delta E + b/(\Delta E)^2$ 等) 式で χ^2 -fitting で決めて, radiation tail をさしひく。(ref ②)

(B) 理論式を用いる。(not iteration) (ref ③)

(C) 理論式を用いるが, 実験 data を小さな間隔に分けて, 高エネルギー側から, 補正と差し引きをくり返し, 輻射がない場合のスペクトラムを再現する iteration procedure (ref ④)

そのうち(A)は多少の誤差があっても parameter で完全に fitting が出来る利点がある。一方巨大共鳴領域以上の実験では, (4)式に入っている異なる入射エネルギーでの断面積を必要とする為に, 理論式が必要であり, (B)(C)の方法に限られる。我々は(C)の方法に従って, 最初の channel から順番に補正する program で行っている。その内容について前号に多少載っている。(注1) (ref ①)

現在 program で用いている理論式を一掲しておく (ref ⑥)

$$\left. \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_f} \right)_{\text{obs}}(E_i, E_f, \theta) = \frac{d^2 \sigma_0}{d\Omega dE_f}(E_i, E_f, \theta) (1 - \delta(\Delta E)) + \left. \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_f} \right)_{\text{rad}}(E_i, E_f, \theta) \quad [1]$$

第一項は peak に対する補正因子で, soft-photon や cut-off energy ΔE 迄のエネルギーを放出する real photon に対するものである。

$$1 - \delta(\Delta E) = S^{-1}(\Delta E) = e^{-\delta_s} e^{-\delta_B} \frac{\omega - 1}{\omega}$$

$$\delta_s = \frac{4\alpha}{\pi} \left\{ \left[\ln \left(\frac{2E}{mc^2} \sin \frac{\theta}{2} \right) - \frac{1}{2} \right] \left[\ln \frac{E}{\Delta E} - \frac{13}{12} \right] + \frac{17}{72} \right\}$$

Schwinger Correction

$$\delta_B = \left\{ t / \left(X_0 \cos \frac{\theta}{2} \cdot \ln 2 \right) \ln \left(\frac{E}{\Delta E} \right) \right.$$

Bremsstrahlung Correction

$$\omega = \lambda + 0.37 - \frac{\lambda - 0.63}{\lambda + 0.37} \ln(\lambda + 0.37)$$

$$\lambda = \Delta E / \left(0.154 Z t / A \cos \frac{\theta}{2} \right)$$

Landau Straggling Correction

[2]

但し, X_0 は radiation length であり

$$X_0^{-1} = 4\alpha \frac{Z}{A} (Z+1) N_0 r_e^2 \ln(183 Z^{-1/3}) \quad [3]$$

[1]~[3]は我々が用いている式であるが, 他の種々の計算との比較は ^{208}Pb , ^{12}C について前号にある。(ref ①)

[1]式第二項は輻射に伴う電子の energy loss (i. e. radiation tail) の項である。t に比例する項 (散乱原子核による bremsstrahlung —— 以下 bremsstrahlung term) と t^2 に比例する項 (散乱原子核以外の核の場による bremsstrahlung —— 以下 radiation term, 及び原子衝突, イオン化等による部分 —— 以下 collision term) から成り立っている。(ref ⑥)

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_f} \Bigg|_{\text{rad}} (E_i, E_f, \theta) &= g(E_i, E_f - k) \frac{d^2 \sigma_0}{d\Omega dE_f} (E_i - k, E_f, \theta) \\ &+ g(E_f + k, E_f) \frac{d^2 \sigma_0}{d\Omega dE_f} (E_i, E_f + k, \theta) \end{aligned} \right\} [4]$$

但し k は放出 photon の energy である。

[4] 式第一項では k だけ低い入射エネルギーに対する cross section を必要としている。

$$\left. \begin{aligned} g(E_i, E_f) &= \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{E_i - E_f} \left[\left(1 + \left(\frac{E_f}{E_i} \right)^2 \right) \ln \left(\frac{2E}{mc^2} \sin \frac{\theta}{2} \right) - \frac{E_f}{E_i} \right] \\ &+ \frac{t}{2X_0 \cos(\theta/2)} f_{\text{rad}}(E_i, E_f) + \frac{t}{2 \cos(\theta/2)} f_{\text{coll}}(E_i, E_f) \\ f_{\text{rad}}(E_i, E_f) &= \frac{1}{E_i - E_f} \left[\left\{ 1 + \left(\frac{E_f}{E_i} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{E_f}{E_i} \right) \right\} + \frac{1}{9} \frac{E_f}{E_i} (\ln 183 Z^{-1/3})^{-1} \right] \\ &\quad (\text{see. ref } \textcircled{7}) \\ f_{\text{coll}}(E_i, E_f) &= 0.154 \frac{Z}{A} \frac{1}{(E_i - E_f)^2} \left(\frac{E_i^2 - E_i E_f + E_f^2}{E_i E_f} \right)^2 \\ &\quad (\text{see. ref } \textcircled{7}) \end{aligned} \right\} [5]$$

これらの理論式の base は, Schiff の peaking approximation を用いて, 1 次の Born 近似による結果である。(ref ⑧) 又, radiation term は complete screening が成立する場合の式で, 我々の実験条件では満足する。式の精度は Mo-and Tsai によると, BeHe-HeIHeV の式は Bethe - Ashkin の式に比べ精度は良くないとしながらも, 実質的に大きな差がでるのは $E_f = 0.35 E_i$ 以下という所であり, 我々の実験領域では, 差がないと期待されるが, 詳しいチェックはまだ行っていない。

(ref ⑨)

前号にも報告された様に [4] 式第一項の異なる入射エネルギーに対する断面積の寄与は, 高励起準位側で無視できない。Crannell に従って (ref ④) 散乱前後の photon 放出確率が等しいとすると, その寄与は

$$\frac{1}{2} \left(1 + \frac{d\sigma_0/d\Omega(E_i - k \cdot \theta)}{d\sigma_0/d\Omega(E_i, \theta)} \right) \quad (6)$$

とおけるが、断面積の大きさの違いの為に、散乱前での photon 放出からの寄与が大きくなる。従来〔6〕の断面積として Mott Cross Section のみ考慮に入れただけなので、更に核の有限な大きさから生ずる形状因子も〔6〕に含めねばならない。他の研究所では ϑ を fix してエネルギーの異なる実験値を直接〔6〕へ取り入れる場合もあるが (ref ⑩), 我々はこのかわりに弾性散乱の断面積を部分波展開をした計算値 (ref ⑪) を用いる事にする。

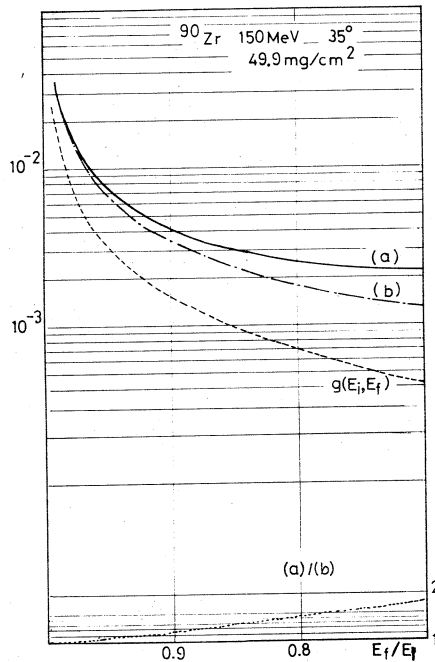


図2 (a)は文中式(6)に正しい断面積を入れたもの。(b)は(6)式に Mott Cross Section のみ考慮したもの。(a)/(b)で示される値だけ、余計に tail を引かねばならない。

これがどの程度効くかを図2に示してある。但し現在の所、弾性散乱についてのみ考慮してある。従って図2により、low- q data では高励起準位側で spectrum の形が大きく異なる事がわかる。以上は従来取り入れてなかった必要な項であり、以前の報告集にある ^{90}Zr , ^{152}Sm , ^{208}Pb 等の spectrum も low- q data は変化する事になる。(ref ⑫)

以上を踏まえた上で輻射補正の問題点を列挙すると

(イ)チャンネル和(ある ΔE 迄)を取り $S(\Delta E)$ を乗じた場合と、現在の program での弾性散乱の断面積を比べると重い方、特に10~20%も食い違う事がある。(ref ①)

(ロ)ピーク(特に弾性散乱)の低エネルギー側で tail の引き過ぎが見られる。これは ^{40}Ca 以上重くなると顕著に見られる。

(ハ)厚さが異なる同一の核で、補正後 spectrum が異なる。

表1 観測 data を ΔE 迄 sumして $S(\Delta E)$ を乗じたものと、
輻射補正後に ΔE 迄 sumしたものの比

(a) $\Delta E = 1 \text{ MeV}$ をとった時

E_{in} (MeV)	θ (°)	t (mg/cm ²)	$S(\Delta E)$	比
150.0	35	18.9	1,207	0.997
150.0	35	49.9	1,239	1.011
183.0	35	49.9	1,261	1.008
250.0	35	49.9	1,299	1.004

(b) $\Delta E = 2 \text{ MeV}$ をとった場合

150.0	35	18.9	1,168	1.002
150.0	35	49.9	1,194	1.017
183.0	35	49.9	1,214	1.016
250.0	35	49.9	1,247	1.011

以上のうち(イ)については ^{90}Zr では別表1の通り、精度2%以下で一致し、輻射補正因子 $S(\Delta E)$ については、問題がない様に思われる。(^{208}Pb の様に重い場合には coulomb distortion による効果が無視できないと思われるが、まだきちんとした計算はない様である。)故に、この稿では〔1〕式の第二項、つまり radiation tail について考察する事にする。

〔5〕式の $g(E_i, E_f)$ は入射エネルギー E_i の電子に対して、単位断面積当りの E_f と $E_f + \Delta E_f$

の間に energy loss する確率という物理的意味がある。これを Bremsstrahlung term, radiation term, collision loss term の寄与に分けて, ^{12}C , ^{90}Zr , ^{208}Pb について図示すると図3となる。これから厚さが同じ時は, 重い核程 t^2 -効果の寄与が大きい事がわかる。大体大きな tail の寄与は bremsstrahlung term であり, 又 collision loss term は $1/k^2$ に比例して急激に減少する事がわかる。ここで問題となるのが, 入射エネルギーが小さくて, 1 channel 間の ΔE が小さくなると, 確率が大きくなりすぎて, 明らかに peak の直後で余り良くない事がわかる。

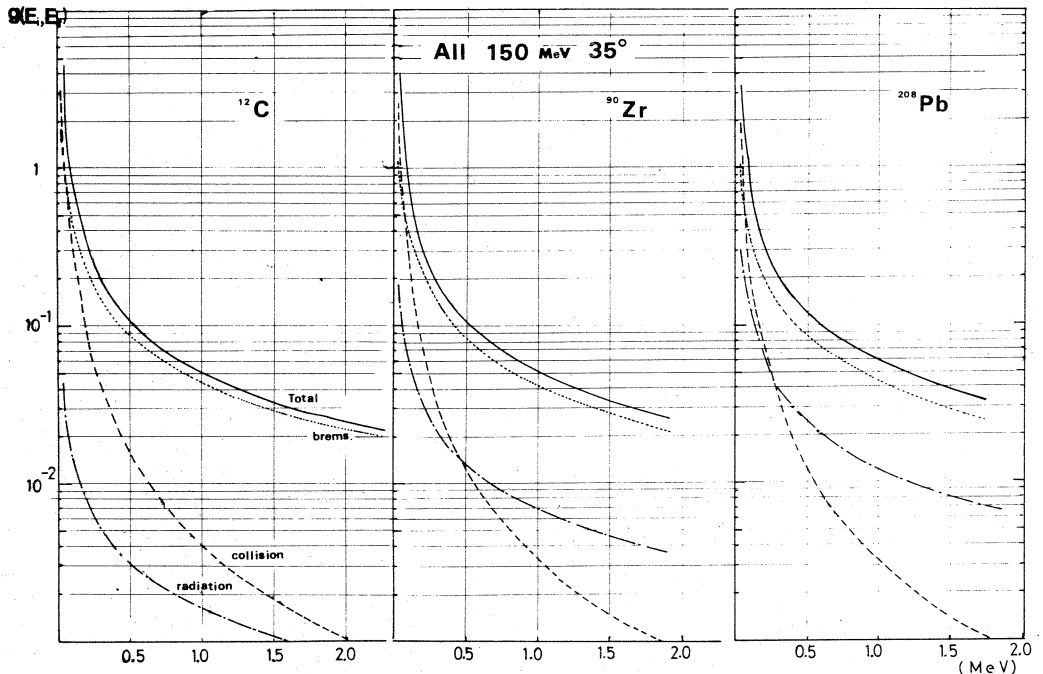


図3 3つとも 50 mg/cm^2 として tail の中で bremsstrahlung, radiation, collision の寄与を示す。

今迄問題となっていた点のうち(中)を解決する為に, bremsstrahlung term は理論が量子電磁気学で確立しているという事で精度が良いと考えられるので, 主に t^2 項が問題であるとして輻射補正因子 $S(\Delta E)$ を変えず, tail に対して effective に厚さを $t \rightarrow t_{eff} = c \cdot t (c < 1)$ と変化させる事を試みた。これらは今期行った薄い厚さでの ^{90}Zr , ^{116}Sn , ^{197}Au 等の輻射補正後のスペクトラムが余り負にならぬ事も一つの根拠となっている。(本号次の稿参照)

^{90}Zr の場合 1st. excited state 0^+ は励起されていないので, 弾性散乱と $2.18 \text{ MeV} (2_1^+)$ 迄の間で, tail の形と spectrum が一致する様に χ^2 -fitting で t_{eff} を求めてやった。この結果 $c \sim 0.8 - 0.7$ 前後にするとよい事がわかった。本号次の稿にある, ^{116}Sn , ^{197}Au の結果を見ると, やはり同じ割合で t_{eff} を決めると負の領域が少なくなり, 更に問題点(中)についても著しく

改善される事がわかった。

更に詳しく観測 data と輻射 tail を比較する為に、現在の iteration program で tail を差し引くかわりに、加え合わせる事で、観測 data と直接比較する事にする。今の場合、弾性散乱の tail の寄与が問題であるから、これのみ考える。

^{90}Zr で $150\text{ MeV}-35^\circ$ 、厚さ t が $49.9\text{mg}/\text{cm}^2$ 、 $18.9\text{mg}/\text{cm}^2$ で行った二例につき、 t 、 t_{eff} 及び $t=0$ とした時の tail の計算値と spectrum を図4の1~4に示す。この結果を見ると、 t_{eff} を変化させる事では tail の高さを変化させるだけであるが、図4-4からは、更に tail と spectrum の形が、比較的低い励起準位の所で合わなくて、 t_{eff} のみでは完全に level の無い所を0にする事が出来ない事がわかる。この原因としては、実験的 error (例へば、efficiency の傾き、spectrum が何かの理由で歪む etc.)、理論式が悪い、又は iteration procedure の何処かに悪い点がある — など考えられるが今の所、わかっていない。この低い領域での tail の形は巨大共鳴領域迄効き、low- q data では断面積の誤差につながる。従って、完全に解決する事が望ましく、実験的 check も必要である様に思われる。図4-4より $t \sim 0$ の tail line 迄実験点が下っている所もあり、 $t \sim 0$ とみなせる場合の実験も必要と思われる。([5] 式より厚さは radiation length unit で効く為に同じ厚さでは、軽い方が effective に薄い事になる。)

表2 $10\text{mg}/\text{cm}^2$ とした場合の radiation length unit (X_0 は [3] 式による。)

核	X_0 (g/cm^2)	t/X_0
^{40}Ca	16.2	0.0006
^{56}Fe	13.86	0.0007
^{90}Zr	9.88	0.0010
^{208}Pb	5.85	0.0017

以上輻射補正について問題点のみ上げた訳で、まだ完全な解決はついていない。しかし乍ら今期の実験で、厚さの薄い場合には、全体としてうまく行く傾向があり、low- q data の場合の data 処理は楽である事は、今後の一つの方向かもしれない。

(福田)

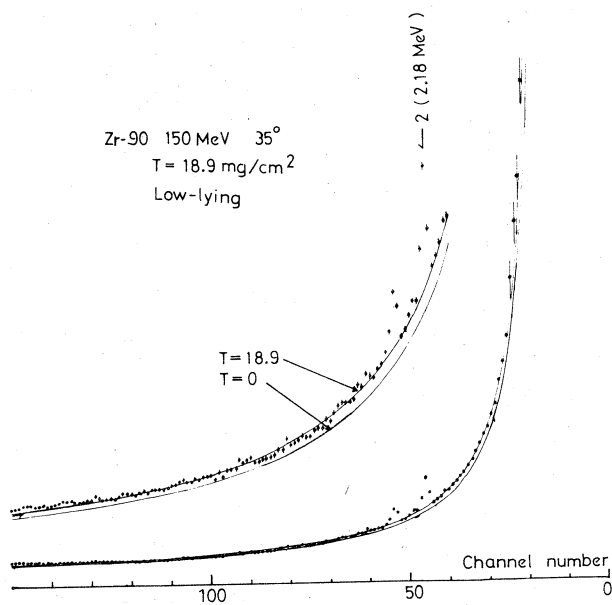
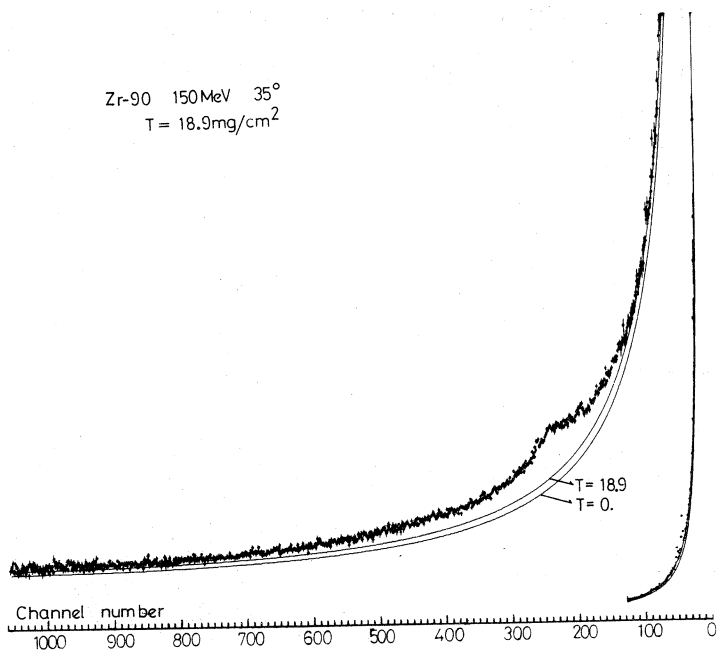


図 4 - 1.2 薄い場合で比散的ずれは小さい。Ex ~ 60 MeV 迄とっている。

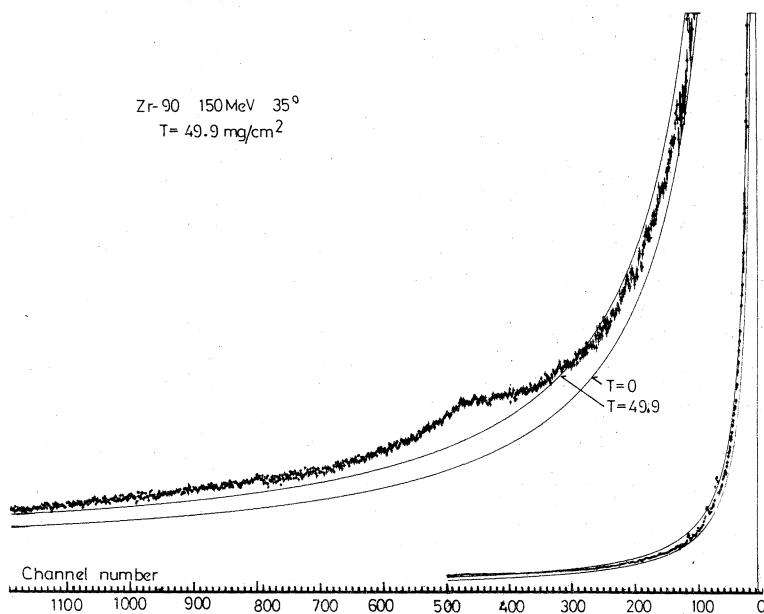


図4-3 厚い場合で, tailのひきすぎになる。

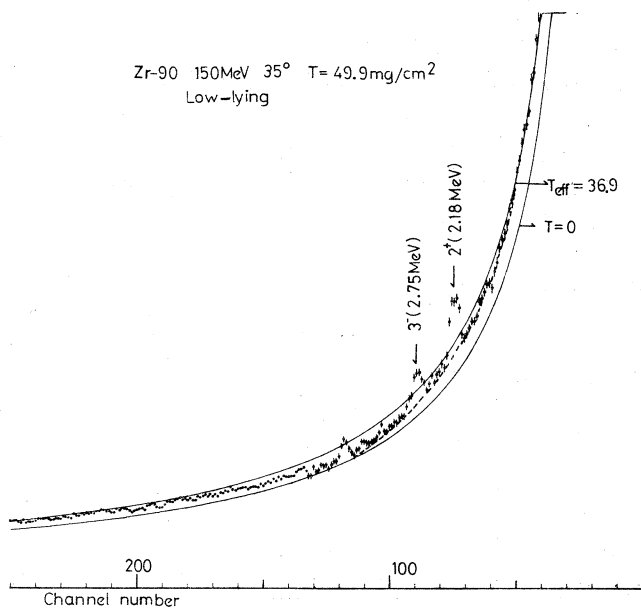


図4-4 図5-3の low-lying の所。 T_{eff} は 0 ~ 2 MeV で χ^2 fitting して求めたもの。……は目でみて妥当な tail

参 考 文 献

1. 核理研研究報告 Vol. 6-1 (1973) 22.
2. 例へば
M. A. Duguay, C. K. Bockelman, T. H. Curtis and A. Eisenstein; Phys. Rev. **163** (1967) 1259.
J. F. Ziegler and G. A. Peterson; Phys. Rev. **165** (1968) 1337.
核理研研究報告 Vol. 5-1 (1972) 35.
3. 例へば巨大共鳴領域の実験では
F. R. Buskirk, H.-D. Graf, R. Pitthan, H. Theissen, O. Titze and Th. Walcher; Phys. Letters. **42B** (1972) 194.
4. H. Crannel, Phys. Rev. **148** (1966) 1107.
- 注1. 我々の用いている Program は核理研中原氏により作成されたものが基本になっている。
6. H. Nguyen - Ngoc and J. P. Perez - y - Jorba, Phys. Rev. **136** (1964) B 1036.
7. B. Rossi, *High Energy Particles* (Prentice Hall, Inc.,).
8. G. R. Bishop, *Nuclear Structure and Electromagnetic Interaction* (Olive and Boyd 1964).
9. L. W. Mo and Y. S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 205.
10. 例へば
S. Klawansky, H. W. Kendal A. K. Kerman and D. Isabelle, Phys. Rev. C. **7** (1973) 795.
11. D. R. Yennie, D. G. Ravenhall and R. N. Wilson, Phys. Rev. **95** (1954) 500.
12. 核理研研究報告 Vol. 5-1.
核理研研究報告 Vol. 5-2.
及び ref.(1).

I-2 DWBA Calculation for Monopole Transitions

理学部物理 川添良幸

The DWBA code for the monopole transitions is required, because we found recently the strong indication of the giant monopole resonances and have a necessity to calculate the form factor for the two-phonon 0^+ states. Unfortunately, however, the DWBA code DUELS^{1),2)} by Onley et. al. for the inelastic electron scattering analysis, which is usually used in our laboratory, can not be applied to the monopole transitions. Therefore, we have improved DUELS and written a new DWBA code for EO (CO) transitions.

The Coulomb part of the DWBA differential cross section for the inelastic electron scattering is written in the Coulomb gauge in the notations of refs. 1) and 3) as,

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_f} &= \frac{(4\pi)^5 e^2}{8\hbar^4 c^4} \cdot \frac{(E+mc^2)^2}{2L+1} \\ &\times \sum_{z\text{-comp.}} \left| \int d\vec{r}_N d\vec{r}_e \rho_{tr}(\vec{r}_N) Y_{LM}(\hat{r}_N) \right. \\ &\times \sum_{\lambda\nu} \frac{1}{2\lambda+1} \cdot \frac{r_{<}^\lambda}{r_{>}^{\lambda+1}} Y_{\lambda\nu}^*(\hat{r}_{<}) Y_{\lambda\nu}(\hat{r}_{>}) \\ &\times \sum_{\substack{\kappa\mu \\ \kappa'\mu'}} e^{i(\delta_\kappa + \delta_{\kappa'})} i^{l-l'} (l \frac{1}{2} j | \mu - m \ m \ \mu) (l' \frac{1}{2} j' | \mu' - m' \ m' \ \mu') \end{aligned}$$

* Y. Kawazoe: Department of Physics, Tohoku University, Sendai, Japan.

$$\times Y_{l' \mu' - m'}(\hat{p}_f) Y_{l \mu - m}^*(\hat{p}_i) \chi_{\kappa'}^{\mu'+} \chi_{\kappa}^{\mu} (g_{\kappa'} g_{\kappa} + f_{\kappa'} f_{\kappa})^2, \quad (1)$$

where $l = \kappa$ and $j = \kappa - \frac{1}{2}$ for $\kappa > 0$ and

$$l = -\kappa - 1 \text{ and } j = -\kappa - \frac{1}{2} \text{ for } \kappa < 0.$$

Furthermore, we assume the spin of the target is zero here.

Since we performed all the summations over all spin directions, eq.(1) is suitable for the following experimental conditions.

1) Electron beam is unpolarized.

2) The detector can not distinguish the direction of the spin of electrons.

The transition charge density $\rho_{tr}(r_N)$ is defined by

$$\langle f | \rho^N | i \rangle = \frac{1}{\sqrt{2L+1}} \rho_{tr}(r_N) Y_{LM}(\hat{r}_N). \quad (2)$$

Now we reduce eq.(1) to a simple form for actual calculations.

1) If we take the z-direction parallel to \vec{p}_i then

$$Y_{l \mu - m}^*(\hat{p}_i) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} \delta_{\mu, m}. \quad (3)$$

2) The angular integrations for the target and for the electron can be done for the monopole transition ($L=M=0$) such as

$$\int d\Omega_N Y_{LM}(\hat{r}_N) Y_{\lambda\nu}^*(\hat{r}_<) Y_{\lambda\nu}(\hat{r}_>) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \delta_{\lambda 0} \delta_{\nu 0} \quad (4)$$

and

$$\int d\Omega_e \chi_{\kappa'}^{\mu'+} Y_{LM}(\hat{r}_e) \chi_{\kappa}^{\mu} = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \delta_{\kappa'\kappa} \delta_{\mu'\mu}. \quad (5)$$

Using above formulae, the integration in eq.(1) is reduced to be

$$\int r_N^2 dr_N r_e^2 dr_e \rho_{tr}(r_N) \frac{1}{r_>} \times \sum_{\kappa} e^{2i\delta\kappa} \cdot \frac{|\kappa|}{4\pi} \cdot P_l(\cos p_f) (g_{\kappa}^2 + f_{\kappa}^2). \quad (6)$$

Finally we obtain the differential cross section for the monopole transition as

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_f} = \frac{\pi e^2}{\hbar^4 c^4} (E + mc^2)^2 \times \left| \sum_{\kappa=1, 2, 3, \dots} e^{2i\delta\kappa} \kappa \{ P_{\kappa}(\cos p_f) + P_{\kappa-1}(\cos p_f) \} R(\kappa, 0, \kappa) \right|^2, \quad (7)$$

where

$$R(\kappa, 0, \kappa) = \int r_N^2 dr_N r_e^2 dr_e \rho_{tr}(r_N) \frac{1}{r_>} (g_{\kappa}^2 + f_{\kappa}^2) \quad (8)$$

and $P_{\kappa}(\cos p_f)$'s are the conventional Legendre functions.

Although for simplisity we have written the formulae in the Coulomb gauge here, the code itself is written in the Lorentz gauge and can be used for the both gauges.

We calculate the form factor for the giant resonance in ^{90}Zr and the form factor for the two-phonon 0^+ state in ^{106}Pd using this computer code: they are shown in Fig.1 and Fig.2, respectively. The form of the transition charge densities and the parameters are taken from ref.4.

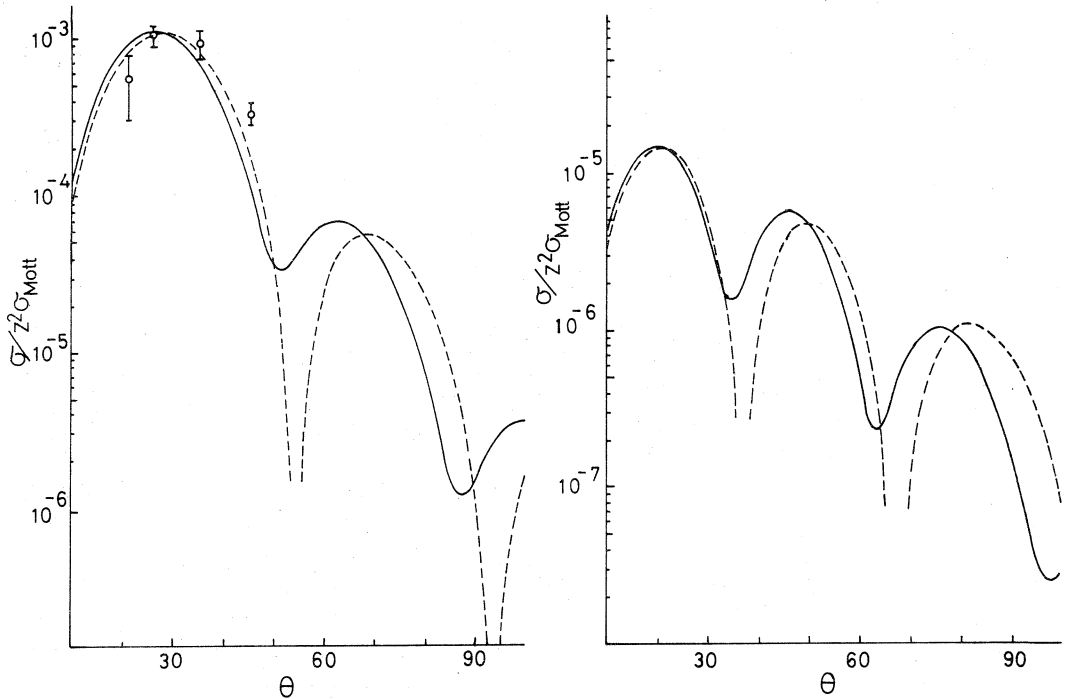


Fig.1. Form factors for the 14MeV level in ^{90}Zr . The result of the DWBA calculation is given by the solid line and that of the PWBA calculation by the broken line.

Fig.2. Form factors for the two-phonon 0^+ state in ^{106}Pd .

The author would like to thank K. Hosoyama for many valuable discussions and Professor H. Ui for his careful reading of the manuscript. Thanks are also due to Professor Y. Torizuka for his encouragement.

REFERENCES

- 1) J. F. Ziegler, The Calculation of Inelastic electron scattering by Nuclei (Yale 2726-49/TID-4500, May, 1967)

- 2) S. T. Tuan, L. E. Wright, and D. S. Onley, Nucl. Instr. Methods 60 (1968) 70
- 3) J. M. Eisenberg and W. Greiner, Nuclear Theory Volume 2 (North-Holland publishing company, Amsterdam, 1970)
- 4) Research Report of Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Vol.5 No.2 (1972)

I-3 Quasi-Elastic Electron Scattering

(I)

The Coulomb Excitation Functions for
 ^{40}Ca and ^{197}Au

理学部物理 川添良幸

Abstract: Quasi-elastic electron scattering in a square well shell model was treated by Donnelly¹⁾. In his paper quasi-elastic cross section is defined by the sum of the single particle-hole transitions from the bound to the continuum states. This model was applied to the nuclei ^{12}C and ^{40}Ca . Although a fairly good agreement with experiment was obtained for ^{12}C , his model did not work well for ^{40}Ca because of the narrow peaks associated with the resonant g-wave. We have introduced the spin-orbit force phenomenologically into his model and get a very much improved results. Our model is successfully applied also to the nucleus ^{197}Au .

§1. The Donnelly Model

He summed up all the contributions of the single particle-hole excitations from the bound hole to the continuum particle states to the differential cross section and got a very good fit to the data for ^{12}C at various momentum transfers.

For ^{40}Ca there exists a resonant g-level at about 9 MeV in the square well he took for this nucleus. The differential

* Y. Kawazoe: Department of Physics, Tohoku University, Sendai, Japan.

cross sections related to this level have very narrow peaks, and he subtracted the contribution of this level from the spectra. Even after this subtraction the differential cross section can not be so well reproduced as in the case of ^{12}C . Donnelly calculated both the Coulomb and the transverse components.

We show only the cross section for the Coulomb part here. The result on the transverse part will appear in near future. In the usual notations^{1), 2)} we write the differential cross section as

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{4\pi\sigma_M(E, \theta)}{1 + 2E\sin^2\frac{1}{2}\theta/M_T} R(\vec{q}, \omega), \quad (1)$$

where

$$R(\vec{q}, \omega) = \left(\frac{q_\mu^2}{q^2}\right)^2 f_N^2(q_\mu^2) h_{\text{cm}}^2(q^2) \times \frac{M}{8\pi k} \sum_{T=0}^1 \left\{ e_i^{(T)} + \frac{q_\mu^2}{8M^2} (e_i^{(T)} - 2\mu_i^{(T)}) \right\}^2$$

$$\times \sum_{J=0}^{\infty} \sum_{l_1 j_1 l_2 j_2} (2l_1+1)(2l_2+1)(2j_1+1)(2j_2+1)(2J+1)$$

$$\times \left\{ \begin{matrix} l_1 j_1 \frac{1}{2} \\ j_2 l_2 J \end{matrix} \right\}^2 \left(\begin{matrix} l_1 J l_2 \\ 0 0 0 \end{matrix} \right)^2 (\alpha_1; l_1 | j_J(qr) | \alpha_2; l_2)^2. \quad (2)$$

§2. Phenomenological $\vec{l} \cdot \vec{s}$ force

We assume that the nucleons obey the Schrödinger equation:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} \right) - V_0 \theta(R_0 - r) + V_{\text{s.o.}} \right\} \psi_{nlj} = E_{nlj} \psi_{nlj} \quad (3)$$

Here we use a square well potential of range R_0 and depth V_0 with a phenomenological $\vec{l} \cdot \vec{s}$ force:

$$V_{\text{s.o.}} = \langle v(\vec{r}) \rangle \begin{cases} -\frac{1}{2}(\ell+1) & \text{for } j = \ell - \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2}\ell & \text{for } j = \ell + \frac{1}{2}. \end{cases}$$

The strength of $\vec{l} \cdot \vec{s}$ force is determined by fitting the experimental data.

In this model the wave functions are expressed in terms of the Bessel functions and the matrix elements are easily calculated numerically.

§3. The Nucleus ^{40}Ca

We apply our model to ^{40}Ca at several incident energies and angles. The square well parameters we take are $R_0 = 4.55$ fm and $V_0 = 37.36$ MeV, and the spin-orbit force is fixed as $\langle v(\vec{r}) \rangle = -2.3$ MeV. The binding energies are shown in Fig. 1 together with the continuum levels, and the phase shifts are shown in Fig. 2 for various angular momenta. In our phenomenological $\vec{l} \cdot \vec{s}$ force model $1f_{5/2}$ level is unbound but the wave function for this level has a shape for a bound state. This fact is indicated by a broken line at 0 MeV in Fig. 1.

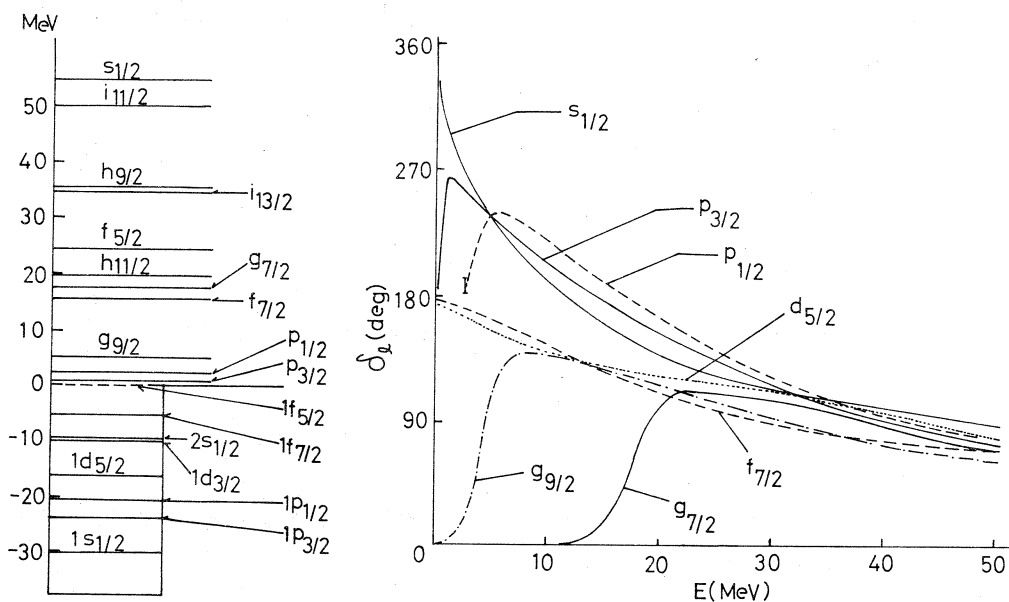


Fig.1. The levels of ^{40}Ca in the square well of radius $R_0 = 4.55$ fm. Continuum levels are estimated by looking for

the peaks of the cross section.

Fig.2. Phase shifts for ^{40}Ca in our model with the Perey reduction factor of $\exp(-0.4E/V_0)$. By comparing Fig.1 with Fig.2, one sees that not only the energies where the phase shifts passes 90° upwards but also downwards correspond to the peaks of the cross section.

We show in Fig.3 and Fig.4 the Coulomb excitation functions at $\theta = 35^\circ$ and $E = 150$ MeV, $\theta = 35^\circ$ and $E = 183$ MeV, $\theta = 45^\circ$ and $E = 183$ MeV, and $\theta = 60^\circ$ and $E = 250$ MeV with the experimental differential cross sections. Calculations at other energies and angles are reported elsewhere.³⁾ In contrast with the Fermi gas model the most interesting point in this calculation is the fact that we can see immediately the contributions of each multipolarity to the cross section as shown in Fig. 5 and Fig. 6. Summing the cross sections in various multipolarity in Fig. 5, we get a curve in the uppermost one in Fig. 3, and Fig. 6 corresponds to Fig. 4 as the same manner. From these results, one sees that at $\theta = 35^\circ$ and $E = 150$ MeV ($q = 0.46 \text{ fm}^{-1}$) the cross section is due almost to $E0$, $E1$ and $E2$ excitations, but at $\theta = 60^\circ$ and $E = 250$ MeV ($q = 1.25 \text{ fm}^{-1}$) there exist $E0$ to $E6$ transitions comparatively.

We show the main configurations of the peaks appear in Figs. 3 to 6 in table I.

In conclusion, considerable informations for ^{40}Ca can be obtained by this model, though the level scheme is not so well reproduced in our simple model.

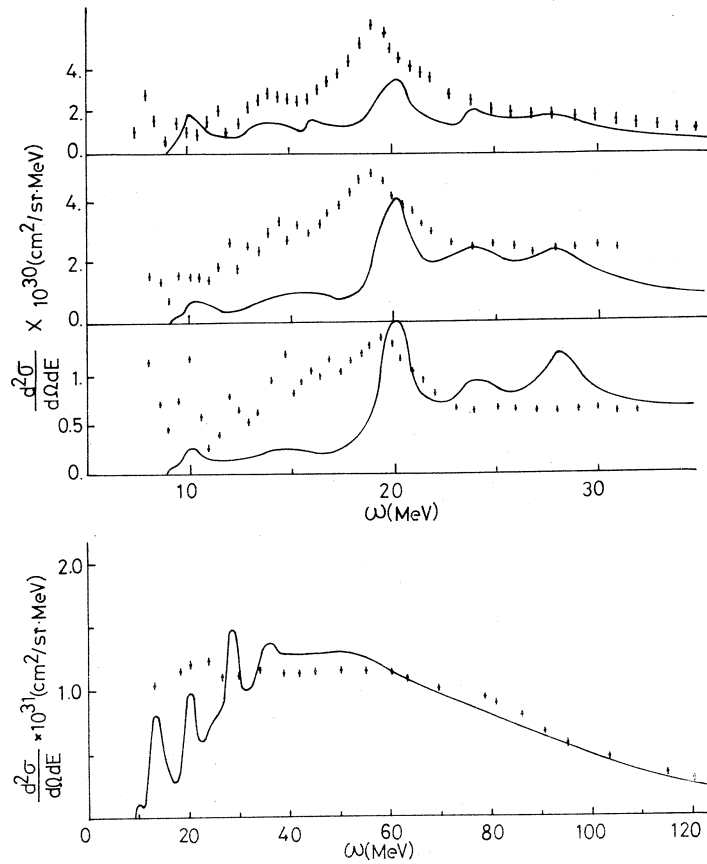


Fig.3. The calculated quasi-elastic cross sections for ^{40}Ca with the experimental points of Tohoku Linac after tail subtraction at $\theta=35^\circ$ and $E=150\text{MeV}$, $\theta=35^\circ$ and $E=183\text{MeV}$, and $\theta=45^\circ$ and $E=183\text{MeV}$, respectively.

Fig.4. The calculated quasi-elastic cross section for ^{40}Ca at $\theta=60^\circ$ and $E=250\text{MeV}$ with Zimmerman's data⁴⁾.

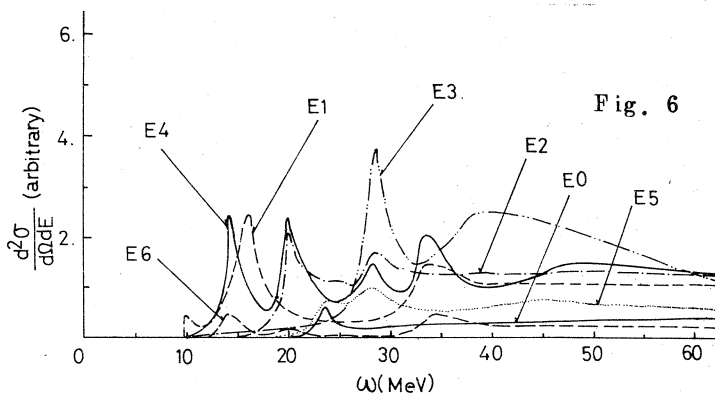
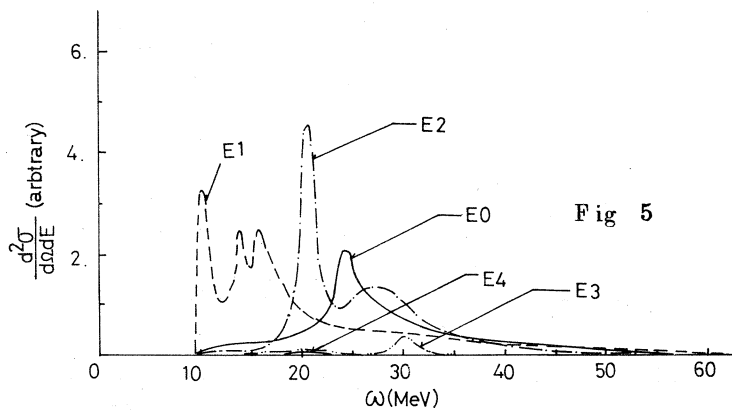


Fig.5. The differential cross sections for each multipolarity for ^{40}Ca at $\theta=35^\circ$ and $E=150\text{MeV}$.

Fig.6. Same as for Fig.5 except at $\theta=60^\circ$ and $E=250\text{MeV}$.

Multiplicity	Excitation Energy (MeV)	Main Configuration
E_0	2 4	$1 p_{3/2} \rightarrow p_{3/2} \quad 1 p_{1/2} \rightarrow p_{1/2}$
	1 0	$2 s_{1/2} \rightarrow p_{3/2}$
E_1	1 4	$2 s_{1/2} \rightarrow p_{1/2} \quad 1 d_{3/2} \rightarrow p_{1/2}$
	1 6	$1 d_{5/2} \rightarrow p_{3/2}$
	3 4	$1 s_{1/2} \rightarrow p_{3/2} \quad 1 s_{1/2} \rightarrow p_{1/2}$
	2 1	$1 d_{5/2} \rightarrow g_{9/2}$
E_2	2 7	$1 d_{3/2} \rightarrow g_{7/2}$
	2 9	$1 p_{3/2} \rightarrow g_{9/2}$
E_3	3 9	$1 p_{1/2} \rightarrow g_{7/2}$
	1 4	$2 s_{1/2} \rightarrow g_{9/2} \quad 1 d_{3/2} \rightarrow g_{7/2}$
E_4	2 0	$1 d_{5/2} \rightarrow g_{9/2}$
	2 8	$2 s_{1/2} \rightarrow g_{7/2} \quad 1 d_{3/2} \rightarrow g_{7/2}$
	3 4	$1 d_{5/2} \rightarrow g_{7/2} \quad 1 s_{1/2} \rightarrow g_{9/2}$
	2 4	$1 p_{1/2} \rightarrow g_{9/2}$
E_5	2 6	$1 p_{3/2} \rightarrow g_{9/2}$
	1 4	$1 d_{3/2} \rightarrow g_{9/2}$
E_6	2 0	$1 d_{5/2} \rightarrow g_{9/2}$
	3 5	$1 d_{5/2} \rightarrow g_{7/2}$

Table I. Main configurations for the calculated quasi-elastic cross section for ^{40}Ca .

§4. The Nucleus ^{197}Au

We calculate the quasi-elastic cross section for ^{197}Au in our model. This is done with the plausible assumption that the quasi-elastic cross section is not significantly different from the nucleus to nucleus in the same mass region, and we take only the protons into account. Then we first fill up to the $2d_{3/2}$ level and calculate the cross section and after that we multiply the resulting cross section associated with $2d_{3/2}$ level by $3/4$. The well parameter used are $V_0 = 37.03$ MeV and $R_0 = 6.87$ fm. We took $\langle v(\vec{r}) \rangle = -0.59$ MeV for this nucleus. The binding energies are given in table II, and the Coulomb excitation function is shown with the experimental differen-

tial cross section at $\theta = 35^\circ$ and $E = 183$ MeV ($q = 0.56$ fm $^{-1}$), and $\theta = 35^\circ$ and $E = 250$ MeV ($q = 0.77$ fm $^{-1}$).

The contributions of each multipolarity are also considered. We note that the main contributions of the multiplicities are almost same as for ^{40}Ca .

(nlj)	Binding energy (MeV)	(nlj)	Binding energy (MeV)
$2d_{3/2}$	7.68	$1f_{5/2}$	18.64
$1h_{11/2}$	8.00	$1f_{7/2}$	20.71
$2d_{5/2}$	9.16	$2s_{1/2}$	23.14
$1g_{7/2}$	12.08	$1d_{3/2}$	24.40
$1g_{9/2}$	14.74	$1d_{5/2}$	25.87
$2p_{1/2}$	15.63	$1p_{1/2}$	29.27
$2p_{3/2}$	16.52	$1p_{3/2}$	30.16
		$1s_{1/2}$	33.51

Table II. Bound state levels for ^{197}Au in a square well of radius $R_0=6.87$ fm.

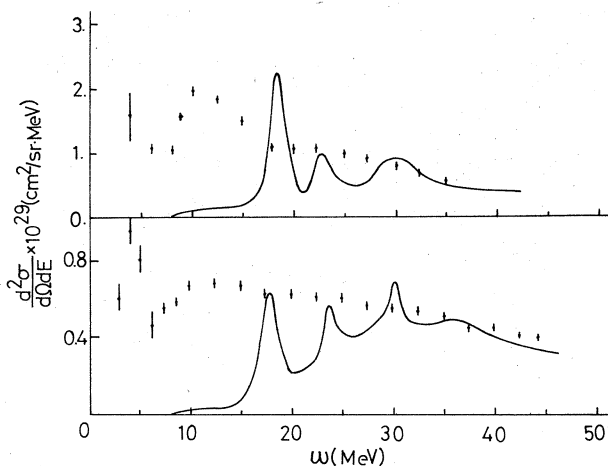


Fig.7. The calculated quasi-elastic cross section for ^{197}Au at $\theta=35^\circ$ and $E=183$ MeV, and $\theta=35^\circ$ and $E=250$ MeV with the data of Tohoku Linac⁵⁾.

Numerical calculations are carried out at the Computer Center of Tohoku University.

Acknowledgements. The author is very glad to thank Professor Y. Torizuka and the members of the electron scattering experimental group of Tohoku Linac for their encouragements and inspiring discussions. He is grateful to Professor H. Ui and Dr. T. Tsukamoto for their suggestions and careful reading of the manuscript. Also he should thank Miss S. Sato for her excellent typing.

REFERENCES

- 1) T. W. Donnelly, Nucl. Phys. A150 (1970) 393
- 2) T. de Forest, Jr and J. D. Walecka, Adv. in Phys. 15 (1966) 1
- 3) K. Itoh, Y. Kawazoe, G. Takeda, Y. Torizuka, and Y. M. Shin, preprint
- 4) P. D. Zimmerman, Ph. D. Thesis, Stanford University, 1969, presented by Donnelly in 1).
- 5) H. Miura, Research Report of Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Vol.6 No.2 (1973)

I-4 電子散乱による²⁵Mgの r 振動的状態の励起

核理研, 理学部物理*

岡崎行男・小山田正幸・寺沢辰生
中原和夫・早川 建・斎藤 肇*

$s-d$ 殻の核では, ²⁵Mg は典型的な葉巻型の変形核であると考えられている。¹⁾ これまで²⁵Mg の基底回転帯の $E2$ 転移強度は (p, p') ²⁾, (d, d') ³⁾, (α, α') ⁴⁾ 等で測定されており, 理論的には強結合模型で説明されている。

最近, Röpke^{6,7)} らは, ²⁵Mg において, ²⁴Mg の $K^\pi = 2^+$ の, いわゆる r 振動的な回転帯に $\Omega = 5/2$ の中性子が強く結合してできる $K^\pi = 1/2^+$ および $9/2^+$ の回転帯の存在を示唆している。我々は電子散乱の実験で, これらの回転帯について調べた。

実 験

実験では, 99.21% に濃縮した ²⁵Mg の 55.8 mg/cm^2 の厚さの標的を用いた。入射電子エネルギー $E_0 = 120, 150$ および 250 MeV , 散乱角 $\theta = 35^\circ \sim 120^\circ$ の範囲で散乱電子スペクトルを測定した。エネルギー分解能は約 0.1% である。²⁵Mg の弾性散乱断面積を $E_0 = 120 \text{ MeV}$ で $\theta = 35^\circ \sim 65^\circ$ まで 5° 間隔で測定し, 形状因子の q 依存性が

$$F(q) = a + b q^2 + c q^4 + \dots$$

であることを利用して, $q^2 \rightarrow 0$ で $F(q)$ が 1 になるように弾性散乱断面積の絶対値をきめた。

実験で得られたスペクトルに対して輻射補正をしたものの一例を図 1 に示す。前方散乱の場合には, 形状因子の横成分は小さいと考えられるので, クーロン形状因子は, 次の式で与えられる。

$$|F(q_{\text{eff}})|^2 = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \quad (1)$$

ここで, q_{eff} は, 運動量移行 q , 核半径 R_u , 入射エネルギー E_0 と次のような関係にある。

$$q_{\text{eff}} = q \left(1 + \frac{3}{2} \frac{Z e^2}{R_u \cdot E_0}\right) \quad (2)$$

又, クーロン形状因子の測定値から, γ 線転移確率 $B(E\lambda)$ を求めるのに次の関係式を使った。

$$|F(q, c\lambda: J_i \rightarrow J_f)|^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \cdot \frac{1}{R^2 \lambda} \cdot j_\lambda^2(qR) e^{-q^2} g^2 \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} B(E\lambda: J_f \rightarrow J_i) \quad (3)$$

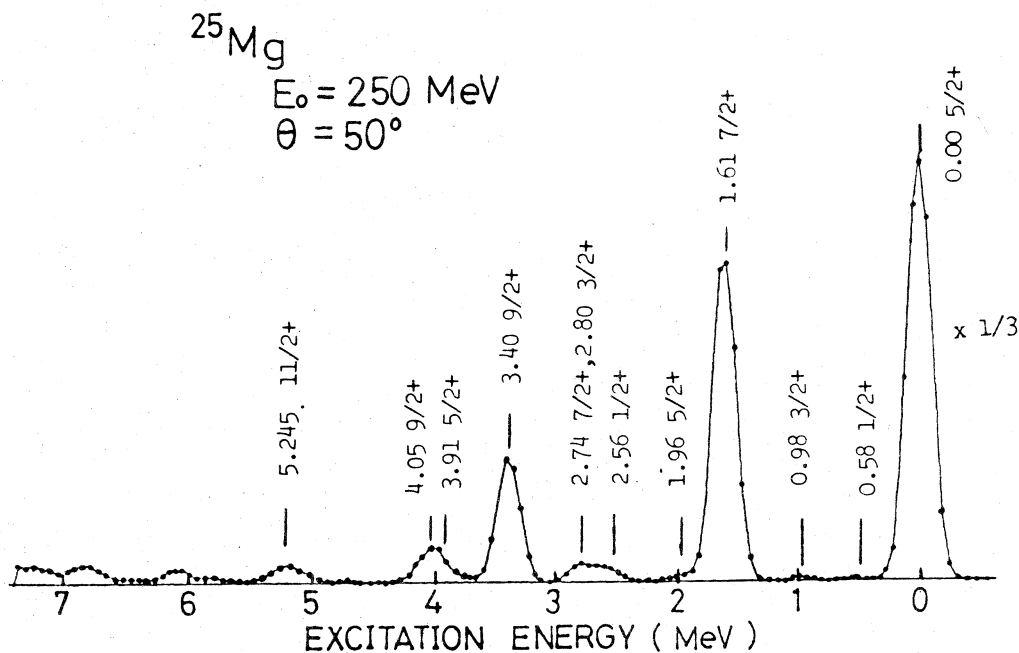


図1. ^{25}Mg による散乱電子スペクトル(輻射補正済) $E_0 = 250 \text{ MeV}$, $\theta = 50^\circ$

表1. (3)式を使って(e, e')の実験値から求めた。基底状態への γ 線転移確率(Weisskopf unit)。パラメータ R と g を決める際に、形状因子の横成分は無視した。

* 2.74MeV, 2.80MeV準位については、ピーク分離ができなかったため、単位は $e^2 \text{ fm}^{2\lambda}$ で表わした。(a) 文献11, (b) 文献12, (c) 文献13

E_x (MeV)	J^π	転移	$B(E\lambda)$ [W. u.]	
			(e, e')	他の実験値
1.61	$7/2^+$	$E2$	20.6 ± 1.1	24.21 ± 6.84 b) 25 ± 6 a)
2.56	$1/2^+$	$E2$	2.6 ± 0.3	0.57 ± 0.33 a)
2.74 *	$7/2^+$	$E2$	$6.1 \pm 0.5 e^2 \text{ fm}^4$	1.56 ± 0.40 c) (2.74 MeV) $e^2 \text{ fm}^4$ $1.2 \sim 3.2$ c) (2.80 MeV) $e^2 \text{ fm}^4$
2.80	$3/2^+$	$E4$	$1543 \pm 327 e^2 \text{ fm}^8$	
3.40	$9/2^+$	$E2$	6.5 ± 0.4	2.1 ± 5.8 c) -1.4
3.91	$5/2^+$	$E2$	0.63 ± 0.09	> 0.5 c)
		$E4$	5.5 ± 1.0	
4.06	$9/2^+$	$E2$	1.3 ± 0.1	1.9 ± 0.5 a)
		$E4$	2.4 ± 0.4	
5.245	$11/2^+$	$E4$	8.7 ± 1.8	

ここで λ は多重極度で、 R と g は、 $1.61 \text{ MeV } 7/2^+$ 準位の $C 2$ 形状因子の q 依存性にあうように、 $R=3.27 \text{ fm}$ 、 $g=0.78 \text{ fm}$ とした。その際、形状因子の横成分の寄与を無視した。このようにして求めた $B(E\lambda)$ を表1に示す。

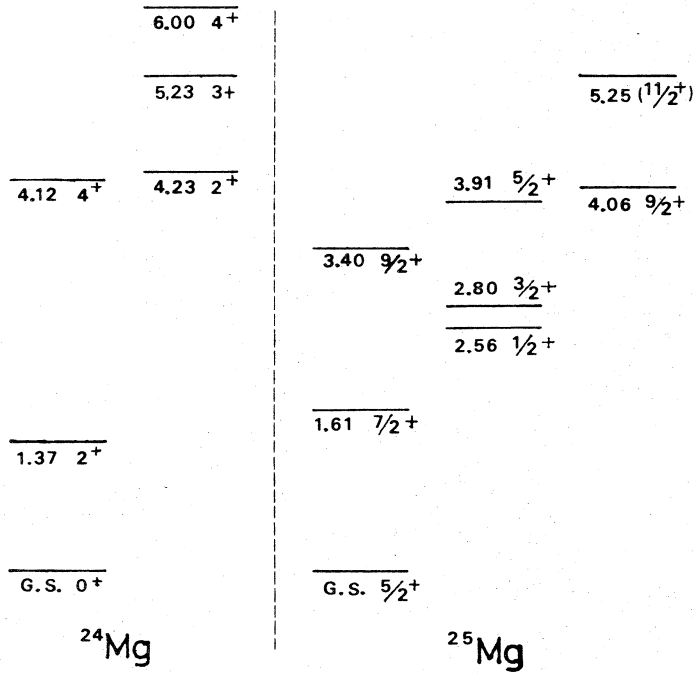


図2. ^{25}Mg の基底回転帯と $K=1/2$ 、 $K=9/2$ 回転帯。左側は、 ^{24}Mg の基底回転帯と $K=2$ 回転帯。

図2に、今回の実験で強く励起された準位と、 ^{24}Mg の低励起準位とを示す。

結 果

強結合模型では、奇核の形状因子は、近傍の偶核の形状因子と次のような関係がある。

バンド内転移 ($K_i = K_f$)

$$\begin{aligned} & |F(q, C\lambda; J_i K \rightarrow J_f K)|^2_{\text{odd}} \\ &= (J_i \lambda K 0 | J_f K)^2 |F(q, C\lambda; 00 \rightarrow \lambda 0)|^2_{\text{even}} \end{aligned} \quad (4)$$

バンド間転移 ($K_i \neq K_f$)

$$\begin{aligned} & |F(q, C\lambda; J_i K_i \rightarrow J_f K_f)|^2_{\text{odd}} \\ &= \frac{1}{2} (J_i \lambda K_i K_f - K_i | J_f K_f)^2 |F(q, C\lambda; 00 \rightarrow \lambda, K_f - K_i)|^2_{\text{even}} \end{aligned} \quad (5)$$

又、回転帯 K の固有四重極子能率 Q_0 は、次の式から得られる。

$$Q_0^2 = \frac{180 Z^2}{(J_i 2 K 0 | J_f K)^2} \lim_{q \rightarrow 0} \frac{1}{q^4} |F(q, C 2; J_i K \rightarrow J_f K)|^2 \quad (6)$$

(1) 基底回転帯 $K \pi = 5/2^+$

弾性散乱の形状因子の測定値を図 3 に示す。これ等は、基底状態が $J \pi = 5/2^+$ であるので

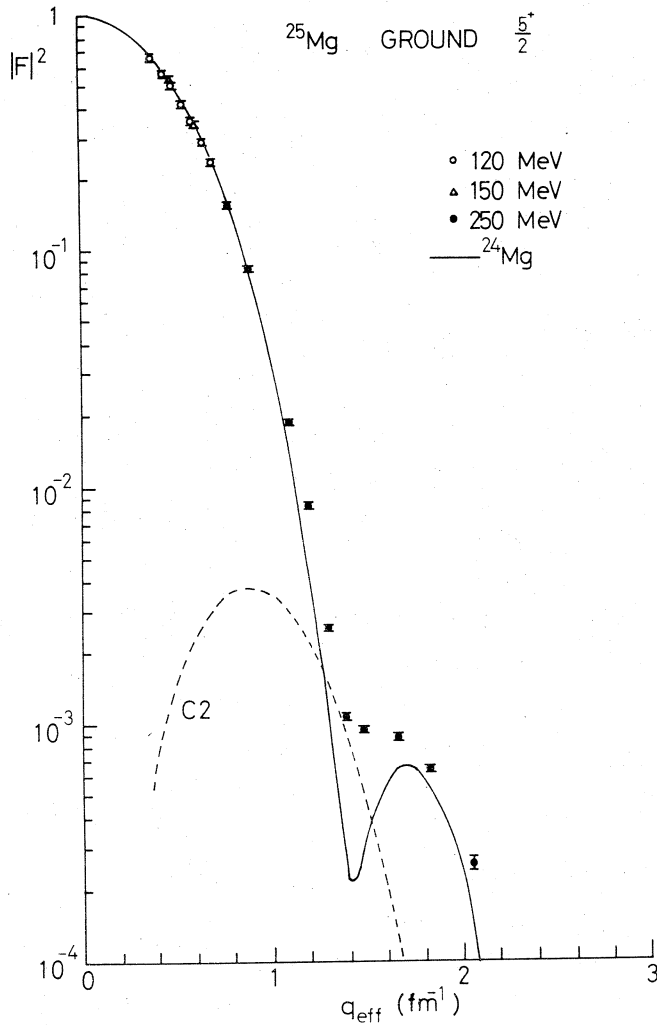


図 3. ^{25}Mg の弾性散乱形状因子。

実線は ^{24}Mg の弾性散乱形状因子。 ^{25}Mg の弾性散乱形状因子への $C 2$ の寄与 (破線) は 1.61 MeV の q 依存性をそのまま利用し、 $C 0$ 成分は ^{24}Mg の弾性散乱形状因子と同じと仮定して、推定した。

$C 0, C 2, C 4, M 1, M 3, M 5$ が混って観測されるが、 $M 1, M 3, M 5$ は弱いものとして

無視した。図3に破線で示した $C2$ 形状因子は、次の様にして推定した。 ^{24}Mg と ^{26}Mg の弾性散乱形状因子は $C0$ だけであり、ほぼ同じ大きさを示すので、 ^{25}Mg の $C0$ も ^{24}Mg 、 ^{26}Mg と同じ値を持つと仮定して、 $1.61\text{ MeV } 7/2^+$ 単位の $C2$ 形状因子の q 依存性を利用して、 $C0$ の極小附近から $C2$ の大きさを決めた。

(6)式を用いて、基底状態 $5/2^+$ 、 $1.61\text{ MeV } 7/2^+$ 、 $3.40\text{ MeV } 9/2^+$ 単位の $|Q_0|$ を求めると、それぞれ 49.7 、 50.1 、 53.1 e fm^2 となる。又四重極能率 Q は次の式から求まる。

$$Q = \frac{3K^2 - J(J+1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0 \quad (7)$$

この式から、基底状態について $Q = 17.8^{+1.6}_{-1.9}\text{ e fm}^2$ が得られ、他の実験から得られた $Q = 22.0\text{ e fm}^2$ ⁸⁾とほぼ合っている。

表2 (6)式を用いて出した基底回転帯の固有四重極能率の絶対値
(e fm^2)

$E_x (\text{MeV})$	J^π	$ Q_0 $
0.00	$5/2^+$	$49.7^{+4.6}_{-5.1}$
1.61	$7/2^+$	$50.1^{+1.3}_{-1.2}$
3.40	$9/2^+$	53.1 ± 1.7

図4に、基底状態 $5/2^+$ の $C2$ 、および $1.61\text{ MeV } 7/2^+$ 、 $3.40\text{ MeV } 9/2^+$ 単位の形状因子を示す。 ^{25}Mg の 1.61 MeV 、 3.40 MeV 単位では $C4$ の寄与が殆んど認められないので、 $C2$ だけとして、(4)式を用いて、直接、偶核と比較できる大きさに補正してある。図4は、 $5/2^+$ 、 $7/2^+$ 、 $9/2^+$ の三状態の形状因子がほぼ一致していて、回転模型が良い近似であることを示しており、 $C2$ 強度が ^{26}Mg に近いことがわかる。 ^{25}Mg の基底回転帯の $C4$ は、 ^{24}Mg の基底回転帯 $4.12\text{ MeV } 4^+$ 単位と同様に小さい。

(2) $K^\pi = 1/2_2^+$ 回転帯

添字2をつけて、 2.56 MeV 単位から始まる $K^\pi = 1/2_2^+$ の回転帯を、 0.58 MeV 単位から始まる $K^\pi = 1/2_1^+$ の回転帯と区別した。Litherland等¹⁾は、この回転帯が基底回転帯の内部状態のNilsson軌道#5のodd neutronが#11へ励起してできる回転帯であると考えた。しかしRöpke等⁶⁾は、この回転帯を、 ^{24}Mg の γ 振動状態のcoreに、 $\Omega = 5/2$ の中中性子が結合してできる回転帯として説明した。この解釈は、 γ 線分岐率や γ 線転移確率をよく説明する。

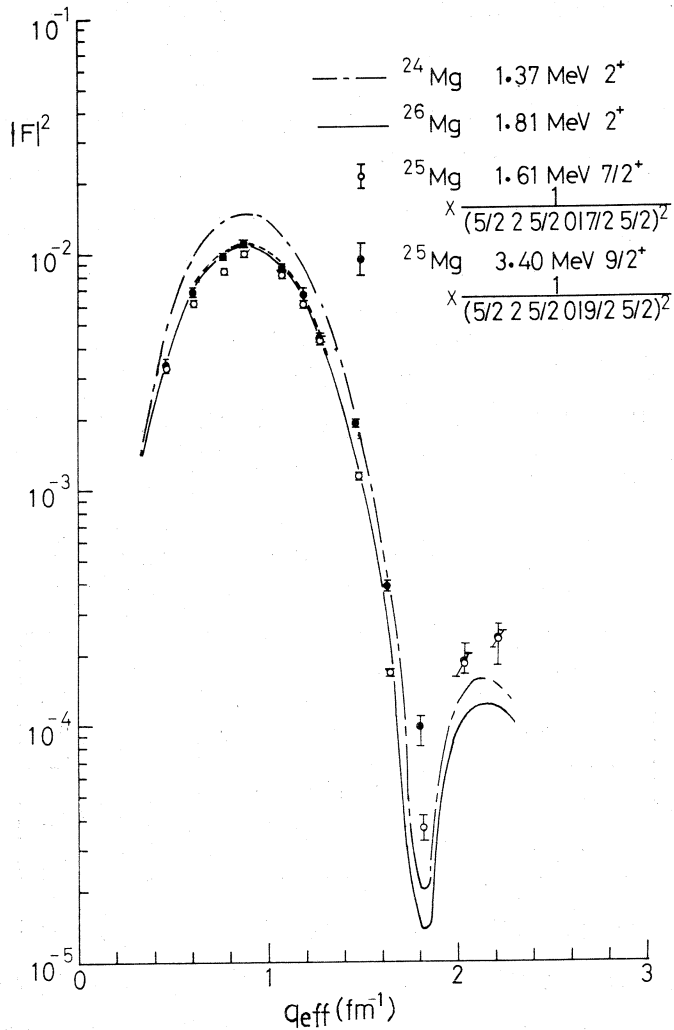


図4. ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{26}Mg の基底回転帯の C_2 の比較, 一点鎖線および実線は, それぞれ ^{24}Mg 1.37 MeV 2_1^+ , ^{26}Mg 1.81 MeV 2_1^+ 準位の形状因子。

破線, 白丸, 黒丸はそれぞれ ^{25}Mg の基底状態 $5/2^+$, 1.61 MeV $7/2^+$ 3.40 MeV $9/2^+$ 準位の形状因子を, (4)式を用いて, 直接偶核と比較できる大きさに補正したものである。

2.56 MeV $1/2^+$, 2.80 MeV $3/2^+$ および 3.91 MeV $5/2^+$ の形状因子を図5に示す。 ^{24}Mg の 4.23 MeV 2^+ , 6.00 MeV 4^+ 準位の C_2 , C_4 形状因子から(4)式を用いて推定した形状因子を実線で示す。2.80 MeV $3/2^+$ 準位は, 合わないが, 2.74 MeV 準位の形状因子が混っているためと思われる。スペクトルのピーク位置の移動から, q の高い所では 2.74 MeV 準位から大

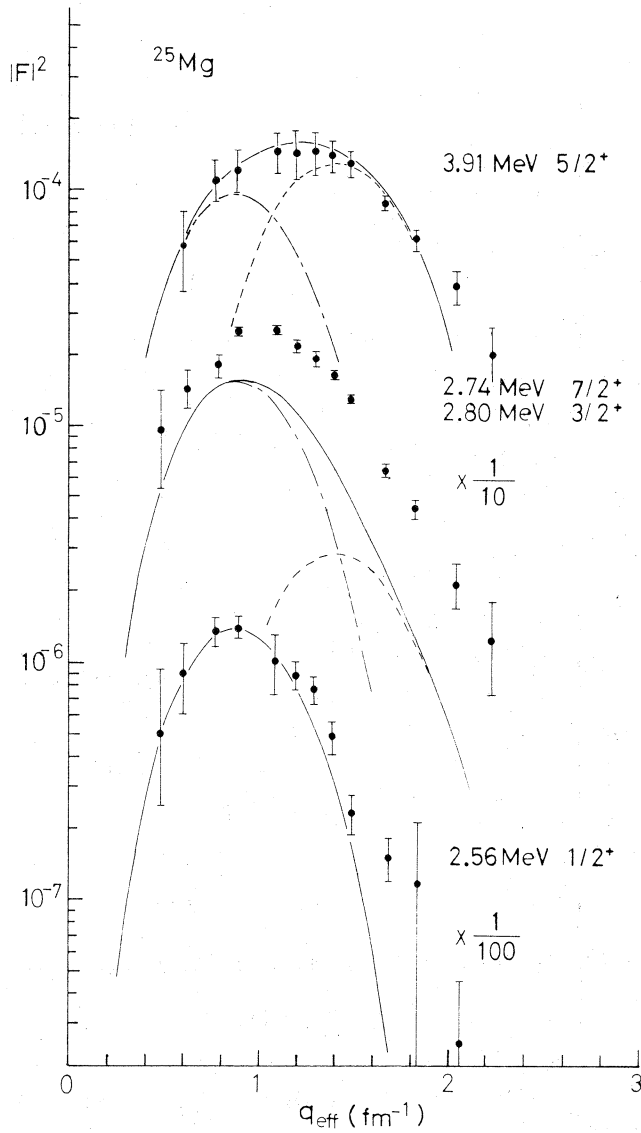


図5 ^{25}Mg の $K=1/2_2$ 回転帯, $2.56\text{ MeV } 1/2^+$, $2.80\text{ MeV } 3/2^+$, $3.91\text{ MeV } 5/2^+$ 準位の形状因子。
 2.80 MeV 準位は 2.74 MeV 準位と分離できなかったため、いっしょにして示してある。
 一点鎖線および破線は、各々 $^{24}\text{Mg } 4.23\text{ MeV } 2_2^+$ の C_2 , $6.00\text{ MeV } 4_2^+$ 準位の C_4 を(5式)を用いて、補正したものである。

きな寄与があるものと思われる。

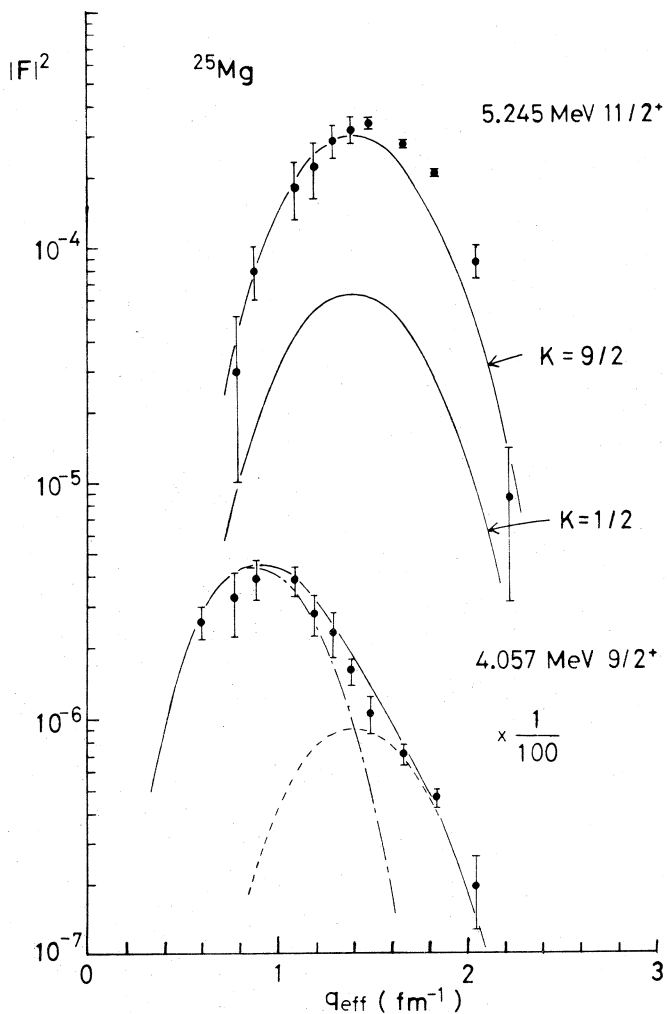


図6 ^{25}Mg の $K=9/2$ 回転帯。3.905 MeV $9/2^+$ 、5.245 MeV $11/2^+$ 準位の形状因子。
 一点鎖線および破線は、図5と同様に、 ^{24}Mg から(5)式を用いて出した C_2 、 C_4 である。
 5.245 MeV 準位については、 $K=9/2$ 、 $K=1/2$ のそれぞれの場合について出した C_4 を実線で示した。

(3) $K^\pi = 9/2^+$ 回転帯

4.057 MeV $9/2^+$ 準位は、以前には、エネルギー間隔などから、 $K^\pi = 1/2_1^+$ の $J=9/2$ と考えられていた¹⁹⁾。しかし0.58 MeVから始まる $K=1/2_1$ とすると、基底状態への $E2$ 転移確率は、非常に小さいはずである。図6に示すように、4.057 MeV 準位も $K^\pi = 1/2_2^+$ の

回転帯と同じく、 r 振動的な $K\pi = 9/2^+$ の準位とすると、形状因子の実験値をよく説明できる。

5.245 MeV準位は、Sowerby⁹⁾によって、 r 崩壊の分岐率の測定から $J\pi = 9/2^-$ 又は $11/2^+$ と決められた。今度の実験では、強いC4が見られるので、 $J\pi = 11/2^+$ となる。

この準位は、エネルギー間隔から、基底回転帯の $J\pi = 11/2^+$ の可能性が考えられるが、基底回転帯に属するとすれば、基底回転帯の1.61 MeV、3.40 MeV準位の形状因子にかなりのC4が入ることになり、実験で得た形状因子と合わないので、 $K\pi = 5/2^+$ ではない。ここでは $K\pi = 1/2_2^+$ 、 $9/2^+$ の両方の可能性を考え、それぞれの場合について、 ^{24}Mg の6.00 MeV 4^+ 状態をcoreとして(5)式を用いて形状因子を求めると図6のようになる。したがって、5.245 MeV $11/2^+$ 準位は、4.057 MeV $9/2^+$ 準位から始まる $K\pi = 9/2^+$ の回転帯に属すると考えられる。

^{24}Mg では、6.00 MeV 4^+ 準位は強く励起され、 $K=0$ の4.12 MeV 4^+ 準位は弱くて殆んど見られない。

一方 ^{26}Mg では、 $K=2$ の4.90 MeV 4^+ 準位と $K=0$ の4.32 MeV準位は同程度で、 ^{24}Mg の6.00 MeV 4^+ の半分位である。これ等の事は、 ^{25}Mg の十六重極構造が ^{24}Mg のそれと強い類似性を持つことを示唆している。

以上の事実は、 ^{25}Mg には、 ^{24}Mg の $K\pi = 2^+$ の回転帯のcoreに $\Omega = 5/2$ のodd neutronが結合してできる $K = 1/2_2$ と $K = 9/2$ の回転帯が存在する事を強く支持している。

参 考 文 献

- 1) A. E. Litherland *et al.*, Can. J. Phys. **36** (1958) 378.
- 2) G. M. Crawley, G. T. Garvey, Phys. Lett. **19** (1965) 228.
- 3) A. G. Blair *et al.*, Phys. Rev. **122** (1961) 556.
- 4) J. S. Blair, I. M. Naquib, Phys. Rev. **C1** (1970) 569.
- 5) C. S. Curran *et al.*, J. Phys. A: Gen. Phys. **5** (1972) L 39.
- 6) H. Röpke, N. Anyas-Weiss and A. E. Litherland, Can. J. Phys. **46** (1968) 2789,
H. Röpke, V. Glattes and G. Hammel, Nucl. Phys. **A156** (1970) 477, Phys. Lett. **41B** (1972) 565.
- 7) D. C. Kean, R. W. Ollerhead, Can. J. Phys. **49** (1971) 2793.

- 8) G.H. Fuller and V.W. Cohen, Nucl. Data Tables **A 5** (1966) 433.
- 9) B.D. Sowerby *et al.*, Nucl. Phys. **A 135** (1969) 177.
- 10) A. Nakada, Y. Torizuka, J. Phys. Soc. Japan **32** (1972) 1.
- 11) J. F. Sharpey - Schafer *et al.*, Can. J. Phys. **46** (1968) 2039.
- 12) S. J. Skorka, J. Hertel and T.W. Retz - Schmidt, Nucl. Data **A 2** (1966)
347.
- 13) D. C. Kean and R. W. Ollerhead, Can. J. Phys. **50** (1972) 1539.

I-5 $^{19}\text{F}(\gamma, p_0)^{18}\text{O}$ 反応の微分断面積測定

教養部, 理学部物理*, 核理研**

坪田博明, 川村暢明*, 及川四郎**

上柿順一**, 阿部 健, 宮瀬晴久

巨大共鳴領域における $^{19}\text{F}(\gamma, p)^{18}\text{O}$ 反応の研究がいくつか行われているが, それらの殆んどは陽子エネルギースペクトルのデータで議論をすすめている。即ちすべて基底状態転移によるものとして陽子エネルギースペクトルを断面積に換算し, 巨大共鳴の構造を調べている。又 $^{19}\text{F}(\gamma, p_0)$ 反応に関するデータの数も $s-d$ 殻領域の質量数偶核に比して少く, 特に (γ, p_0) 反応の断面積の直接的測定はまだ行われていない。

^{19}F は殻模型からすれば $2s-1d$ 殻に1ケの陽子と2ケの中中性子があると考えられる核であり ^{16}O の閉核に3ケの核子がついたとみることもできる。最近逆反応の方法で ^{20}Ne の (γ, p_0) 反応の断面積が測定されているが¹⁾, ^{20}Ne は ^{19}F より陽子が1ケ多く, $2s-1d$ 殻に2ケの陽子と2ケの中中性子がつまっている核である。 ^{19}F と ^{20}Ne の (γ, p_0) 断面積と比較することによって, ^{19}F の, 又更に ^{20}Ne の巨大共鳴の構造に関する情報が得られると期待される。

以上のことから, この実験は ^{19}F の (γ, p_0) 断面積を求めることにした。

実験及び結果

実験方法は先に報告した $^{31}\text{P}, ^{27}\text{Al}(\gamma, p_0)$ の断面積測定のものと同じである²⁾。標的として厚さ50ミクロンのテフロン板($(\text{CF}_2)_n$)を用い, 入射電子ビームの方向に対して 45° の角度でセットした。 $(e, e'p)$ 反応で電子ビーム方向に対して 90° 方向に放出された陽子をmagnetic spectrometerで分析しそのエネルギースペクトルを求めた。入射電子エネルギー(E_0)は15 MeV~26 MeV範囲で1 MeV stepずつ変え, 電子のmomentum resolution ($\Delta P/P$)は0.5%で実験を行った。又炭素(natural)の陽子エネルギースペクトルも測定し, その補正を施して ^{19}F の陽子エネルギースペクトルを求めた。

得られた ^{19}F の陽子エネルギースペクトル例を図1に示す。図1は $E_0 = 23\text{MeV}$ のものであるが, いくつかの構造を持っていることが分る。特に陽子エネルギー(E_p)7.3, 8.5 MeVのピークは強くあらわれ, これはDodge and Barber³⁾のデータとよく一致する。

同じ図にこの実験で得られた (γ, p_0) 反応の断面積から求めた p_0 のみの陽子エネルギースペ

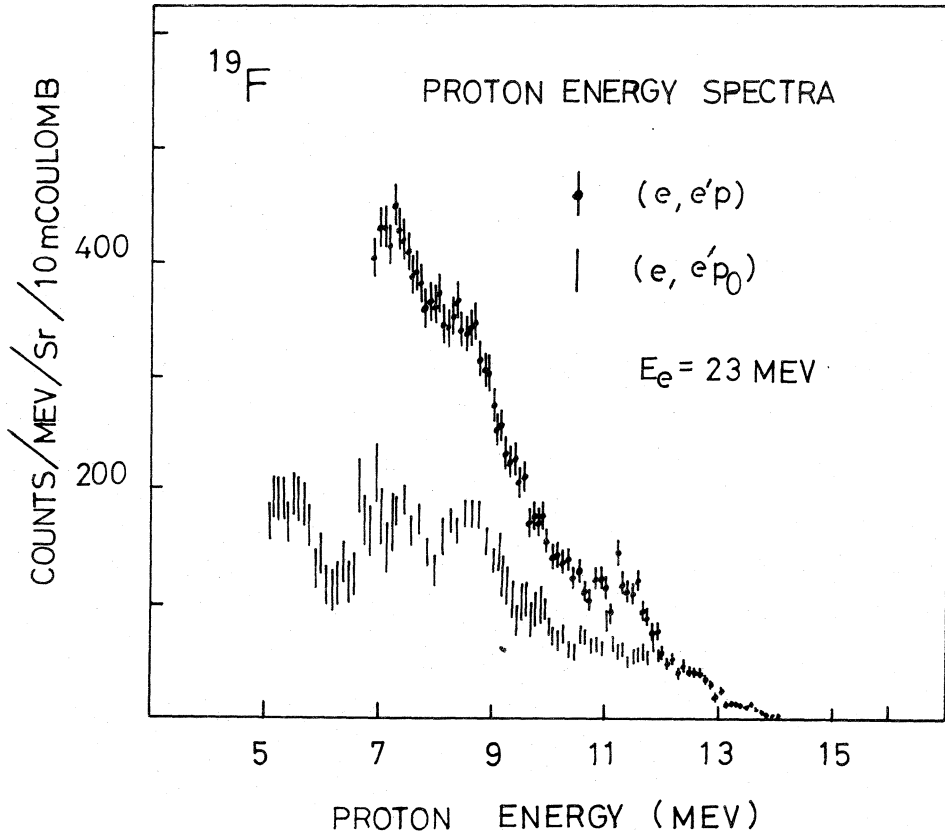


図1. $^{19}\text{F}(e, e'p)^{18}\text{O}$ 反応の proton エネルギースペクトル $E_e = 23\text{ MeV}$

クトルを示してある。但し p_0 のスペクトルで E_p が 9 MeV 以下では各点のエネルギー巾を大きくとってあるので (数チャンネルの平均をとってあるので) 幾分スペクトルがスムーズ化されている。図から明らかなように陽子エネルギースペクトルにあらわれるいくつかのピークは p_0 のそれに対応している。 $E_p = 7.3, 8.5\text{ MeV}$ ピークは基底状態転移のものに対応することは図からも明らかである。各 E_e でのスペクトルにみられた主なピークのエネルギー位置とそのピークが基底状態転移のものであるかを表にまとめた。この表から、 ^{19}F の陽子エネルギースペクトルの多くのピークは基底状態転移によるものであることが分る。

次にこのようにして得られた陽子エネルギースペクトルから virtual-photon theory⁴⁾ を用いて、 $^{19}\text{F}(\gamma, p_0)^{18}\text{O}$ 反応の 90° での微分断面積を求めた。但し E_1 吸収のみを仮定してある。この方法は参考文献 2) と同じである。得られた微分断面積を図 2 に示す。この図をみると、 $^{19}\text{F}(\gamma, p_0)^{18}\text{O}$ の微分断面積は多くの構造をもっている。又この断面積の強さは巨大共鳴領

表 2

E_e (MeV)	15	17	19	21	23	転 移	^{19}F 励起 (MeV)	
E_p (MeV)	5.2					g. s.	13.48	
	5.5					g. s.	13.80	
		5.7				} g. s.	15.70	
		7.2	7.2					
				7.7	7.3	7.3		
					8.0	8.0		
		8.1		8.2	8.4	8.4	g. s.	16.65
				8.6			} g. s.	17.07
					8.8			
					9.0			
					9.5		g. s.	18.10
					11.1	10.9	g. s.	18.44
						11.2	} g. s.	19.71
						11.5		
						g. s.	(20.5 のピーク)	

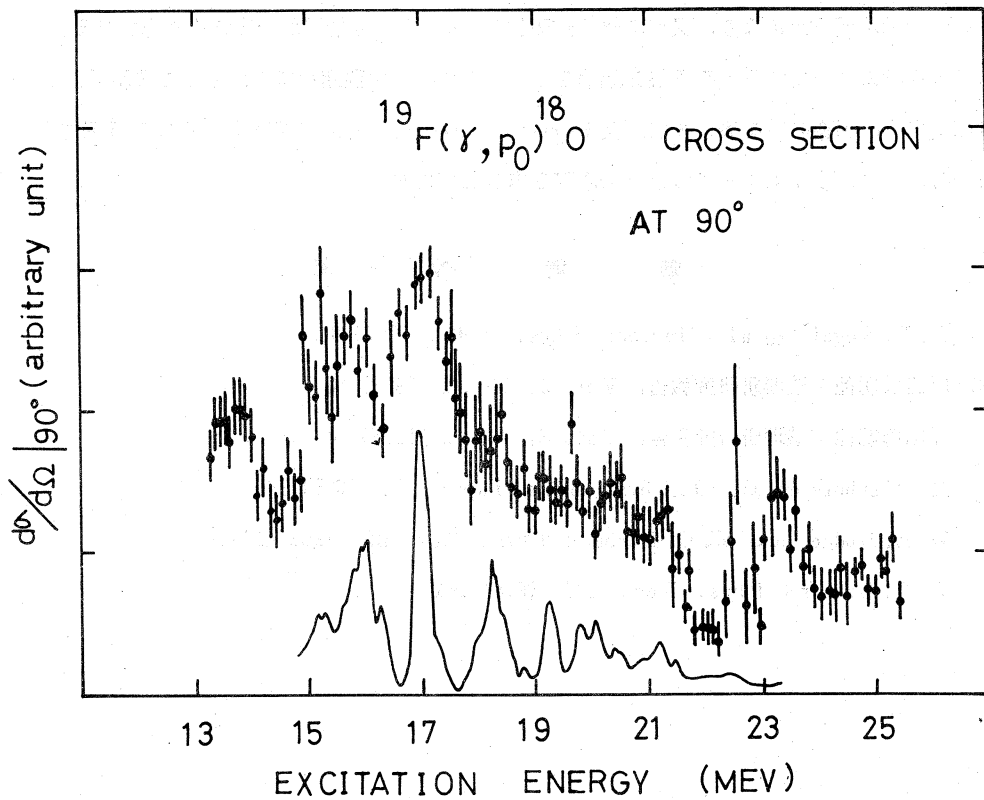


図2. $^{19}\text{F}(\gamma, p_0)^{18}\text{O}$ 反応の 90° での微分断面積, 縦軸は相対値である。実線は $^{19}\text{F}(p, r_0)^{20}\text{Ne}$ の 90° での微分断面積¹⁾。縦軸は相対値である。

域全体に散らばっており、励起エネルギー (E_{exc}) が 15~19 MeV 付近では極めて強く、更に低エネルギー側で増加するような傾向を示している。この傾向は $^{31}\text{P}(\gamma, p_0)^{30}\text{Si}$ 反応の場合と²⁾よく似ている。但し ^{31}P の場合は $E_{exc} = 24 \sim 26$ MeV ではかなり断面積が小さい。又 $^{19}\text{F}(\gamma, p_0)$ は $E_{exc} = 22$ MeV 付近で特徴的な谷をもった断面積を示す。

先きのべたように、 ^{19}F と ^{20}Ne の (γ, p_0) 断面積を比較してみることは興味あることである。図 2 に $^{19}\text{F}(p, \gamma_0)^{20}\text{Ne}$ 反応の 90° での断面積を実線で示してある。但し (p, γ_0) のデータは ^{20}Ne の励起エネルギーを 0.7 MeV だけ低い方にずらしてある。図から分るように $E_{exc} = 15 \sim 22$ MeV の領域では $^{19}\text{F}(\gamma, p_0)$ 、 $^{19}\text{F}(p, \gamma_0)$ 反応の断面積は、その構造の相対的強度、及び構造間の相対的エネルギー位置が極めてよく一致している。このことはこの領域では ^{19}F 、 ^{20}Ne の (γ, p_0) 反応が同じ mechanism で起きていることを示している。 ^{19}F では $E_{exc} = 23$ MeV で更に新しい resonance が生じているように見える。

今回の報告は以上であるが、 ^{19}F のデータの検討がすすめば、 ^{19}F の巨大共鳴の構造や (γ, p_0) 反応の機構が明らかになり、又更に ^{20}Ne のそれらについても情報が得られると思われる。

この実験についていろいろ有益な議論をして下さり、又実験遂行にあたってご援助下さった庄田、菅原両先生に感謝の意を表します。又 magnetic spectrometer の整備等いろいろ御協力下さった核理研、 (γ, p) グループの方々に謝辞を申し上げます。

参 考 文 献

- 1) R. E. Segel et al.: Nuclear Phys. A **93** (1967) 31.
- 2) 坪田博明他: 核理研研究報告, Vol. 5, No. 1 (1972) 53
坪田博明他: 核理研研究報告, Vol. 5, No. 2 (1972) 44.
H. Tsubota et al.: J. Phys. Soc, Japan, **35** (1973) 330
- 3) W. R. Dodge and W. C. Barber: Phys. Rev. **127** (1962) 1746
- 4) W. C. Barber: Phys. Rev. **111** (1958) 1642

I - 6 (e, e'p) 及び (e, e'α) 反応
による T > State の研究

核理研, 教養部 *

及川四郎・鈴木厚人・上柿順一
玉江忠明・斎藤悌二郎・菅原真澄
庄田勝房・宮瀬晴久 *

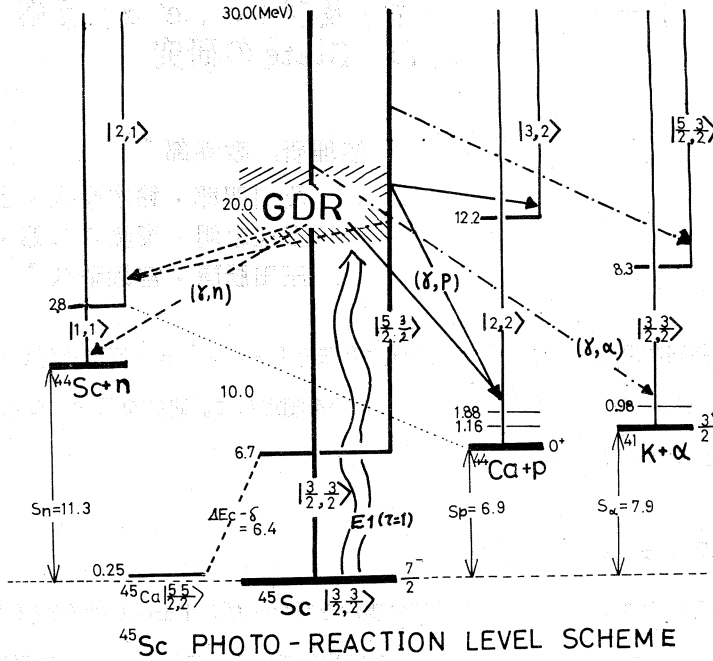
1973年前期共同利用に於ては, 従前と同様な方法で (e, e'p) 反応及び (e, e'α) 反応の Cross Section, その放出陽子のスペクトル等を測定した。研究を行なった原子核は¹⁷⁵Lu, ¹⁹⁷Au, ⁴⁵Sc, ⁴⁶Ti 等である。

⁴⁵Sc, ⁴⁶Ti の (e, e'p) 反応

今期は⁴⁵Sc 及び⁴⁶Ti の (γ, p) 反応の実験を行なった。Target は⁴⁵Sc (100%), ⁴⁶Ti (81.2% up) の self-supporting target を使用している。Energy loss は実験 Set up の状態で 5 MeV Proton に対して各々 600 KeV, 200 KeV である。

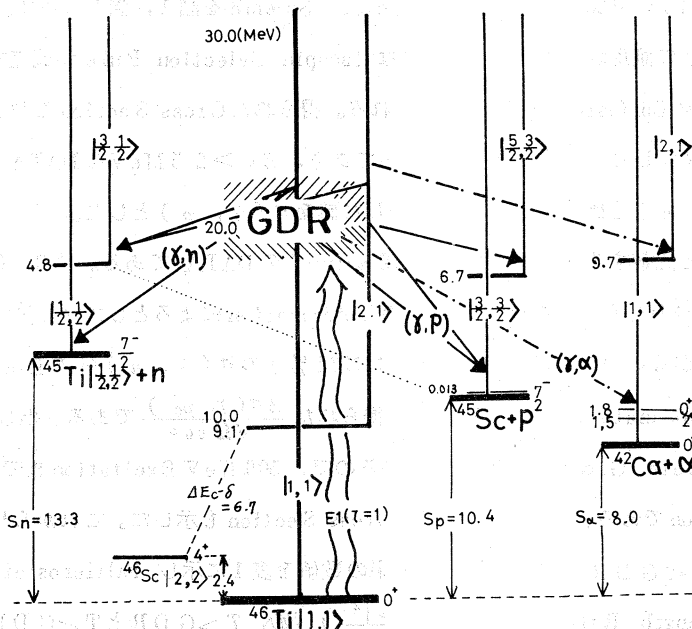
⁴⁵Sc, ⁴⁶Ti の Photo-Reaction Level Scheme を図 1, 図 2 に示す。⁴⁶Ti の場合は σ(γ, α₀) の測定が容易であり, これは Isospin Selection Rule が成立するとすれば T < State からの α Emission である事が知られる。得られた Cross Section を⁴⁵Sc, ⁴⁶Ti について図 3, 図 4 に示した。上段は $\frac{d\sigma(\gamma, p)}{d\Omega_{90^\circ}}$ であり, E_p > 2.5 MeV の DATA を用いて得られた。又 σ(γ, n) と比較するため, 10 倍した値を σ(γ, p) とした。

中段は本実験と比較する (γ, n + n_p + 2n ……) の DATA である。⁴⁵Sc (γ, n) の場合は, Broad な GDR (Γ ≈ 8 MeV) を核の Deformation によるとしている¹⁾ ⁴⁶Ti (γ, n) は実験 DATA がないので natural Ti (⁴⁸Ti ≈ 74%) の σ(γ, n)²⁾ を Energy 的に Isotope Shift して Estimate した。下段は実験で得られた $\frac{d\sigma(\gamma, p_0)}{d\Omega_{90^\circ}}$ である。但し⁴⁶Ti の場合は Residual State Ground 近辺が混んでいるので, 500 KeV Excitation までの平均の意味の Cross Section である。又 (γ, α₀) の Cross Section も示した。これから⁴⁶Ti の E_x ≈ 16 MeV 附近は T < GDR と考えられる。結果の数値を表 1 に示し, Fallieros et al.³⁾ による T < GDR の Strength Ratio $[\frac{\langle E \rangle \langle C \rangle}{\langle E \rangle}]^2$ 及び T > GDR と T < GDR との Energy Splitting [ΔE] と比較した。Strength Ratio $[\frac{\int \sigma_p}{\int \sigma_n + \int \sigma_p}]$ が理論値より大きく, Energy Splitting [⟨E_p⟩ - ⟨E_n⟩] が理論値より小さいのは σ(γ, p) の中に T <



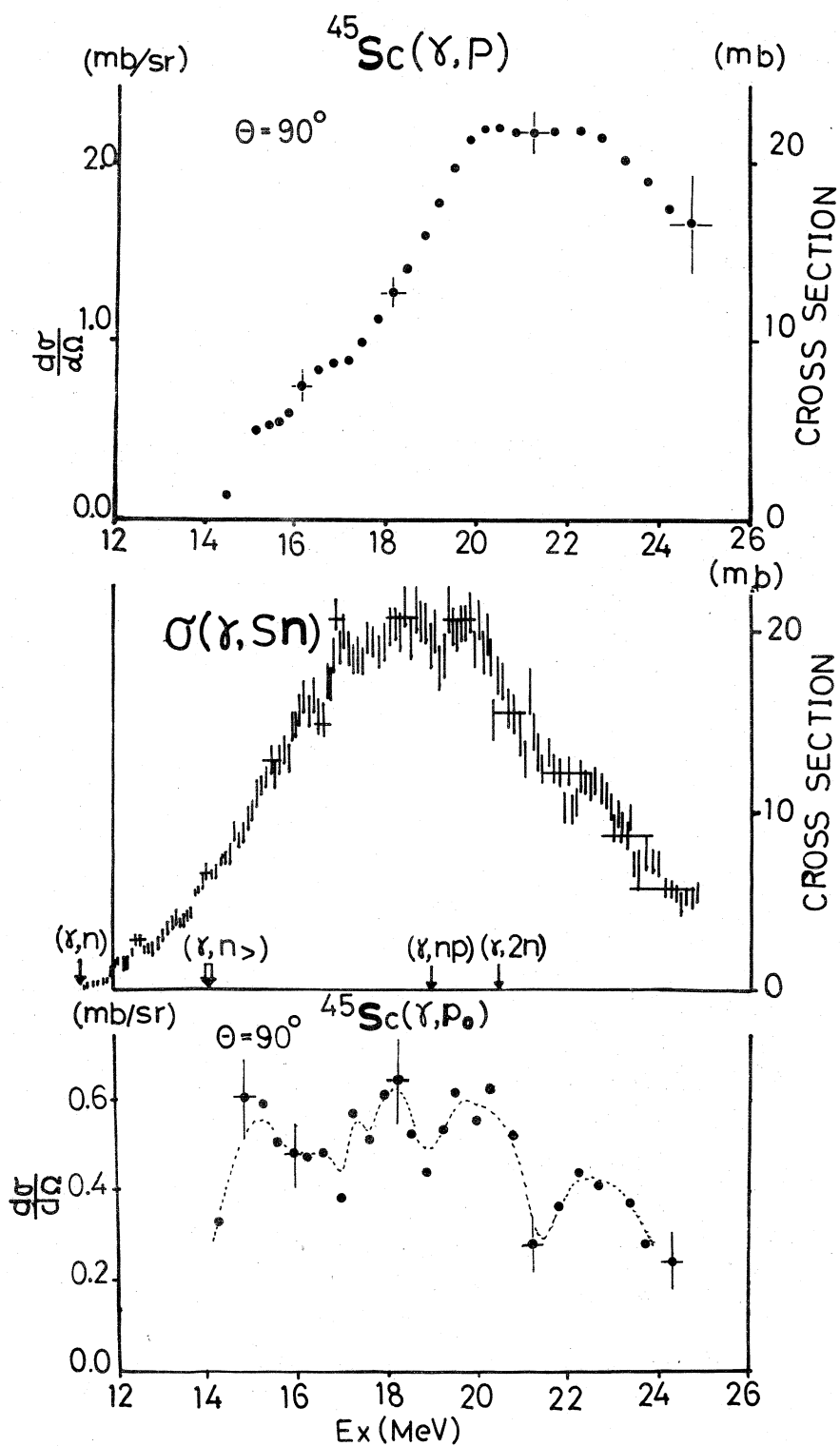
^{45}Sc PHOTO-REACTION LEVEL SCHEME

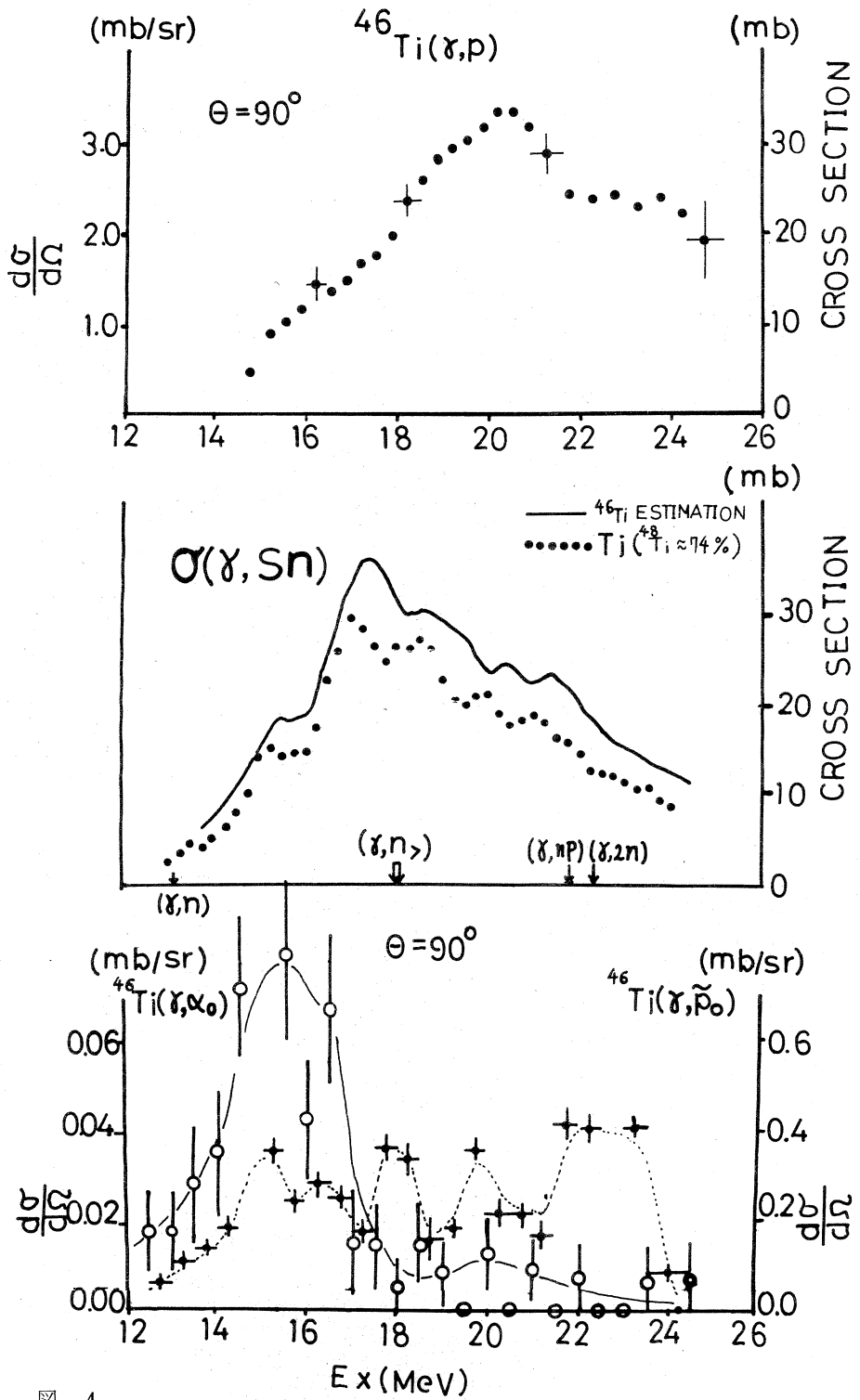
☒ 1



^{46}Ti PHOTO-REACTION LEVEL SCHEME

☒ 2





⊗ 4

表 1

Nucleus	T	(mb-MeV)		(%)	$\frac{\int \sigma_p}{\int \sigma_n + \int \sigma_p}$	$\frac{\langle E_p \rangle \langle E_n \rangle}{\langle E \rangle^2}$
		$\int \sigma_n$	$\int \sigma_p$	Dipole Sum Rule $(\int \sigma_n + \int \sigma_p)$		
^{45}Sc	3/2	158	161	48	0.51	0.35
^{46}Ti	1	224	228	66	0.50	0.46

Nucleus	$\langle E_n \rangle$	$\langle E_p \rangle$	$\langle E \rangle$	$\langle E_p \rangle - \langle E_n \rangle$	ΔE
^{45}Sc	18.8	20.5	19.6	1.7	3.3
^{46}Ti	18.8	20.1	19.5	1.3	2.6

$$\text{Dipole Sum Rule} = 60 \frac{N Z}{A} (\text{mb-MeV})$$

$$\langle E \rangle = \frac{\int \sigma(E) E dE}{\int \sigma(E) dE}$$

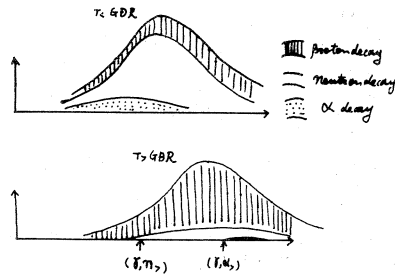


図 5.

GDRの寄与が、又 $\sigma(r, n)$ の中に $T >$ GDRの(Residualの $T >$ StateにDecayする)寄与があるからと思われる。(図5)

(及川)

参 考 文 献

- 1) R.H. Sambell and B.M. Spicer, Nucl. Phys, A **205** (1973) 139.
- 2) S. COSTA et al NUOVO CIMENTO Vol. XLVIII B, N 2 p2580
- 3) S. Fallieros, B.Goulard and R.H. Venter, Phys. Lett. **19** (1965) 398.

変形核の Isobaric Analog State (IV)

今回はこれまでの実験で明らかになった odd - Z 変形核の Isobaric Analog State (IAS) の励起エネルギー測定値が変形を考慮に入れた理論値より小さい事をさらに確める為、核種をかえて (^{175}Lu) 実験を行なった。又並行して球形核の IAS の励起エネルギーを調べる目的で ^{197}Au の実験を行なった。

得られた ($e, e'p$) yield curve を図 1, 図 2 に示す。

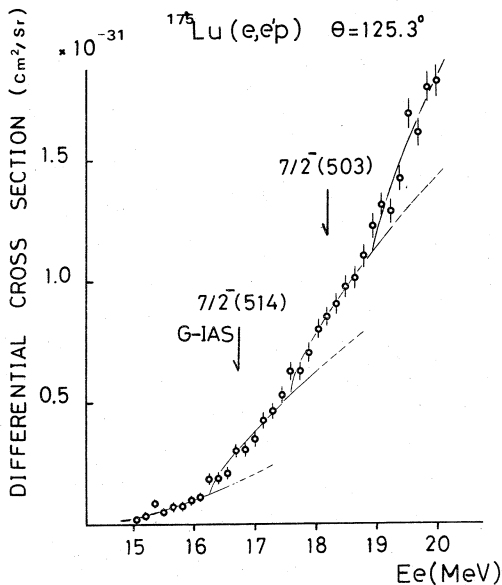


図 1. $^{175}\text{Lu} (e, e'p)$ yield curve

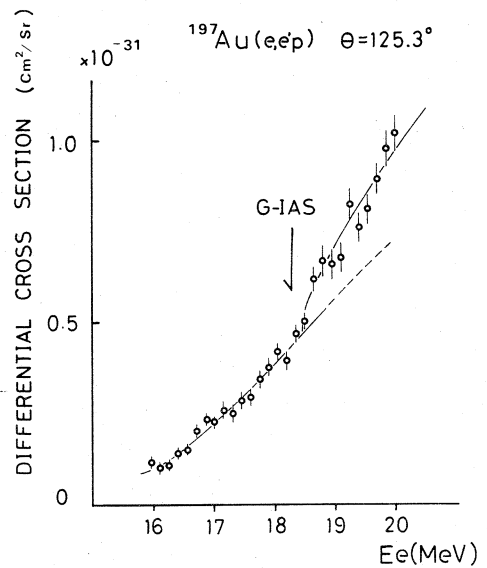


図 2. $^{197}\text{Au} (e, e'p)$ yield curve

1) $^{175}\text{Lu} (e, e'p)$

^{175}Lu の odd - Z 陽子 $7/2^+ [404]$ が $E1$ 遷移で移れる IAS は親核 ^{175}Yb の基底状態 $7/2^- [514]$ と 1.43 MeV 励起状態の $7/2^- [503]$ である。その他 $9/2^- [505]$, $5/2^- [508]$ 状態へも遷移可能であるが、(d, p), (n, γ) 反応の実験結果から 1.7 MeV 励起状態以下では、これらの状態は存在しない。

yield curve より IAS の位置は Ground - IAS に関しては 460 KeV, $7/2^- [503]$ に関しては 490 KeV だけ理論値よりも低かった。この結果は、これまでの ^{169}Tm の - 500 KeV, ^{181}Ta の - 800 KeV と同じ傾向を示す。図中の 3 番目の break は ^{175}Lu の $7/2^+ [404]$ 陽子ではなくて、core の陽子の遷移による break と思われる。

2) $^{197}\text{Au}(e, e'p)$

^{197}Au は四重極変形の度合から球形核に属する。球形核のIASの励起エネルギーは、これまで得られたdata (^{209}Bi , ^{207}Pb , ^{141}Pr , ^{139}La)ではほぼ理論値と一致している。今回の ^{197}Au の結果は図2より予想値と一致した。

以上、今回の実験結果から、球形核と異なり変形核ではIASの励起エネルギーが理論より予想される位置よりも低い事が再確認された。又核理研報告VoL5. No. 2で報告した方法で入射電子エネルギーの精度を測定した結果 $\pm 50\text{KeV}$ の範囲であった。

今後はさらに核種をふやしてこの事実のSystematicな傾向を調べたい。予定している核種は ^{159}Tb , ^{165}Ho である。

(鈴木)

I - 7 ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{62}Ni (γ , α_0) 反応

核理研, 理学部物理,* 教養部**

菅原真澄・川村暢明*・坪田博明**

宮瀬晴久** 阿部健**

^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{62}Ni (γ , α_0) 反応断面積を $E1$ 巨大共鳴に相当するエネルギー領域に於いて、反応角度 90° で測定した。結果は約 16MeV に最大値 (それぞれ約 $100 \mu\text{b}/\text{sr}$, $80 \mu\text{b}/\text{sr}$ $40 \mu\text{b}/\text{sr}$) をもつ共鳴形をしている。複合核反応模型による考察を行いこの形は閾値効果によるものと推定した。

1 緒 言

(γ , α) 反応の断面積は (γ , p) 反応の $1/10$ 以下であること、エネルギー損失が大きく厚い標的を使用できない等のために測定は困難でこれまであまり実験は行われていない。殊に α_0 , α_1 等を区別して断面積を測定したものは殆んどなく、逆反応である (α , γ_0) の測定が最近になって行われるようになったに過ぎない。偶一偶核からの (γ , α_0) 反応は標的核、残留核、 α 粒子のスピンの零で、更に α 粒子のアイソスピンも零であって比較的解析が容易であるため、巨大共鳴の構造、特にアイソスピン分離、 $E1E2$ の混在比等を求められる可能性がある。又一方では (γ , α) 反応は複合核反応によると考えられており荷電粒子反応によって得られた定数を使ってどの程度説明することができるかも興味のある問題である。この点で Ni 同位体は実験的によく研究されている核であり、又 (γ , α) 断面積もこの質量数領域で最大になり測定が容易なことから我々はこれを標的核として選んだ。

2 実験方法及び結果

(γ , α) 反応断面積は (e , e' , α) 反応の α 粒子を測定し、仮想光子スペクトル¹⁾で解析して求めた。リニャックからの電子線を直接標的に照射し、入射電子線に対して 90° 方向に置いた広帯域磁気分析器 (BDM) を使って α 線を測定した。一般に (γ , α) 反応の閾値は (γ , p) 反応等の閾値よりも低いのでエネルギー・スペクトルに陽子等を含んでいても、その高エネルギー端は残留核を基底状態に残す α 粒子、つまり α_0 のみになる。使用した標的の厚さは $9.6 \text{ mg}/\text{cm}^2$ (^{58}Ni 99.89%), $5.68 \text{ mg}/\text{cm}^2$ (^{60}Ni 99.79%), $7.84 \text{ mg}/\text{cm}^2$ (^{62}Ni 96.16

%, ^{58}Ni 1.63%, ^{60}Ni 1.42%) である。図 1 に ^{58}Ni を標的核とし入射電子エネルギーを E_e = 16.0 MeV から 19.5 MeV まで 0.5 MeV 間隔で変えたときのエネルギー・スペクトルの先端部

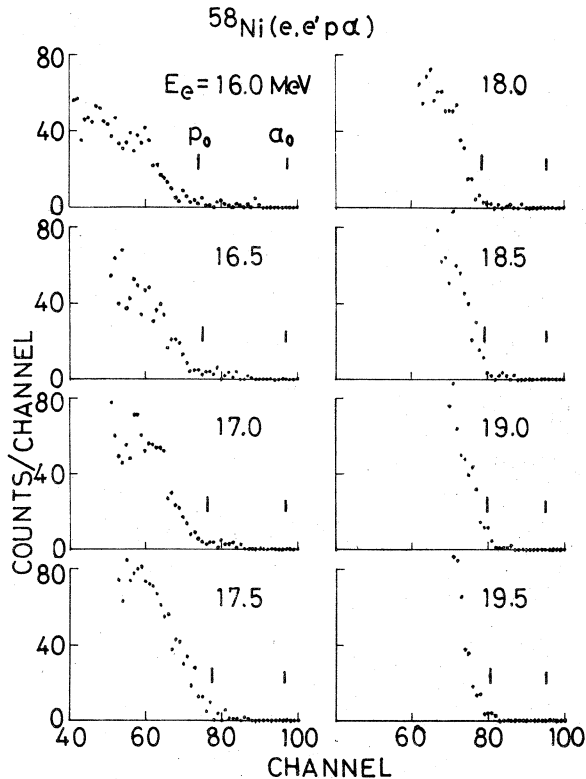


図 1. エネルギー・スペクトル

分を示した。このスペクトル内には α 粒子と陽子が混在していて、棒線は閾値エネルギーから求められる。 p_0 , α_0 の先端位置を示している。BDM の磁場は ^{58}Ni , ^{62}Ni の場合には α_0 の先端がいつも同じチャンネルにくるように入射電子エネルギーに合わせて変えたが、 ^{60}Ni のときは磁場を固定して測定した。図に見られるように p_0 の位置から計数が急に増加し、これより低エネルギー側では陽子が主になることが分る。 ^{54}Fe の第一励起準位のエネルギーが 1.41 MeV であるため、 p_0 の先端位置より下のチャンネルにしか、 α_1 は現われない。したがって p_0 と α_0 の棒線で囲まれた部分の計数は全部 α_0 とみなすことができる。この部分の計数和から附録 A の (A8) 式を使って (r, α_0) の微分断面積を求め図 2 に示した。但し ^{60}Ni , ^{62}Ni の場合には、この範囲に α_1 , α_2 等が混入してくる可能性があるが、ここでは簡単のために全て α_0 であると仮定した。 α_0 , α_1 等のエネルギー・スペクトルは厚い標的のときはその先端位置から接

線的に立上るので α_1 等が特別大きな断面積をもたない限り混入する割合は小さい。実際に計数
和を求めたエネルギー間隔は α_0 の先端位置から1.2 MeV (^{58}Ni), 2.6 MeV (^{60}Ni),
3.4 MeV (^{62}Ni)である。又 ^{62}Ni の場合にはこの範囲に1.63%含まれている ^{58}Ni からの陽
子が混入するがこれは ^{58}Ni のエネルギー・スペクトルを使って差し引いた。 α_0 粒子の標的中
の最大エネルギー損失は計算によると $E_0 = 16\text{MeV}$ のとき3.8 MeV (^{58}Ni), 2.1 MeV
(^{60}Ni), 2.8 MeV (^{62}Ni)であって ^{58}Ni のときは上記の計数とを求めたエネルギー間隔
よりも大きい。したがって標的の或る程度以上深い場所から発生した α 粒子はこの計数に含まれ
ない。つまり ^{58}Ni の場合標的の有効な厚さは実際の厚さよりも小さいことに注意する必要があ
る。附録Aの方法はこの点も考慮してある。

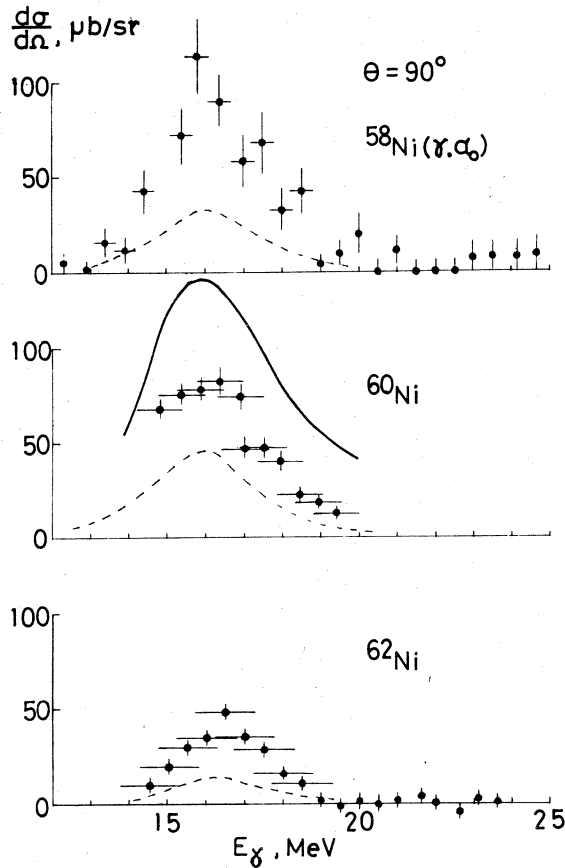


図2. (γ, α_0) 反応断面積

断面積の誤差はエネルギー・スペクトルから α 粒子の計数和を求める際のチャンネル数のとりかたによるものが大きい。低エネルギー端のチャンネルの位置が一チャンネルずれると、エネルギー・スペクトルが急激に立上っていることもあって、10～20%の誤差を生ずる。又BDMの α 線検出効率 ϵ にも問題があり、この点の精度を上げることが今後の問題である。

3 考 察

$^{60}\text{Ni}(\gamma, \alpha_0)$ に関してはその逆反応に相当する $^{56}\text{Fe}(\alpha, \gamma_0)$ の測定が最近行われた²⁾。断面積は多くの山谷を示すが、これを我々の測定のエネルギ分解能に合せて滑らかにし、個別つりあいの原理を使って $^{60}\text{Ni}(\gamma, \alpha_0)$ の断面積になをし図2に実線で示した。この原理によれば、偶一偶核の場合には (γ, α_0) と (α, γ_0) の間に

$$\frac{d\sigma(\gamma, \alpha_0)}{d\sigma(\alpha, \gamma_0)} = \frac{1}{2} \cdot \frac{k_\alpha^2}{k_\gamma^2}$$

なる関係が成立する。 k_α , k_γ は α 粒子, γ 線の波数である。測定値と (α, γ_0) から計算した値は約2倍違っているがその差は予想される我々の値の実験誤差よりも大きく、今のところ原因は不明である。断面積の全体の形はよく一致しているが、高エネルギー側で (α, γ_0) から求めたものは或る程度の断面積をもっているのに (γ, α_0) の方には殆んどないところがある。彼等は ^{56}Fe の基底状態が $T=2$ のアイソスピン, α のアイソスピンが0であるため、 α が ^{60}Ni の $T=2$ 状態(これは ^{60}Ni の $T <$ 状態)からのみ放出されることに着目して、 $\sigma(\gamma, \alpha_0)$ の形が $E1$ 巨大共鳴の $T <$ 状態の形に一致するとした。

しかし若し (γ, α_0) 反応においても複合核反応模型が成立するならば、 (γ, α_0) 反応のように特定の崩壊チャンネルに限定された反応断面積は閾値付近でピークをもつ形になり共鳴状態と誤認されることが屢々ある。この点を確認するために我々は複合核模型を使って反応断面積を計算した。 γ 線の吸収によって $E1$ 巨大共鳴状態に励起され複合核を径由して残留核の基底状態に達する (γ, α_0) の断面積は偶一偶核を標的とするとき(B4)(附録B)式で与えられる。透過係数は文献3)に従って計算した。この計算では核ポテンシャルを井戸型としその深さ V_0 , 巾 $R = r_0 A^{\frac{1}{3}} + 1.21 \text{ fm}$ で r_0 を可変として実験値に合うようにとっている。陽子に対しては $V_0 = 20 \text{ MeV}$, $r_0 = 1.5 \text{ fm}$, 中性子に対しては $V_0 = 50 \text{ MeV}$, $r_0 = 1.5 \text{ fm}$, α 粒子に対しては $V_0 = 5 \text{ MeV}$, $r_0 = 1.4 \text{ fm}$ とした。又状態密度は(B6)式を使いパラメーターとしては文献4)に従い $a = 0.127 \text{ A MeV}^{-1}$, $g = g_{\text{rig}} \times 0.7$, $g_{\text{rig}} = \frac{2}{5} \text{ A} m R^2$, $R = 1.5 A^{\frac{1}{3}} \text{ fm}$,

$$A = A' - (70/A) \text{ MeV}, \quad A'(\text{Fe}) = 3.0 \text{ MeV},$$

$A'(\text{Co}) = 1.5 \text{ MeV}$, $A'(\text{Ni}) = 1.5 \text{ MeV}$ とした。但しここで云う Fe, Co, Ni は (γ, α) , (γ, p) , (γ, n) 反応のときの残留核を示している。 γ 線の吸収断面積は最近 Livermore で測定された ^{60}Ni の $\sigma(\gamma, n+2n)^{5)}$ から

$$\sigma_{\gamma}(c, n) = \sigma(\gamma, n+2n) \frac{G(n) + G(p)}{G(n)}$$

として求め、これを ^{58}Ni , ^{62}Ni の場合にもそのまま使用した。又 α_0 の角分布は今の場合 $\sin^2 \theta$ に比例することが知られているので⁶⁾、これによって 90° 方向の微分断面積を求めることができる。以上のようにして求めた断面積を図2の点線で示してある。絶体値が実験値の約半分しかないが、透過係数の計算に使った核ポテンシャルを井戸型から Woods-Saxon 型の光学ポテンシャルに置き換えるとか、状態密度の各定数を別の値にとりなをすとかすれば、他の実験と矛盾せずに断面積を大きくすることができるのでこの絶体値の差はそれ程重大ではない。注意すべき点は断面積最大の位置と断面積の各標的核に対する相対値が実験とよく一致していることである。このことから (γ, α_0) 反応は複合核反応模型によってかなりよく説明され得ることが分る。このように巨大共鳴のアイソスピン分離を考慮に入れなくても (γ, α_0) 反応断面積を概略説明できることは、この断面積の形がそのまま巨大共鳴の $T <$ 部分の形であるとは云えないことを示している。 (γ, α_0) 反応からこの問題を取り扱うためには、もっと精密なそして詳細な実験及び解析が必要である。

最後にこの実験に協力していただいたマシングループ、計測グループ、 (γ, p) グループの方々に感謝の意を表します。特にデータ集積用プログラムを作成し、更に透過能計算のためクーロン波動関数プログラムを提供していただいた及川氏に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) W. C. Barber, Phys. Rev. **111**, 1642 (1958)
- 2) D. Branford, et al, *International Conf. on Photoneuclear Reactions and Applications*, March, 26 - 30, 1973.
- 3) M. M. Shapiro, Phys. Rev. **90**, 171 (1953)
- 4) E. Gadioli and L. Zetta Phys. Rev. **167**, 1016 (1968)
- 5) S. C. Fultz, et al, *International Conf. on Photoneuclear Reactions and Applications*, March, 26 - 30, 1973.

6) R.W.Carr and J.E.E.Baglin Nucl.Data Tables **10**, 143 (1971)

7) A.M.Lane and R.G.Thomas Rev. Mod.Phys. **30**, 257 (1958)

附録A 厚い標的を使った($e, e' \alpha$)反応から(γ, α_0)の断面積を求める

図3に示すように分析器(BDM)の方向、及び標的の面が電子線に対してなす角が θ_t, θ_d であるとし、標的の前面を原点にして電子線方向に ℓ 軸、標的面に直角に t 軸、BDMの方向に τ 軸をとれば、標的の $d\ell dt$ 部分からBDM方向、立体角 $\Delta\Omega$ に発生する α_0 粒子数 $n(E)$ は

$$n(E) = K \frac{d\sigma(E\gamma)}{d\Omega} \cdot \Phi(E_e, E_\gamma) \frac{d\ell dt}{\sin\theta_t} \quad (A-1)$$

で与えられる。

$$\text{ここに} \quad K = \frac{\rho N_0}{A} \cdot Q \cdot \epsilon \cdot \Delta\Omega$$

E : α_0 のエネルギー [MeV]

ρ : 標的の密度 [g/cm³]

A : 質量数

N_0 : アボガドロ数

Q : 入射電子数

$\Delta\Omega$: 分析器の立体角 [sr]

E_e : 入射電子エネルギー [MeV]

E_γ : 励起(仮想光子)エネルギー [MeV]

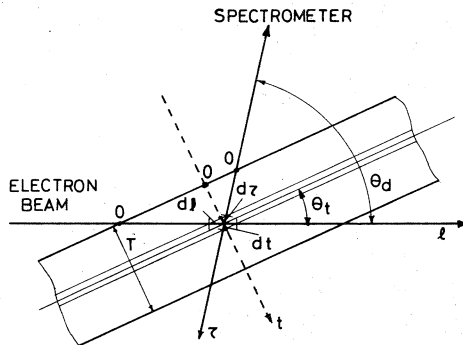


図3

$\Phi(E_e, E_\gamma)$: エネルギー E_e なる電子のもつ仮想光子数

[1/MeV · Electron]

$d\sigma(E_\gamma)/d\Omega$: (r, α_0) の微分断面積 [b / sr]

ϵ : 検出器 (S.S.D.) の α 測定能率

(r, α) 反応の閾エネルギーを $S\alpha$ とせば残留核の反跳エネルギーを考慮すると E と E_γ の間には $E = (E_\gamma - S\alpha) \cdot R$ なる関係がある。ここに $R = (A - 4) / A$ 。 α が標の中でエネルギーを失うことを考えて、標的表面で E_0 になる α_0 粒子数 $C(E_0)$ 。(これが測定されたエネルギー・スペクトルの E_0 の位置での計数に対応する) を求めれば

$$C(E_0) = K \int_0^{t_m} \Phi(E_e, E_\gamma) \frac{d\sigma(E_\gamma)}{d\Omega} \cdot \frac{dt}{\sin \theta_t} \quad (\text{A-2})$$

但し E_γ, E_0, t には関係があって、エネルギーが補正関数 (エネルギー損失関数から求まる) $f(E_0, t)$ を使って標の中での α のエネルギーを $E = f(E_0, t)$ と書けば

$$E_\gamma = f(E_0, t) / R + S\alpha \quad (\text{A-3})$$

である。(A2) 式の積分範囲 t_m は (A3) 式から与えられる $E_\gamma = E_e$ を満たす t と標の実際の厚さ T のうちの小さい方をとればよい。 t_m が T より小さいときには標の有効な厚さが実際の厚さより薄いことになる。

(A2) 式を $\tau = t / \sin(\theta_d - \theta_t)$ を使って変数変換を行えば

$$C(E_0) = K^* \int_0^{\tau_m} \Phi(E_e, E_\gamma) \frac{d\sigma(E_\gamma)}{d\Omega} d\tau \quad (\text{A-4})$$

$$\tau_m = t_m / \sin(\theta_d - \theta_t)$$

$$K^* = K \sin(\theta_d - \theta_t) / \sin \theta_t.$$

今測定されたエネルギー・スペクトルで $E_s \leq E_0 \leq E_m$ に含まれる計数 and を $P(E_e)$ とすると

$$P(E_e) = \int_{E_s}^{E_m} C(E_0) dE_0 \quad (\text{A-5})$$

平均の励起エネルギーは

$$\langle E_\gamma \rangle = \left(\int_{E_s}^{E_m} E_\gamma \cdot C(E_0) dE_0 \right) / P(E_e) \quad (\text{A-6})$$

又、この計数に寄与する、 E_γ の拡がりを

$$\gamma = \sqrt{\langle E_\gamma^2 \rangle - \langle E_\gamma \rangle^2}$$

で定義すると

$$\begin{aligned} \gamma^2 &= \langle E_\gamma^2 \rangle - \langle E_\gamma \rangle^2 \\ \langle E_\gamma^2 \rangle &= \left(\int E_\gamma^2 C(E_0) dE_0 \right) / P(E_0) \end{aligned} \quad (\text{A-7})$$

で与えられる。

近似として $d\sigma(E_\gamma)/d\Omega$ が積分の範囲で一定とすれば (γ, α_0) 反応の微分断面積，平均励起エネルギー，及びその拡がりは次のようなる。

$$\frac{d\sigma(\langle E_\gamma \rangle)}{d\Omega} = \frac{P(E_0)}{K^* I(E_0, 0)} \quad (\text{A-8})$$

$$\langle E_\gamma \rangle = I(E_0, 1) / I(E_0, 0)$$

$$\gamma^2 = I(E_0, 2) / I(E_0, 0) - \langle E_\gamma \rangle^2$$

但し

$$I(E_0, n) = \int_{E_s}^{E_m} \int_0^{\tau_m} \Phi(E_0, E_\gamma) E_\gamma^n d\tau \cdot dE_0$$

附録B 複合核模型による (γ, α_0) 反応断面積

複合核反応模型⁷⁾によると複合核のスピンのパリティが J^π であるような反応の平均断面積は

$$\langle \sigma_{\alpha\alpha'} \rangle^J = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{s\ell} \sum_{s'\ell'} g_J \left(\frac{T_c^J T_{c'}^J}{G(J)} \right) \quad (\text{B-1})$$

$$T_c^J = T_{\alpha s \ell}^J = 2\pi \langle \Gamma_{\lambda c}^J \rangle / D^J$$

ここで T_c^J は透過係数であって，複合核形成断面積はこれを使って次のように表わされる。

$$\sigma_\alpha^J(c, n) = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{s\ell} g_J T_{\alpha s \ell}^J \quad (\text{B-2})$$

g_J は入射チャンネル α のスピン係数であって，入射粒子スピンを I_α 標的核のスピンを I_A とすれば

$$g_J = (2J+1) / (2I_\alpha+1)(2I_A+1)$$

(B1)と(B2)式とから

$$\langle \sigma_{\alpha\alpha'} \rangle^J = \sigma_\alpha^J(c, n) \frac{\sum_{c'} T_{c'}^J}{G(J)} \quad (\text{B-3})$$

$$\begin{aligned} G(J) &= \sum_{c''} T_{c''}^J \\ &= \sum_{\alpha'' s'' I_A'' \ell''} \int_0^{\epsilon_{\alpha''}^m} \epsilon_{\alpha''} T_{\alpha'' s'' \ell''}^J \rho_{\alpha''}^{I_A''}(\epsilon_{\alpha''}^*) d\epsilon_{\alpha''} \end{aligned}$$

α'' についての和はエネルギー的に可能な全てのチャンネルについての和を表わす。ここで状態密度は一般に行われているように

$$\rho_{\alpha''}^{I_{A''}}(\epsilon_{\alpha''}^*) = (2I_{A''} + 1) \rho_{\alpha''}^0(\epsilon_{\alpha''}^*)$$

と近似し、 T は s, J の函数ではないと仮定すると

$$\begin{aligned} \sum_{I_{A''}} (2I_{A''} + 1) &= (2s'' + 1)(2I_{\alpha''} + 1) \\ \sum_{s''} (2s'' + 1) &= (2\ell'' + 1)(2J + 1) \end{aligned}$$

を考慮して

$$G(J) = (2J + 1) \sum_{\alpha''} (2I_{\alpha''} + 1) \int_0^{\epsilon_m} \alpha'' \sum_{\ell''} (2\ell'' + 1) T_{\alpha'' \ell''} \rho_{\alpha''}^0(\epsilon_{\alpha''}^*) d\epsilon_{\alpha''}$$

を得る。

光核反応は主に電気的雙極 ($E1$) によって起ることから、偶-偶核を標的核とする場合には $J^\pi = 1^-$ と限定してよい。更に (γ, α_0) については、 α_0 放出のチャンネルは $s'' = 0, \ell'' = 1$ のみであり、 $G(J)$ の主要素は陽子、中性子の放出であると考えてよいから

$$\langle \sigma(\gamma, \alpha_0) \rangle = \sigma_\gamma(c, n) \frac{T_1(\alpha)}{G(p) + G(n)} \quad (\text{B-4})$$

$$\begin{aligned} G(p) &= 6 \int_0^{\epsilon_p} \sum_{\ell_p} (2\ell_p + 1) T_{\ell_p}(p) \cdot \rho_p^0(\epsilon_p) d\epsilon_p \\ G(n) &= 6 \int_0^{\epsilon_n} \sum_{\ell_n} (2\ell_n + 1) T_{\ell_n}(n) \cdot \rho_n^0(\epsilon_n) d\epsilon_n \end{aligned}$$

として (γ, α_0) の継面積が求まる。

スピン・パリティ I^π をもった状態密度はフェルミ気体模型を使って次のように与えられる⁴⁾。

$$\begin{aligned} \rho^{I^\pi}(\epsilon) &= \frac{1}{48\sqrt{2}} \frac{\hbar^3 a^{\frac{1}{2}}}{g^{3/2}} \frac{(2I+1)}{(\epsilon+t-D)^2} \\ &\times \exp \left[2a^{\frac{1}{2}}(\epsilon-D)^{\frac{1}{2}} - \frac{I(I+1)}{2\sigma^2} \right] \end{aligned} \quad (\text{B-5})$$

これから $I=0$ とおいて

$$\rho^0(\epsilon) = \frac{1}{48\sqrt{2}} \frac{\hbar^3 a^{\frac{1}{2}}}{g^{3/2}} \frac{1}{(\epsilon+t-D)^2} \exp \left[2a^{\frac{1}{2}}(\epsilon-D)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{B-6})$$

ここに

a : 状態密度係数

g : 慣性能率

t : 熱力学的温度

Δ : 対エネルギー

又励起エネルギー ϵ と t の間には次のような関係がある。

$$\epsilon = a t^2 - t$$

II. 物 性 物 理 部 門

II - 1 Ti Ni の中性子回折 (遷移状態の結晶構造)

工学部金属, 選研* 武井広見・松本実*
 工学部原子核** 小川徹**・守護嘉朗*
 本間敏夫*

1 緒 言

Ti Ni 化合物は, 形状記憶効果を有し, “marmem” 合金のひとつであるが, そのマルテンサイト変態では, 他の “marmem” 合金にはない特異な挙動を示す^{1,2)}。例えば, (1)電気抵抗-温度曲線においてピークを作る^{3,4,5)}, (2)X線回折の powder pattern では, (110) ピークが2つに分離する^{3,4)}, (3)制限視野電子線回折では, 母相 (B2) の回折点の 1/3 の位置に, satellite spot が現われる⁶⁾, ことなどが観察されている。

結晶構造に関する研究では, 母相: (1)CsCl型規則相^{5,7)}, (2)CsCl型規則相と $P\bar{3}m1$ の共存状態⁴⁾, マルテンサイト相: (1)単斜晶^{3,8,9)}, (2)2種類の単斜晶の共存¹⁰⁾, (3)三斜晶⁵⁾, (4) $P\bar{1}$, $P1$, $P6/m$ の共存⁴⁾, (5)4H, 12R の共存¹¹⁾, 等の報告があり, 特にマルテンサイト相に関して不一致な点が多い。また, Dautovichら⁵⁾は, CsCl型規則相の母相から, 三斜晶にマルテンサイト変態する際の遷移相として斜方面体の存在を報告しているし, Sandrockら⁶⁾は, 母相が mechanical instability を示し, $\langle 111 \rangle$ plane wave を伴う premartensite 状態の存在を主張している。

我々のグループは, これまで, Ti と Ni の中性子散乱振巾の差が大きいことから, 超格子の検出に有利な中性子回折により, 母相は CsCl型規則相, マルテンサイト相は, 単斜晶で説明されることを示した⁷⁾。

今回は, 電気抵抗のピークを作る温度領域で中性子回折を行い, この状態における結晶構造を明らかにすることを目的とした。

2 方 法

アーク溶解の後, 熱間圧延によって得られた Ti-52 at %Ni の板材 ($t = 1.5$ mm) から, $12 \times 50 \times 1.5$ mm の板状試料を切り出し, $1000^\circ\text{C} \times 2$ hr, 炉冷の均一化处理後, 所定の熱処理を行ったもの 6 枚を重ねて中性子回折用試料とした。

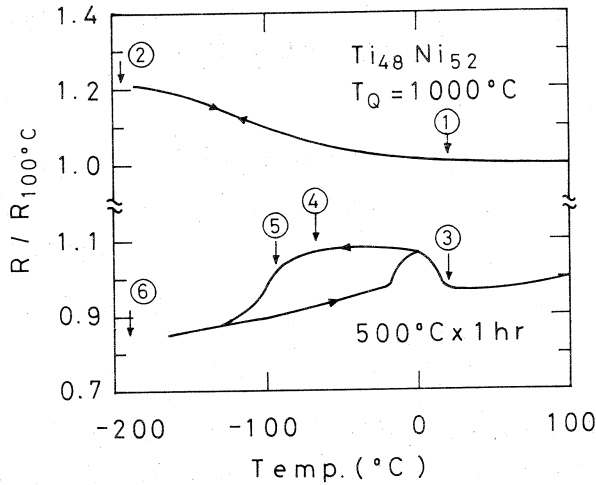


図1. Ti-52at% Niの電気抵抗-温度曲線

第1図に、 1000°C から水焼入れした状態、および、水焼入れ後 500°C に1時間保持した試料の電気抵抗-温度曲線を示す。中性子回折は、水焼入れした状態の、①室温②液体窒素温度、 500°C に1時間保持した後、③室温④ -68°C ⑤ -94°C ⑥ -191°C 、の各温度で行った。回折は、TOF Debye-Scherrer法により、散乱角は、 $2\theta = 90^{\circ}$ である。

3 結果および考察

第2図に、 1000°C から水焼入れした状態の室温における中性子回折パターンを示す。クライオスタートおよび試料カプセルに用いたアルミニウムのピークが観察されるが、これを除くと、CsCl型規則構造で指数付けされる。液体窒素温度、さらに 500°C に1時間保持した後の室温のパターンも同様に、CsCl型で指数付けされる。このことから、TiNi化合物は、すくなくとも 1000°C までCsCl型規則構造を形成しており、第1図に示した熱処理に伴う電気抵抗-温度曲線の変化は、原子の規則化によっては説明できないことになる。

第3図に、 500°C に1時間保持した後の、 -68°C における回折パターンを示す。これまで、X線回折により、(110)ピークの分離が報告されているが^{3,4)}、今回の中性子回折では、さらに規則線(100)の分離が観察された。

第4図、第5図に、それぞれ、 -94°C 、 -191°C における回折パターンを示す。温度の低下に伴い、マルテンサイト相によると考えられるピーク(図中L)が、出現した。

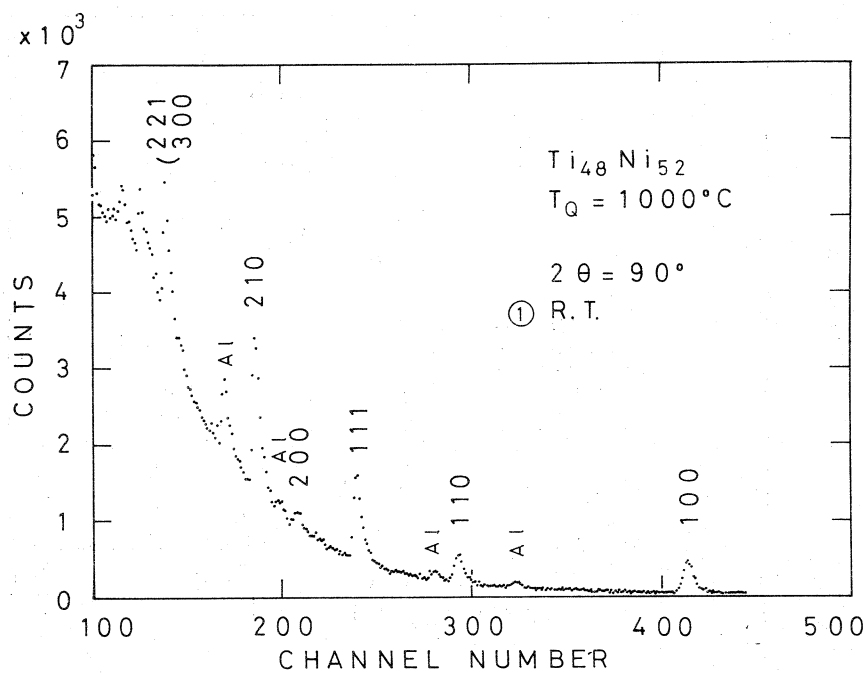


図2. Ti-52 at %Ni の焼入れ状態の室温での中性子回折パターン

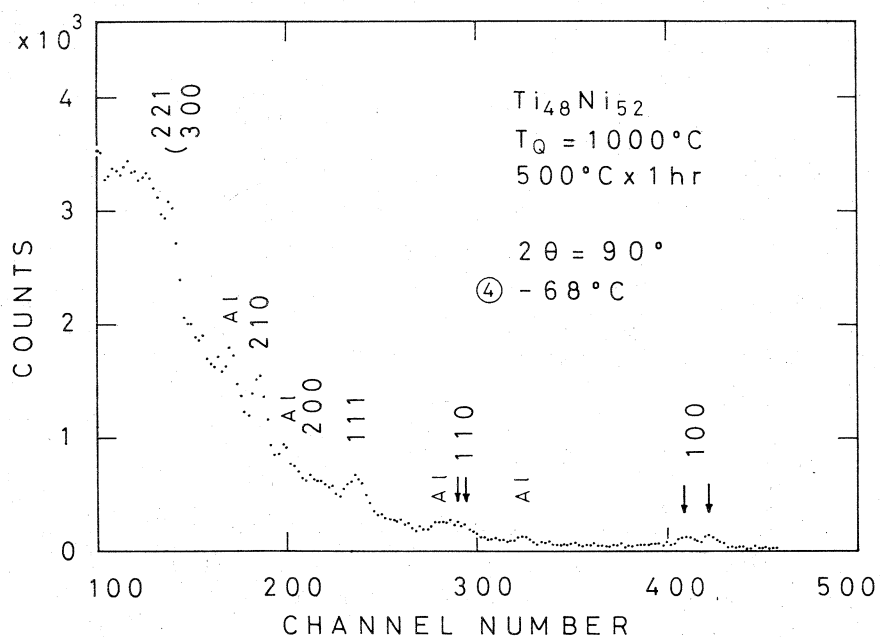


図3. Ti-52 at %Ni の $-68^\circ C$ での中性子回折パターン

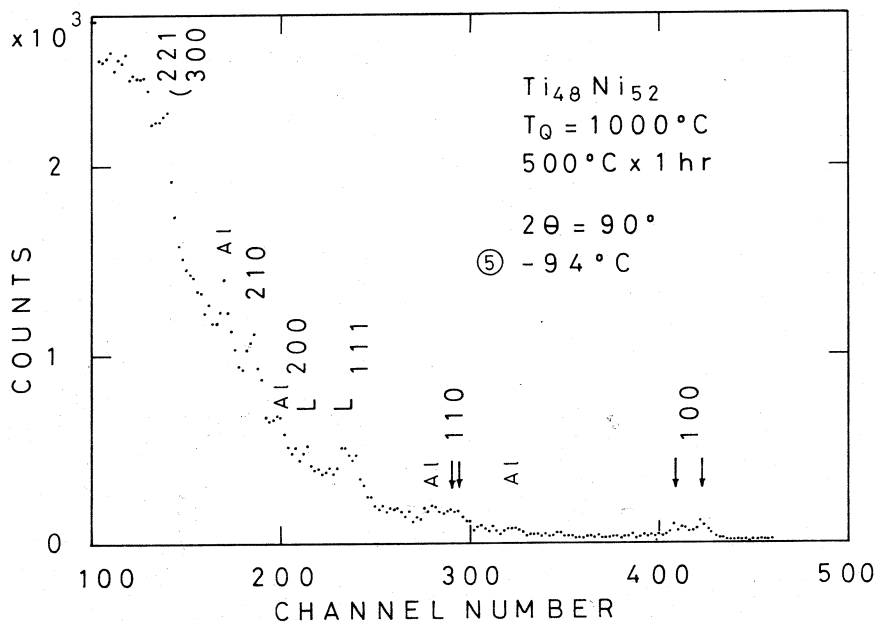


図4. Ti-52 at % Ni の $-94^\circ C$ での中性子回折パターン

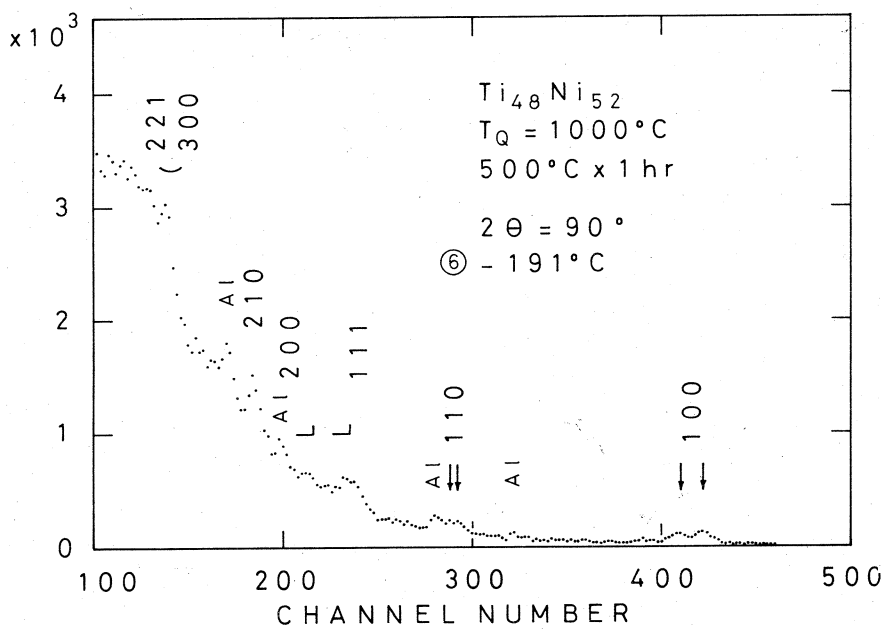


図5. Ti-52 at % Ni の $-191^\circ C$ での中性子回折パターン

表1. Ti-52 at % Ni の中性子回折線

CsCl (hkl) _{d_{calc.}}	experiment				tetragonal	rhomboidal	monoclinic
	r. t. d _{obs.}	-68°C d _{obs.}	-94°C d _{obs.}	-191°C d _{obs.}	d _{calc.} (hkl)	d _{calc.} (hkl)	d _{obs.} (hkl)
(100) 3.00	3.00	3.04 2.95	3.04 2.95	3.04 2.95	3.04 (001) 2.95 (100)	3.43 (111) 3.01 (200) 2.68 (210)	
(110) 2.12	2.12	2.12 2.09	2.12 2.09	2.10 2.07	2.12 (101) 2.09 (110)	2.14 (10 $\bar{2}$) 2.11 (202) 2.01 { $\begin{matrix} (003) \\ (\bar{2}12) \end{matrix}$ }	2.58 (10 $\bar{1}$) 2.19 (11 $\bar{1}$) 2.05 (111) 2.01 (012) 1.92 (10 $\bar{2}$) 1.88 (021)
(111) 1.73	1.73	1.70 1.53	1.73 1.69 1.54	1.71 1.69 1.53	1.72 (111) 1.52 (002)	1.75 ($\bar{2}22$)	1.74 (11 $\bar{2}$) 1.69 (102) 1.67 (120) 1.61 (12 $\bar{1}$) 1.58 (112) 1.57 (121)
(200) 1.50	1.50	1.47	1.50	1.48	1.48 (200) 1.35 (102)	1.50 (400)	
(210) 1.34	1.35	1.34	1.34	1.32	1.33 (201) 1.32 (120)	1.32 ($\bar{4}21$) 1.29 ($\bar{3}32$)	
(211) 1.23							
(220) 1.06							
{ $\begin{matrix} (300) \\ (221) \end{matrix}$ } 1.00	1.01	0.994	1.01	0.994	1.01 (003) 0.996 (122) 0.987 (221) 0.983 (300)		

第1表に、各温度の回折パターンを面間隔で整理して、Dautovichら⁵⁾の提案した遷移相の計算値、および松本ら⁷⁾のTi - 50 at % Niのマルテンサイト相の中性子回折による測定値と共に示した。

(100)、(110)ピークの分離は、母相が、Dautovichらの遷移相に近い結晶構造に変化したためと考えられるが、斜方面体では、(100)ピークの分離が説明されないなど、不一致な点が存在する。松本らのマルテンサイト相の測定値との比較により、マルテンサイト相によると考えられるピークを除くと、本結果は、 $c/a = 1.03$ の正方晶($a = 2.95 \text{ \AA}$, $c = 3.04 \text{ \AA}$)で説明される。しかし、正方晶であるとすれば、母相の(100)ピークは、積分強度比2:1の割合で分離するはずであるが、本結果は、ほぼ1:1であり、疑問な点も残る。

今後は、散乱角を大きくした回折実験を行い、低波長側のピークの分離の有無を測定し、遷移段階の結晶構造の検討が必要である。

参 考 文 献

- 1) 本間敏夫：日本金属学会報, 12 (1973)157
- 2) C.M.WAYMAN and K.SHIMIZU: Met. Sci. J., 6 (1972)175
- 3) 本間敏夫, 守護嘉朗, 松本実：選研彙報, 28 (1972)74
- 4) F.E.WANG, S.J.PICKART and H.A.PLPERIN: J. Appl. Phys., 43 (1972)97
- 5) D.P.DAUTOVICH and G.R.PURDY: Can. Met. Quart., 4 (1965)129
- 6) G.D.SANDROCK, A.J.PERKINS and R.F.HEHEMANN: Met. Trans., 2 (1971)2769
- 7) 松本実, 守護嘉朗, 本間敏夫：選研彙報, 28 (1972)65
- 8) K.OTSUKA, T.SAWAMURA and K.SHIMIZU: Phys. Stat. Sol., (a) 5 (1971)457
- 9) R.F.HEHEMANN and SANDROCK: Scripta Met., 5 (1971)801
- 10) M.J.MARCINKOWSKI, A.S.SASTRI and D.KOSKIMAKI: Phil. Mag., 18 (1968)945
- 11) A.NAGASAWA: J. Phys. Soc. Japan, 31 (1971)136

II - 2 強磁性 MnGaGe の構造解析

全研 柴田賢蔵, 富吉昇一
渡辺浩

1 序 論

MnGaGe 相は著者らによって発見された強磁性金属間化合物である。¹⁾ 結晶構造は Cu_2Sb 型で、磁性原子の層は非磁性原子の層を2枚介して強磁性的に結合している。キュリー温度は 440 K 付近である。最近 Street ら²⁾が同様な報告をしている。一般に Cu_2Sb 型の結晶は単位胞に2種類の磁気的位置を持ち、それらは互いに反強磁性的に結合している。しかし MnGaGe は一方の磁気的位置が非磁性原子で置換されているため、強磁性となり、他の反強磁性の化合物と比較して、 c 軸が幾分縮み、 c/a が小さくなっている。類似物質として MnAlGe³⁾が知られている。MnAlGe から類推して、Mn 原子は $(0, 0, 0)$, $(1/2, 1/2, 0)$, Ga 原子は $(0, 1/2, z_1)$, $(1/2, 0, \bar{z}_2)$, そして Ge 原子は $(0, 1/2, z_2)$, $(1/2, 0, \bar{z}_2)$ を占めるであろう (図1)。

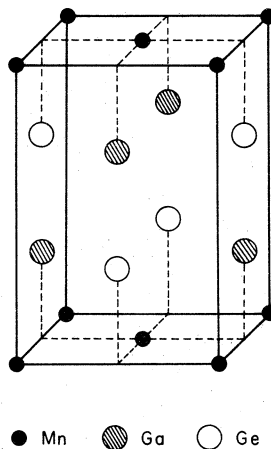


図1. MnGaGe の結晶構造

今回は中性子回折によって Ga, Ge 原子位置の決定を試みた。X線回折では Ga と Ge 原子の散乱振幅はほぼ同じ大きさであるため、これらの位置の決定には不利である。結晶パラメータの決

定と同時に磁気構造解析も行なった。

2 実験結果

粉末試料は直径 1.4 cm, 長さ 5 cm, アルミ箔の容器に入れられ, 全体が真空中に保たれている。測定は散乱角 $2\theta = 90^\circ$ で行なわれた。図 2 (a), (b) に 27°C , 290°C における回折パターンを示す。これらの温度はキュリー温度の上下に対応する。図 2 (a) では, 磁気散乱 (111) の回折線が明瞭に観測されている。TOF法では観測強度は次式で与えられる。

$$I \propto | \sum_i f_i(\lambda) \lambda^4 j_i |^2 e^{-2w} A_s(\lambda) \quad (1)$$

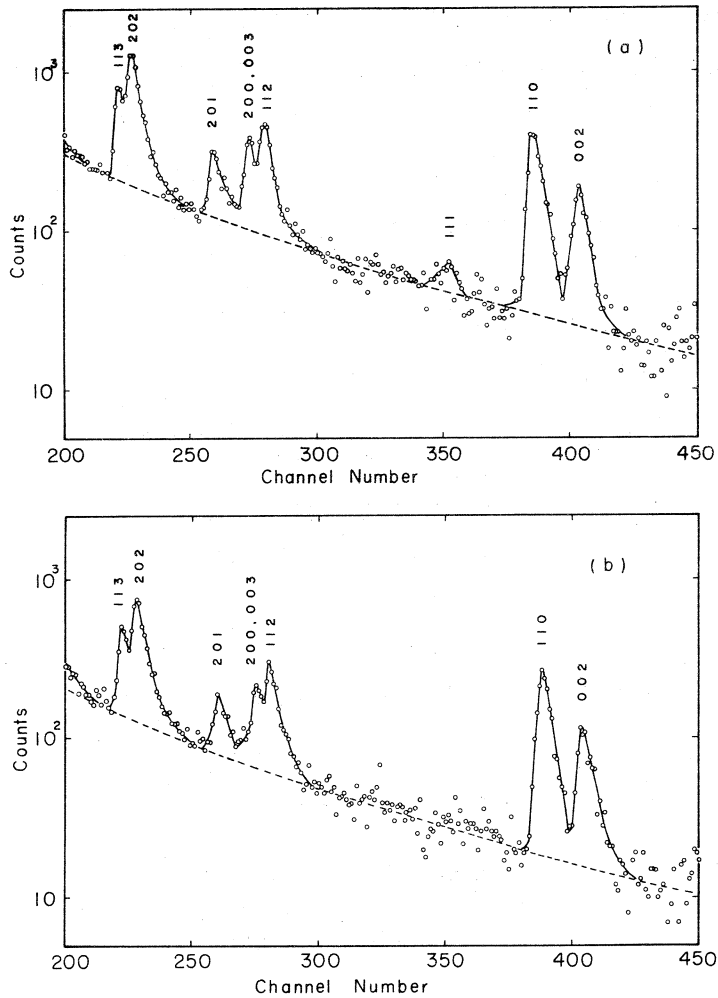


図 2. MnGaGe の中性子回折パターン
(a) 27°C (b) 290°C , 散乱角 $2\theta = 90^\circ$

ここで $i(\lambda)$ は入射中性子スペクトル, λ は中性子の波長, j は多重度因子, F は構造因子, e^{-2W} はデバイ・ワーラー因子, $A_s(\lambda)$ は吸収因子である。 $i(\lambda)$ はバナジウムの回折パターンにバックグラウンドと吸収の補正をして得られた。 $A_s(\lambda)$ は 0.1 mm 間隔に分轄された 15,370 個の散乱点について平均されて得られ, その結果を図 3 に示す。ここで吸収断面積は波長に比例すると仮定されている。バナジウムについて同じ手法で得られた $A_s(\lambda)$ を併載した。予備的な実験として, シ

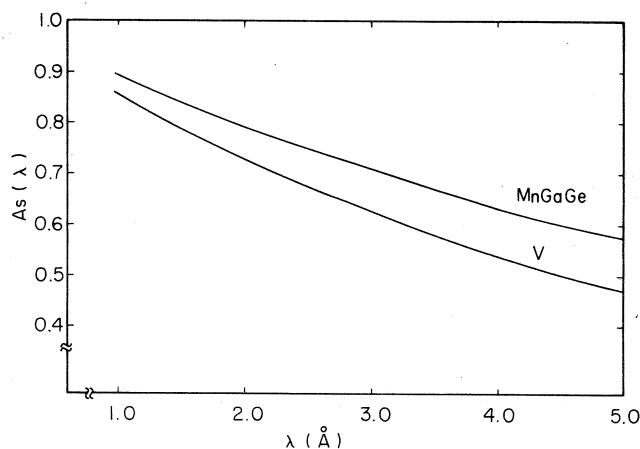


図 3. MnGaGe 及びバナジウムの吸収因子の波長依存性, 散乱角 $2\theta=90^\circ$

リコンの回折実験が行なわれ, 測定値と計算値とのよい一致が確認された。このことは(1)式の適用性と得られた $i(\lambda)$ の妥当性の保障を意味する。次に MnGaGe についての測定値と計算値とを比較するために, デバイ・ワーラー因子を近似的に評価する。27°C と 290°C における核散乱 (002) の回折線の強度差から, 簡単な計算の後, デバイ温度は 285 ± 90 K と得られた。統計が良くないため誤差は極めて大きい。

表 1 に 290°C における測定値と計算値との比較が示されている。(112) 対 (200) + (003), (202) 対 (113) の強度比を定量的に考慮して, 最小二乗法によって $z_1 = 0.29 \pm 0.005$, $z_2 = 0.71 \pm 0.005$ の値が得られた。これらの値は同じ構造の MnAlGe と比較して妥当な値と思われる。我々は Ga 原子と Ge 原子とが図 1 に示す如く規則的に配列していると仮定して計算を進めて来たが, これらの原子が不規則に混っているとしても同じ z_1 , z_2 の値を得る。それ故本実験から規則配列していると結論できない。しかしながら $Mn^{2+} Ga^{3+} Ge^{4+}$ のイオン配位が仮定できるとすれば, Ga と Ge 原子は規則配列している方がエネルギー的に得であろう。

表 2 は 27°C における測定値と計算値との比較である。統計が良くないため定量的なことは

表 1. 核散乱の観測強度と計算値との比較, 測定温度 290°C

h k l	I _{obs}	I _{cal}	
		Nuclear	Total
0 0 2	6.4	6.6	6.6
1 1 0	13.7	16.6	16.6
1 1 1	0	0	0
{ 1 1 2	18.8	{ 9.7	17.8
{ 2 0 0		{ 1.2	
{ 0 0 3		{ 6.9	
2 0 1	5.9	5.3	5.3
{ 2 0 2	49.6	{ 28.3	47.7
{ 1 1 3		{ 19.3	

表 2. 磁気散乱及び核散乱の観測強度と計算値との比較, 測定温度 27°C

h k l	I _{obs}	I _{cal}		
		Nuclear	Magnetic	Total
0 0 2	6.6	7.2	0	7.2
1 1 0	15.7	18.2	0.5	18.7
1 1 1	0.7	0	0.7	0.7
{ 1 1 2	21.8	{ 10.9	{ 0.3	20.6
{ 2 0 0		{ 1.4	{ 0.3	
{ 0 0 3		{ 7.7	{ 0	
2 0 1	7.0	6.1	0.4	6.5
{ 2 0 2	57.7	{ 33.0	{ 0.2	56.0
{ 1 1 3		{ 22.6	{ 0.1	

っきり言えないが, 磁気散乱(111)の積分強度から, モーメントがc軸と平行ならば $1.24\mu_B$, 垂直ならば $1.72\mu_B$ の値を得る。磁化測定の結果¹⁾を考慮すると, モーメントはc軸と平行で, 室温でMn原子当り $1.24 \pm 0.08\mu_B$ の値を持つ。

参 考 文 献

- 1) K. Shibata, T. Shinohara and H. Wataube : J. Phys. Soc. Japan **32**(1972)1431
- 2) G. B. Street, E. Sawatzky and K. Lee : J. appl. Phys. **44**(1973)410
- 3) J. H. Wernick, S. E. Haszko and W. J. Romanow : J. appl. Phys. **32**(1961)2495,
N. S. Satya Marthy, R. J. Begum, C. S. Somatham and M. R. L. N. Murthy :
J. appl. Phys. **40**(1969)1870
K. Shibata, T. Shinohara and H. Watanabe : J. Phys. Soc. Japan **33**(1972)1328
K. Shibata, H. Watanabe, H. Yamachi and T. Shinohara : J. Phys. Soc. Japan
35(1973)448

II - 3 TOF法中性子回折による精密結晶構造解析(I)

核理研 名大工学部*

新村信雄, 原田仁平*, 高橋順一*

§1 序

中性子回折実験で通常の結晶法と比較して種々の特徴がTOF法にあり,^{1,2)} その特徴を有効に発揮できる一つの応用として, 結晶構造解析への応用が提案されている。^{3,4)} 特に, 近年X線結晶構造解析の精度が向上しているのに対し, 中性子による通常の方法(結晶法)では高い次数の反射を精度よく観測できない(通常結晶法では一度結晶モノクロメータを通してビームを単色化する過程を経るため高次の反射は広巾なピークになる。)ためX線と中性子による結晶構造解析の比較から何らかの知見を得ようとする際, 常に中性子線回折による結果の精度が問題になる。このような本質的な欠点が結晶法にはつきまとうのに対し, TOF法では高い次数の反射の観測は容易に行なえる。しかし精密結晶構造解析を行うには可能な限り多くのBragg反射を精度, 能率共に良く観測せねばならないので, 計算機で自動制御した四軸型ゴニオメータを用いることにし, それの製作を行った。四軸型ゴニオメータ本体の機械系⁷⁾及び制御系⁸⁾は別の報告を読んでいただくことにして, 本報告では, §2にTOF法による精密結晶構造解析の問題点を述べ, §3以後でそれらの問題点を検討していくために行った実験結果及び簡単な考察を行なう。尚, 四軸型ゴニオメータの機械系は主に名古屋大学工学部が, 制御系は東北大学核理研が責任をもって製作を行った。

§2 TOF法による精密結晶構造解析の問題点

TOF単結晶法におけるBragg反射強度式は

$$I = k \cdot |F|^2 \cdot i(\lambda) \cdot \lambda^4 \cdot A(\lambda) \cdot L(\theta) \cdot Y(\lambda) \dots\dots\dots (1)$$

と表わされる。ここで k はスケール因子, F は結晶構造因子, $i(\lambda)$ は波長 λ の入射中性子強度, $A(\lambda)$ は試料による中性子の吸収因子で中性子の波長に依存する。 $L(\theta)$ は散乱角が 2θ の時のLorentz因子, $Y(\lambda)$ はExtinction因子である。

(1)式より $|F|$ の精度は,

$$\frac{\Delta(|F|)}{|F|} = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\Delta(I)}{I} \right)^2 + \left(\frac{\Delta(i(\lambda))}{i(\lambda)} \right)^2 + 16 \left(\frac{\Delta(\lambda)}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\Delta(A(\lambda))}{A(\lambda)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta(L(\theta))}{L(\theta)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta(Y(\lambda))}{Y(\lambda)} \right)^2 \right\}^{1/2} \dots\dots\dots (2)$$

となる。ここで $\Delta(\quad)$ は誤差である。

次に(2)式の各項を検討してみる。

a) 散乱強度の測定精度

この精度に最も影響するのが background である。実験としては SN 比をあげ努力をする必要があるが、background の差し引き方が最大の問題になる。これについては § 4 で更に検討する。

b) 入射中性子強度 $i(\lambda)$ の測定精度

これについては § 4 で更に検討する。

c) Bragg 反射を起こす中性子波長の精度

Bragg 条件式から

$$\frac{\Delta(\lambda)}{\lambda} = \cot \theta \cdot \Delta \theta \dots\dots\dots (3)$$

となり $10^\circ < \theta < 60^\circ$ では $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 程度にはおさえられる。

d) 吸収因子の精度

吸収因子の補正は計算で行う³⁾以外はなく計算機で短時間に誤差の少ない方法で試料中を入射及び散乱中性子が通過する距離を求めることが重要である。吸収の補正式³⁾

$$A(\lambda) = \exp \left\{ -\sum_s N_s \sigma_s r \right\} \dots\dots\dots (4)$$

から精度は

$$\frac{\Delta A}{A} = N_s \left\{ (r \cdot \Delta \sigma)^2 + (\sigma \cdot \Delta r)^2 \right\}^{1/2} \dots\dots\dots (5)$$

となり、 $N_s \sim 10^{23}$, $r \sim 1$, $\sigma \sim 10^{-24}$ 程度の試料で $\Delta A/A$ を 1% 以内にするには $\sigma \sim 10^{-1}$ バーンの程度の精度で求まっており、 $\Delta r \sim 10^{-1}$ 程度の精度で計算ができればよい。

四軸型ゴニオメータ実験には試料が球形をしていることが望ましく、その時の r を求める方法は次回以降に報告する。

e) Lorentz 因子

TOF 法では通常、散乱角固定で Bragg 反射強度データを収集するので Lorentz 因子の補正は不要となる。比較的低次の反射は小さい散乱角で又、比較的高次の反射は大きい散乱角で観測することは一般におこなわれるが、そのときも両方に共通したデータを用いて規格化

するのが普通で Lorentz 因子を用いて規格化はしない。しかし次に述べる消衰効果の因子を求める時には Lorentz 因子の補正が必要になる。

f) 消衰効果

TOF法は中性子回折の散乱角を変えることによりある Bragg 反射を起こす中性子の波長を任意に選択できる特徴があるため消衰効果の補正因子を求めるのに適しており、筆者らによりある程度の試みがなされ^{5,6)} 一応の成果は得られたが、Lorentz 因子が計算値と一致しないこと、消衰効果の効き方の異常等まだ不明の点もあり、これらを一般の結晶に応用する具体例の確立も未解決である。

以上(2)式に従って検討してきたがこれら以外の補正項としては TDS の補正、入射中性子飛行距離 L_1 、反射中性子飛行距離 L_2 の違いを考慮にいれた非弾性散乱の補正、分解能関数を考慮にいれて高次の Bragg 反射の重なるの補正等である。

§ 3 四軸型ゴニオメータの測定系の性能

四軸型ゴニオメータの機械系の性能は別に報告がある⁷⁾ので、ここでは回折装置としての性能基礎実験の結果を述べる。

a) 設置場所

TOHOKU LINAC ND FACILITY⁹⁾の H-7 のビーム孔に四軸型ゴニオメータを設置した。(図1参照) $L_1 = 377.3$ cm, $L_2 = 40$ cm ~ 100 cm (可動)。ビーム取出し口の大きさ: 5 cm × 5 cm, $L_2 = 45$ cm とした時の中性子波長とチャンネル数との関係は

$$\lambda = 1.5 \times 10^{-2} \times I_{ch} \dots\dots\dots(6)$$

ここで I_{ch} はチャンネル数で 1 channel は 16 μ sec である。

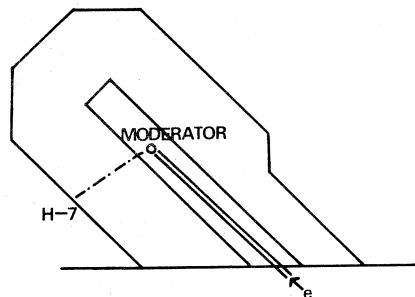
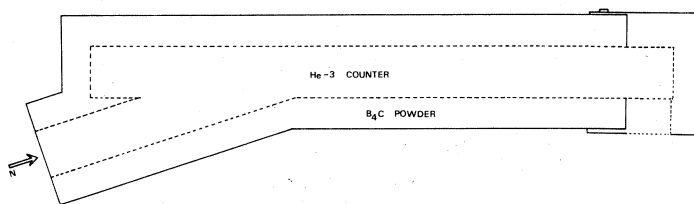


図1. 四軸型ゴニオメータの設置場所

b) 検出器

中性子短波長側の計数効率を良くするため検出器としてはロイターストークス製の He^3 カウンターを用いた。Model : RS-P4-0806-30-10径 25mm ϕ , 有効長 150mm, He^3 ガス気圧 10 atms, 作動電圧 3300 V, 短波長中性子の計数効率を高くするためカウンターの不感帯域をさけて, 図 2 に示すようにして使用した。それによる中性子飛行距離の誤差も $\Delta L/L$

図 2. He^3 カウンターの使用方法

$\sim 10^{-2}$ で問題はない。カウンターの遮蔽は B_4C 粉末を 10 ~ 20mm 厚に充填した。カウンターの前を B_4C , Cd でおおい, 実験を行った。それによる結果を表 1 に示す。

中性子波長 (\AA)	中性子計数 (counts / ch. hr)
0.5	12.0
1.0	6.3
2.0	2.5
3.0	1.2
4.0	1.0
5.0	0.9
6.0	0.4
7.0	0.4

表 1.

§ 4 T O F 法による精密結晶構造解析の検討

§ 2 で T O F 法による精密結晶構造解析の問題点を指摘したが, それらを実験等で検討した結果をここに述べる。

a) バックグラウンドの差引き方

従来の方法³⁾は Bragg 反射の山のすそからバックグラウンド値を求める方法であるが, 山が重なっている時には不適當である。そこでバックグラウンドの原因を考え, バックグラウンドの

最適な差引き方への足がかりとすることにした。

バックグラウンドは大きくわけて試料から来るものと試料以外から来るものに分けられる。

バックグラウンド	試料以外から	計測, 回路系のノイズ	・カウンターの発振, プリアンプ, メインアンプ, 高圧ケーブル等から
		カウンター遮蔽もれ	
		空気による散乱	
	試料から	前回バースト中性子の残り	
		非干渉性散乱	
		非弾性散乱	
		γ 線の散乱	

表 2

これらを表 2 にまとめてみる。さてバックグラウンドを実測により求めるのに試料なしで測定したのでは正確な値は得られない。そこで筆者らは主軸に近い所で off Bragg にしてバックグラウンドを測定した。主軸 (100, 110, 111) の周囲にはかなり高次の逆格子点以外はないので、エワルド球が逆格子点を横切ることがない。しかし高次の逆格子点近傍をエワルド球が通過するため低いチャンネルの値が高くなるのを防ぐため、別の主軸近傍で同じ実験をし次の様な処理でバックグラウンドを求めた。

$$B(I) = \begin{cases} \frac{1}{N} \sum_n B_n(I), & \text{if } I \geq 200 \\ \frac{1}{N-M} \sum_n B_{n'}(I), & \text{if } I < 200 \\ & \text{where } B_{n'}(I) < B_n(I) \end{cases} \dots\dots\dots(7)$$

ここで B_n は主軸 n の近傍でのデータで、200 チャンネルより大きいチャンネルで逆格子点近傍を横切るとは決してないので算術平均をとった。一方 200 チャンネル以下ではエワルド球が逆格子点近傍を通過する可能性があるので平均値 $\langle B_n(I) \rangle$ 以下のデータの算術平均をとった。図 3 に KBr (直径 6 mm 程度の球状試料) の 2 つの方向から求めたバックグラウンドを示す。さてこのバックグラウンドを用いて求めた Bragg 反射強度 (I_N とする。) と、従来の方法³⁾を用いて求めたもの (I_0 とする) を比較してみる。図 4 にその結果を示す。比較に用いた反射は 200, 400, 600, 800, 311, 622 反射である。この図のたて軸は $\frac{I_N - I_0}{I_N}$ で不一致の割合を示す。これから従来の方法はバックグラウンドを多く差し引き過ぎ

ており特に低いチャンネルではピークの重なりによりその傾向が特に強いことを示している。

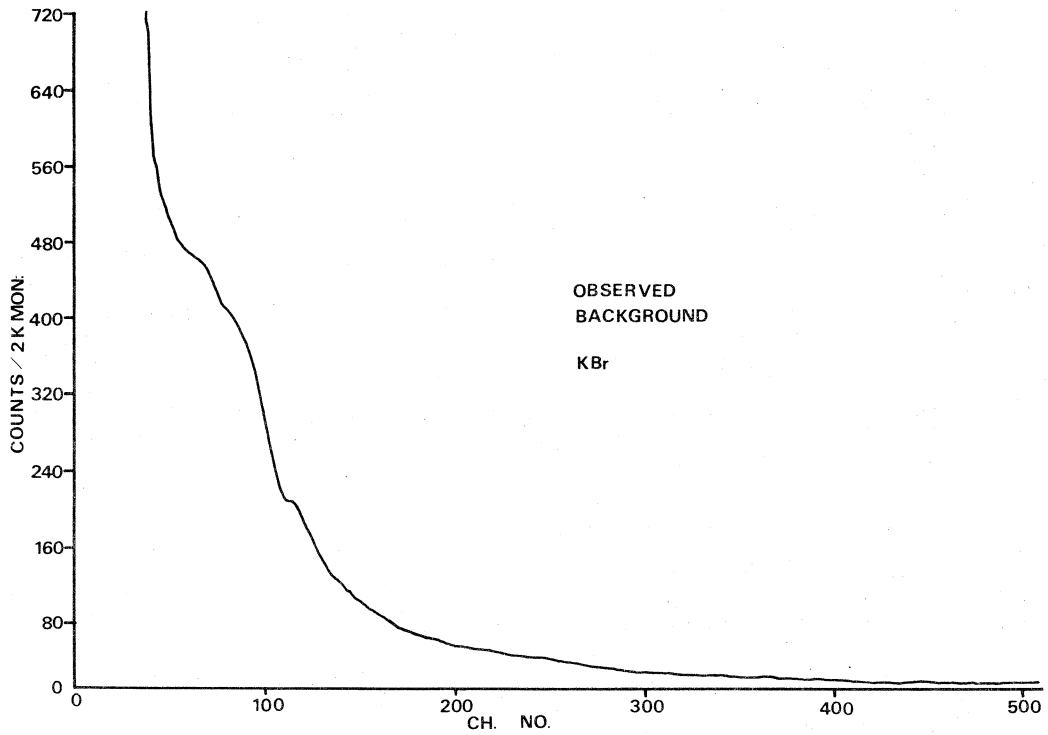


図3. バックグラウンド

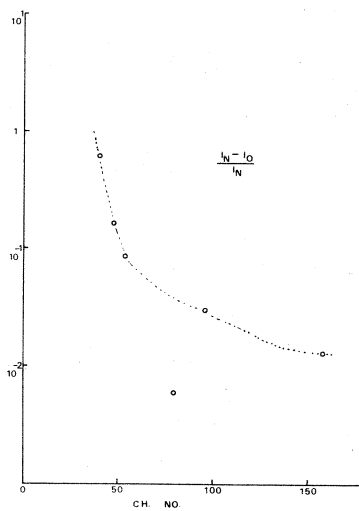


図4. 従来の方法と今回の方法で求めたバックグラウンドの比較

b) 入射中性子強度の波長分布の測定

入射中性子強度の波長分布 $i(\lambda)$ の測定は、バナジウムが完全な非干渉性散乱体に近いことを利用して、バナジウムの散乱データに、吸収の補正、多重散乱の補正、非弾性散乱の補正を行って $i(\lambda)$ を求めていた。しかしこれらの補正は簡単なものでなく誤差の入る可能性を多分にもっている。例えば吸収の補正について云えば、その補正の精度は(5)式で与えられるが、ここで一般に $A < 1$ であるため長波長側での精度は非常に悪くなる。多重散乱、非弾性散乱についても同様である。補正なしで直接 $i(\lambda)$ を測定できる方法として direct beam を直接観測する方法があるが、 γ -burst によりカウンターに不感時間が生じてしまうため低いチャンネル側のデータは全く使えない。しかしこれはライナックのビーム強度を下げると不感時間が短くなるので低いチャンネル以外のデータには最適の方法である。これらを組み合わせで次の様にして $i(\lambda)$ を求めた。

i) $I_{ch} \leq 110$ チャンネル

10 mm ϕ のバナジウム円筒形の棒で $2\theta = 90^\circ$ で求めたデータに吸収の補正 (0.3 mm \times 0.3 mm のメッシュに区分し積分して求めた。) 及び多重散乱の補正^{10,11)}を行ったデータを使用した。

ii) $111 \text{ チャンネル} \leq I_{ch} \leq 200$ チャンネル

ライナック電子ビーム強度を通常の $1/30$ にして直接 direct beam を $2\theta = 0^\circ$ で観測して得たデータを使用した。

iii) $I_{ch} \geq 201$ チャンネル

ライナック電子ビーム強度は通常そのまま直接 direct beam を $2\theta = 0^\circ$ で観測して得たデータを使用した。これを利用したのは、ii)でもこの領域のデータは得られるがもともとの領域の入射中性子強度は弱いため ii)では統計誤差が大きくなる欠点があり iii)を併用した。

各領域のデータの連結は境界のデータ40箇がスムーズになるように規格化した。このようにして得られた $i(\lambda)$ を図5に示す。

現在未だ四軸型ゴニオメータの自動制御のためのソフトウェアが完成していないので、充分データが得られておらず、精密結晶構造解析の検討は始まったばかりである。次回以後引き続きこのテーマに沿っての実験考察等を報告してゆく。

四軸型ゴニオメータの製作にあたられた名大工学部工作室の平野誠一、行平憲一両氏及び制御系の製作にあたられた窪田健雄、小山田正幸両氏、中性子回折実験で援助いただいた、

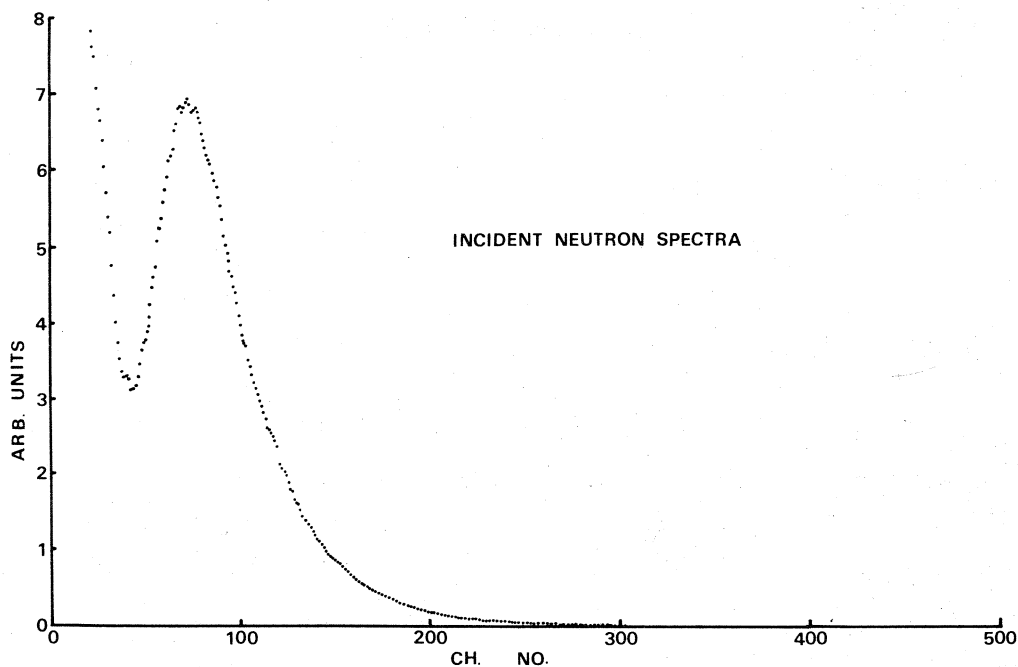


図5. 合成された $i(\lambda)$

渡辺昇, 富吉昇一両氏らに感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 新村信雄, 富吉昇一, 渡辺昇, 木村一治: 核理研研究報告, Vol. 4, No. 2 P 55(1972)
- 2) N. Niimura, M. Kimura: J. Phys. Soc. Japan 33 (1972)1493
- 3) 新村信雄, 富吉昇一, 渡辺昇, 木村一治: 核理研研究報告 Vol. 5, No. 1 P 93(1972)
- 4) N. Niimura, S. Tomiyoshi, N. Watanabe, M. Kimura: Acta Cryst. A28(1972)S.197
- 5) 新村信雄, 富吉昇一, 渡辺昇: 核理研研究報告, Vol. 5, No. 2, P. 88 (1972)
- 6) 富吉昇一, 新村信雄, 八代勉: 核理研研究報告, Vol. 6, No. 1, P. 101 (1973)
- 7) 平野誠一, 行平憲一, 原田仁平: 投稿準備中
- 8) 窪田健雄, 新村信雄, 小山田正幸: 投稿準備中
- 9) M. Kimura, et. al.: Proceedings of the Joint Meeting on Pulsed Neutrons and their Utilization, Ispra, (1971) P. 73
- 10) I. A. Blech, B. L. Averbach: Phys. Rev. 137(1965) A1113
- 11) 甲斐鎌三, 三沢正勝, 渡辺昇, 竹内栄, 木村一治: 核理研研究報告, Vol. 5, No. 1(1972)P77

II - 4 Gd 合金の熱外中性子回折

理学部物理, 核理研*

石川義和・渡辺昇*・田島圭介

神木正史・鈴木三十郎

An epithermal neutron diffractometer using an incident neutron energies ranging from 0.5 eV to 4 eV has been designed and has been installed at the Laboratory of Nuclear Science. This diffractometer in cooperation with the pulsed neutron source produced by an electron linear accelerator made it possible to make the neutron diffraction study of the Gd¹⁵⁷ compounds which have been known as the best absorber of the thermal neutrons. The results of the neutron diffraction from a single crystal of Gd_{0.9}-Y_{0.1} have indicated that the nuclear scattering amplitude b of Gd¹⁵⁷ is independent of the wave length except the resonance scattering regions, which assures that this technique can be used to determine the crystal and magnetic structures of Gd¹⁵⁷ compounds.

概 要

電子リニアックによって発生したパルス中性子源を用いて、0.5 eV から 4 eV にいたる熱外中性子による中性子回折装置を完成設置した。これを用いて熱外中性子に対しては最も良い吸収体として知られている Gd-Y 単結晶の常温における中性子回折の観測に成功した。この装置によって Gd の核散乱振幅 b は共鳴エネルギー近傍を除いては入射中性子のエネルギーに依存しないことが確認された。この結果によって熱外中性子回折がこの種の元素を含んだ物質の研究に有効に使用出来る事が判明した。

§ 1 序 論

0.5 eV から数 eV のエネルギーの熱外中性子による中性子散乱は、パルス中性子源が定常出力炉と比較して優っている研究領域であることは良く知られて居たが、¹⁾ 技術的に多くの困難を伴うために今迄は研究手段となり得なかった。われわれはこの困難を克服し、このエネルギー領域での中性子散乱技術を開拓するために、熱外中性子回折装置を製作し、設置した。研究対象として、Gd (Gd¹⁵⁷) を含んだ合金を選んだ。Gd 化合物は磁性体として興味深い性質を示す物質で

あるが、第1図に示すように、 Gd^{157} は熱中性子領域では吸収断面積が 10^5 barns もある良い中

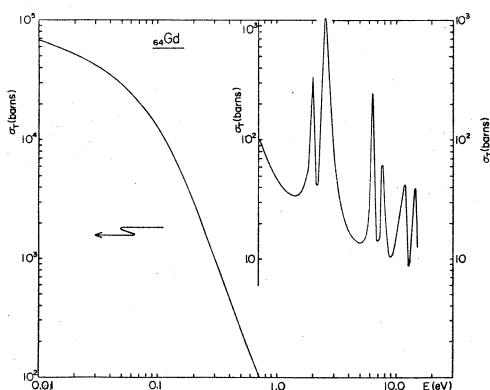


Fig. 1. Nuclear total cross section of Gd^{157}

性子吸収体であるために、その中性子散乱研究は同位元素である Gd^{160} を用いてしか行われてこなかった。しかし Gd^{157} の場合でも中性子のエネルギーが 1 eV 近傍になれば、全断面積が 30 barns に減少するために中性子回折を観測する事が出来ると考えられる。そこで熱外中性子を用いる事によって、中性子回折を Gd や Cd のような熱中性子の吸収体について行う事が出来れば、その効用は著しく大きいと考えられる。

§ 2 熱外中性子回折装置

第2図にこの回折装置の原理を示した。この装置は原理的には熱中性子回折装置と変わらないが、散乱角が 2θ で 2° から 10° 程度までと小角である事、遮蔽材として Cd が使えない事、小角散乱のために γ 線による He^3 カウンターの機能低下を防ぐ事に注意した。中性子のコリメーションは $5\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ の角穴のあいた B_4C 焼結体で行い、 γ 線は厚さ 20 cm の鉛ブロックスリットによって防いだ。検出器は直径 1 インチの He^3 のカウンターを 12° 傾けて用いた。結晶回転台は黒田精工製のパルセンで $1/200$ 度の精度で回転させ、検出器は手動で回転させた。計数された各チャンネルの中性子数は OKITAC4500 で on-line に集録され、ラインプリンター、X-Yプロッター、テープに打出させた。

§ 3 実験結果

第3図に $Gd_{0.9}-Y_{0.1}$ 合金単結晶の常温における中性子回折の結果を示した。試料は一辺 5 mm 程度の角形をしている。測定は散乱角 2θ を少しずつかえ、又同時に結晶を回転して $(0, 0, l)$

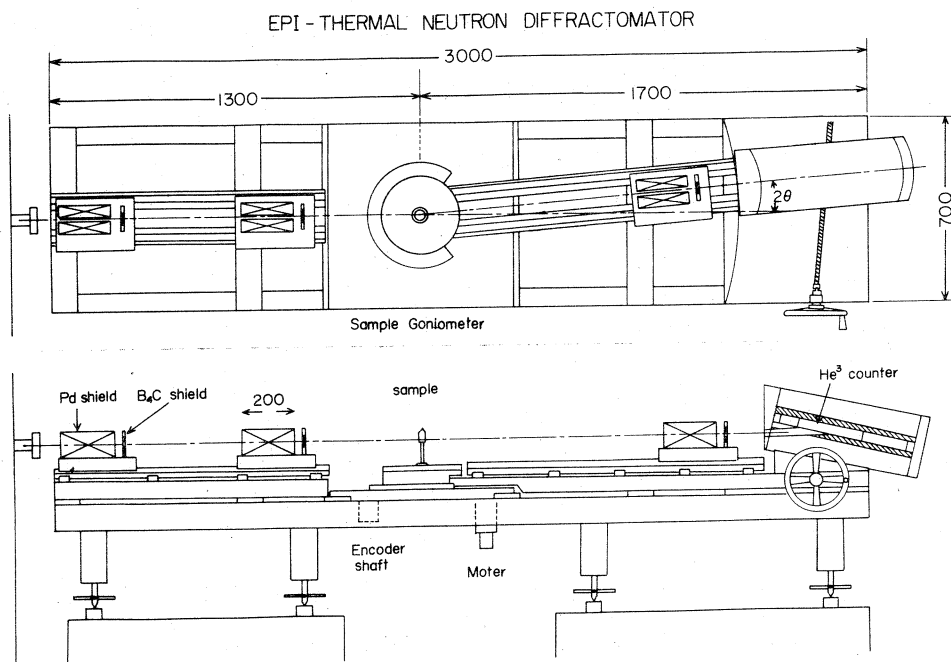


Fig. 2. Epithermal neutron diffractometer.

面に対してブラグ散乱の測定を行った。この図からわかるように、約1時間の測定で十分な S/N 比が得られ、最良の場合（入射中性子が 1.4 eV でブラグ条件を満している場合）では $S/N > 200$ に達する事がわかった。現在の測定条件では中性子源—検出器間の距離 $l = 5.9 \text{ m}$ であり、検出系の1チャンネルは $16 \mu \text{ sec}$ であるので、中性子の波長 λ とチャンネル数 n の間には

$$\lambda (\text{\AA}) = 10.73 \times 10^{-3} n \quad (1)$$

なる関係がある。又、 $\text{Gd}_{0.9}\text{-Y}_{0.1}$ の格子常数 $C = 5.76 \text{\AA}$ であるので、ブラグ散乱の観測出来るチャンネル数 n_B は

$$n_B = 536.81 \sin \theta \quad (2)$$

となる。第3図(1)で $(0.0.2)$ 散乱が2つに割れているのは、第1図の断面積に見られる $E = 2.0$ と 2.6 eV の共鳴吸収のためである。ブラグ散乱の積分強度 $I(\theta)_{00l}$ は

$$I_{00l}(\theta) = \frac{C b^2 \lambda^4 e^{-w(\theta)} A(\theta, \lambda)}{\sin^2 \theta} I_0(\lambda) t \quad (3)$$

で与えられる。 b は Gd の核散乱振幅、 $e^{-w(\theta)}$ は、Debye-Waller 因子、 $A(\theta, \lambda)$ は吸収係数、 t は測定時間、 $I_0(\lambda)$ は入射中性子強度の波長依存性である。この式で $e^{-w(\theta)}$ と $A(\theta, \lambda)$ を除外して b を求めた結果を第4図に示した。 b は現在まだ相対値しか得られていないが、 1.4 eV と 3 eV 以上で最大値をとり、その両側のエネルギーで減少している。これと第1図の

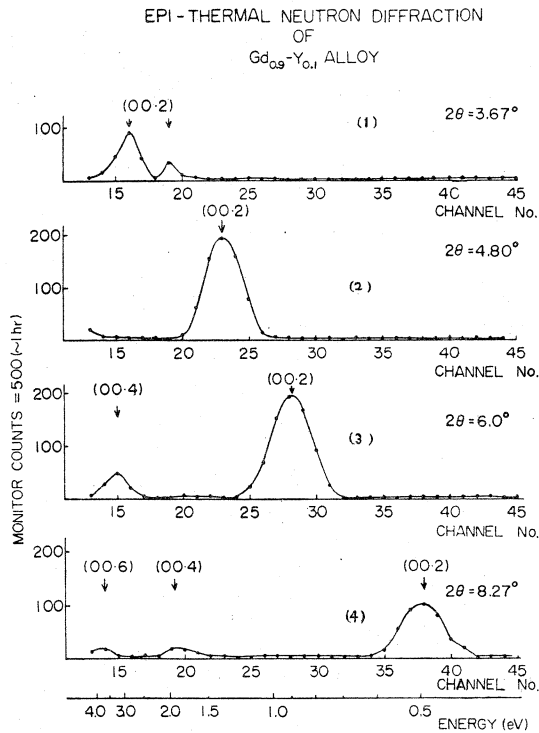


Fig. 3. Neutron diffraction patterns obtained from a single crystal of Gd_{0.9}-Y_{0.1} at room temperature.

結果を比較すると、この b の相違は吸収断面積の相違からきていることが予想され、 $A(\theta, \lambda)$ を補正すると λ に依存しない b が得られると考えられる。これが今回の測定で得られた最大の収穫である。この事実によって、今後熱外中性子を用いて中性子回折による結晶構造又は磁気構造の決定が出来る事が確かとなった。

§ 4 議 論

熱外中性子回折で重要な問題の1つは、小角散乱に対する遮蔽技術であるが、上記の装置を用うると 4 eV の中性子までバックグラウンドノイズはない事がわかった。現在これよりも高い中性子はデータ集積装置の当初設計思想上除外しているが、必要とあれば測定可能となる。次に問題となるのは分解能である。TOF法の中性子回折の分解能 $\Delta E/E$ は

$$\Delta E/E = 2\Delta\lambda/\lambda = 2 \cot\theta \cdot \Delta\theta \quad (4)$$

で与えられる。この装置では $\Delta\theta = \pm 4 \times 10^{-3}$ (~ 0.2度) であるので各散乱角に対するエネルギー分解能を第4図に横線で示した。中性子のエネルギーが 2 eV 以上では、現状では分解能は著しく悪いが、1.4 eV の中性子は回折実験に十分適し、この場合は吸収の補正も余り厳しくない

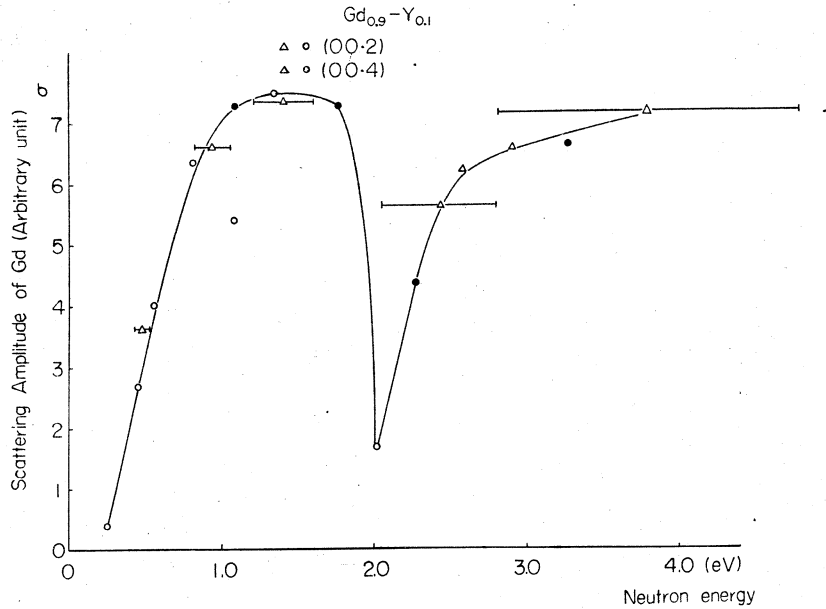


Fig. 4. Nuclear scattering amplitude of Gd^{157} estimated from the neutron diffraction from $Gd_{0.9}-Y_{0.1}$. The effect of the absorption has not been corrected. The circles and triangles are the results obtained with different experimental conditions which are normalized on the same scale.

ことがわかった。今後この $\Delta\theta$ を縮める事、1チャンネル当りの時間を減ずる事でこの分解能は少くとも2倍は上げる事が出来ると考えられる。

この測定は全く予備的なものであるが、今後次の測定を予定している。

- i) b が既知の試料との比較、又は b が既知の元素を含んだ秩序合金の測定により、 Gd の b を精密に測定する。
- ii) 共鳴吸収領域での精密測定による共鳴吸収機構の研究
- iii) Gd を含む磁性体、 $Gd-Y$ 、 $GdAg$ 、 $GdSe$ 等又は Cd を含む磁性体 $CdCr_2Se_4$ 等の磁気構造の研究

参 考 文 献

- 1) パルス中性子源による中性子散乱：石川義和、渡辺昇、日本物理学会誌 28(1973)461

II - 5 中性子ガイド管の研究

理学部物理, 核理研*

石川義和・渡辺昇*・神木正史

田島 介・鈴木三千郎

§ 序

中性子が物質系に入射した時の屈折率は

$$n = 1 - \frac{\lambda^2 N b}{2\pi}$$

で与えられる。但し、 λ は中性子の波長、 N は単位体積中の原子数、 b は原子の散乱振幅である。 b が正の時 $n < 1$ となり、真空中より物質系に入射する中性子に対して、全反射の現象がおこる。上式の第二項は非常に小さいので、全反射の臨界角は、

$$\theta_c = \lambda \sqrt{\frac{N b}{\pi}}$$

で与えられる。例えば Ni の場合

$$\theta_c(\text{min}) = 5.95 \lambda (\text{\AA})$$

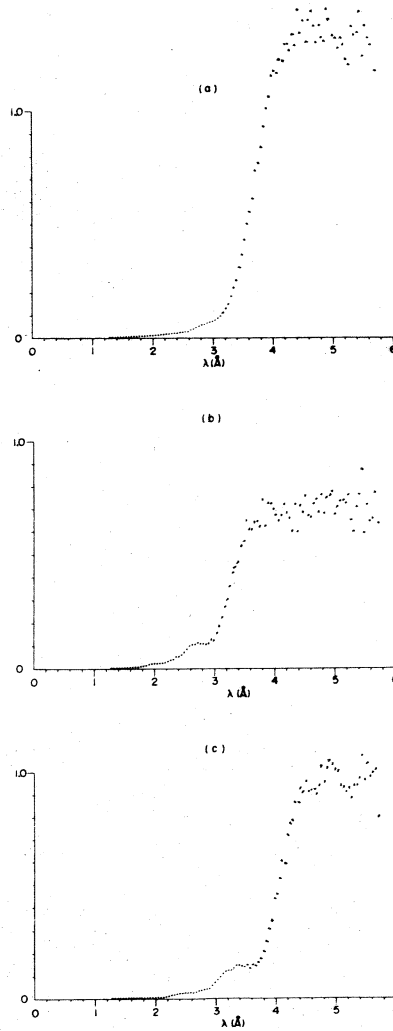
となる。このような全反射面をゆるい曲率でならべ、中性子を入射させると、臨界波長より長波長の中性子は全反射をくりかえすことによって、無減衰で遠方まで達する。これは中性子ガイド管と呼ばれ、冷中性子を得る為の有効な方法である。全反射面を磁化した強磁性体にする、偏極した冷中性子を得ることができる。今回はこのような中性子ガイド管を実用化する為の予備的実験を行った。

§ 実験およびその結果

測定装置としては、熱外中性子散乱実験の為に作られた小角散乱装置¹⁾を用いた。

試料には、商品化された板ガラスとして、一番面の精度がよいもの(フロートガラス、300mm × 50mm × 5mm)に、Ni を約 2000 \AA の厚さに蒸着したものをいくつか用意した²⁾。

カウンターを入射中性子の方向から約40分の位置にした時の実験結果の一部を図に示す。(a)、(b)、(c)は異なる試料についての結果である。たて軸は反射中性子強度を入射中性子強度で割ったもので、Ni 膜からの反射率に対応する量である。入射中性子強度に誤差(20~30%)がある



λ dependence of neutron reflectivities
measured for Ni foils.

ので、正確な反射率は算定できなかったが、いずれの場合も長波長側の平坦な部分が1に近いので、全反射が実現されていることが確認される。

全反射への立ちあがりの波長 (λ_c) が(a), (b), (c)で少しずつ異なるのは、セッティングの際の角度の誤差である。

いずれの場合も λ_c より短波長側に、減衰的振動が認められるが、特に(b), (c)ではそれが大き

い。この減衰的振動は理論的に予想されるところであるが、装置の分解能や反射膜の状態によってかなり影響を受ける³⁾。(a), (b), (c)に用いた試料は同じ蒸着装置で同時に作られたものであるが、蒸着時に置かれていた位置のちがいが、あるいはその後の酸化膜の生成状況などによって、膜厚の均一性や表面の粗さが若干異なり、違いがあらわれたものと考えられる。

今後は、今回の実験をふまえて、蒸着膜の均一性を向上させ、膜厚の違い、表面精度の違いなどによる影響を調べる予定である。

参 考 文 献

- 1) 石川, その他, Gd 合金の熱外中性子回折, 本核理研研究報告
- 2) Ni の蒸着及び膜厚の測定は, 東北大学科学計測研究所の矢田慶治氏に行なっていた。
- 3) A. Steyerl, Z. Physik, 252, 371(1972)

II-6 Mn酸化物およびMn合金の中性子常磁性散乱

核理研・理学部物理*

渡辺昇, 石川義和*, 都筑一雄*

神木正史*, 野田泰久*

1 緒 言

すでに設置した中性子非干渉性散乱装置のモノクロメータを集束型に改造することにより、入射単色パルス中性子強度を約3倍に改善した。この装置を用いて前回に引き続き、磁気イオン間に働く直接相互作用に関する知見を得ることを目的として、 MnO , $MnGeO_3$ (pyroxene), $MnGeO_3$ (ilmenite) 等のMn酸化物の粉末試料について中性子常磁性散乱を行ない、最近接相互作用 J_{NN} を求めた。

また入射中性子強度が改善されたので、単結晶試料による散乱の可能性を検討した。試料としては、金属の高温での磁氣的相互作用やスピ力学についての知見を得ることを目的として、まずHeisenberg模型がかなりよい近似で適用できると考えられるHeusler型合金 Pd_2MnSn 単結晶をとりあげた。その結果、まず単結晶による常磁性散乱は $2 \sim 3 \text{ cm}^3$ 程度の大きさの試料が与えられれば、本装置で十分可能であることがわかった。そしてこの物質の室温での実験結果は、常磁性散乱による準弾性散乱が zone boundary 近傍では非常にきれいな Gaussian となり、その準弾性散乱巾はスピン波より求めた近接相互作用 J_1 からの値と非常によく一致していた。このことより、この物質に対しては金属であるにもかかわらず、絶縁物に対して適用されるHeisenberg模型があてはまることがわかった。

2 実験装置

すでに報告した如く^{1),2)}、電子リニアックより得られるパルス中性子ビームを、パイロリティック・グラファイト・モノクロメータで単色パルス化し、散乱中性子をTOF法でエネルギー分析する方法は、中性子常磁性散乱の如く散乱断面積が比較的小さいかわりにエネルギー変化が比較的大きい準弾性散乱の実験には非常に有効である。本実験ではMn酸化物中で最も直接相互作用の大きいと考えられる $MnGeO_3$ の ilmenite について J_{NN} を求めることを一つの目的としており、この試料が高圧でプレスしてはじめて得られるため少量しか準備できないことを考慮して、

装置の入射中性子強度の増強を行なった。この種の実験ではエネルギー分解能をあまり上げる必要がないので、まずモノクロメータ・試料間の距離を前報の約半分(～60 cm)に縮め、さらにモノクロメータをブラッグ反射の散乱ベクトルに垂直な方向で集束させた。前報のモノクロメータは5 cm×5 cmのグラファイトで10 cm×15 cmの平面を構成したものであったが、これに匹敵する大面積の bent graphiteがないので Fig 1に示すように5 cm×10 cmの平面3枚で焦点距

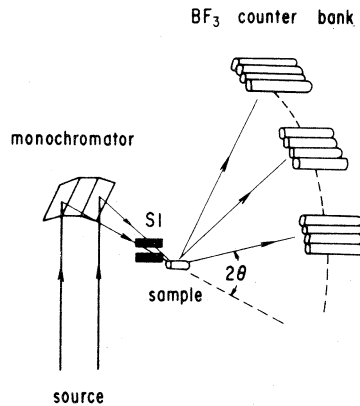


Fig 1 Focused Monochromator TOF spectrometer.

離約60 cmになるよう多平面による集束を考えた。各面の角度調整は簡単な光学的手法で行ないその集合体をモノクロメータ回転軸に取付けた。その結果試料位置での単位面積当りの単色中性子照度は集束効果の分だけで予想通り3倍となった。この時、入射中性子のエネルギーのゆらぎ ΔE_1 、パルス巾 Δt_0 は集束をしない時に比べ殆んど劣化しなかった。エネルギー分解能は、必要に応じ試料前方スリット S_1 の巾を調節するか、スーラスリットにすることにより容易に変化できる。装置全体の $\omega = 0$ に対するエネルギー分解能は、スリット巾10 mmに対しヴァナジウムの散乱で求めた結果、3.7 meVの入射中性子を用いた時0.6 meV、14.5 meVを用いた時2.8 meVであった。

3 Mn酸化物の常磁性散乱

3.1 MnO

MnOはスピン波が詳細に測定されており、^{4,5)} J_1 , J_2 も求まっているので、常磁性散乱の結果と比較を試みた。この物質は $T_N = 117$ Kであるが、SATYA MURTHY等³⁾の常磁性散乱の結果では $T = 480$ Kでも $Q \approx 1.1 \text{ \AA}^{-1}$ を中心に強い短距離秩序が残っている。そのため測定は293 K, 553.5 K, 681 Kでそれぞれ行なった。Fig 2は室温での測定結果で、入射中性子

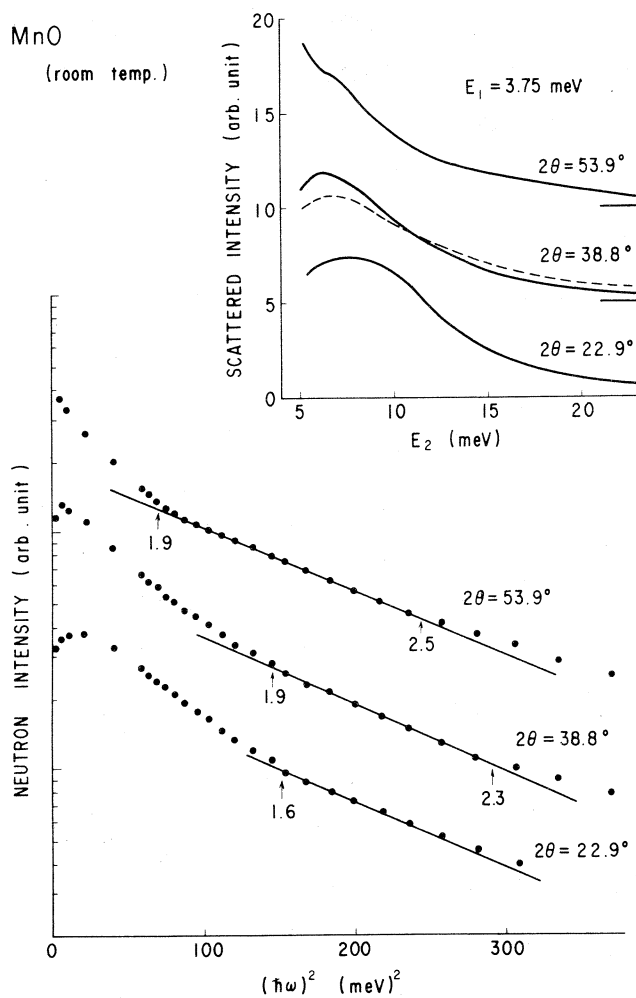


Fig. 2 Semi-log. plot of the scattered neutron intensity against the square of the energy transfer for MnO at room temperature. The insert shows the scattered neutron energy distribution (..... at $T = 553.5$ K).

は $E_1 = 3.75$ meV である。挿入図は散乱中性子のエネルギー分布を示したものであるが、 $E_2 = E_1$ を中心としたガウス分布とならず $\hbar\omega = 2\sim 4$ meV にピークが見られる。 $2\theta = 38^\circ$ ($Q_0 = 0.876 \text{ \AA}^{-1}$) では $T = 552.5$ K (破線) でも強いピークが残っており、これらの結果は文献(3)の結果とほとんど同じである。Fig 2 の下の図はエネルギー変化の2乗 $\hbar^2 \omega^2$ に対し散乱中性子強度を9チャンネルスムーズ化して対数プロットしたものであるが、 Q が 1.1 \AA^{-1} より十分離れた領域では直線的で(特に $2\theta = 53^\circ$ の結果)、しかも異なる散乱角あるいは入射エ

エネルギーに対しても直線の勾配は等しいことがわかる。その理由は Q の大きい領域 (図中矢印と数字は直線部のはじめと終りに対応する Q の値を示す) では短距離秩序の影響が小さくなり高温近似が成立するためと考えられる。またテイルでの直線からのずれは温度変化および Q 依存性から phonon の寄与と判断した。この直線の勾配より $\hbar^2 \langle \omega^2 \rangle$ を求めると、9チャンネルスムーズ化も含めた分解能補正を行なって $77.1 (\text{meV})^2$ となる。この値をスピン波より求めた J_1 J_2 の値と $\hbar^2 \langle \omega^2 \rangle = \frac{8}{3} s(s+1) \sum_i Z_i J_i^2$ なる関係を用いて比べてみると、KOHGI 等⁴⁾ の $\hbar^2 \langle \omega^2 \rangle = 70.4 (\text{meV})^2$ ($J_1 = -0.383 \text{ meV}$, $J_2 = -0.458 \text{ meV}$)、あるいは COLLINS⁵⁾ の $74.8 (\text{meV})^2$ ($J_1 = -0.416 \text{ meV}$, $J_2 = -0.434 \text{ meV}$) と非常によく一致している。

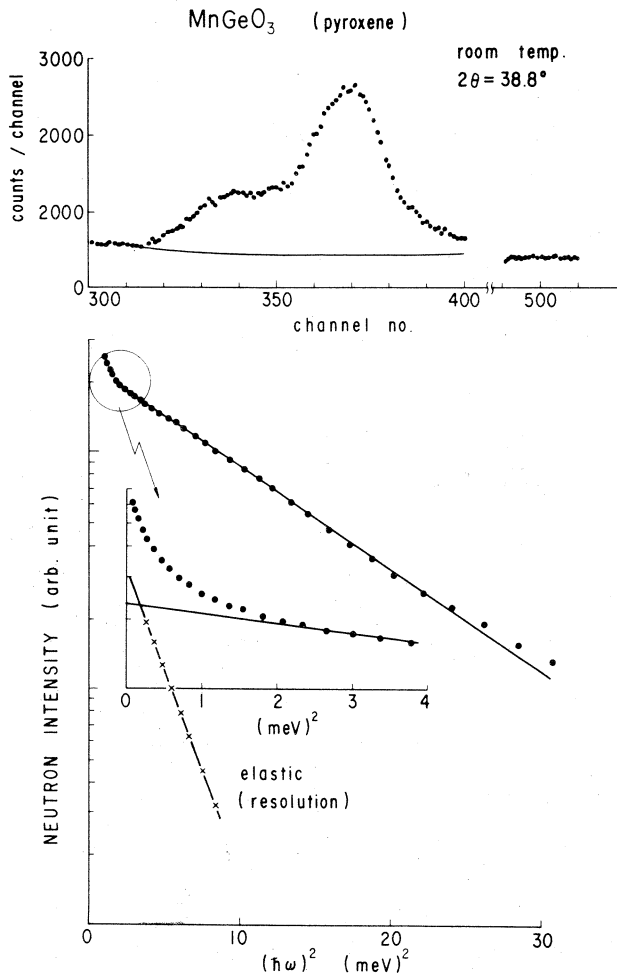


Fig. 3 Semi-log. plot of the scattered neutron intensity against $(\hbar \omega)^2$ for MnGeO_3 (pyroxene) at room temperature ($2\theta = 38.8^\circ$). The top shows the raw TOF spectrum and the insert shows the determination of the resolution function.

温度変化の結果については検討中である。

3.2 MnGeO₃ (pyroxene)

この物質はすでに前回測定し、異なる散乱角に対するデータについて $\hbar^2 \langle \omega^2 \rangle$ の \bar{Q} (Q の平均値) 依存性から連立方程式を解いて $J_1 = -0.203 \text{ meV}$, $J_2 = -0.08 \text{ meV}$ を得ているが、このたび入射中性子強度が改善されたので再度測定を行なった。Fig 3 にその TOF スペクトルおよび Semi-log. plot を示す。測定時間は前回同様約10時間であるが、多少エネルギー分解能を下したことも合せて計数は約10倍にも達した。そのため図の如く非常にきれいな Gaussian が確認できた。挿入図は、非干渉性弾性散乱ピークを分離し、これより分解能を求めることを説明したものであるが、この値を用いて $\hbar^2 \langle \omega^2 \rangle$ の測定値を補正すると $\hbar^2 \langle \omega^2 \rangle = 4.78 (\text{meV})^2$ となる。 J_2 は + 符号のもの $5/2$ 個、- 符号のもの $2/2$ 個として、⁶ 常磁性キュリー温度 θ_p と J_i との関係式と連立させて J_i を求めると、HERPIN 等⁶⁾ による $\theta_p = 46\text{K}$ に対し $J_1 = -0.207 \text{ meV}$, $J_2 = -0.098 \text{ meV}$ となる。但し J_3 以上は無視した。この値は前回の実験値とほとんど変わっていない。

3.3 MnGeO₃ (ilmenite)

この物質は Mn 酸化物の中で最も直接相互作用が大きいと考えられており、したがって直接相互作用に関する知見を得るには是非とも中性子散乱を行なう必要がある。この物質は pyroxene の MnGeO₃ を約 1000 °C, 5 万気圧にプレスしてはじめて得られるため中性子散乱が必要とする大きさの単結晶を得ることは不可能である。したがって粉末試料による常磁性散乱が唯一の手法となるが、X線試料用の高圧プレスで中性子散乱に必要な 20~40 グラムの粉末を作るには大変な労力を要する。

この物質の製作には東大物性研秋本研究室の御好意によりテトラヘドラルアンビル型の超高压発生装置を使わせていただいた。pyroxene の MnGeO₃ 約 0.2 グラムをこの装置により約 1000 °C, 50Kb に約 40 分間保ったのち急冷して ilmenite をつくった。この作業を約 220 回繰り返して約 45 グラムの試料を得た。試料の検定は粉末 X 線回折のパターンにより行ったが、pyroxene の混入はほとんど認められなかった。常磁性散乱実験はこの試料約 45 グラムを Al のファイルでつくった 50 mm × 50 mm × 5 mm の容器に収めて行った。

Fig 4 に常磁性散乱の結果を示す。測定時間は約 10 時間である。図から明らかな如く、散乱中性子分布は Gaussian で、異なる入射中性子エネルギーおよび 2θ に対し同一勾配を与えている。 $\hbar^2 \langle \omega^2 \rangle$ の実測値は $51.5 (\text{meV})^2$ で、これより \bar{J}_2 を同じく ilmenite 型の Mn 酸化物である MnTiO₃ に対する $\bar{J}_2 = -0.11 \text{ meV}^2$ と等しいと仮定して J_1 を求めると、 $J_1 = -0.835$

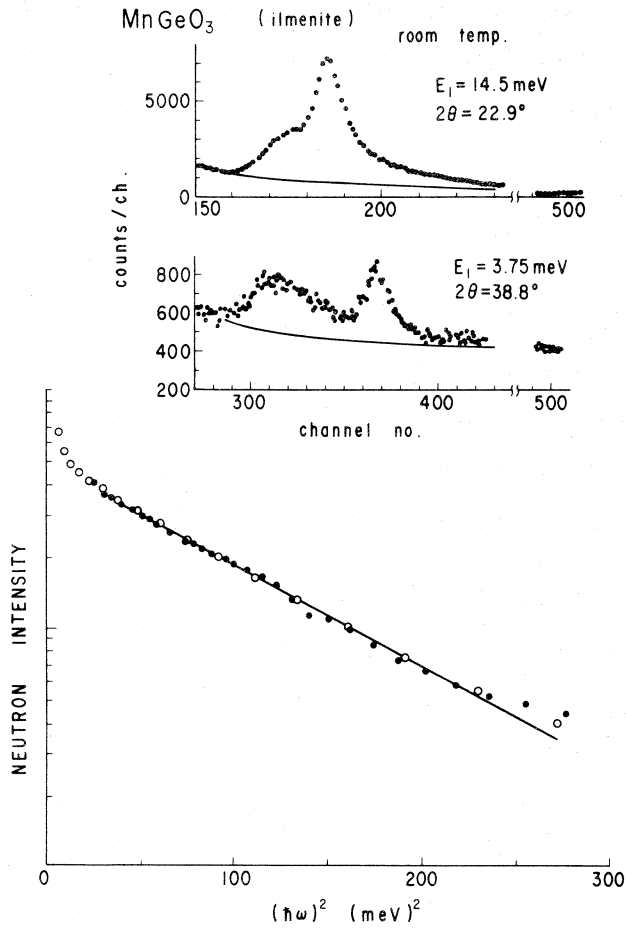


Fig. 4 The raw TOF spectra and semi-log. plot of the scattered neutron intensity against $(\hbar\omega)^2$ for MnGeO_3 (ilmenite) at room temperature (\bullet : $E_1 = 3.75$ meV, $2\theta = 38.8^\circ$; \circ : $E_1 = 15.5$ meV, $2\theta = 22.9^\circ$)

meVとなる。一方高温磁化率の測定から常磁性キュリー温度 θ_p を求めると約 245 Kであった。この値と $\hbar^2 \langle \omega^2 \rangle$ の値から J_1 , \bar{J}_2 を求めると $J_1 = -0.833$ meV, $\bar{J}_2 = -0.112$ meVとなった。

4 Pd_2MnSn 単結晶の常磁性散乱

中性子強度の増強により、単結晶による常磁性散乱がどの程度有効に行なえるかを知る目的を兼ねて、金属の高温での磁気相互作用やスピ力学について調べる目的で Heusler 合金として知

られている Pd_2MnSn 単結晶の測定を行なった。この物質はすでに述べた絶縁物だけに適用される Heisenberg 模型が、金属であるにもかかわらず、かなりよくあてはまると考えられている。この試料は ISHIKAWA 等⁷⁾により $(1, 1, 1)$ まわりのスピン波が詳細に測られており、相互作用係数も $J_1 \sim J_{11}$ まで一応決められている。また J_1 および J_2 の符号が s-d 相互作用による理論と逆になるため関心が寄せられている。 Pd_2MnSn は完全な $L2_1$ 構造の Heusler 合金で、 $a_0 = 6.383 \text{ \AA}$ 、 $(0, 0, 0)$ および $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ サイトに Pd が、 $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$ サイトに Mn が、 $(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4})$ サイトに Sn が位置しており、 $T_c = 189 \text{ K}$ で、低温では強磁性を示す。⁸⁾

試料はスピン波の測定に使用した単結晶を用いた。12mm $\phi \times 30 \text{ mm}$ (有効長) の円筒形で主軸 $(1, 1, 1)$ は円筒軸から約 20° 傾いている。この物質は核吸収断面積が比較的大きく (1.81 \AA で 29.2 barns)、TOF 法による常磁性散乱では波長依存の吸収補正が重要となるので、その補正精度に対する考慮から、結晶の円筒軸を入射ビームに対し垂直にセットした。この主軸の傾き

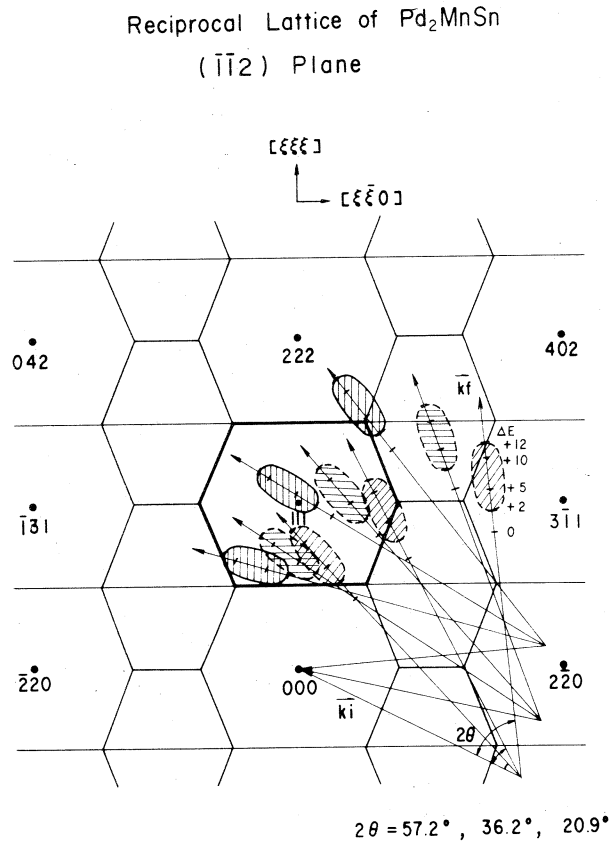


Fig. 5 Reciprocal lattice of Pd_2MnSn around $(1, 1, 1)$.
Measured points are shown with the resolution function.

を利用して、 $(0, 0, 0)$ および $(1, 1, 1)$ を含む面内に散乱ベクトルを見出すよう方位角を調整した(厳密には 1.61° だけのずれが残るが resolution function を考えれば常磁性散乱の目的には十分である)。Fig 5はこの面での逆格子を示したもので $(0, 0, 0)$ および $(1, 1, 1)$ は面内に他の逆格子点は若干この面から上下している。準弾性散乱巾の Q 依存を調べるため図に示した数個の点で測定が行なわれた。この時の resolution function の大略が図示してある。測定はとりあえず室温で行なわれた。1回の測定(有効測定点は平均2ヶ所)に要する時間は約10~20時間であった。試料の量が粉末試料の場合より少なく、 $E_1 = 3.7$ meV入射では吸収断面積が大きい(~ 73 barns)ので中性子強度上無理がある。一方、 $E_1 = 14.5$ meV入射では強度に1

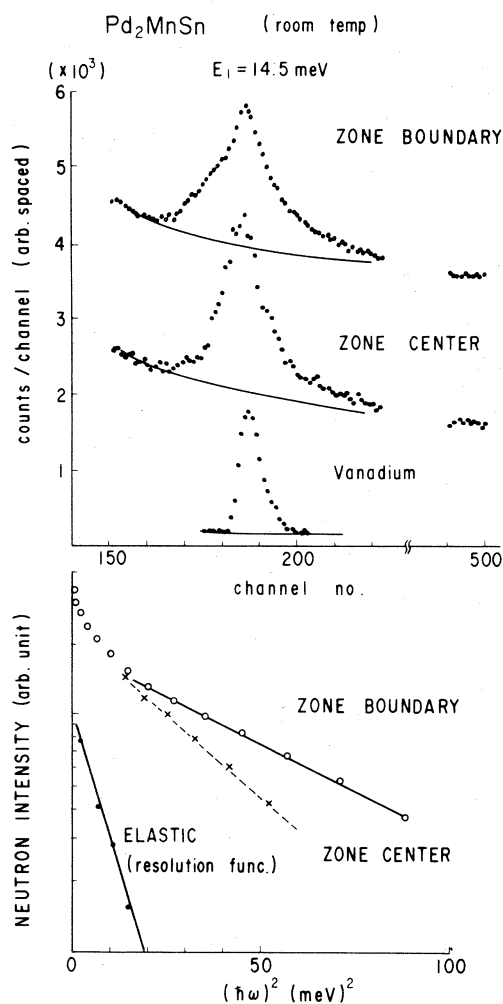


Fig. 6 The raw TOF spectra and semi-log. plot of the scattered neutron intensity against $(\hbar\omega)^2$ for Pd₂MnSn single crystal at room temperature. Vanadium data represent the resolution function.

桁以上のメリットがあることと、TOFによる Q -scan があまり大きくならないので、単一のデータで Fig 5 に示す程度の Q の分解能が得られるため $E_1 = 14.5$ meV が用いられた。

Fig 6 に zone centre および boundary での実験結果を示す。zone centre でのひろがり boundary でのそれに比べかなり小さいことがわかる。これは室温では十分高温近似が成立していないためで ($T = 1.54 T_c$)、絶縁物の場合には $T \sim 3 T_c$ でも同様の結果が報告されている。⁹⁾ また図から明らかな如く、散乱中性子のエネルギー分布は boundary の近くではきれいな Gaussian であることがわかる。この勾配より $\hbar^2 \langle \omega^2 \rangle$ を求めると 23.26 (meV)² となる。一方スピン波より決めた $J_1 \sim J_6$ あるいは $J_1 \sim J_{11}$ を用いて $\hbar^2 \langle \omega^2 \rangle$ を計算すると約 23.0 (meV)² となり、非常によく一致している。このことより、Heusler 合金に対しては Heisenberg 模型が十分適用できることが実証できる。

今後さらに高温での散乱を行ない、金属の特徴がどのように相互作用に反映してくるかについて検討する予定である。

参 考 文 献

- 1) 渡辺, 石川, 都筑; 核理研研究報告 Vol. 5, No. 2 (172) 106.
- 2) 渡辺, 石川, 都筑; 核理研研究報告 6, No. 1 (1973) 106.
- 3) Satya Murthy, N. S. et al.; Inelastic Scattering of Neutrons 1, IAEA, Vienna (1965) 433.
- 4) Kohogi, M. et al.; to be published.
- 5) Collins, M. F.; International J. of Mag. (to be published).
- 6) Herpin, H. et al.; phys. stat. sol. (b) 14 (1971) 71.
- 7) Ishikawa, Y. et al.; to be published.
- 8) Natera, M. G. et al.; phys. stat. sol. (a) 3 (1970) 959.
- 9) Collins, M. F.; J. appl. Phys. 39 (1968) 533.

II - 7 半導体中性子検出器実験

東大物性研 高橋 四郎
星 埜 禎 男

はじめに

数年来半導体を主材とした半導体中性子検出器の基礎研究を重ね、特に昨年度試験研究費により実験設備の拡充と、無欠陥シリコン結晶等の作成などから検出器の特性及び性能の向上を図ることを意としてきた。

半導体を用いた放射線検出器については、すでに多くの人々によって研究が行なわれ原子炉、臨界集合体などの計測に一部応用されるに至っている。中性子検出器は、他の放射線半導体検出器と構造を異にするが特徴、欠点はそれほど変らない。今回実験に使用した検出器は、 ${}^6\text{Li}(n-\alpha)$ 反応による α -粒子の電荷を半導体シリコンで集電する表面壁型である。検出効率等の性能を増すため ${}^6\text{Li}$ 薄膜を中心に両側に半導体シリコンを置いたサンドイッチ型とし、この組合せのものを3組用いた構造のもので検出有効面積は、 7.0 cm^2 である。これまで、日本原子力研究所 JRR-2, JRR-3 原子炉に設備された東京大学物性研究所中性子回折装置を用いた性能に関する検出効率直線性、安定性などについてはすでに実験を試み、従来広く使用されている BF_3 カウンターと比較し同程度の性能を有していることが究明されている。しかし、これまで用いた中性子線は単色化された熱中性子領域であるためエネルギー依存性、 γ -線効果などについてはまだ実験的に究明していない。そこで、ライナック線源を用いることによって、エネルギー依存性及び γ -線効果について、実験的にその性能、特性を求めることが可能と考えられ今回の実験目的とした。

実 験

(1) 半導体中性子検出器の幾何学的寸法は、検出有効面積 7.0 cm^2 〔直径 3.0 cm 〕長さ 0.5 cm の円盤状である。

カウンターシールドは特にどこしていない。常温の使用雰囲気中で約 60 dB の増幅器を使用した。動作印加電圧は $10\text{ M}\Omega$ 負荷抵抗を媒介し 30 V を加えた。四軸型中性子回折装置の提供を受け、バナジウム試料による非干渉散乱中性子線をすでに設備されている ${}^3\text{He}$ カウンターと、実

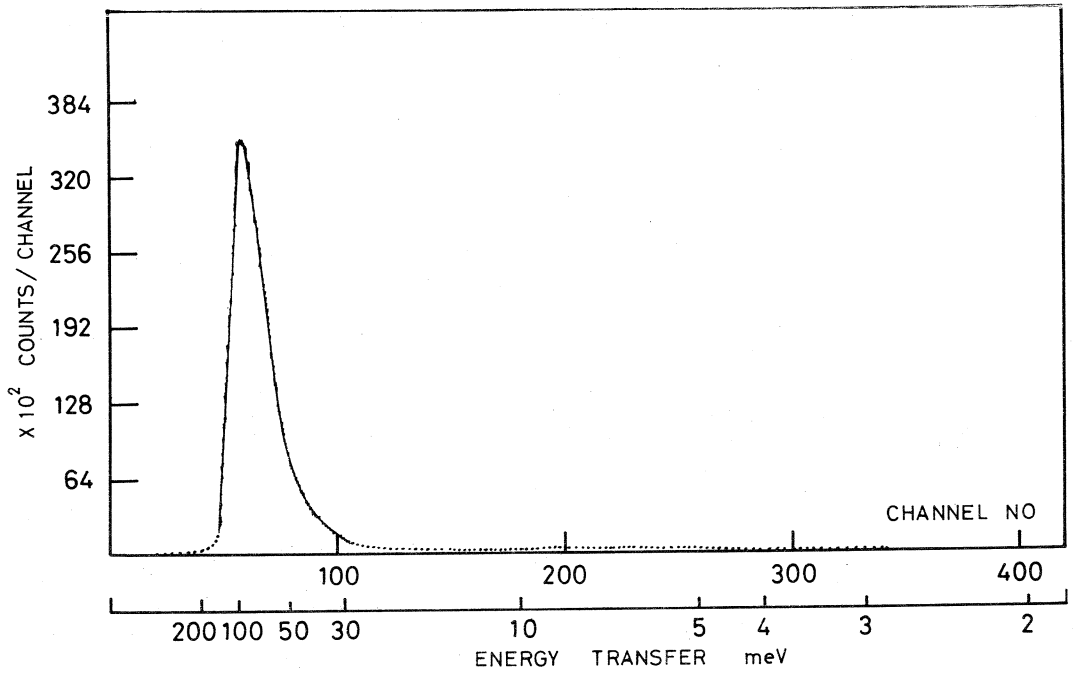


図1. バナジウム Sample による半導体中性子検出器スペクトル

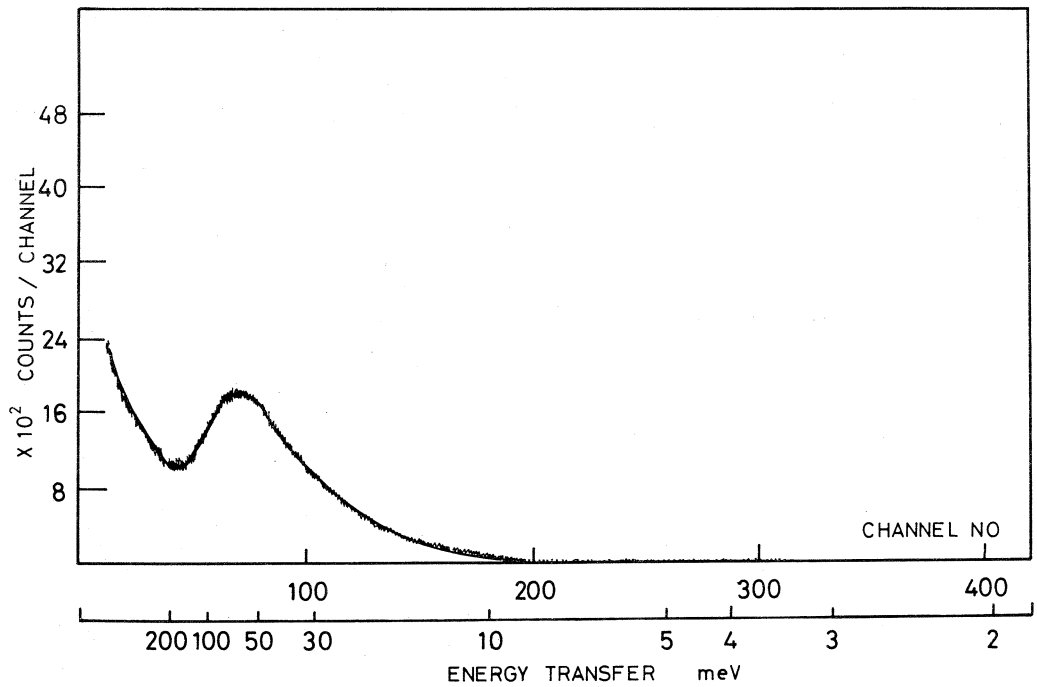


図2. バナジウム Sample による³He カウンタースペクトル

験用半導体検出器を同じ角度〔 2θ 〕に固定し同時に測定を行なった。測定結果を図1、図2に示す。

- (2) 昨年度の実験データであるが、検出器、計測条件は同一であるのでマシタイム考慮のうえデータを用いることにした。実験条件は反射率の比較的高いグラファイト単結晶ブラッグ反射の測定を行なった。測定結果を図3.に示す。この測定では BF_3 カウンターと同様のスペクトルを得ることができた。

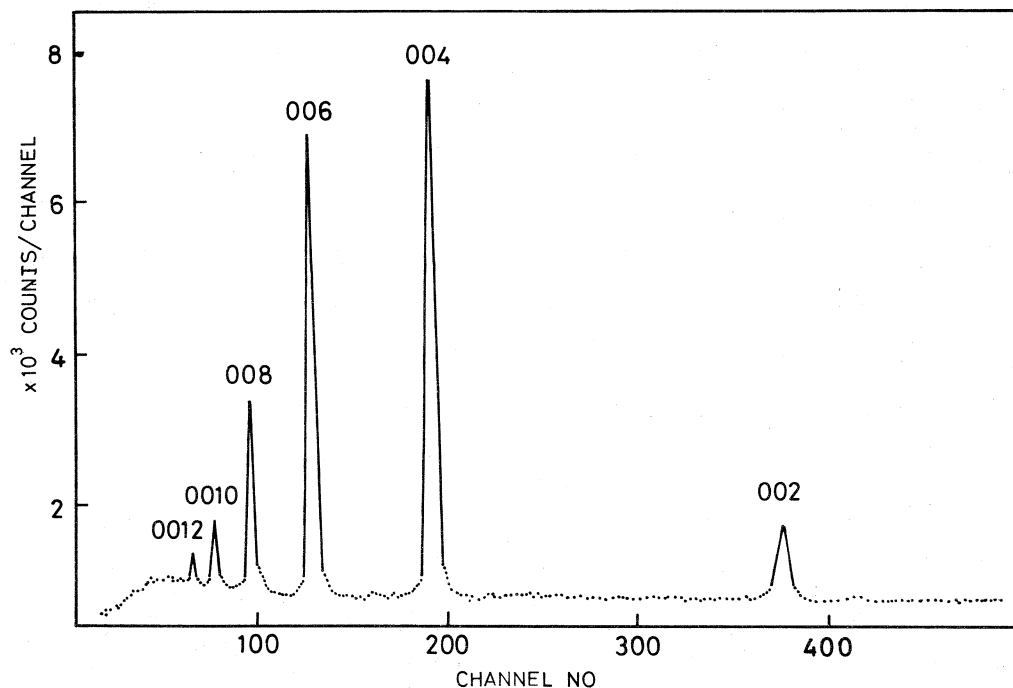


図3. 半導体中性子検出器によるグラファイト単結晶ブラッグ反射

結果と考察

実験(1)図1, 図2に示した半導体検出器, ^3He カウンターの非干渉性散乱スペクトルは異なった曲線となっている。検出効率については検出有効面積に多少の差はあるが、検出率の差が目される。次にスペクトルについて半導体検出器は 0.09 eV を中心に高、低エネルギー領域に対し急激な減衰を示している。この減衰をもたらす要因は重要であるが、この実験事実のみで判断、解析することは難しい。

実験(2)については高次反射〔0012〕が測定され各々の反射スペクトルは BF_3 カウンター

と同様の結果である。したがって実験(1)について若干検討を加えたいと思う。両検出器に使用している中性子変換物質は ^3He 、 ^6Li である。両物質共に中性子エネルギーに対し反応断面積は指数関数的に変化する。特にライナック中性子エネルギー〔0.001～300 eV〕領域については $1/\epsilon$ 法則にそって降下する。したがって実験〔1〕に測定されたような、0.09 eVのみに反応を示し、他の領域で不感であることは理解し難い。

変換物質の反応率過程からは、半導体検出器についても ^3He カウンタースペクトルと同様のスペクトルをもつべきである。次に半導体検出器の検出動作について不感帯を誘発する要素の否について検討すると、シリコンの電荷収集の場における1電子-正孔対生成に要する平均エネルギーは 3.23 ± 0.04 eVであり、 ^6Li 反応で生成する α -粒子エネルギーは約2.0 MeVであるから電荷収集にまつわるアクションには充分である。 α -粒子は中性子エネルギーに対し不変である。したがって検出器の感度は、 ^6Li 反応率のみに依存することにより、半導体シリコンの動作上からも部分的に不感帯をもつようなことはない。次に実験(1)非干渉性散乱と、実験(2)干渉性散乱測定時の実験条件、放射線雰囲気を比較すると、(1)の測定時には入射ビームの中に約 $1 \sim 2(R)$ 量の γ -線が含まれるとのことである。(2)の測定時には $m(R)$ 程度の量である。他の条件は異なっておらず、したがって実験(1)の場合の γ -線が強いことが、主要な原因であると考えられる。実験データから定量的に結果を導びくことは不可能であるが、定性的に (R) 量での効果を知ることができる。その影響により検出器は、飽和状態を誘発し中性子信号を消滅するものと思われる。したがって実測された値にもその効果をおよぼし、全体的に検出効率の低下をきたしているものと推測される。半導体検出器に対する放射線照射効果について、実例は限られているが、大線量の放射線を照射すると検出器の性能劣化の現象が認められている。主な劣化原因は放射線照射の結果、シリコン結晶の格子欠陥、結晶損傷が生じる。この欠陥、損傷はキャリア捕獲中心として働き、キャリア生存時間の短縮、固有抵抗の変化、漏れ電流の増加などの特性変化をもたらす。欠陥、損傷発生過程は一次効果と二次効果に分類し、一次効果とは、検出有効部分を取り巻く物質に依存するもの例えば、中性子によるシリコンの γ -線発生などであり、二次効果とは、検出器や容器を構成する物質によるものに大別される。しかし、この実験は故意に大線量の中性子、重イオンを照射したもので通常の中性子回析実験では発生しにくい要因である。

実験に用いた検出器は、実験前と実験後中性子線源を用いて計測状態の確認を行なったが特に変化は認められなかった。又後日JRR-2などでの計測結果にも変化のない値を得ているので、検出器は致命的な損傷は受けていないようである。致命的な損傷を受けないにしても一時的に (R) 量の γ -線を受けると検出器は、分解時間の遅れ、脈電流分布の平滑、パイルアップ現象などが起る

ものと考えられる。いずれにせよ検出素子と呼んでいる半導体電気特性〔I-V〕, 〔I-C〕, 〔C-F〕特性に顕著な変化を示すものと思う。後日機会を得て究明したいものである。実験目的としたエネルギー依存性, γ -線効果について定性的ではあるが知ることのできたことは以後の研究課程に意義深いものと感じます。

最後に、実験方法、実験条件などについて指導を受けた渡辺昇、新村信雄両氏、又従来の検出器と電氣的結合を異にする一連のハードウェア処理に御努力戴いた武藤正勝氏に感謝の意を表します。

III. 放 射 化 学 部 門

Ⅲ-1 核異性体転移で生成する ^{80}Br , ^{82}Br の 同位体効果…… ion cluster について(I)

核理研 八木益男・近藤健次郎

§ 1 緒 言

内部転換率 100% の一段核異性体転移を行う $^{82\text{m}}\text{Br}$ に対し $^{80\text{m}}\text{Br}$ は中間に 7.4 ns の半減期をもつ二段核異性体転移を行い、その化学的効果は既報のように次の2つの過程に分けることができる。process (A) ……内部転換 (100%) + 37 KeV γ 線放出 (39%) process (B) ……内部転換 (100%) + 内部転換 (61%)。著者らは既報^{1,2,3}においてこれら核異性体転移で生成する ^{80}Br , ^{82}Br と CH_4 との反応には明らかな同位体効果が存在し、かつそれが両者の上記崩壊様式の相違に起因することを明らかにした。すなわち process (B) における ^{80}Br の化学的挙動が上記同位体効果を与える源であることを示した。とくに thermal ionic process に起因する同位体効果については process (B) において $^{80\text{m}}\text{Br}$ の第1段核異性体転移で生成した excited ^{80}Br がその life-time (1.1×10^{-8} sec) の時間内で与える生成物の種類が引きつづいて起る核異性体転移による化学的効果に大きな影響を及ぼすためと考えられた⁴。しかしこれまでこれら中間励起レベルで生成すると考えられる化学種および引きつづく第2段転移が起る際の excited ^{80}Br の周囲の物理化学的状態についてはまだ十分な検討がなされていない。

今回は上記 thermal ionic reaction による同位体効果を検討する上で最適である H^*Br を source molecule として $\text{H}^{80\text{m}}\text{Br} - \text{CH}_4$ および $\text{H}^{82\text{m}}\text{Br} - \text{CH}_4$ 系について、thermal $^*\text{Br}^+$ イオンの関与する反応で生成する中間生成物および転移が起る際の周囲の状態に対して大きな影響を及ぼす因子と考えられる種々の dipole moment の異なる添加物の効果および温度効果を中心に検討を加えた。

また併せてこれまで収率決定法として提唱されてきた抽出法およびフェロシアン化カリ法の両実験法の比較検討を行い、三の知見を得たので報告する。

§ 2 実 験

試料調製………実験に用いた各種ガスは高千穂化学(株)より購入した最高純度のものをそのまま

使用した。H^{80m}Br, H^{82m}Br は従来と同様の方法^{2,3}で調製した。一方 CH₃⁸²Br, CH₂⁸²Br Br は石英管に CH₃Br, CH₂Br₂ をそれぞれ約 0.1 ml を封入し, JRR-2 気速管にて常温で 5 分間熱中性子照射 (熱中性子束 7×10^{13} n/cm²/sec) したものをまず K₄Fe(CN)₆ カラムを通し同時に生成する HBr, Br₂ を除去したのち, さらに低温減圧蒸留で得た中央留分を分離精製し調製した。反応ガスの調製は常法に従って行ったが, HBr を source molecule とする実験では反応容器内圧力は収率に対する温度効果を検討する場合は 330 mmHg とし, ほかは全て 660 mmHg とした。また全実験にわたり HBr/CH₄ の値は 0.1 に保った。Br₂-CH₄ 系について抽出法およびフェロシアン化カリ法の比較実験では全圧をほぼ 500 mmHg, Br₂/CH₄ = 0.1 とし CH₃⁸²Br, CH₂⁸²Br Br を tracer として用いた。ここで CH₃⁸²Br, CH₂⁸²Br Br の圧力は < 40 mmHg であり系に存在する Br₂, CH₄ は非放射性である。反応ガスは定量的に抽出法の場合は 50 あるいは 100 ml パイレックスサンプルにまたフェロシアン化カリ法では内容積がおよそ 15 ml の breakable パイレックスサンプルに封入し一定時間放置した。

収率決定……抽出法における収率決定に至るまでの操作は従来^{2,3}と全く同じである。Fig 1 にフェロシアン化カリ法の場合の反応ガス導入部を示した。この場合サンプルは暗所に常温 2 時

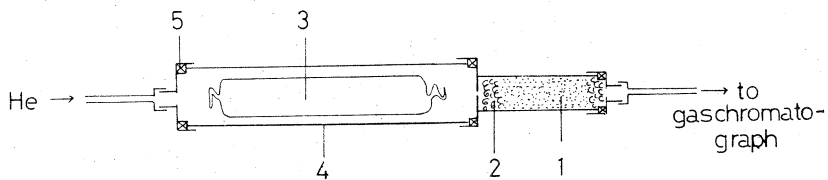


Fig. 1. フェロシアン化カリ法におけるガス導入部

1. K₄Fe(CN)₆ 60~80 mech
2. 石英ウール
3. サンプル (pyrex ガラス ~ 15ml)
4. ステンレス管
5. テフロンパッキング

間以上放置後装填し激しく振って破損せしめた。反応ガスはまず pre-column として K₄Fe(CN)₆ を用い, HBr, Br₂ を除去したのちガスクロマトグラフに導入された。H^{*}Br-CH₄ 系についてはあらかじめ所定量の H^{*}Br を定量的に真空ラインで 5 ml の 1N NaOH 溶液に導びき反応させ, その放射能測定を行い standard とした。この得られた測定値から反応管に定量的に導入された H^{*}Br の全放射能を計算によって求め, 一方ガスクロマトグラフ出口において捕集によって得られる有機生成物の放射能強度から有機収率および個々の生成物収率を求めた。CH₃⁸²Br, CH₂⁸²Br Br を tracer として用い両実験法の比較検討する場合には CH₂⁸²Br Br/CH₃⁸²Br 比の一定な反応ガス調製を行ない, 両法におけるこの比の変動から低沸点 CH₃⁸²Br の散逸および生

成物の吸着などの有無について検討を加えた。

温度調節…………… $H^{80m}Br - CH_4$ 系について抽出法を用いて収率分布の温度依存性を検討した。用いた温度は次の通りである。ドライアイス—エタノール ($-78^{\circ}C$)，四塩化炭素—ドライアイス ($-22.9^{\circ}C$)，恒温槽 ($-20^{\circ}C$ ， $0^{\circ}C$ ， $20^{\circ}C$ ， $30^{\circ}C$ ， $70^{\circ}C$)。

放射能測定……………放射能測定は $Ge(Li)$ 半導体検出器をマルチチャンネルPHAに接続して行った。 ^{82}Br については $0.55 MeV$ また ^{80m}Br については $0.61 MeV$ に相当する photo peak を測定対象とした。抽出法の場合有機層の一部をガスクロマトグラフにかけ各生成物に相当する部分を捕集し，それぞれの放射能強度は井戸型 $NaI(Tl)$ シンチレーション検出器を用いて行った。

§ 3 結果および考察

実験法の比較……………抽出法およびフェロシアン化カリ法の両実験法で行った場合の結果を表 1. および 2 に示した。 $H^{80m}Br - CH_4$ ($HB r/CH_4 = 0.1$) 系では有機収率， CH_2Br_2/CH_3Br 比

表 1. 抽出法およびフェロシアン化カリ法の比較
($H^{80m}Br - CH_4$ 系： $HB r/CH_4 = 0.1$)

	有機収率 (%)	CH_2Br_2/CH_3Br
抽出法	4.2, 4.0, 4.15	1.6, 1.8
$K_4Fe(CN)_6$ 法	4.25, 4.05, 3.92, 3.80	1.66, 1.97

表 2. 抽出法およびフェロシアン化カリ法の比較*
実験(1) ($Br_2 - CH_4$ 系： $Br_2/CH_4 = 0.1$)

	組 成	CH_3Br/CH_2Br_2
抽出法	$Br_2 - CH_4 - tracer$	1.41
	$Br_2 - CH_4 - tracer$ standard …… tracer のみ	1.38 1.32
	$Br_2 - CH_4 - tracer$	1.40
$K_4Fe(CN)_6$ 法	$Br_2 - CH_4 - tracer$	1.31
	$Br_2 - CH_4 - tracer$ standard …… tracer のみ	1.36
	$Br_2 - CH_4 - tracer$	1.36

実験(2)

抽出法	$Br_2 - CH_4 - tracer$	2.09
	$Br_2 - CH_4 - tracer$ standard …… tracer のみ	2.28 2.91
	$Br_2 - CH_4 - tracer$	2.47
$K_4Fe(CN)_6$ 法	$Br_2 - CH_4 - tracer$ standard …… tracer のみ	2.32

* $CH_3^{82}Br$ ， $CH_2^{82}BrBr$ を tracer として使用

とも両法で良い一致を示した。一方 $\text{Br}_2\text{-CH}_4$ 系において $\text{CH}_3^{82}\text{Br}$, $\text{CH}_4^{82}\text{BrBr}$ を tracer として用いて行った結果では表 2 の実験(2)において多少のばらつきが認められるものの HBr-CH_4 系同様ほぼ良い一致を示した。

これまで抽出法においては抽出時における低沸点化合物 ($\text{HBr bp} - 86^\circ\text{C}$, $\text{CH}_3\text{Br bp } 3.5^\circ\text{C}$) の散逸などの恐れがあるとされていたが以上の結果から定量的に抽出が行なわれていることが判明した。一方フェロシアン化カリ法において Fig 1 に示す導入部が stainless steel 製のものの他に, all glass 製としフェロシアン化カリにトラップされた HBr の放射能測定から直接有機収率を求める方法の試みも行なわれたが再現性は良くなかった。なお両材質とも CH_3Br , CH_2BrBr の分析には支障は全く認められなかった。またあらかじめ H^*Br , Br_2^* と反応させた $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$ をカラムに充填したのち, CH_3Br , CH_2BrBr ガスを注入したが両者の間に有意な同位体交換反応は全く認められなかった。

しかしフェロシアン化カリ法においては高沸点化合物の生成が認められるような系では導入部全体を加熱し, 各生成物ピークがブロードにならぬよう注意が必要である。

抽出法は短時間で多くのサンプルを処理でき, かつ carrier free 状態の生成物の抽出も定量的に行える利点がある一方, 反応生成物の中に水に溶けるような生成物が存在する場合は適用できず, このような場合はフェロシアン化カリ法が非常に有効である。このような例は表 3. において

表 3. 添加物効果 ($\text{H}^{80\text{m}}\text{-CH}_4$ 系: $\text{HBr}/\text{CH}_4 = 0.1$)

添加物 (0.3mf)	イオン化電圧 (eV)	dipole moment (debye)	有機収率(%)	CH_3Br (%)	X^{**} (%)	CH_2Br_2 (%)	Y^{***} (%)	$\text{CH}_2\text{Br}_2/\text{CH}_3\text{Br}$
なし	—	—	4.2, 4.0, 4.15	1.85 1.60 1.50	0	2.15 2.55 2.70	0	1.6, 1.8
Kr	13.9	0	4.3, 4.0	1.45	0	2.55	0	1.63
* CO_2	14.4	0	3.95	1.46	0.05	2.32	0.07	1.60
O_2	12.5	0	4.0	1.54	0.06	2.27	0.03	1.55
HCl	13.8	1.08	4.25	1.13	1.0	1.61	0.51	1.42
* CO	14.1	0.912	3.0	1.33	0.04	1.56	0.07	1.18
* H_2S	10.42	0.97	2.6, 3.0	1.12 1.14	1.17 1.38	0.31 0.31	0.00 0.15	0.27
* SO_2	13.1	1.47	2.1, 1.97	1.46	0.04	0.45	0.03	0.31
Br	11.84	—						
HBr	11.62	0.82						
CH_4	12.99	0						

* : フェロシアン化カリ法による。他は全て抽出法によるものである。

** : 保持時間が CH_2Br , CH_2Br_2 の中間である生成物

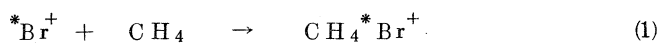
*** : 高沸点化合物

示すように H_2S 添加系において認められ、 $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ および $\text{CH}_2^{80}\text{BrBr}$ のピークの間には retention time を持つ生成物 (X) の存在がフェロシアン化カリ法では明らかに認められるのに対し抽出法では全く認められない。これは生成物 X (おそらく CH_2BrSH プロモメチルメルカプタンであろうと考えられる) が抽出時に水溶液層に抽出されることによるものと考えられる。

温度および添加物効果……………著者らは先に Br_2 を source molecule とした場合核異性体転移で生成する ^{80}Br , ^{82}Br と CH_4 との反応において kinetic process および thermal ionic process の両方において明らかに同位体効果が存在することを報告し、これが $^{80\text{m}}\text{Br}$, $^{82\text{m}}\text{Br}$ の核異性体転移の崩壊型式の相違に起因することを明らかにした。^{1,4} さらに HBr を source molecule とした場合得られる CH_3^*Br , CH_2^*BrBr 収率は全て thermal ionic reaction によってもたらされ、⁵ Br_2 を source molecule とした場合よりも顕著な同位体効果が認められた。⁴ この場合 $\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}$ における $^{80\text{m}}\text{Br}$ の核異性体転移に伴って起る内部転換 (100%) および分子内電子移動による molecular explosion で生成する多重陽電荷を持つ thermal $^{80}\text{Br}^+$ がその中間励起レベルの life-time (1.1×10^{-8} sec) の時間内でどのような物理的および化学的挙動をするかがこの同位体効果を考察する上で非常に重要な点となる。 $^{80\text{m}}\text{Br}$ の核異性体転移による化学的效果を“緒言”の項で示したように process (A), process (B) の 2 つに分けて考えた場合、process (A) における 37 KeV γ 線放出に伴う化学的效果は既報のように無視しうるものと考えられ process (A) は本質的に一段核異性体転移を行う $^{82\text{m}}\text{Br}$ の化学的效果と同様と思われる。したがって同位体効果は 2 段内部転換 ($^{80\text{m}}\text{Br}$ 全壊変のうち 61%) を行う process (B) における ^{80}Br の化学的挙動に集約される。ここで ^{80}Br (中間励起レベル) の life-time をもとに $^{80}\text{Br}^+$ の反応過程として次の 2 つの場合が考えられる。 $^{80}\text{Br}^+$ が (1) 上記 life-time 内になんら chemical bond formation をつくり出さないか、あるいは (2) 周囲の分子と反応し一旦ある生成物分布を与え第 2 段核異性体転移はこれらを source molecule として起る場合である。(1) の場合引きつづく内部転換は単に ^{80}Br の additional build up of Charge にのみ寄与し、従って thermal ionic reaction による同位体効果を説明するに至らない。さらに (2) においてその生成物が H^*Br , $^*\text{Br}^0$ のような化学形である場合もまた (1) と同様同位体効果は期待できない。一方系に多量に存在する HBr , CH_4 との反応で生成すると考えられる HBrBr^+ , CH_4Br^+ のような complex ion を source molecule として内部転換が起るとした場合、 ^{80}Br はかなりの kinetic energy を取得するに至り、kinetic process による収率が期待される。しかしこのことは process (B) による収率は全て thermal ionic reaction のみによってもたらされるとする事実には適合しない。従って一旦 process (B) において中間励起レベルでなんらかの product

distribution を与えたとしても ^{80}Br に kinetic energy を付与しえないような場から引きつづく内部転換が始まるものと考えられる。

^{80m}Br の核異性体転移で生成する thermal $^{80}\text{Br}^+$ イオンの反応として charge transfer reaction および ion-molecule reaction の競争反応が考えられる。一般にこのような低エネルギーイオンの前者に対する cross-section は後者のそれよりも小さい。従って $^*\text{Br}^+ + \text{HBr} \rightarrow ^*\text{Br}^0 + \text{HBr}^+$ のような neutralization reaction に先立ってまず系に多量に存在する CH_4 , HBr との反応(1)(2)



によって生成する CH_4^*Br^+ , HBr^*Br^+ のような sticky collision complex の生成が最も起りやすい反応と考えられる。このような complex ion の寿命は既報に示したように Magee⁶ によって提唱された寿命を評価する式からかなり長い (10^{-6} sec 以上) ものと推察された。従って本実験における条件ではその圧力 (660 mmHg) から考えその 1 回の collision に要する時間は $<10^{-9}$ sec であるから complex ion は少くとも数十回の周囲の分子との衝突を行うものと考えられる。

Lindら⁷ は気相放射線化学の研究において初期段階で生成するイオンを核とした ion-cluster の生成が非常に出来やすいことを報告している。すなわち周囲の分子との間に働く dipole induced electrostatic force によって数個の分子を含む ion-cluster が形成されるとしている。

いまここで ^{80m}Br の第 2 段核異性体転移がある化学種を source molecule として起るとしても既にのべたように ^{80}Br は kinetic energy を取得しえないような場で進行することを示した⁴。このような場として、本実験条件下においては生成した $^{80}\text{Br}^+$ あるいは CH_4^*Br^+ , HBr^*Br^+ の complex ion を核とする cluster の形成が充分考えられ、これが thermal ionic process において顕著に認められる同位体効果の原因となっているもの推察される。このような ion-cluster の形成の際に重要な因子として、反応系の温度、圧力および系に存在する分子の dipole moment 等がある。

このような ion-cluster の存在の有無を検討するため収率分布に対する種々の dipole moment の異なる添加物の効果および温度効果を検討し、それぞれについての結果を表 3, 4 および Fig 2 に示した。表 3 に示すように dipole moment を持たない Kr, CO_2 , O_2 などの添加系では有機収率および $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$, $\text{CH}_2^{80}\text{BrBr}$ の収率分布はほぼ同じであった。一方 dipole moment を持つ添加物の場合は有機収率および生成物の収率分布に明らかな変化が認められ、特にその変化は H_2S , SO_2 添加系において顕著であった。得られた結果をイオン化電圧の違いという観点から見

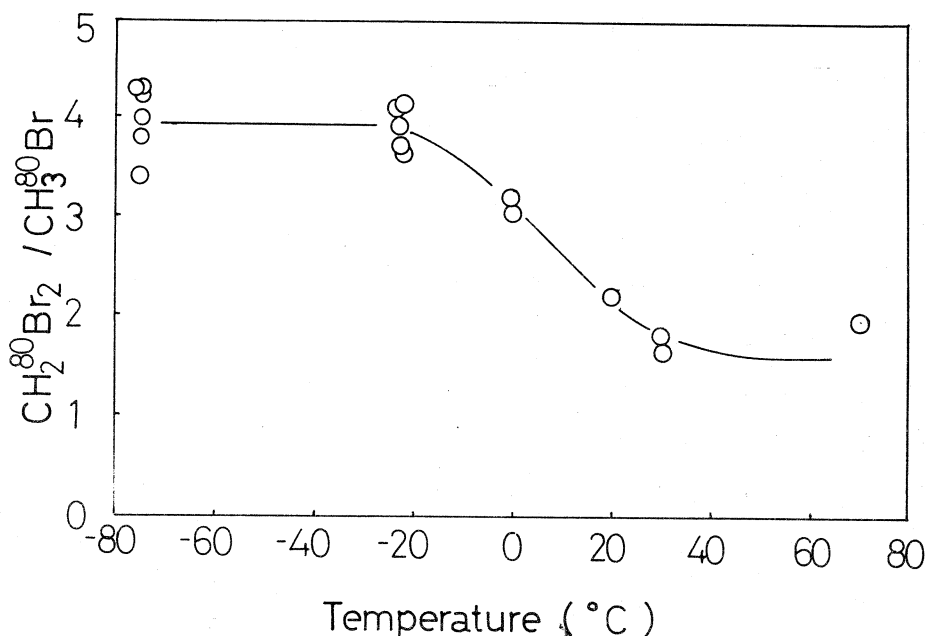


Fig. 2 Temperature Dependence on the Yield Ratio of $\text{CH}_2^{80}\text{Br}_2$ to $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ in the $\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}-\text{CH}_4$ System.

(Total pressure: 330 mm Hg, $\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}/\text{CH}_4 = 0.1$)

表4. H_2S 添加効果 ($\text{H}^{82\text{m}}\text{Br} - \text{CH}_4$ 系: $\text{HBr}/\text{CH}_4 = 0.1$)

H_2S (mf)	0	0.1	0.3	0.6
$\text{CH}_2\text{Br}_2/\text{CH}_3\text{Br}$	4.6	0.42 ₈	0.31 ₀	0.30 ₃

れば $^*\text{Br}^+$ あるいは complex ion との中和反応は H_2S との間でのみ発熱的で他の場合は吸熱的で起らないものと考えられる。しかし得られた結果は添加物のイオン化電圧が密接に関係する上記中和反応をもとに説明することは出来ない。むしろ表 3.に見られる添加物効果は添加物のイオン化電圧の違いによるよりも polarizability (α) dipole moment (μ) の違いから論んずられるべきである。このことは一般に 1eV 以下の低エネルギーイオンは中和反応よりもイオン-分子

反応が先行するとする従来の見解とも一致している。

添加物の dipole moment の違いによる収率分布に対する効果は核異性体転移で生成する $^{80}\text{Br}^+$ $\text{CH}_4^{80}\text{Br}^+$, $\text{HBr}^{80}\text{Br}^+$ イオンの clustering の程度, および添加物自身のこれらイオン種との反応性によって説明されるものと考えられる。また表 1 から dipole moment を持つ CO , H_2S , SO_2 系では添加物のない場合および dipole moment を持たない添加物系に比して $\text{CH}_2^{80}\text{BrBr}/\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ の値が小さく, CO , H_2S , SO_2 系では $\text{CH}_2^{80}\text{BrBr}$ の生成が $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ の生成よりも著しく抑制されることを示した。これは source molecule である HBr 自身が大きな dipole moment を持つため, 添加物のない場合あるいは dipole moment を持たない添加物系では clustering も大部分が HBr 分子との間に生成するものと考えられるが, 一方 dipole moment を持つ添加物系では clustering は HBr と競争関係にあり添加物の濃度, dipole moment の大小関係によって cluster 内の HBr 分子の数は左右される。結局 cluster 内で反応に供することの出来る Br 原子数は dipole moment を持つ添加物系でより小さくなることにより $\text{CH}_2^{80}\text{BrBr}$ 生成が $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ 生成よりも著しく抑制されるものと考えられる。一段の核異性体転移を行う $^{82\text{m}}\text{Br}$ について同じく HBr を source molecule とし H_2S 添加系で行った実験結果を表 4 に示した。

$\text{CH}_2^{82}\text{BrBr}/\text{CH}_3^{82}\text{Br}$ 比は H_2S 濃度の増加とともに急激に減し, $\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}-\text{CH}_4$ 系における場合の 0.3 mf での値 0.27 と非常に近い値を示した。

このことは当然ながら 1 段核異性体転移で生成する thermal $^{82}\text{Br}^+$ もまた cluster 形成を行い, 得られる収率分布も source molecule である HBr と添加 H_2S の cluster 形成に対する効果によって説明される。 H_2S 0.3 mf 添加系では CH_3^*Br CH_2^*BrSH の収率の急激な減少に対し X 成分 (S の入った CH_2^*BrSH のような化学形と考えられる) は急激な増加を示しておりこのことは H_2S が良い cluster 形成剤であるばかりでなく非常に反応性に富むことを示している。dipole moment の大きい HCl についても同様に CH_2^*BrCl および高沸点化合物の収率増加が認められ, cluster 内での反応に効果的に関与していることを示している。しかし各種添加物系のラジオガスクロマトグラムによる生成物の同定もまだ完全でなく, さらにこれら添加物系において核異性体転移で生成する ^{80}Br の reaction process (A), (B) の収率に対する寄与が評価されていない現時点で上記 cluster を source molecule として起る核異性体転移 (process (B)) による化学的效果についてはなお不明の点が多い。

もう一つの cluster 形成の有無の有効な手がかりを与える収率分布に対する温度効果の実験では Fig 2 に見られるようにおよそ $-20^\circ\text{C} \sim 30^\circ\text{C}$ の範囲で顕著な $\text{CH}_2\text{Br}_2/\text{CH}_3\text{Br}$ の値の変化が認められた。このことは ion-cluster の存在に対する一つの大きな根拠を与えるものである。

なお有機収率は全温度範囲にわたって $4.15 \pm 0.20\%$ とほぼ一定値を示した。このような収率分布に対する温度効果として別に Br^+ の関与するイオン-分子反応に対する反応速度の変化による寄与も考えられるが、これによる寄与は本実験程度の温度範囲では非常に小さく無視しうる。

Fig 2 においておよそ $-20^\circ\text{C} \sim -78^\circ\text{C}$ の範囲で $\text{CH}_2^*\text{BrBr}/\text{CH}_3^*\text{Br}$ の値が一定であることは温度が低くなるにつれ ion - cluster size が増し cluster 形成が飽和に達したことを示すものと考えられる。

以上の結果をまとめると $\text{H}^{80\text{m}}\text{Br} - \text{CH}_4$, $\text{H}^{82\text{m}}\text{Br} - \text{CH}_4$ 両系における実験から明らかに核異性体転移の結果生成する $^*\text{Br}^+$ あるいは complex ion を核とする ion - cluster の形成が存在し、既に報告された thermal ionic process に起因する同位体効果も $^{80\text{m}}\text{Br}$ の第1段核異性体転移は HBr を source molecule としているのに対し第2段転移はこのような ion - cluster を source molecule として起ることによるものと考えることが出来る。process (B) においては添加物がない場合 $\text{CH}_3^*\text{Br}/\text{CH}_2^*\text{BrBr}$ の値は 1.14 であり process (A) における 0.243 と大きな違いがある。process (B) において $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ が $\text{CH}_2^{80}\text{BrBr}$ に比し生成しやすいことは第2段転移が数個の HBr , CH_4 分子を含む cluster 内で起り、その化学的効果は液相におけるそれと非常に類似しているためと考えられるが、その詳細については別に報告の予定である。

本研究を行うにあたり、お世話いただいた京都大学原子炉実験所ホットラボの方々および東北大ライナック運転クルーの方々に厚くお礼申し上げます。

参 考 文 献

1. M. Yagi, K. Kondo, T. Kobayashi, *Radiochem. Radioanal. Letters*, **7**, 275 (1971)
2. M. Yagi, K. Kondo, *ibid*, **5**, 75 (1970)
3. T. Shiokawa, T. Kobayashi, K. Kondo, M. Yagi, *ibid*, **7**, 281 (1971)
4. 八木, 近藤, 小林, 核理研研究報告 **6** (1), 129 (1973)
5. M. Yagi, K. Kondo, T. Kobayashi *Radiochem. Radioanal. Letters*, **14**, 123 (1973)
6. J. L. Magee, M. Burton, *J. Chem. Soc.*, **56**, 842 (1952)
7. S. C. Lind, "The Chemical Effects of Alpha Particles and Electrons" Chemical Catalog Co., New York (1928) p 663

III-2 Photon Activation Analysis of Biological
Materials II.
Elemental Abundances of NBS Standard
Reference Material, Bovine Liver

理学部化学 加藤豊明*
岩手大教養 佐藤允美**

Summary — Nondestructive multielement analysis by 30 MeV bremsstrahlung photon activation with high-resolution gamma-spectrometry has been applied to the determination of trace elements in the NBS biological matrix standard reference material, Bovine Liver. Simultaneous irradiation of the sample with synthetic multielement standards containing 25 elements has shown that the method is successful with regard to the capability of determining such essential elements as calcium, chlorine, iron, magnesium, potassium, rubidium, sodium and zinc. The principal nuclides, their gamma-rays used in the determinations, and the best time after irradiation for counting are summarized. Agreement of the results with published data is excellent.

* Toyoaki Kato: Department of Chemistry, Faculty of Science, Tohoku University.

** Nobuyoshi Sato: College of General Education, Iwate University, Morioka.

Introduction

Because of the impressive potential of activation analysis for the determination of trace elements in a variety of biological materials, this method has prompted a large volume of work on their biological role in the life sciences. Many trace elements have been found to exercise essentiality or toxicity, and some of the remaining elements may also be characterized by their biological significance by further research in the future. Thermal-neutron activation analysis has so far been the most attractive method for many elements when a very high sensitivity was required. The recent advent of high-resolution lithium-drifted germanium detectors for gamma-spectrometry has further increased the value of neutron activation by providing the capability of multielement analyses. Because of the high sodium content in most biological materials, some chemical handling is generally indispensable to eliminate high swamping ^{24}Na activities in an irradiated specimen in determining concentrations of many elements by thermal-neutron activation analysis. Alternate nuclear method of analysis to overcome this difficulty is photon activation analysis. When combined with high-resolution gamma-spectrometry, simultaneous determination of many elements is possible and, in our previous report,¹⁾ this technique has been applied to the intact survey analysis of the elemental composition of the U. S. National Bureau of Standards SRM-1571, Orchard Leaves.

The present study describes further application of this method to the nondestructive multielement analysis of a biological matrix standard reference material, NBS SRM-1577, Bovine Liver. Simultaneous irradiation of the sample with 30 MeV bremsstrahlung together with synthetic multielement

standards containing 25 elements has shown that the method is particularly effective for the nondestructive determination of calcium, chlorine, iron, magnesium, potassium, rubidium, sodium and zinc. Since the method includes no chemical handling, loss of volatile species or loss of trace species during this process is excluded.

Experimental

Samples and irradiation

The Bovine Liver sample was dried prior to irradiation at 90°C for 24 hours as recommended by NBS for Orchard Leaves.²⁾ A portion of the dried sample weighing about 1 g was compressed into a cylindrical pellet 13 mm in diameter with a thickness of about 5 mm. A comparative standard used in this experiment was a synthetic mixture containing the elements of interest distributed evenly in cellulose powder. This multielement standard consisted of 25 elements, mostly added as oxides, at appropriate concentrations in a matrix of cellulose. The concentration levels of the elements in this mixture were 1% of each of chlorine and potassium, 0.5% of sodium, 0.1% of each of calcium and magnesium, 500 ppm of each of copper, iron and zinc, 50 ppm of each of barium, manganese, nickel, rubidium and strontium, and 25 ppm of each of arsenic, cerium, cobalt, chromium, cesium, iodine, molybdenum, lead, antimony, titanium, thallium and zirconium. About 1 g of this mixture was compressed into a pellet 13 mm in diameter. The sample and the multielement standards were encapsulated into a silica tube so that the standards were placed on the front and back of the sample (face to face) for simultaneous irradiation. This unit was placed in a water-cooled sample holder for brems-

strahlung irradiation by the linear electron accelerator of the Tohoku University and was aligned along the beam axis with the front face of the tube 12 ~ 14 cm from the photon-producing converter. The electron beam produced bremsstrahlung in a platinum converter with a thickness of 3 mm located 3 cm from the beam exit window. In a typical irradiation, a dose rate of 10^6 R/min was obtained at the sample position.

All irradiations lasted 2 hours.

Counting and evaluation

Gamma-rays were observed with a lithium-drifted germanium detector with a sensitive volume of 33 cm^3 , ORTEC Model 8101-0525, and its associated electronics coupled to a 4096-channel pulse-height analyzer, Toshiba Model USC-1. The counting system had a resolution of 2.4 keV for the 1332 keV gamma-line of ^{60}Co . Counting has been made consecutively for increasing intervals over a period of one month or longer. For short-lived nuclides, ^{38}K and $^{34\text{m}}\text{Cl}$, the counting time was progressively increased from 4 to 16 min. During this interval, a 50-mm thick Lucite plate was placed between the sample and the detector surface to absorb positrons from a number of positron emitting nuclides. For nuclides with intermediate half-lives, counting times of 30 - 60 min, and, for long-lived nuclides, counting times of 5 - 20 hrs were used. Characterization of gamma-rays was obtained from a knowledge of the gamma-spectra obtained by irradiating pertinent pure elements and nuclear data listed in the Table of Isotopes.³⁾ In obtaining full-energy peak areas, total peak counts were computed and background contribution was subtracted, assuming linear variation of background over the peak of interest. Decay curve analyses were made to check for interferences. A mean specific activity in terms of the peak areas for any

specified gamma-ray from standards on both sides was used for calculating the concentration of an element in question in a sample.

Duplicate analyses were made for each element.

Results and Discussion

Typical gamma-spectra measured at several different decay times after irradiation of Bovine Liver sample are shown in Figs. 1 and 2. At shorter decay times after the end of irradiation, the gamma-spectra of both the Bovine Liver and the multielement standards were so strongly dominated by 511-keV annihilation radiations from positron emitters that no gamma-rays below that energy were observable. The only products observed at this time were those with higher energy gamma-rays, e. g. 7.71-min ^{38}K and 32-min $^{34\text{m}}\text{Cl}$. As shown in the spectrum taken 5 hrs after irradiation, the products of major interest at this decay time are those from (γ, p) reactions on iron (^{56}Mn), calcium (^{43}K) and magnesium (^{24}Na). At longer decay times, photopeaks due to the (γ, n) reaction products of a number of elements could be observed. Those observed in the multielement standard were ^{74}As , ^{47}Ca , ^{132}Cs , ^{58}Co , ^{126}I , ^{54}Mn , ^{22}Na , ^{84}Rb , ^{122}Sb , ^{202}Tl , ^{89}Zr and ^{65}Zn . In addition, the ^{67}Cu activity from zinc was also measured. The photon activation products found in a multielement standard are given in Table 1 with half-lives, gamma-rays observed and their peak intensities, and time intervals best suited for measurements after irradiation. The elements identifiable in both sample and standard have been determined quantitatively. Those were calcium, chlorine, iron, potassium, magnesium, rubidium, sodium and zinc.

Chlorine could be determined using the 2130 keV photopeak

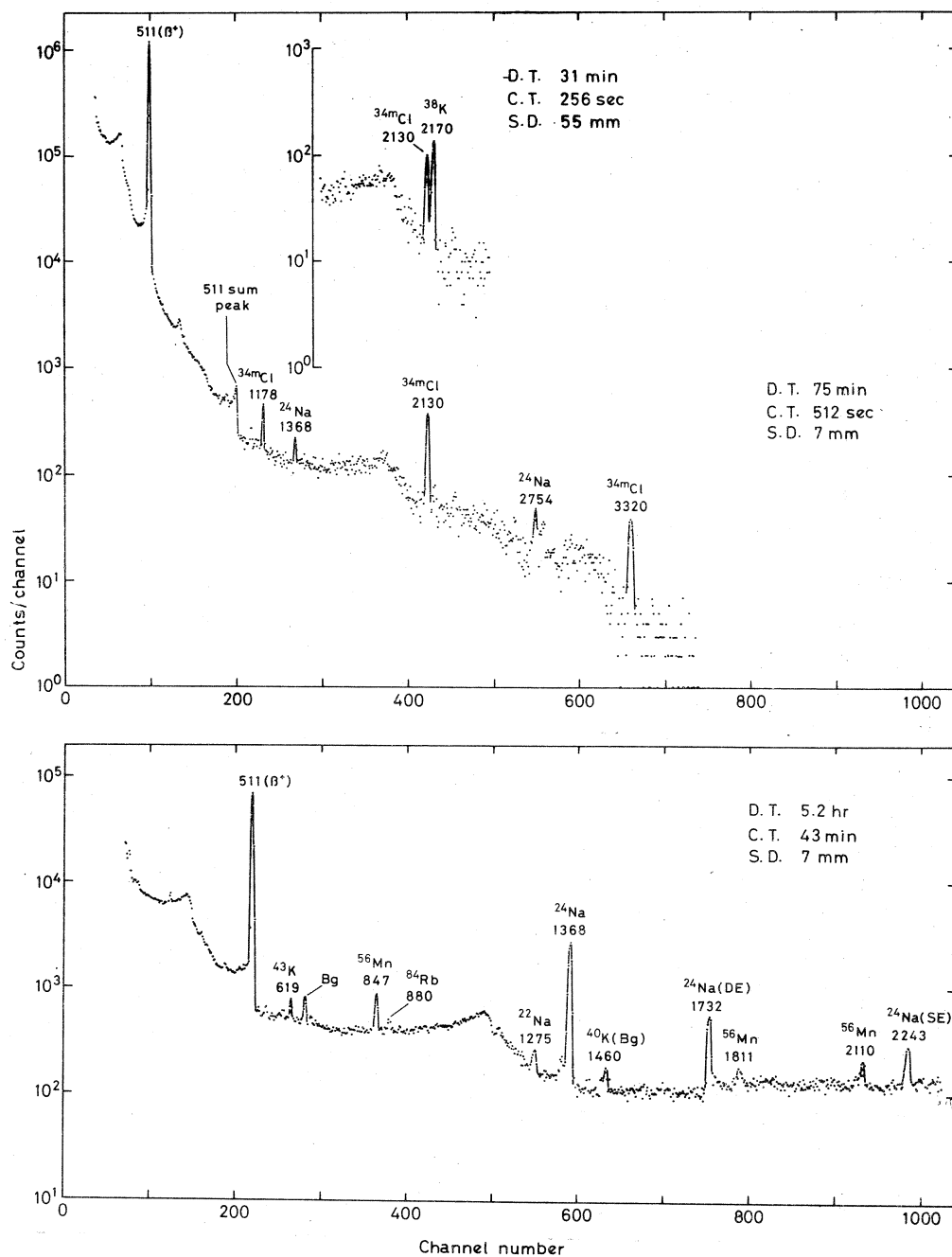


Fig. 1. Gamma-ray spectra taken with a 33-cm³ Ge(Li) detector at several different decay times after irradiation of Bovine Liver sample with 30 MeV bremsstrahlung (1)

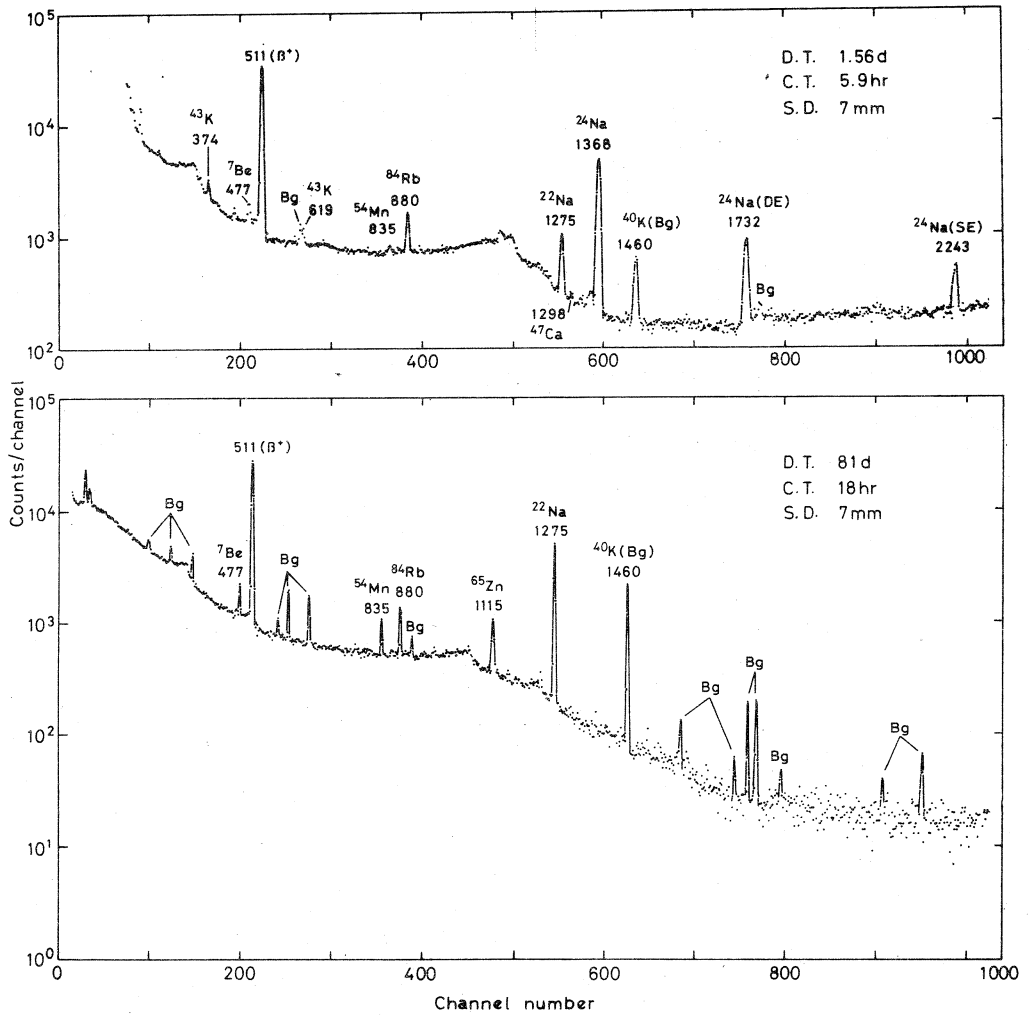


Fig. 2. Gamma-ray spectra taken with a $33\text{-cm}^3\text{Ge(Li)}$ detector at several different decay times after irradiation of Bovine Liver sample with 30 MeV bremsstrahlung (II)

D.T. : Decay time C.T. : Counting time
 S.D. : Source-to-detector distance Bg : Background

Table 1. Photon activation products observed

Element	Product nuclide	Process	Half-life	Gamma-ray observed keV	Photopeak intensity cpm/mg *	Time interval for measurement after irradiation
As	⁷⁴ As	(<i>r, n</i>)	17.9 d	596	1.66×10^3	10 ~ 20 d
"	"	"	"	634	4.00×10^2	20 d
Ca	⁴⁸ K	(<i>r, p</i>)	22.4 hr	374	2.26×10^2	1 ~ 3 d
"	"	"	"	619	1.11×10^2	"
"	⁴ Ca	(<i>r, n</i>)	4.53 d	1,298	6.35	10 ~ 20 d
Cl	^{34m} Cl	(<i>r, n</i>)	32.0 min	2,130	2.98×10^3	1 ~ 2 hr
"	"	"	"	3,320	4.87×10^2	"
Cs	¹³² Cs	(<i>r, n</i>)	6.5 d	668	1.04×10^1	10 ~ 20 d
Fe	⁵⁶ Mn	(<i>r, p</i>)	2.576 hr	847	1.01×10^3	2 ~ 10 hr
I	¹²⁹ I	(<i>r, n</i>)	13 d	386	3.64×10^3	10 ~ 20 d
K	³⁸ K	(<i>r, n</i>)	7.71 min	2,170	1.94×10^4	1 hr >
Mg	²⁴ Na	(<i>r, p</i>)	15 hr	1,368	8.88×10^2	1 ~ 3 d
Mn	⁵⁴ Mn	(<i>r, n</i>)	303 d	835	8.77×10^1	20 d
Na	²² Na	(<i>r, n</i>)	2.60 y	1,275	6.27	> 20 d
Rb	⁸⁴ Rb	(<i>r, n</i>)	33.0 d	880	5.70×10^2	10 ~ 20 d
Sb	¹²² Sb	(<i>r, n</i>)	2.80 d	564	7.89×10^3	3 ~ 10 d
Sr	^{87m} Sr	(<i>r, n</i>)	2.83 hr	388	3.46×10^5	2 ~ 10 hr
Tl	²⁰² Tl	(<i>r, n</i>)	12.0 d	440	2.92×10^3	10 ~ 20 d
Zn	⁶⁷ Cu	(<i>r, p</i>)	59 hr	185	5.90×10^2	~ 3 d
"	⁶⁵ Zn	(<i>r, n</i>)	245 d	1,115	2.36×10^1	20 d
Zr	⁸⁹ Zr	(<i>r, n</i>)	78.4 hr	913	4.94×10^3	3 ~ 10 d

* At the end of 2-hr irradiation with 30 MeV bremsstrahlung (10^5 R/min)

of ^{34m}Cl . The 3320 keV peak was only used for confirmation because of its lower intensity.

Since animal tissues contain far less calcium than plant tissues, the productions of both the ^{43}K and the ^{47}Ca activities are not so high. The only 619 keV peak of ^{43}K was found to produce accurate and precise value of calcium concentration.

In the determination of magnesium using the $^{25}\text{Mg}(\gamma, p)$ ^{24}Na reaction, aluminum interferes through the reaction $^{27}\text{Al}(n, \alpha) ^{24}\text{Na}$. A separate irradiation of each definite amount of magnesium and aluminum under identical conditions produced a ratio of ^{24}Na specific activities of 206 : 1. The $^{27}\text{Al}(n, \alpha) ^{24}\text{Na}$ contribution to the total ^{24}Na activity could be estimated to be 0.004% when an aluminum concentration of 45.6 ppm in Bovine Liver recently reported by Nadkarni and Morrison⁴⁾ was used.

The results of duplicate analyses are given in Table 2 together with the NBS certified values.⁵⁾ The results of duplicate analyses for each of the elements determined here generally agree with uncertainties better than $\pm 5\%$. The NBS tentative values for calcium, chlorine and magnesium are in fairly good agreement with those by this work.

The method presented here is successful with regard to the capability of determining such essential elements in biological materials as calcium, chlorine, iron, potassium, magnesium, rubidium sodium and zinc. Obviously, the number of elements determinable by this method depends on the levels at which they are present and on the bremsstrahlung fluxes to which the sample is exposed. One can measure additionally concentrations of several essential elements such as fluorine and iodine. The method will also be valuable for the determinations of lead and nickel which are quite important because

Table 2. Elemental abundances of NBS Standard Reference
Material 1577, Bovine Liver

Element, ppm unless indicated	This work		NBS
	(Nondestructive PAA)		Certified value
Ca	139	142	123*
Cl	2690	2680	2600*
Fe	293	286	270 ± 20
K	0.97 %	0.98 %	(0.97 ± 0.06)%
Mg	605	588	605*
Na	0.235 %	0.240 %	(0.243 ± 0.013)%
Rb	24	21	18.3 ± 1.0
Zn	135	141	130 ± 10

* Noncertified value

of their known toxicities. These problems will be discussed by further analyses on the biological materials of a wide variety.

Acknowledgement — The authors express their appreciation to Professor Nobuo Suzuki for his continuous encouragement and to members of the linac staff at the Institute of Nuclear Science, Tohoku University, for their kind cooperation with the irradiations. The Bovine Liver sample was provided by Dr. P. D. LaFleur of the U. S. National Bureau of Standards to whom the authors' thanks are due.

References

- 1) T. Kato and N. Sato, Research Report of Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, 6, No.1, 143 (1973).
- 2) Provisional certificate of analysis, SRM-1571, Orchard Leaves, National Bureau of Standards, Washington, D. C., January, 1971.
- 3) C. M. Lederer, J. M. Hollander and I. Perlman, "Table of Isotopes," 6th ed., J. Wiley & Sons, New York, 1967.
- 4) R. A. Nadkarni and G. H. Morrison, Anal. Chem., 45, 1957 (1973).
- 5) P. D. LaFleur, Presented at the C. N. R. S. International Colloquium on Activation Analysis, Saclay, France (October, 1972) C54.

IV. 加速器・測定器部門

IV-1 中性子散乱実験データ集積オンライン 用プログラム

核理研，金研^{*}，教養部^{**}，理学部化学^{***}

新村信雄・渡辺昇・富吉昇一^{*}・山田幸男^{**}

⁺大空 瞭^{***}・窪田健雄・小山田正幸

§ 1 序

中性子散乱実験孔の増設によって多グループの同時実験が可能となり，それに応じ，多くのデータの処理ができるように中性子散乱実験用64入力（256チャンネルタイムアナライザ—換算）飛行時間分析装置を作製した¹。それに伴い，このためのオンライン用プログラムの作製をおこなってきたが，最近ほぼできあがり，実用に供されだしたので，このプログラムの利用者が更に有効に使えるように，又将来類似のプログラムを作る時の参考のため概略を記すことにした。その前に中性子散乱実験データの流れ，コントロールパネル及びデータを表示し，取り出すシステムについて若干述べ，最後にプログラムの流れ図を示す。

§ 2 データの流れ及び制御系

東北大学 300 MeVライナックに取り着けられた中性子発生装置で得られたパルス中性子は，8本のビーム孔より取り出され試料に照射される。試料により散乱された中性子は実験目的に応じそれぞれ数系統の検出器系で検出される。その信号はプリアンプ，リニアアンプ，ディスクリミネータ（PHA）を通過し，約 170 m の同軸ケーブルでインターフェイスに伝送される。（図 1 参照）

インターフェイスでは指定のチャンネル数及びチャンネル巾に従い，ライナックトリガーを時間基準にし，飛行時間及びどの信号ケーブルからの入力かがエンコードされ，アドワンチャンネルを通りコアメモリーの決められた領域（PIO装置のベースレジスターにこの領域の開始番地をセットする。）に集積されていく（direct access）。本プログラムではコアメモリーの（注1） $(3C00)_{16}$ 番地から $(7BFF)_{16}$ 番地までの間にデータは集積される。制御はデータ領域を4分割し，4台のコントロールパネルでそれぞれ独立におこなう。コアメモリーに蓄えられた

脚注，⁺現在，富士通信機製造株式会社勤務

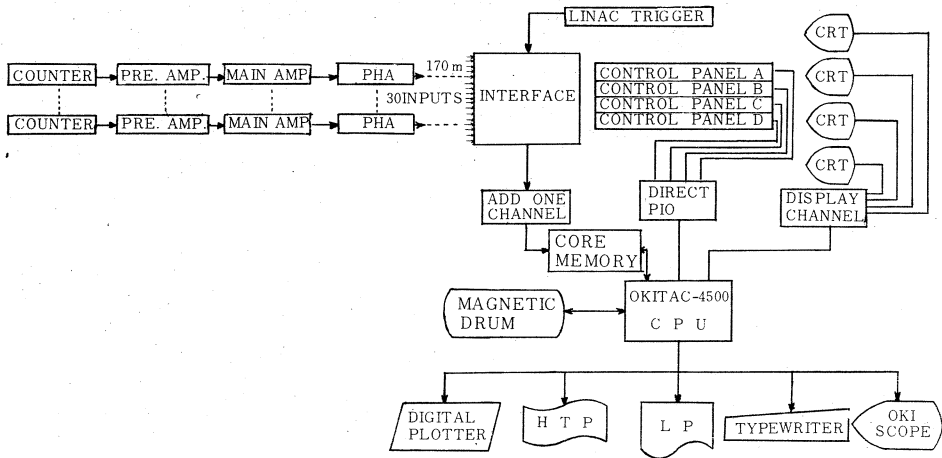


図1. データ集積装置全図

データは瞬時4台のCRTで表示される。又、データの一時保管としては磁気ドラムに、又外部取り出しとしては紙テープ、ラインプリンタ及びデジタルプロッタに夫々の形式でアウトプットされる。

§3 コントロールパネル及び表示用CRTパネル

データ処理のコントロールはコントロールパネル(以下CONT.P.と呼ぶ。)及び表示用CRTパネル(以下CRT.P.と呼ぶ。)上の押ボタンでおこなうので、その各ボタンの意味を述べる必要があるが、その前に、コアメモリ及び磁気ドラム間のデータ受授はあるまとまった量でおこなわれるので、一つ一つのまとまりを分類し名前をつけておく。それを図2に示す。まず4Kワード単位のSYSTEM(系)に分け、夫々A, B, C, Dと名付ける。これが一台のCONT.P.及びCRT.P.が制御できるデータの範囲である。次に各系のデータは8個(SYSTEM Dは6個)のGROUP(群)に分けられる。^(注2) 各グループは夫々4個のエリア(領域)を磁気ドラムの中にもっている。データを指定するときには、システム、グループ、エリアを例えばB-4-3のように言えばよく、これをデータの名前と呼ぶ。

図3にCONT.P.を、図4にCRT.P.を示す。個々のボタンの意味は、§4で説明するので本節ではシステム、グループ、エリアの指定の仕方を述べる。

a) システム(系)はCRT.P., CONT.P.と一対一に対応している。CRT.P. A, B, C, Dのユニットボタンは夫々0, 1, 2, 3にしておく。

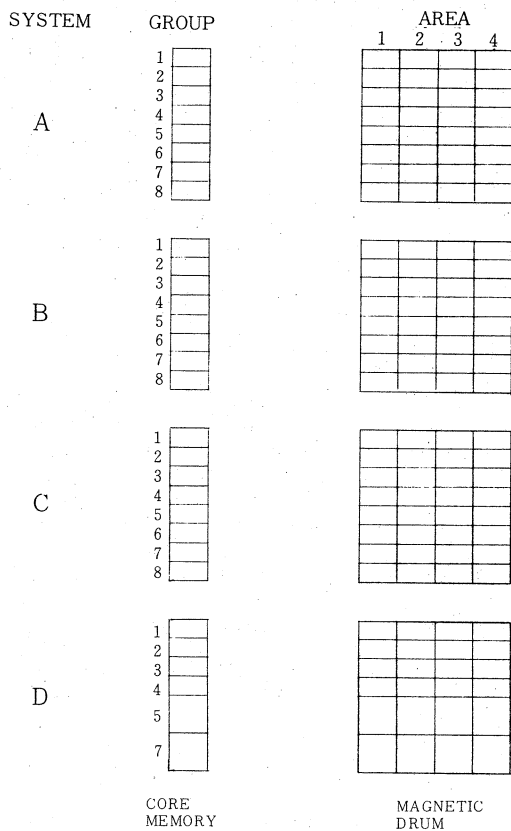


図 2. データ制御のための分類方法

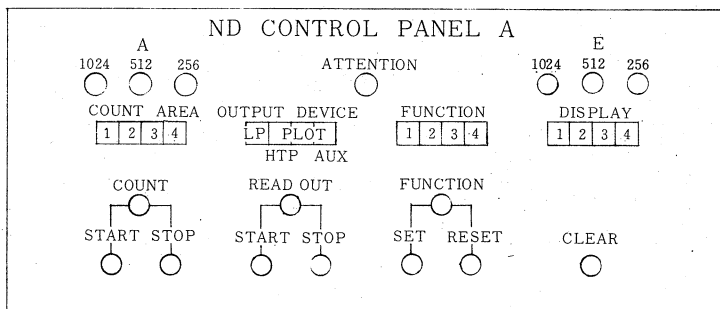


図 3. コントロール・パネル (CONT. P.)

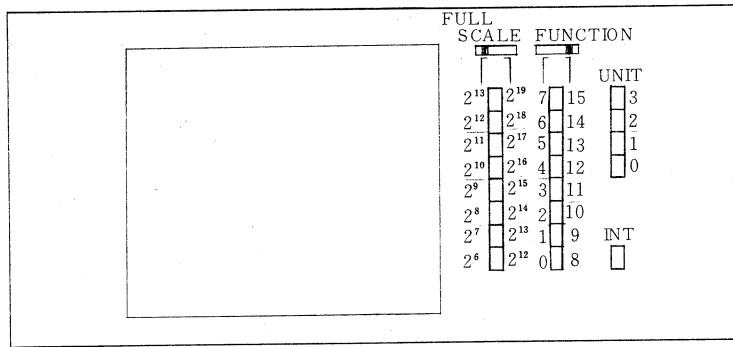


図 4. CRT ディスプレイ用パネル (CRT. P.)

- b) グループの選択は CRT. P. の FUNCTION ボタンによりおこなう。
- c) エリアの選択は CONT. P. の COUNT AREA あるいは DISPLAY のボタンによりおこなうが、どちらが有意かはコントロール操作による。COUNT START, STOP の時は、COUNT AREA のボタンにより、又 CRT 表示、OUTPUT 用登録は DISPLAY のボタンにより、又データの抹消には COUNT AREA と DISPLAY の両方のボタンを一致させることによりおこなう。

§ 4 プログラム流れ図

このプログラムの特徴は CONT. P. 及び CRT. P. の操作により CPU に割込みをし、割込み処理ルーチンで各操作が何であったかを判定して、所要の実行ルーチンのフラグをセットしてもとに帰る。主プログラムではそれらのフラグを調べてゆきセットされているならその実行プログラムにジャンプするという方式を採用してある。図 5 に主プログラム及び実行ルーチンの流れ図を示しておく。実行ルーチンは次に示す内容の実行を行っている。

a) INITIAL CONDITION SET

このプログラムで使用する各種定数の初期値セット、各種パラメーターの初期値セット、日付の入力、モニターの計数開始等をおこなう。ここで日付はコンソールタイプライタから入力される。

b) DATA EDIT for CRT DISPLAY

4 つの系のデータを 4 台の CRT に表示できるようになっているが、グループ、エリアを読み込み指定された FULL SCALE (CRT. P. のボタンで指定) に従い 512 チャンネル分のデータを編集して表示する。計数中のエリアのデータ表示のみコアメモリーのデータを表示し、

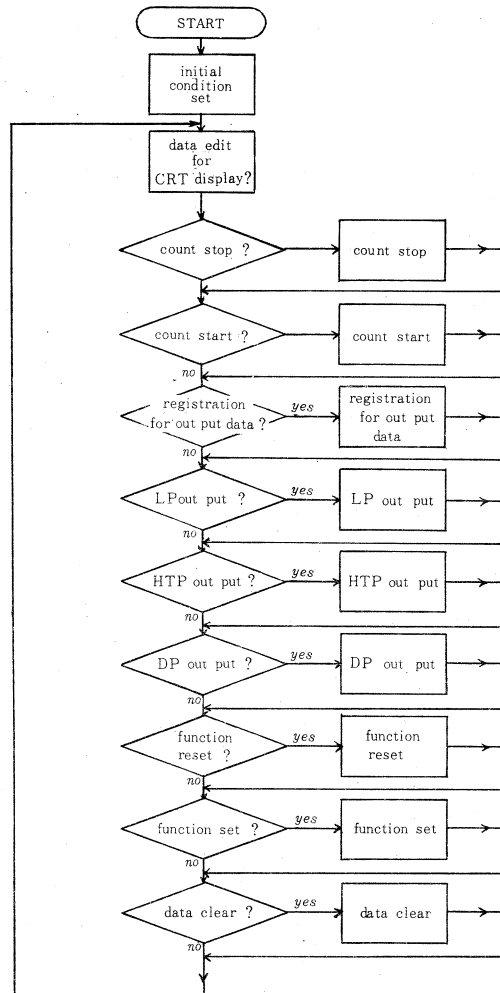


図5. 主プログラム及び実行プログラムの流れ図

それ以外はDISPLAYで指定されたエリアのデータを磁気ドラムから転送して表示する。

c) COUNT STOP

COUT. P.にあるSTOPボタンを押すとその系の全グループの計数停止となり、コアメモリーに蓄えたデータがCOUNT AREAで指定されたエリアと同じ磁気ドラムのエリアと次のエリアに夫々転送される。但しCOUNT AREAが4の時は、エリア4と1に転送される。その時先頭チャンネルから6チャンネルまで表1に示す情報を挿入する。尚このCOUNT STOPは系毎に独立におこなえる。

表 1.

チャンネル	1	ネットモニター
	2	データの名前
	3	計数開始時間
	4	計数終了時間
	5	全計数時間
	6	チャンネル数

d) COUNT START

CONT. P.にあるSTARTボタンを押すとCOUNT AREAで指定されているエリアのデータを磁気ドラムからコアメモリーに転送し、その上に重ねて全グループの計数を開始する。

e) REGISTRATION for OUTPUT DATA

グループのエリア毎に独立にどの出力機能を利用するかをCONT. P.のOUTPUT DEVICEで選択しREAD OUTのSTARTボタンを押すことにより行う。出力機能としてはラインプリンタ(LP)、ハイスピードテープパンチャ(HTP)、デジタルプロッタ(DP)の3種類である。機能毎に8個のデータまで登録できる。登録が完了したデータはたとえばB-4-3のようにデータの多前がオキスコープに受付順に表示される。

f) LP OUTPUT

LPを指定してデータを登録してあれば受付順に自動的に出力されてくるので実験者は登録のみを行えばよい。HTP, DPについてもこのことは同様である。図6にLP出力された結果の例を示す。

g) HTP OUTPUT

データはバイナリ・モードで出力される。データの先頭に電光文字形式でデータの名前をパンチしてある。図7にHTP出力された結果の例を示す。

h) DP OUTPUT

デジタルプロッタで描かれるグラフのたて軸のFULL SCALEはCRTに表示されていると同じFULL SCALEであるから、データ登録の時FULL SCALEの指定が必要である。図8にDP出力された結果の例を示す。一枚のグラフが描き終わると、コンソールタイプライタで登録された順番、データの名前、FULL SCALEの印字がおこなわれる。

START & STOP (23:11-- 4:36) ①		NET MONITOR (2642) ②					NET TIME (4:55) ③			NAME (B-1-2) ⑤		④
CH NO	0	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500	
1		915	450	172	73	40	23	25	21	7	10	
2		832	464	163	64	61	32	15	13	12	11	
3		861	418	180	82	36	16	17	13	9	8	
4		876	395	162	53	45	23	17	11	12	8	
5		861	434	159	61	46	26	14	13	10	6	
6		864	393	138	61	33	24	15	11	12	5	
7		822	363	131	75	39	23	16	24	11	7	
8		800	412	147	68	37	29	23	13	14	13	
9		868	381	169	62	35	27	16	17	12	12	
10		835	340	135	80	44	19	19	17	11	10	
11		835	390	146	79	35	31	14	12	10	11	
12		824	357	128	52	35	33	26	19	19	10	
13	19750	871	364	136	81	51	28	18	11	13	6	
14	18630	908	338	129	58	50	22	22	10	10	10	
15	17180	824	337	140	59	40	20	16	16	9	9	
16	15964	889	311	139	68	34	30	18	16	11	11	
17	14955	873	339	126	60	33	27	16	18	13	13	
18	13576	806	310	122	58	47	24	16	13	15	15	
19	12499	874	310	140	53	33	25	20	11	10	10	
20	11522	846	314	124	66	33	24	21	14	7	7	
21	10422	779	319	130	49	45	26	14	13	7	7	
22	9518	828	284	111	67	46	24	17	21	9	9	
23	8706	790	293	115	59	39	23	10	19	12	12	
24	8043	762	272	101	60	38	21	12	13	6	6	
25	7023	768	243	93	68	35	29	17	19	8	8	
26	6113	703	256	113	46	34	25	14	11	10	10	
27	5296	664	265	106	67	35	25	17	13	9	9	
28	4330	694	245	105	57	33	18	14	14	7	7	
29	4069	721	237	112	49	34	21	18	13	11	11	
30	3321	627	213	103	55	32	22	18	21	15	15	
31	2738	631	228	80	43	30	22	15	6	11	11	
32	2212	615	249	98	52	43	16	18	14	10	10	
33	1365	588	233	104	56	30	21	18	12	3	3	
34	1707	621	240	84	64	38	19	17	13	12	12	
35	1497	594	223	95	49	29	25	17	14	10	10	
36	1434	543	212	98	50	34	35	19	12	10	10	
37	1339	612	213	97	57	23	18	12	13	12	12	
38	1325	554	195	101	47	41	28	10	13	10	10	
39	1247	553	210	93	50	22	23	10	10	5	5	
40	1263	548	191	86	49	32	35	25	5	11	11	
41	1187	524	189	100	50	30	25	13	8	9	9	
42	1079	521	178	90	46	33	14	20	9	12	12	
43	1036	553	193	109	51	40	27	18	8	11	11	
44	1076	487	174	98	35	27	19	16	10	8	8	
45	1065	505	169	94	47	27	24	7	7	12	12	
46	990	484	146	79	62	28	23	13	9	9	9	
47	988	449	169	85	34	30	17	9	12	3	3	
48	916	478	155	103	48	31	18	11	8	7	7	
49	949	477	183	89	44	23	20	17	12	7	7	
50	921	489	191	78	41	24	21	11	12	2	2	

図 6. LP output の例

- ① 計数開始と終了時刻 (単位キロカウント)
- ② 中性子モニターカウント数
- ③ 計数時間
- ④ 年月日
- ⑤ データの名前

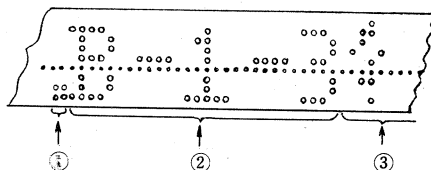


図 7. HTP output の先頭の部分

- ① TOSBAC - 3400 用コード変換のためのもの
- ② データの名前
- ③ データ

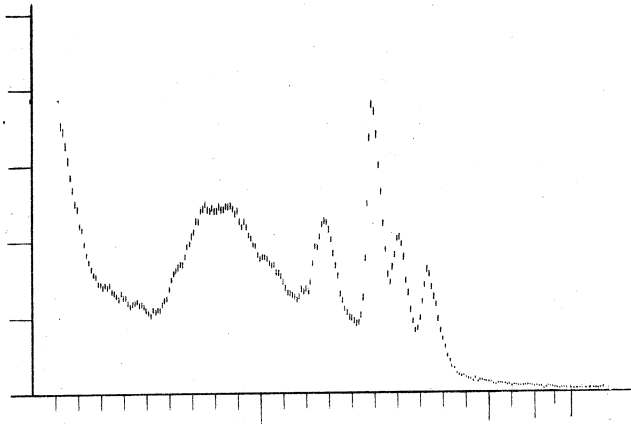


図 8. DP output の例 (一部)

i) FUNCTION SET

データ処理の際補助的に各種の機能を割込みでおこなわせることができる。このプログラムでは現在指定された名前のデータの指定されたチャンネル間の積分強度をとる機能がある。

オキスコープから積分強度をとる開始チャンネル、終了チャンネルを入力すると、積分強度計算開始モニタ値、現在のモニタ値及びその時の積分強度値がオキスコープに表示される。

j) FUNCTION RESET

上記の機能を off にする。

k) DATA CLEAR

CONT. P. の CLEAR ボタンを押すことにより指定された名前のデータを抹消する機能である。エリア指定にさいしては COUNT AREA と DISPLAY の両方で一致した値の時のみ有効である。計数中はこのボタンは無効である。

注 1. これに用いた計算機は OKITAC-4500 でこれのメモリ語長は 16 ビットであるため番地、数等はそれを 4 ビットずつに区切り 16 進数で表現すると便利のためそのようにしている。

(0000)₁₆ の記号で示されるのは 16 進数のことで、A~F は 10~15 を意味する。

注 2. インターフェイスは 2 K 語ずつ独立に 1024 × 2, 512 × 4, 256 × 8, にグループ分けできる。このプログラムでは 512 チャンネルを標準にしているので、各系は 8 つのグループに分割されている。但し D 系は 512 × 4 + 1024 × 2 である。

参 考 文 献

- 1) 窪田健雄, 上野智康, 武藤正勝, 小山田正幸, 渡辺昇, 新村信雄, 木村一治: 日本物理学会第27回年会予稿集 12a-T-10 (1972) p. 231

V. 加速器・データ処理装置稼動状況

V-1 昭和48年度前期マシン報告

核理研・マシングループ

阿部 勇, 一戸 隆, 浦沢茂一
栗原 亮, 今野 収, 羽柴 満

300MeV

概 況

- ・連続運転；1週間連続を試験的に2回実施した。予想通り故障も少なく、運転時間の実質増にもなり好結果を得た。後期は連続運転を4回計画している。
- ・クライストロン；マシン維持費の大半を占めるクライストロンの購入及び修理費を少なくするため、7月から使用法を今まで1500時間(高圧印加, 以下同じ)使用で修理していたものを2500時間使用に変更した。これは1500時間では修理の必要がないと判明したためである。
- ・真空リーク；フランジの疲労とおもわれる真空リークが、前半に集中した。これの作業には放射線被曝が伴うので作業は充分な管理のもとに行なわれなければならない。このため復旧までに要する時間が他の作業より多くなった。尚一部は交換したが、Ⅰ系Ⅱ系の分析管は49年度を目標に現在交換を計画している。
- ・分析電磁石電源；故障率の増加で更新をすることにした。予算が少ないので一部外注, 組立・調整はマシングループで行なう。完成予定は来年3月。
- ・オーバホール；4月に実施した。約2週間の予定であったが3日程延びた。
 - 立体回路の解体修理
 - クライストロン及びガン・パルサの高電圧回路の点検修理
 - イオンポンプの変換等を行った。

マシンタイム実施状況

(単位は日数)

課 題 (責任者)	割 当	実 施	増 減
e s (鳥 塚)	15	14 + 2 ¹⁾	+1
e s (Shin)	6	6	0
e s (中 原)	9	9	0
e, e'p (種 市)	2	2	0
e, e'p (斎 藤)	3	3	0
e, e'p (菅 原)	6	6	0
e, e'p (川 村)	6	6	0
e, e'p (坪 田)	4	4	0
e, e'p (庄 田)	5	5	0
r, a (阿 部)	2	2	0
r, r (金 沢)	2	2	0
TOF (百 田)	4	4	0
EH (平 井)	4	4	0
(松 井)	1	1	0
ND (13 課題)	19.5	20	+0.5
RI (17 課題)	23.5	24	+0.5
マシン (川 村)	1.	1	0
計	113	113 + 2	2
工 事	33	35.5	+2.5
定 期 点 検	5	5	0
修 理 ・ 故 障	19 - 2 ²⁾	16.5	-0.5
計	57 - 2	57	+2
合 計	170 - 2	170 + 2	+4

1) +2日は前期に実施したもの

2) 休日が2日増えた

V-2 データ処理装置, 測定器整備稼働状況

核 理 研

小山田正幸・窪田健雄・四の宮しずえ
菅原真澄・平塚嘉雄・武藤正勝

1 データ処理装置

核理研のデータ処理装置の整備状況については、前年度よりの整備計画である 1. 中性子回折用ゴニオメータ及び制御装置の設置(名古屋大学工学部との共同研究) 2. ディスクファイル新設, コアメモリ拡張(O-4500) 3. ADC接続(O-4500)の3項目の内1.については一応完了し, 現在テスト稼働をしている。2.については完了し現在各実験グループがソフトの改良作業を行っている。3.については予算の関係で実現出来なかった。その他T-3400用のプロッター, タイプライター等の更新も予算難で見送りとなっている。

さて今期の稼働状況であるが, オンラインデータ処理装置(T-3400), オンラインデータ集積装置(O-4500)の用途別利用実績を表1に示す。O-4500について見ると, 全利用1416時間の内オンライン合計が1013時間と71%に達し, 月平均でも165時間となりオンラインデータ集積装置として全稼働に入った事を示している。これは6月にBDMのプログラム完成によるT-3400よりの移行, 8月のコアメモリ拡張によるNDの全面的移行によるものである。この事によりオンライン関係ではADC関係の移行を残すのみでT-3400の状況からも1日も早い移行が望まれる。T-3400については全利用1954時間の内オンラインは228時間である。しかしこれもPHA(47時間)を除いてO-4500に移行して居り(前述)来期からは姿を消す事になる。一方オフラインデータ処理としては1140時間58%に達して居る。さらに一般計算を含めると80%に達しオフラインデータ処理が主になった事を示している。この結果導入時よりの名称「オンラインデータ処理装置」よりオンラインをオフラインと変えるべき時期となった。この事は「オンラインデータ集積装置」の導入により達成出来たもので, 導入に際しての核理研内外関係各位の御協力, 御援助の結果と感謝している。

昭和42年3月以来オンラインデータ処理に, オフラインデータ処理にと昼夜に亘って殺人的(殺計算機的?)にこき使われたT-3400もよる年波には勝てず, 老化著しく故障時間の増加となってきた。故障時間について47年より見てみると, 47年前期20時間, 後期50時間, 今期78時間

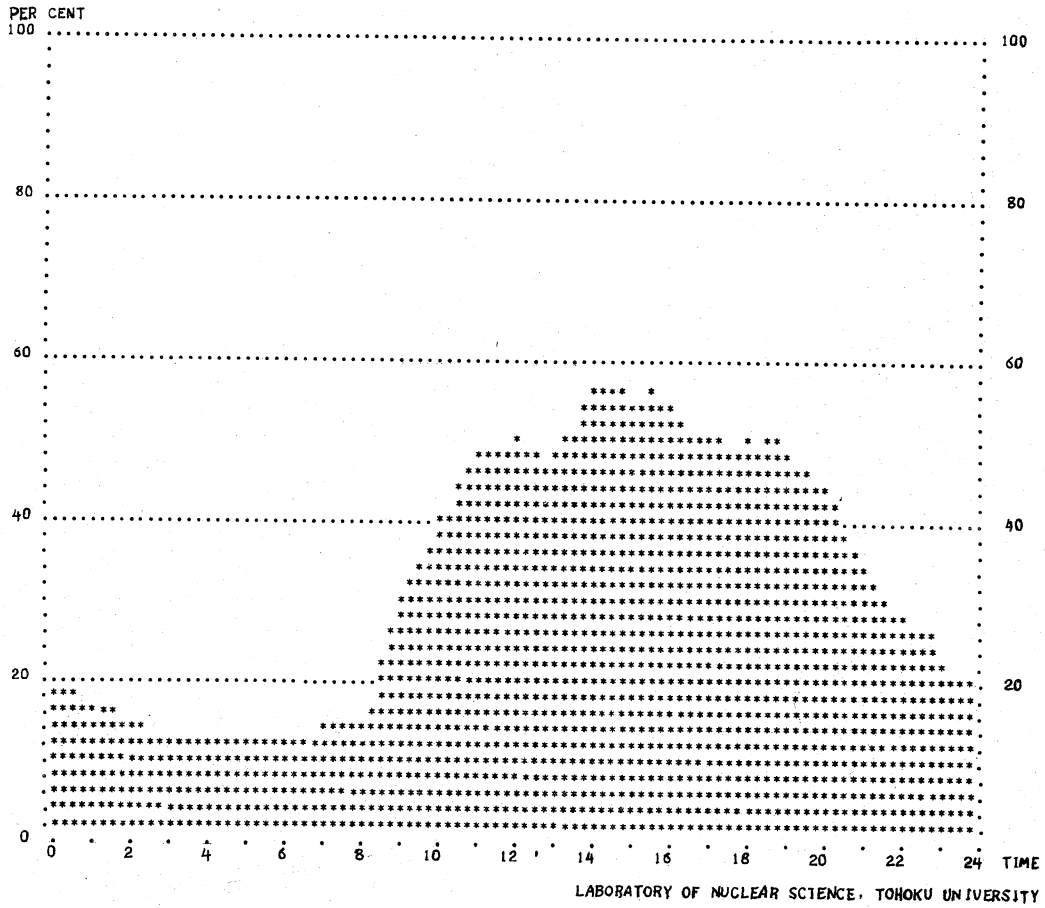
表1. 用途別利用実績表

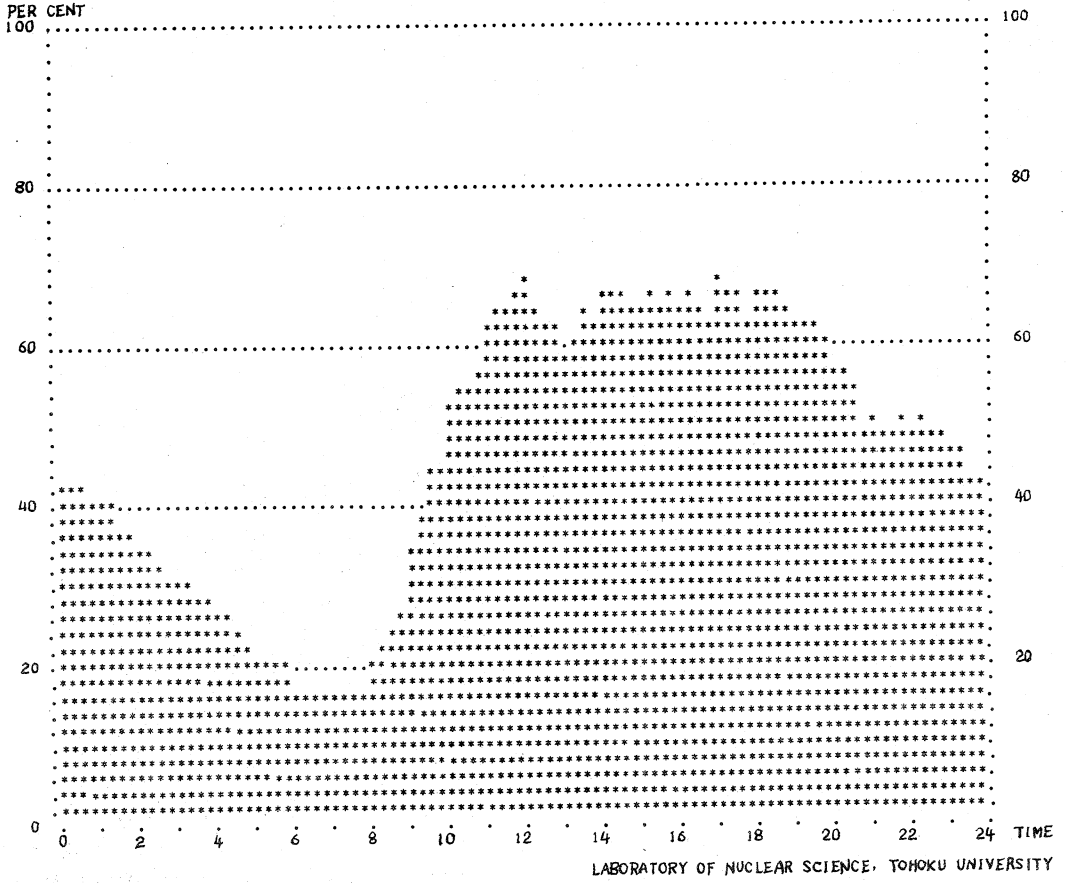
オンラインデータ集積装置
(OKITAC-4500)

月	LDM	BDM	ND	オンライン 合計	データステ ーション	一 般 計 算	保 守	故 障	合 計
4	40	0	14	54	28	90	7	0	179
5	106	0	40	146	47	32	4	0	229
6	113	125	38	276	12	15	3	0	306
7	83	87	58	228	7	25	28	0	288
8	25	17	68	110	9	32	12	6	169
9	65	63	71	199	17	18	9	2	245
合 計	432	292	289	1,013	120	212	63	8	1,416
月 平 均	72	49	48	169	20	34	11	1	236
%	30.5	20.6	20.4	71.5	8.5	15.0	4.4	0.6	100.0

オンラインデータ処理装置
(TOSBAC-3400)

月	BDM	ND	PHA	オンライン 計	データ 処 理	一 般 計 算	保 守	故 障	合 計
4	0	9	0	9	118	15	13	10	165
5	87	37	0	124	131	62	8	6	331
6	1	37	0	38	143	74	24	12	291
7	0	10	0	10	211	71	17	8	317
8	0	0	47	47	262	91	8	2	410
9	0	0	0	0	275	115	10	40	440
合 計	88	93	47	228	1,140	428	80	78	1,954
月 平 均	15	16	8	38	190	71	13	13	326
%	4.5	4.8	2.4	11.7	58.3	21.9	4.1	4.0	100.0





と物価並みの上昇カーブを描いている。10月は一寸、小康状態であるがあまり大きな期待は持てない現状である。

核理研内外で LINAC の運転時間の延長が話題に上りその実現が期待されているが、実現した場合のオフラインデータ処理の増加を現状の T-3400 でどの程度処理出来るかが問題となる。我々我担当者は現在実験時間増又は実験方法の改良等によるデータ量の増加に対するオフラインデータ処理についての検討を行って居りますので皆様の御指導、御協力を御願い致します。

(小山田, 窪田, 四の宮)

2 測 定 器

48年度は測定器(主に NIM type)の開発を主テーマに仕事を進めている。今年度中に Pre amp, Main amp, Discriminator, Strecher, Scaler/Timer の試作を完了させ、要求がある場合すぐ量産できる状態にまでもっていききたい。また一部実験者から Coincidence 関係の測定器も自給して欲しいという要望も出されているが、今年度はちょっとむずかしい。来年度の計画の中で考えてみたい。

(1) Pre amp (Charge sensitive type)

現在試作のものの noise は 0 pF で約 3 KeV FWHM Si (2 μ sec CR-RC) を得ており今後若干回路に改良を加え実用に供したい。更に回路素子(特に初段の FET など)を選択する事により市販品と同等の性能を得る事も可能であろう。

(2) Main amp

Main amp に使用する直結型の unit amp の開発がほぼ完了し引き続き multimode type の Amp を試作する予定である。特に実験者側から要求がある場合は unit amp と clipping delay line を組合せ Main amp を作る事は今すぐにも可能である。

(3) Scaler/Timer

機能、性能は ORTEC 社の Model 715 に相当する 20 MHz の dual type の Scaler/Timer の設計を行っており 49年 1月末まで 5台量産する予定である。市販品と比べ両方の count 内容が同時に display できるのが特徴である。

(4) Discriminator, Strecher

Main amp の試作が完了した後具体的検討を行う予定である。性能的には 50 ~ 100 nsec の pulse も処理できる様にしたい。

以上 Module の開発試作状況を述べたが、これらの詳細については別の機会に報告する予定で

ある。

前期製作した実験装置，後期製作予定の実験装置を次に列挙しておく。

- マノメータ（核理研 R I）完了
- E-H実験装置（理 上田研）完了
- S S D測定装置（核理研 γ -channel）継続
- Neutron counter 用 amp（金研 竹内研）11月予定
- Neutron chopper の位相制御装置の検討（核理研 N D）1～3月予定

（武藤，平塚）

核理研研究報告 第6巻 第2号

昭和48年12月発行

発行所 東北大学理学部附属原子核理学研究施設
仙台市富沢金山1 (郵便番号982)

印刷所 株式会社 東北プリント
仙台市立町24番24号
TEL (25) 6466(代)

Research Report of Laboratory of Nuclear
Science Tohoku University Vol. 6 No.2 Dec. 1973

Laboratory of Nuclear Science,
Tohoku University.

1, Kanayama, Tomizawa, Sendai, Japan