

RESEARCH REPORT
OF
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCE
TOHOKU UNIVERSITY

核 理 研 研 究 報 告

VOL. 7 No. 2 Dec. 1974

東 北 大 学 理 学 部

原 子 核 理 学 研 究 施 設

刊 行 規 定

1. 「核理研研究報告」は核理研共同利用による実験報告及びそれに直接関連した研究報告等を掲載します。
2. 本誌掲載の論文に対しては原則として審査を行っておりません。
但し、特別の事情がある場合には投稿論文の掲載を拒否し、あるいは書き直しを求める事があります。
3. 本誌の論文を欧文の論文中に引用される際は Research Report of Laboratory of Nuclear Science Tohoku University 又は Private Communication として引用する事とし、著者の承諾を得た上で引用して下さい。
4. 本誌は毎年6月と12月に発行します。

投 稿 規 定

1. 邦文の原稿はA4版400字詰原稿用紙を使用して下さい。
2. 引用文献、記号、単位、数式、文字指定等は Journal of the Physical Society of Japan あるいは Bulletin of the Chemical Society of Japan の「投稿の手引」に従って下さい。
特に次の点について御注意下さい。
原稿には添字、ギリシャ文字、大文字、小文字、イタリック、ゴシック、立体を赤鉛筆で指定して下さい。但し、文中の文字記号及び数式は原則としてイタリックで組みますので、単位及び元素記号、数式中特に立体とすべき文字記号は必ず立体の指定をして下さい。
3. 図及び表には1枚毎に「第1図」、「第2表」のように番号を付けて下さい。図は全て墨入れし、縮尺又は刷り上り寸法を記入して下さい。但し、1/3以下の縮尺は御遠慮下さい。
4. 図及び表の挿入個所を原稿に指定して下さい。
5. 図及び表の説明をそれぞれ別紙にまとめて原稿の末尾につけて下さい。
6. 原稿締切日は4月30日と10月31日です。原稿は下記宛提出して下さい。

仙台市富沢金山1 郵便番号 982

東北大学理学部原子核理学研究施設

「核理研研究報告」編集係

核理研研究報告 Vol.7 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…………… 231
 (核理研, 理学部物理* サンパウロ大,** マインツ大 ***)
 鳥塚 賀治, 斎藤悌二郎, 伊藤 広平
 寺沢 辰生, 細山 謙二, 笹尾真実子
 福田 茂樹, 三浦 英美, 榎本 収志
 宇井 治生,* 川添 良幸*
 I. C. Nascimento,** J. Friedrich ***
- I-2 Quasielastic Electron Scattering (III),
 Woods-Saxon optical potential model and background
 estimation…………… 247
 (理学部物理, 東北薬科大*)
 川添 良幸, 松崎 久夫*
- I-3 Comment on Radiation Tail and Radiation Correction for
 Electron Scattering Experiments…………… 254
 (マインツ大) J. Friedrich
- I-4 ^{19}F 核のE4及びM5励起…………… 268
 (核理研, 理学部物理*) 寺沢 辰生, 小山田正幸, 中原 和夫
 斎藤 肇,* 田中 英二*
- I-5 ^{25}Mg の第一 $\text{K}^{\pi} = 1/2^{+}$ 回転帯の電子散乱による励起…………… 275
 (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-6 ^{52}Cr による電子散乱 (I)…………… 279
 (核理研, 青山学院大*) 早川 建, 岡崎 行男, 小山田正幸
 鳥塚 賀治, 有田 浩三*
- I-7 $^{6}\text{Li}(e, e'X)$ 反応の研究…………… 289
 (山形大教養, 核理研*) 種市 宏, 上野 博昭, 庄田 勝房*
- I-8 $^{56}\text{Fe}(r, \alpha_0)$ 反応…………… 293
 (核理研, 教養部*) 玉江 忠明, 坪田 博明,* 菅原 真澄

I-9	Isospin Effect in the (e, e'p) Reaction on Zr-Isotopes and Others	299
	(メルボルン大, 核理研*)	K. J. F. Allen, A. Davison, M. N. Thompson, Shoda-Group*
I-10	E1 IASのdecay modeの研究	302
	(核理研)	上柿 順一, 玉江 忠明, 大橋 英雄 鈴木 厚人, 及川 四郎, 斎藤梯二郎 菅原 真澄, 庄田 勝房
I-11	¹³⁶ Baの核構造	312
	(理学部物理)	林部 昭吾, 大島 真澄, 山家 優 片倉 純一, 金沢 正明, 石松 敏之
II 物性物理部門		
II-1	アモルファスFe ₈₀ P ₁₃ C ₀₇ 合金のパルス中性子散乱(II)	323
	(学習院大理学部, 核理研*)	溝口 正, 山内 一志, 新村 信雄*
II-2	Measurement of Structure Factor for Liquid Semiconductor Tl-Te Binary System	327
	(金研)	三沢 正勝, 福嶋 喜章, 鈴木 謙爾
II-3	消衰効果のTOF法中性子回折による研究	331
	(核理研, 名大工学部*)	新村 信雄, 高橋 順一*, 原田 仁平*
II-4	Gd合金の熱外中性子回折(II)	336
	(理学部物理, 核理研*, 広大総合科学部**)	石川 義和, 渡辺 昇*, 田島 圭介 遠藤 康夫, 関根 久, 鈴木三千郎 藤井 博信**, 岡本 哲彦**
II-5	熱弾性マルテンサイト変態を起こす(CuNi) _{3-x} Al _{1+x} 合金の格子緩和現象と中性子非弾性散乱	342
	(工学部金属材料)	梶谷 剛, 平野 賢一
III 放射化学部門		
III-1	人工鉱物中の不純物の放射化分析	347
	(B-アルミナ中のマグネシウムI)	(金研)
		武居 文彦, 小林 孝彰

III-2	Determination of Nickel in Standard Rocks and Glasses by Photon Activation Analysis with 30 MeV Bremsstrahlung	349
	(理学部化学) 加藤 豊明, 北瓜 英一, 鈴木 信男	
III-3	$^{30}\text{Si}(\gamma, 2p)^{28}\text{Mg}$ 反応を利用した無担体 ^{26}Mg の製造法およびAl 中でのMgの不純物拡散	361
	(工学部金属材料, 核理研*) 藤川辰一郎, 平野 賢一, 八木 益男* 近藤健次郎*	
IV 加速器・測定器部門		
IV-1	L I N A Cに同期した高電圧パルス発生装置	371
	(核理研) 武藤 正勝, 平塚 嘉雄, 新村 信雄	
IV-2	デジタルパネルメータを使ったMULTI-ADC	375
	(核理研) 武藤 正勝, 藤沢 政則, 窪田 健雄	
V 加速器・データ処理装置稼動状況		
V-1	昭和49年度前期マシン報告	379
	(核理研マシングループ) 浦沢 茂一, 今野 収, 一戸 隆 栗原 亮, 阿部 勇, 羽柴 満 根本 重伸, 柴崎 義信	
V-2	データ処理装置, 測定器稼動状況	382
	(核理研) 窪田 健雄, 菅原 真澄, 藤沢 政則 武藤 正勝, 小山田正幸	
VI	論文リスト	385

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・斎藤 悌二郎・伊藤 広平・
理学部物理*	寺沢辰生・細山謙二・笹尾真実子・
サンパウロ大**	福田茂樹・三浦英美・榎本収志・
マインツ大***	宇井治生*・川添良幸*・I.C. Nascimento**
	J. Friedrich***

今期は巨大共鳴の実験と、ブラジルサンパウロ大学との協同研究として取り上げた。Elastic Magnetic Scattering の実験を行なった。

巨大共鳴の研究を飛躍させるためには、今までは現象論的に取扱ってきた background それに関連して準弾性散乱 についてその物理的意味を明確にする必要にせまられている。その結果巨大共鳴に対する理解も深まるであろうと期待される。今期行なわれた ^{116}Sn について励起エネルギー 100 MeV までの実験はその意味で一步前進したものであって、巨大共鳴と準弾性散乱を統一的に理解しようとするものであり、又一方では巨大共鳴と準弾性散乱を分離できる可能性を示すものである。

サンパウロ大学との協同研究は最初 ^{51}V について行なわれたが、Elastic Magnetic Scattering の実験は初めての試みであったにもかかわらず、実験は順調に進み、今まで測定されていない $M7$ モーメントの形状因子を得る事に成功し、国際協力の成果を得たことを喜ぶたい。

 ^{51}V の磁化分布からの電子弾性散乱

§ 1. 序

原子核の基底状態のスピン、パリティが 0^+ でない核は後方角での弾性電子散乱実験の散乱断面積を測定する事により、高次の多重極磁気能率を調べる事が出来る。最近 T. W. Donnelly^{1),2)} et al. により ^{11}B , ^{27}Al , ^{51}V , ^{93}Nb , ^{209}Bi の理論的計算がなされた。実験的には 180° 電子散乱実験が行なわれ、軽核^{3,4)} 及び ^{51}V ⁵⁾, ^{209}Bi ³⁾ について、主に $M1$, $M3$ の結果が報告されている。

今回の実験目的は比較的高エネルギーの入射電子ビームを使って、 ^{51}V の高次の多重極能率を測

定する事である。 ^{51}V の基底状態及び低励起準位は $f_{7/2}$ に陽子 3ヶの配位で良く説明が出来る。基底状態のスピン、パリティは $\frac{7}{2}^-$ であるので、 $M1$, $M3$, $M5$, $M7$ が観測される事が期待される。今回の実験は従って、主に ^{51}V の $M7$ の寄与を調べた。

§ 2. ボルン近似

ボルン近似による弾性散乱断面積は²⁾

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_M}{1 + 2E \sin^2(\theta/2)/M_T} [F_L^2 + (\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2}) F_T^2], \quad (1)$$

で表わされる。ここで F_L^2 は縦成分形状因子 (電荷形状因子), F_T^2 は横成分形状因子 (弾性散乱の場合は磁気形状因子に等しい。) であり, それらは次のように定義される。

$$F_L^2(q) = \sum_{\text{even } J} \frac{1}{2J_0 + 1} |\langle J_0 | \hat{M}_J^{\text{Coul}}(q) | J_0 \rangle|^2 \quad (2)$$

$$F_T^2(q) = \sum_{\text{odd } J} \frac{1}{2J_0 + 1} |\langle J_0 | \hat{T}_J^{\text{mag}}(q) | J_0 \rangle|^2 \quad (3)$$

但し

$$\hat{M}_{JM}^{\text{Coul}}(q) = \int d\vec{r} j(qr) Y_J^M(\Omega_r) \hat{\rho}(\vec{r}), \quad (4)$$

$$\hat{T}_{JM}^{\text{mag}}(q) = \int d\vec{r} [j_J(qr) \vec{Y}_{JJ_1}^M(\Omega_r)] \hat{J}(\vec{r}) \quad (5)$$

$$\text{ここで } \hat{\rho}(\vec{r}) \text{ は電荷分布, } \hat{J}(\vec{r}) \text{ は電流分布であり, } \hat{J}(\vec{r}) = \hat{J}_c(\vec{r}) + \Delta \times \hat{\mu}(\vec{r}), \quad (6)$$

と示せる。第一項は軌道部分の寄与, 第二項は固有磁気能率からの寄与である。

式(1)より F_L^2 が同じ大きさの時は, 後方の角度ほど, $(\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2})$ だけ F_L^2 が強調されて強く観測される事がわかる。式(2)及び式(3)で和を取る部分の寄与は, パリティ保存則と時間反転に対する対称性から F_L^2 に対し偶数 J , F_T^2 に対して奇数 J しか寄与しない。縦って ^{51}V の場合は F_L^2 に対し $C0$, $C2$, $C4$, $C6$, F_T^2 に対し $M1$, $M3$, $M5$, $M7$ の寄与がある事になる。

§ 3. 実験方法

実験は東北大学核理研の 300 MeV 電子線型加速器を用いた。ターゲットは化学的に純粋な厚さ 68.2 及び 100.5 mg/cm² の ^{51}V を用いた。この種の実験は式(1)から後方角ほど, 磁気散乱からの寄与を良く調べられるので, ビームダクト系を改善し, 主に散乱角度を 155° で実験を行なった。更に電荷分布の情報を得るために, 電荷形状因子 F_L^2 の diffraction minimum 付近である。

250 MeV - 52.5°, 91.1°, 111.4° でも測定を行なった。全体のエネルギー分解能はピークの半値

巾で 0.15 ~ 0.25 % である。又 $\theta = 155^\circ$ では透過型の geometry で行うと入射・散乱電子がターゲットホルダーの枠に衝突するので、反射型 geometry で実験をした。後方散乱であるので計数率が低く、種々のバックグラウンドが問題となる。即ち検出器の 2-coincidence (普通は SSD 三層の同時計数を取っているが、一つの SSD が不良なため二層の同時計数となったもの。そのため後方で chance coincidence がふえる場合) 及び実験室内のバックグラウンドである。最初の問題については、全実験前に不良の SSD を交換し、それでも不良な 2-coincidence channel については、弾性散乱ピークと重ならないようにスペクトロメーターの磁場をセットした。後者の問題は、弾性散乱ピークよりも高エネルギー側でその大きさを求め、全体から差し引いた。又従来 $\theta = 135^\circ$ で最大角が限られていたので、チェックのために ^{12}C を使って 155° の実験データと前方のデータを比較した結果、立体角については以前の結果と一致した。従って微分断面積は ^{12}C (106.7 mg/cm^2) を標準として、相対比を取る事で決定した。

§ 4. 実験結果・解析

ボルン近似によると式(1)に従って、運動量移行量 q が等しくかつ角度が違ふ実験点は $(\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2})$ の一次関数となり $F_L^2(q)$ と $F_T^2(q)$ が分離できる。(Rosenbluth plot)。しかしクローン力による入射波及び反射波の歪みの影響で Rosenbluth plot は使えなかったので次の手順で形状因子を求めた。(i) まず前方角度の実験データより詳しく電荷分布を決める。(ii) その決めた電荷形状因子 F_L^2 を全体の形状因子から差し引く。(iii) その値を enhancement factor $(\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2})$ で割る事により磁気形状因子 F_T^2 を求める。(注1)

(注1) 厳密な DWBA では $(\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2})$ の因子は意味を持たない。ここでは準ボルン近似的取り扱いとして、電荷部分を部分波解析で考慮している。

電荷分布は前に核理研で行なった Peterson et al.⁶⁾, Stanford⁷⁾, 及び今回追加した実験データを用いた。弾性散乱ピークと第一励起準位 0.32 MeV ($\frac{5}{2}$) が分離できなかった実験点については、ref.(6)の結果を用いて差し引いてある。比較的後方 ($\theta = 90 \sim 111.4^\circ$) では磁気散乱の寄与が無視できないので、第零近似としてボルン近似で $F_T^2(q)$ を求め、式(7)に従って $F_L^2(q)$ を導出した。電荷分布は 3-parameter modified Gaussian type を用い、部分波解析で χ^2 -フィットを行った。このフィットは 183 MeV での 10 点のデータを用い、自由度 7 で χ_{\min}^2 は 1.5 であった。各パラメータの誤差は次の F 分布に従う式で求めた。

$$\chi^2(c \pm \Delta c) = \chi_{\min}^2(c) \cdot \left[1 + \frac{1}{N-p} F(1, N-p, 0.68) \right] \dots \dots \dots (7)$$

最適パラメータは, $c = (3.85 \pm 0.02) \text{ fm}$, $t = (2.17 \pm 0.02) \text{ fm}$, $w = 0.03 \pm 0.02$, である。このパラメータを用いた計算値は, $250 \text{ MeV} - 111.4^\circ$ では実験値より少し値が大きい。これは q が大きい点では, より精密な電荷分布が形状因子に反映するために, 三つのパラメータで表わした電荷分布では不十分である事を示している。上のパラメータによって決めた平均自乗根半径 $\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ は $3.56 \pm 0.04 \text{ fm}$ である。これは他の実験結果と一致している。これらは今回のすべての実験データとともに第1図に示した。又上記の電荷分布を使った弾性散乱の部分波解析から(i)~(iii)の方法で導出した $F_T^2(q)$ は全形状因子, 電荷形状因子とともに第1表に示した。磁気形状因子 $F_T^2(q)$ の誤差は, 電荷分布の計算誤差を上記の3つのパラメータの許容範囲

第一表

$E(\text{MeV})$	$\theta(\text{deg})$	$q(\text{fm})$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega}/\sigma_M)_{\text{total}}$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega}/\sigma_M)_{\text{cal charge}}$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega}/\sigma_M)_{\text{magnetic}}$
107	155°	1.059	$(2.67 \pm 0.14)10^{-3}$	2.78×10^{-3}	$5.38 \times 10^{-6} \geq$
142	155°	1.405	$(2.06 \pm 0.10)10^{-3}$	1.71×10^{-3}	$(1.68 \times 0.85) \times 10^{-5}$
183	155°	1.810	$(3.00 \pm 0.50)10^{-4}$	4.64×10^{-5}	$(1.22 \times 0.27) \times 10^{-5}$
210	155°	2.08	$(2.46 \pm 0.46)10^{-4}$	7.31×10^{-5}	$(0.83 \times 0.29) \times 10^{-5}$
235	155°	2.325	$(1.04 \pm 0.54)10^{-4}$	7.72×10^{-6}	$(0.46 \times 0.26) \times 10^{-5}$

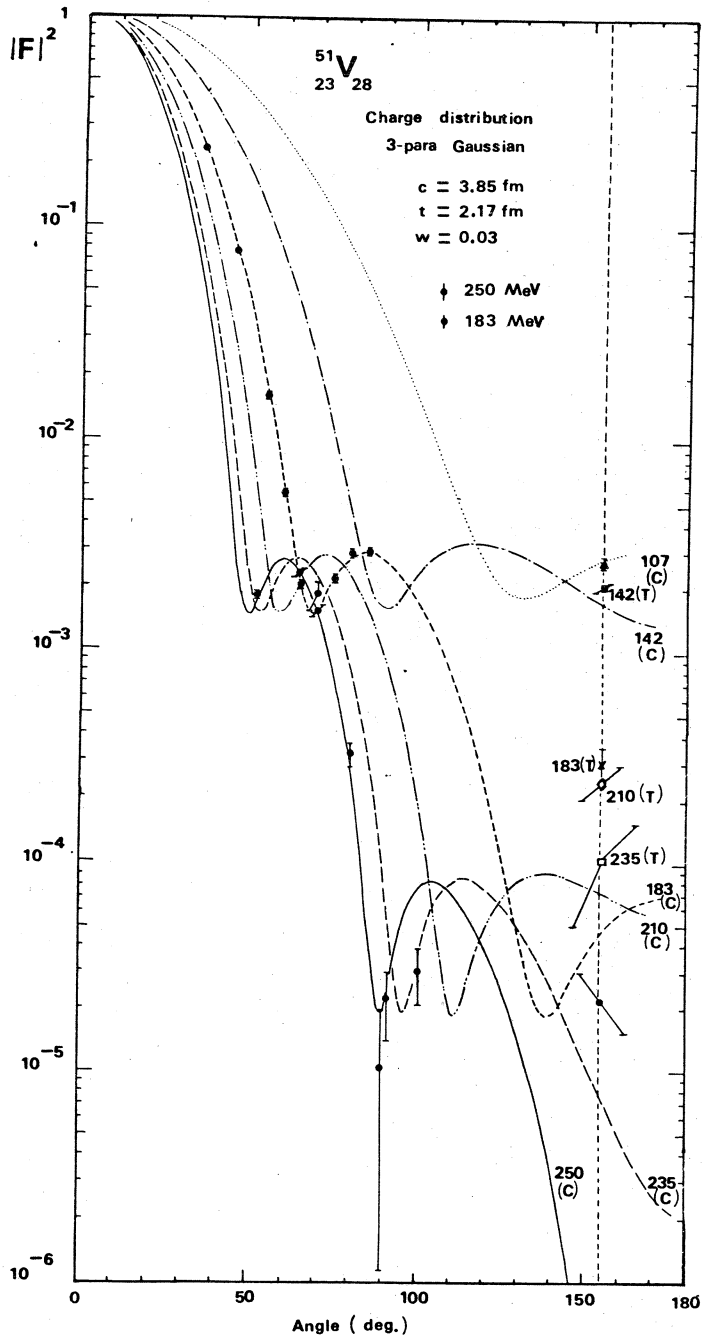
内で求め, さらに高い q の領域でのフィットのずれも含めて統計誤差に加えてある。高い q 領域では, 磁気散乱からの寄与が非常に大きいので, データの値はほとんど変化しなかった。 $107 \text{ MeV} - 155^\circ$ のデータは逆に電荷分布からの散乱が主であり, 全形状因子よりも計算値の方が誤差内で大きかったので, F^2 の上限値しか決定できなかった。この上限値は

$$\frac{\{ (2.67 + 0.14) - (2.78 - 0.08) \} \times 10^{-3}}{\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{155^\circ}{2}} = 5.38 \times 10^{-6} \dots\dots\dots(8)$$

で求めた。但し 2.78 ± 0.08 は計算値及び計算誤差である。

得られた $F_T^2(q)$ は, Amsterdam の de Vries et al.⁵⁾ 及び Peterson et al.⁶⁾ のデータとともに第2図に示した。この結果を, 調和振動子の波動関数を用いた $(f_{7/2})^3$ の配位によるボルン近似の結果と比較した。重心運動の補正は通常の方法で行ない, 又陽子が有限の大きさを持つ事の補正は $1/(1+q^2/7.5)$ という因子を乗じる事によって考慮している。

磁気形状因子の $M7$ からの寄与は, 調和振動子パラメータ b を変える事により, q の大きい3点で, ボルン近似の計算を行いベストフィットを求めた。その結果 $b = 1.86 \pm 0.04 \text{ fm}$ で大



第1図 電荷分布決定に用いた測定点すべてとその理論値を示した。 $\vartheta = 155^\circ$ の点に関しては (T)はtotal form factor, (C)は各エネルギーでの電荷形状因子の計算値である。縦軸は形状因子, 横軸は実験室系角度である。

きさ及び q -依存性は説明できた。

次に M_7 の磁気モーメントを求めた。これは次式で定義される。⁹⁾

$$M_L = \sqrt{4\pi L} \langle r^{L-1} \rangle r_P \langle J \| \vec{Y}_{L, L-1} \cdot \vec{\sigma} \| J \rangle \frac{1}{2J+1} \sqrt{\frac{(2J)!(2J+1)!}{(2J-L)!(2J+L+1)!}}$$

ここで r_P は陽子の磁気モーメントであり、 $r_P = 2.79 \mu_N$ である。前記の b を用いて

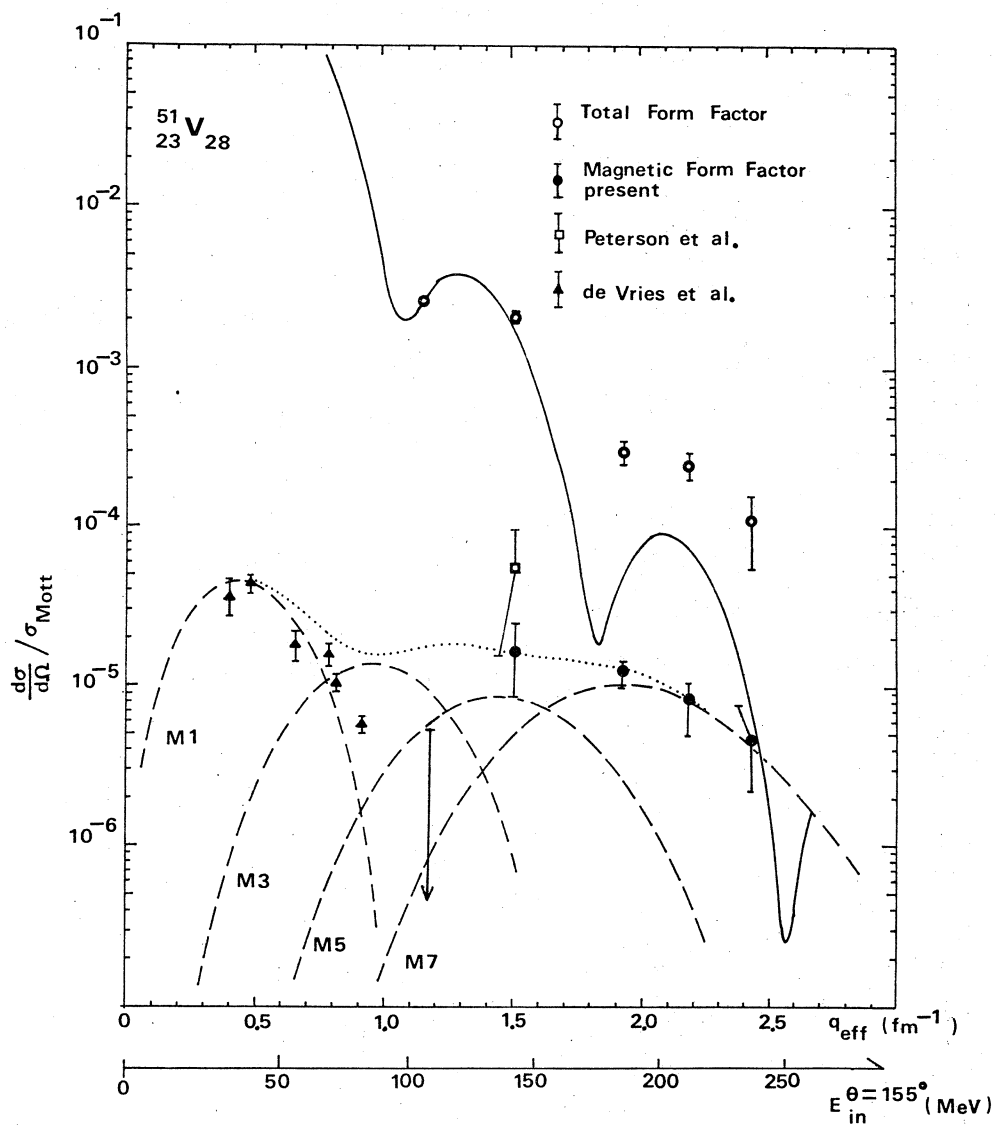
$$M_7 = (505 \pm 30) \mu_N \text{ fm}^6$$

という結果が得られた。

§ 5. 考 察

第(3)節からわかるように、 M_7 に対しては $(f_{7/2})^3$ の配位による模型で非常によく説明がつけられる。これは ^{51}V の様に stretched configuration である核は、一番高い多重度(今の場合 M_7) に対して、軌道運動による寄与はなく、固有磁気能率のみが寄与し²⁾、又 M_7 を作る配位は多くないので、配位混合の可能性も小さいためと考えられる。一方第2図より M_3 、 M_5 は多少複雑であると思われる。我々の実験装置 ($\theta_{\text{max}} = 155^\circ$) では、電荷分布の寄与が大きくて、 M_3 、 M_5 を精度良く測定するのは困難である。従って明確な事は言えないが、文献(4)で、 ^{27}Al の M_3 の場合にも同様に M_3 が下る傾向がある事から、 ^{51}V の場合、 $2p_{3/2}$ 、 $1f_{5/2}$ の寄与により M_3 、 M_5 が下がったとも考えられる。それに対し M_7 に対しては、これらの準位からの寄与はない。

最後に、より厳密な解析は、磁気散乱部分をも含めた DWBA で行われるべきである事をつけ加えておく。これについては、最近 J. F. Prewitt らにより理論が出ている。¹⁰⁾ 今後はこの種の実験は、これらの理論を用いて行なわれるであろう。(福田)



第2図 155°で観測された total form factor, 155°で計算した charge form factor, 及びそれらの差を enhancement factor で割る事により求めた magnetic form factor, を示した。

理論値は M 1, M 3, M 5, M 7 を $(f_{7/2})^3$ の配位で計算した Born 近似を q_{eff} で plot した。

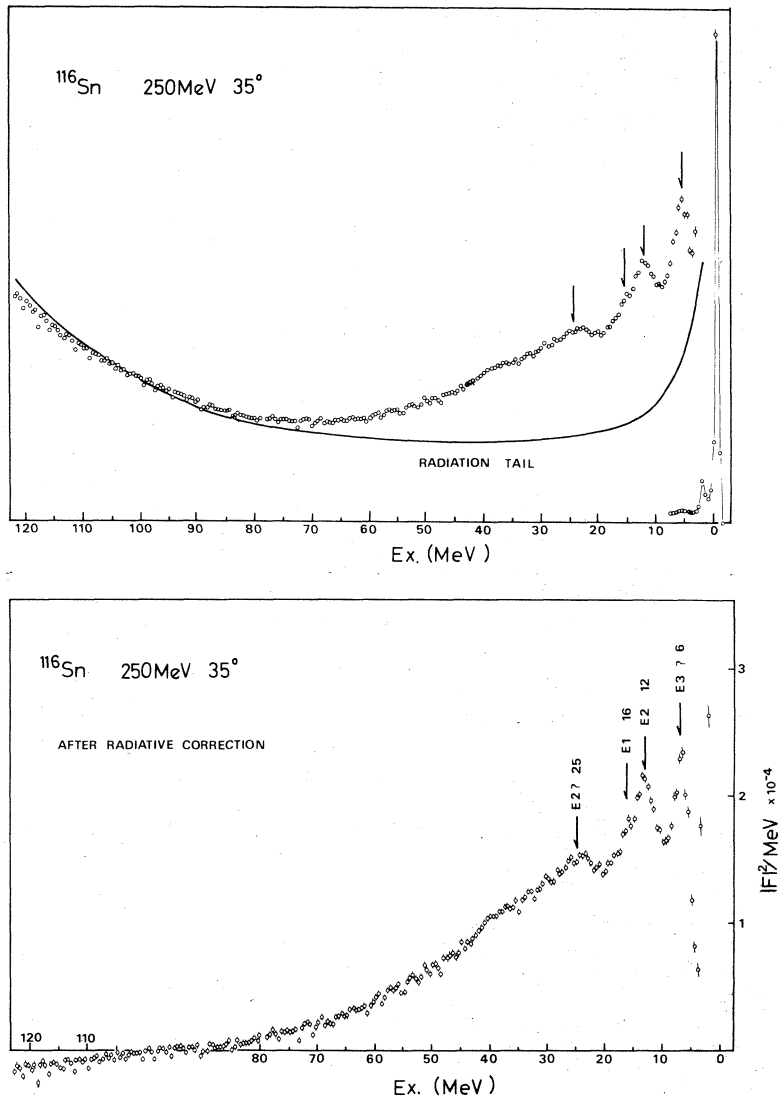
参 考 文 献

- 1) J. D. Walecka : *Proc. Int. Conf. on Nuclear Moment and Nuclear Structure, Osaka, 1972*, (Physical Society of Japan).
- 2) T. W. Donnelly and J. D. Walecka : *Nucl. Phys. A* **201** (1973) 81.
- 3) G. C. Li, I. Sick, J. D. Walecka and G. E. Walker : *Phys. Letters* **32 B** (1970) 317.
- 4) L. Lapikás, A. E. I. Dieperink and G. Box : *Nucl. Phys. A* **203** (1973) 609.
- 5) H. DeVries, G. J. C. Van Niftrik and L. Lapikas : *Phys. Letters* **33 B** (1970) 403.
- 6) G. A. Peterson, K. Hosoyama, M. Nagao, A. Nakada and Y. Torizuka : *Phys. Rev. C* **7** (1973) 1028.
- 7) H. Crannell, R. Helm, H. Kendall, J. Oeser and M. Yearian : *Phys. Rev.* **121** (1961) 283.
- 8) W. G. Davies : *Bull. Am. Phys. Soc.* **16** (1971) 605.
- 9) H. Überall : *Electron Scattering from Complex Nuclei* Academic Press New York, 1971) Part A, chap. 4.
- 10) J. F. Prewitt and L. E. Wright : *Phys. Rev.* **C9** (1974) 2033.

^{116}Sn の準弾性散乱

§ 1. 序

陽子、中性子の閾値より高い励起準位 — 巨大共鳴領域 — への電子励起に於て、原子核の集



第1図 ^{116}Sn の入射電子エネルギー $E_0 = 250$ MeV, 散乱角 $\theta = 35^\circ$ の輻射補正前及び後のスペクトラムを示す。励起エネルギー16MeVのE 1 G.R., 12MeVのE 2 G.R.の他に ~ 25 MeVに $T = 1$ のE 2 G.R.に対応する巾の広いピークが、又6 MeVにE 3 的な共鳴準位が観測される。

団励起に対応する共鳴準位からの寄与の他に、入射電子が原子核内の核子と衝突し、その結果、核子を核外へ knock-out する準弾性散乱からの寄与が共存する。それで巨大共鳴領域の共鳴準位の解析には、この準弾性散乱からの寄与をどのように取り扱うかという問題が起こる。

入射電子と原子核内の核子の衝突に際して、運動量移行 q が小さく核子へのエネルギー移行 ω が小さい場合には反跳核子は核に捕えられて直ちに核外へ飛び出すことが出来ない、このような場合には原子核の共鳴準位への励起が主であると考えられる。ところが運動量移行 q が大きい場合には、入射電子との衝突による核内核子へのエネルギー移行 ω が大きくなり核子は核外へ knock-out されるようになり準弾性散乱の寄与が主となると考えられる。運動量移行 q の大きさが中間の領域に於ては準弾性散乱による寄与と共鳴準位からの散乱による寄与とを明確に区別して考えられるかどうか明らかでない。そこで共鳴準位の励起が主であると考えられる運動量移行 q の小さい領域から準弾性散乱の過程が主となる q の大きな領域まで、 q を色々変えた実験を行ない二つの散乱過程がどのように変化するかを調べることは非常に興味深い。

§ 2. 実 験

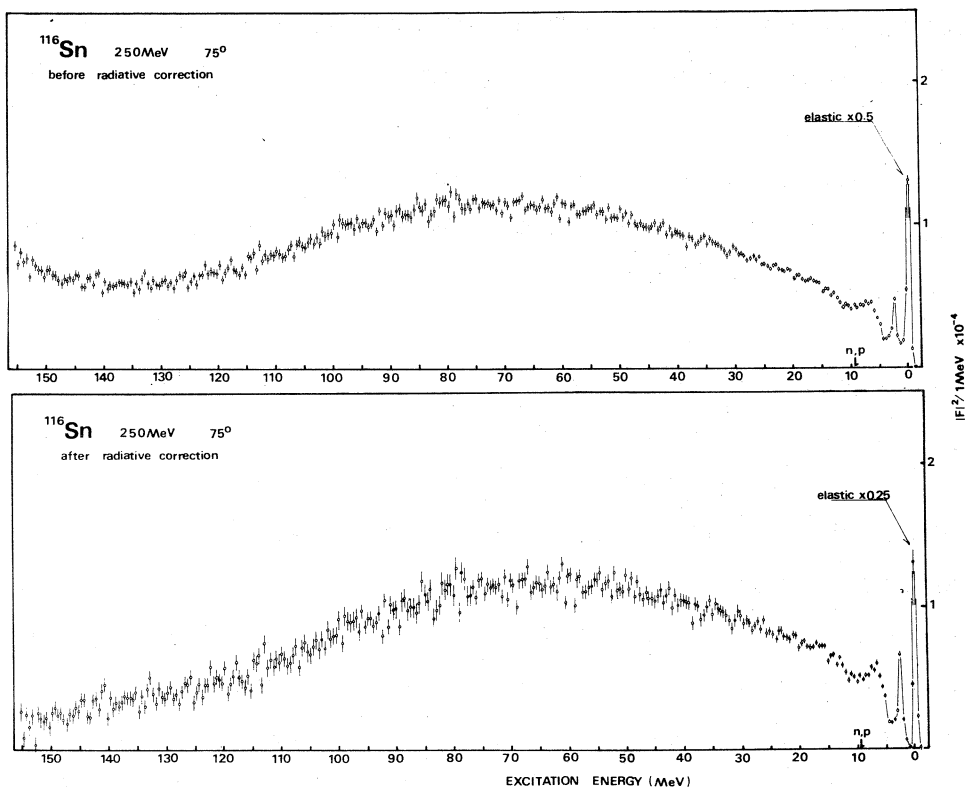
^{116}Sn の 96% に濃縮したターゲットを用いて、入射電子エネルギー $E_0 = 250 \text{ MeV}$ 、散乱角 $\theta = 25^\circ, 35^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ で準弾性散乱の寄与を調べる為、励起エネルギー $\omega = 100 \text{ MeV}$ 以上までの測定を行った。ターゲットの厚さ t はカウント数を稼ぐ為、散乱角 $\theta = 60^\circ, 75^\circ$ では $t = 124 \text{ mg/cm}^2$ 厚いものを、それ以外は 92 mg/cm^2 のものを使用した。

§ 3. 輻射補正

第 1, 2 図に入射電子エネルギー $E_0 = 250 \text{ MeV}$ 、散乱角 $\theta = 35^\circ$ 、及び $\theta = 75^\circ$ の輻射補正前及び後のスペクトラムを示す。第 1 図の輻射補正後のスペクトラムより明らかなように、励起エネルギーが 100 MeV 以上で radiation tail の引き過ぎの現象が現われる。この現象は弾性散乱のピークが大きい場合に顕著である。

その原因として次の 3 つの理由が考えられる。

- 1) 弾性散乱のピークに伴う radiation tail の計算に用いた弾性散乱の形状因子のエネルギー依存性が正しくない。
- 2) 非弾性散乱のピークに伴う radiation tail の計算に用いた非弾性散乱の形状因子のエネルギー依存性が正しくない。
- 3) 弾性散乱の radiation tail の計算に用いた計算式の近似が励起エネルギーの高い領域で



第2図 ^{116}Sn の入射電子エネルギー $E_0 = 250 \text{ MeV}$ 、散乱角 $\theta = 75^\circ$ の輻射補正前及び後のスペクトラムを示す。入射電子が原子核内の核子との衝突により核外へ knock-out する準弾性散乱の寄与が主である。

良くない。

弾性散乱の形状因子のエネルギー依存性は phase shift の CODE TOELS で計算した。その時基底状態の電荷分布としては、入射電子エネルギー $E_0 = 250 \text{ MeV}$ 、散乱角 $\theta = 35^\circ \sim 90^\circ$ の弾性散乱実験より求めた値を用いた。(modified Gaussian type 電荷分布, $c = 5.26$, $z = 2.58 \text{ fm}$) とところが入射電子エネルギー $E_0 = 250 \text{ MeV}$ に於る radiation tail の計算には入射電子エネルギー $E_0 = 250 - 100 = 150 \text{ MeV}$ の弾性散乱の形状因子の値が必要になる。 $E_0 = 250 \text{ MeV}$ の実験値からの外挿で求めた値が十分正確であると期待することはできず、原因(1)による影響は大きいと思われる。これに反して非弾性散乱による radiation tail は非弾性散乱の散乱断面積が弾性散乱に比較して十分小さいということ及び非弾性散乱の形状因子のエネルギー依存性が小さいということに注目するならば、非弾性散乱の形状因子のエネルギー依存性がないという仮定の下での計算はあまり悪い結果を与えないと思われる。radiation tail の近

似式が正しいかどうかを判定することは難しい問題であるが、我々が解析に用いた近似式による計算値とより近似を上げた近似式¹⁾による計算値を比較することにより近似の程度の善し悪を知る事が出来る。

ここでは準弾性散乱の定性的な大まかな様子についての中間報告を行なうことに留め、radiation tail に関する厳密な議論及び準弾性散乱の定量的な取り扱いは次回に行なう予定である。

§ 4. 輻射補正後のスペクトラム

第3図に入射電子エネルギー $E_0 = 250 \text{ MeV}$ 、散乱角 $\theta = 25^\circ, 35^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ の輻射補正後のスペクトラムを示す。縦軸で 1 MeV 当りの形状因子の大きさ 10^{-4} の単位で示してあり、その大きさは既知である弾性散乱を標準にして求めた。図中の実線は次章で述べる Fermi Gas 模型による計算値である。

$E_0 = 250 \text{ MeV}$ 、 $\theta = 25^\circ$ 、 $q = 0.55 \text{ fm}^{-1}$ のスペクトラムは励起エネルギー $\omega = 16 \text{ MeV}$ に $E 1 \text{ G. R.}$ 、 $\omega = 12 \text{ MeV}$ に $E 2 \text{ G. R.}$ 、そして $\omega = 25 \text{ MeV}$ に共鳴準位からの大きな大きなピークが観測され、共鳴準位からの寄与が大きく、準弾性散乱からの寄与は大きくないが $\theta = 35^\circ$ 、 $q = 0.76 \text{ fm}^{-1}$ 、 $\theta = 45^\circ$ 、 $q = 0.97 \text{ fm}^{-1}$ と q が大きくなるに従って共鳴準位からの寄与が減少し、それに反して準弾性散乱の寄与が次第に大きくなり、 $\theta = 75^\circ$ 、 $q = 1.54 \text{ fm}^{-1}$ ではスペクトラムのほとんどの部分が準弾性散乱の寄与となる。

§ 5. Fermi Gas 模型

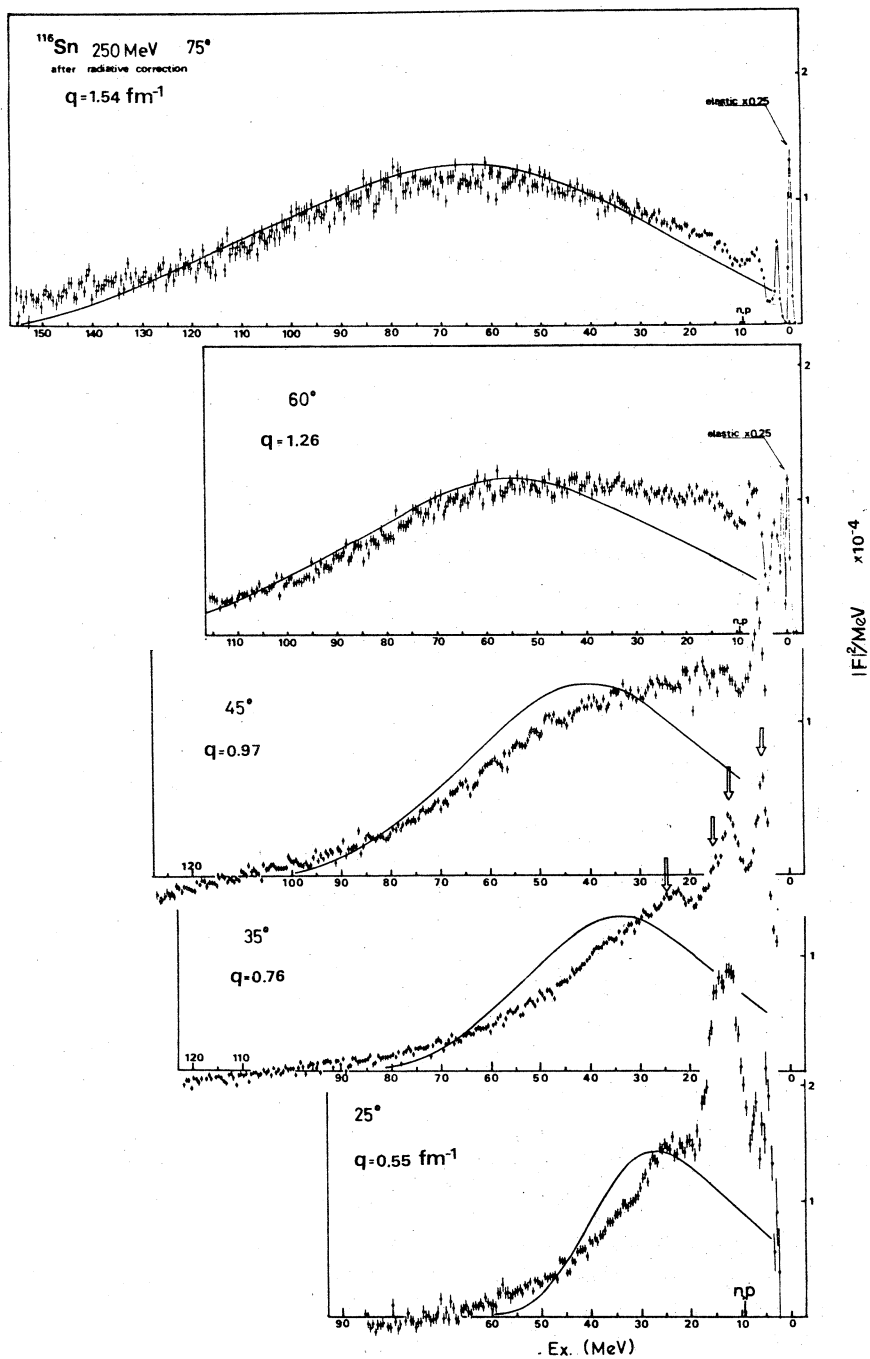
最も簡単な Fermi Gas 模型²⁾を用いて準弾性散乱の散乱断面積の計算を行った。ここで Fermi Gas 模型に於る電子励起の様子を簡単に述べる。

Fermi Gas 模型では核の基底状態は第4図で示されるように運動量空間 K -space での Fermi 球で表わされる。最初 \vec{K} なる運動量を持っている核子は電子との衝突により運動量 \vec{q} の変化を受け $\vec{K}_f = \vec{K} + \vec{q}$ となり

$$\omega = \frac{(\vec{K} + \vec{q})^2}{2M^*} - \frac{K^2}{2M^*}$$

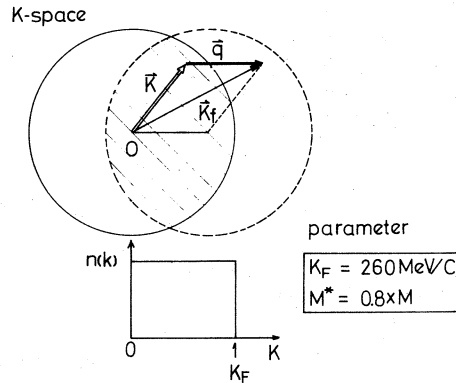
のエネルギーを得る。ここで M^* は原子核内の核子の有効質量であり \vec{q} は運動量移行である。

Pauli の排他律により Fermi 球内への遷移は禁止されるので第4図中の斜線の部分への遷移は禁止される。(第5図参照) Fermi Gas 模型で現われるパラメータ Fermi 運動量 K_F



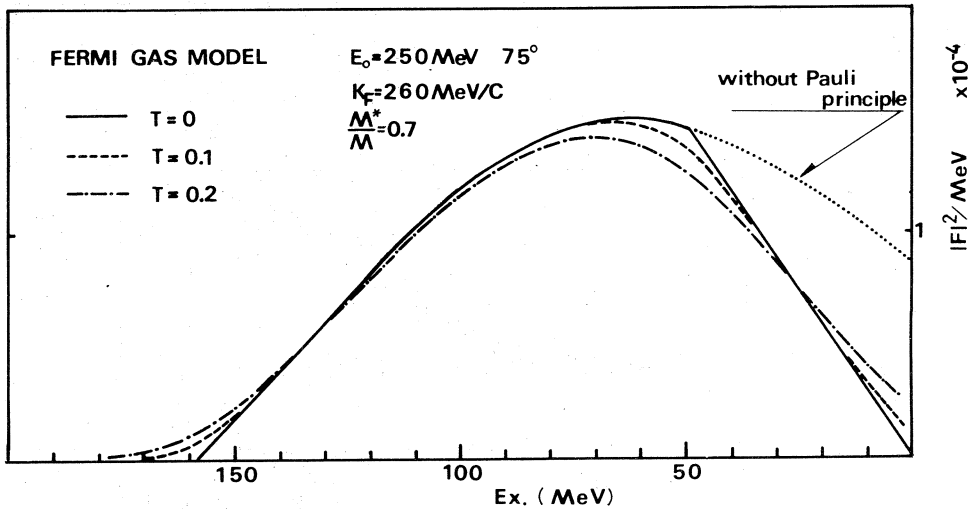
第3図 ^{116}Sn の入射電子エネルギー $E_0 = 250$ MeV, 散乱角 $\theta = 25^\circ, 35^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ の輻射補正後のスペクトラムを示す。実線は Fermi Gas 模型による計算値を 0.8 倍したものである。

は準弾性散乱の bump の巾を決定し、核子の有効質量 M^* は bump の位置を決定する。実験値の解析には、Fermi 運動量 K_F として $K_F = 260 \text{ MeV}/c$ を採用した。これは核の核子密度から求めた $K_F = 270 \text{ MeV}/c$ とほぼ同じ値である。又、有効質量 M^* として $M^* = 0.8 M$ (M は陽子の質量) を採用したがこれは伝統的に用いられる $M^* = M/1.4$ の値とほぼ同じ値である。



第4図 Fermi Gas 模型

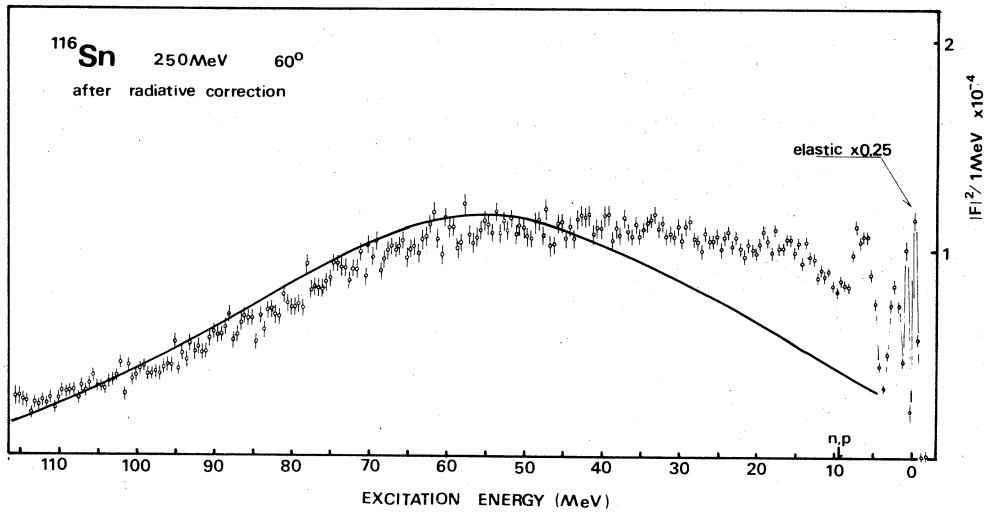
Fermi Gas 模型では運動量分布は第4図で示されるように Fermi 運動量 K_F で sharp cut-off になっており現実的ではない。Fermi 面での diffuseness を考慮した分布関数による Fermi Gas 模型による散乱断面積の計算方法が Sitenko³⁾ により与えられている。実験の解析は Sitenko の式を用いて、diffuseness パラメータ $T = 0.2$ で行った。第5図に T の変化による単位エネルギー当りの形状因子の変化を示す。



第5図 Fermi Gas 模型による diffuseness パラメータ T の影響。 $T = 0$ は Fermi 面での diffuseness が無い場合の計算値を示す。点線は Pauli の排他律を考慮した場合の計算値で実線と点線の間は Pauli 原理により禁止される部分である。

§ 6. Fermi Gas 模型による解析

Fermi 面の diffuseness を考慮した Fermi Gas 模型による計算値を 0.8 倍したものを第 3



第6図 ^{116}Sn の入射電子エネルギー 250 MeV, 散乱角 $\theta = 60^\circ$ の輻射補正後のスペクトラムを示す。実線は Fermi Gas 模型による計算値を示す, 励起エネルギー 40 MeV 附近までの実験値のかなりの部分が説明されずに残るがこれはこの領域に E_3 , E_4 等の巨大共鳴準位の存在の可能性を示すものと思われる。

図の実線で示す。図より明らかなように Fermi Gas 模型で準弾性散乱の大まかな様子を説明することが出来る。運動量移行 q が大きくて準弾性散乱の寄与が主である領域での実験値との一致は良いが q が小さくなり共鳴準位からの寄与が大きくなる領域では実験値との一致が悪くなる。

§ 7. E_1 , E_2 巨大共鳴準位以外の巨大共鳴準位

第1図のスペクトラムに於いて, 励起エネルギー $\omega = 16$ MeV の E_1 巨大共鳴準位, $\omega = 12$ MeV の E_2 巨大共鳴準位の他に $\omega = 25$ MeV 附近に巾の広い共鳴準位の存在が明らかであるがこれは $T=1$ の E_2 励起準位に対応すると思われる。⁴⁾ この励起準位は前回行った励起エネルギー $\omega = 35$ MeV までの実験で観測されているが今回行った準弾性散乱領域をも含めた励起エネルギー $\omega = 100$ MeV 以上までの実験によりその存在がますます確かなものとなった。第6図で入射電子エネルギー $E_0 = 250$ MeV, 散乱角 $\theta = 60^\circ$ のスペクトラムを示す。実線は上述の Fermi Gas 模型による準弾性散乱の寄与であるが励起エネルギー $\omega = 40$ MeV 附近までのかなりの部分が説明されずに残るがこれはこの領域に E_3 , E_4 等の巨大共鳴準位の存在の可能性を示すものと思われる。(細山)

参 考 文 献

- 1) L. C. Maximon and D. B. Isabelle :Phys. Rev. **133** (1964) B 1344 .
- 2) T. de Forest, Jr . and J. D. Walecka :Adv. Phys. **15** (1966) 1.
- 3) A. G. Sitenko and I. V. Simenog: Nucl. Phys. **70** (1965) 535.
- 4) 核理研研究報告 **6** (1973) 182.

I - 2 QUASIELASTIC ELECTRON SCATTERING (III)

- Woods-Saxon optical potential model and background estimation -

理学部物理* 川添良幸*

東北薬科大** 松崎久夫**

Abstract:

Quasielastic scattering cross section for ^{40}Ca (e, e') is calculated in a Woods-Saxon optical potential model. A background for multipole giant resonance estimated in this model is found to agree fairly well with our empirical one.

§ 1. INTRODUCTION

Experimentally the background estimation for the multipole giant resonance (GR) in electron scattering is difficult because of the broad width of the GR. There will be two main background components; one is the radiation tails which can in principle be estimated as a purely quantum field theoretical problem, and the other is the nuclear excitations which are not encountered in the GR. The latter is usually estimated empirically. We are interested in this cross section, because of the fact that the determination of the strength of the GR depends upon this background as well as the radiation tails. We employ a shell model approach in Sec. 2 for the quasielastic scattering which is believed to be a good model in a high momentum transfer and high excitation energy region

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

** Hisao Matsuzaki: Department of Physics, Tohoku Collage of Pharmacy, Sendai, Japan.

($q \gtrsim 1 \text{ fm}^{-1}$ and $\omega \gtrsim 30 \text{ MeV}$). In a lower momentum and/or lower excitation energy region where the GR takes a large part in the differential cross section, we propose a reasonable background for the GR using a quasielastic model and we discuss this subject in Sec. 3.

§ 2. QUASIELASTIC SCATTERING IN A WOODS-SAXON SHELL MODEL

We calculate the model quasielastic electron scattering in terms of a usual Woods-Saxon shell model neglecting residual interactions. Here only one-particle one-hole configurations are taken into account for the excited states. We employ a Woods-Saxon optical potential with spin-orbit and Coulomb term of the following form:

$$V_o(r) = \frac{-U_o}{1+e^{(r-R)/a}} - \frac{4iW_o e^{(r-R)/a'}}{\{1+e^{(r-R)/a'}\}^2} + V_c(r) \\ - U_{so} \left(\frac{\hbar}{m\pi c} \right)^2 \frac{1}{ar} \frac{e^{(r-R)/a}}{\{1+e^{(r-R)/a}\}^2} \vec{l} \cdot \vec{s}$$

where

$$R = r_o(A-1)$$

The Coulomb term due to a uniform charged sphere

$$V_c(r) = \begin{cases} (Z-1) \frac{e^2}{r} & , r > R, \\ \frac{(Z-1)}{2R} e^2 \left\{ 3 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right\} & , r \leq R, \end{cases}$$

is used.

The energy dependence of the central potential is

$$U_o = \begin{cases} U_{o0} & , E < 0, \\ U_{o0} - 0.32E & , E \geq 0, \end{cases}$$

where U_{00} is determined by fitting the hole energies.

The imaginary potential represents the effect of the transitions of a single proton state into more complex states. The estimate of the magnitude of W_0 is rather difficult and borrowed from ref.1. Since the chosen value of W_0 is small, the cross section for the formation of compound states is expected to be small and it is not calculated in this paper.

In contrast with part (I)²⁾ and (II)³⁾ of this report on the quasielastic scattering we do not employ the Perey effect⁴⁾ here, because the magnitude of W_0 in ref.1 is determined without taking the Perey effect into account.

All the parameters we took are found in table I.

Table I. Potential parameters.

	U_{00} (MeV)	U_{so} (MeV)	r_0 (fm)	r_0' (fm)	a (fm)	a' (fm)
bound states ⁵⁾	56.9	10.95	1.271		0.78	
scattering states ^{5), 6)}	56.9	10.95	1.271	1.32	0.78	0.528

We calculate the quasielastic scattering cross section which is defined in part (I). The results are shown in Fig.1 for ^{40}Ca target at $\theta = 55^\circ$ and $E = 183\text{MeV}$. We took three choices of the imaginary potential; $W_0 = 0$, $W_0 = 0.06 \omega - 0.5\text{MeV}^{1)}$, and the one which is defined in ref.6. We can see that the second choice gets the best fit to the experimental data in the high excitation energy part above the GR. Since the (e, e') experiment is inclusive, we need not consider about absorptions so that the small imaginary potential should be thought as a fitting parameter. We note that the inclusion of a small imaginary potential results in the broadning of sharp single particle resonance peaks.

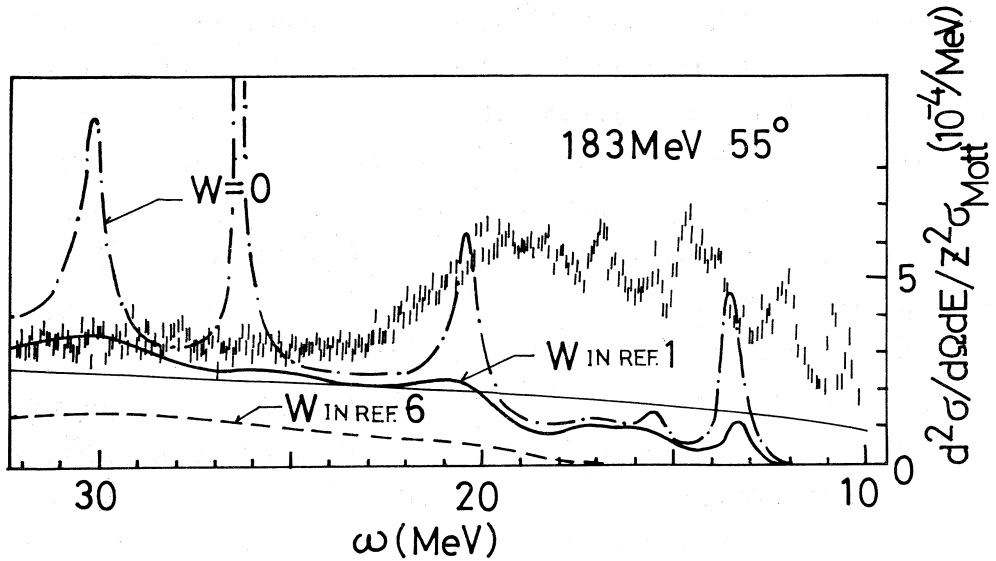


Fig.1. The calculated excitation functions based on the quasielastic model. The empirical background curve is also shown.

§ 3. DISCUSSIONS ABOUT THE BACKGROUND ESTIMATION

We discuss about the determination of the background for the GR in ^{40}Ca . In ^{40}Ca nuclei we believe the existence of $C1(T=1)$, $C2(T=0)$, and $C3(T=0)$ GR's. Therefore, we subtract these multipole components from the above calculated differential cross section. The remaining cross section is thought to constitute the background. The widths of the hole states measured in ^{40}Ca ($e, e'p$) experiment⁷⁾ are about 7MeV for $2s-d$ holes and about 20MeV for $1p$ and $1d$ holes. We fold the Breit-Wigner shape in the calculated cross section in Sec.II ($W_0 = 0.06 \omega - 0.5\text{MeV}$). We give the same widths to the bound states embedded in the continuum (BSEC), and the proper part of them is added to the background (Note that $1f_{7/2}$ level has no width in our model.).

The excitation functions so gotten are shown in Fig.2

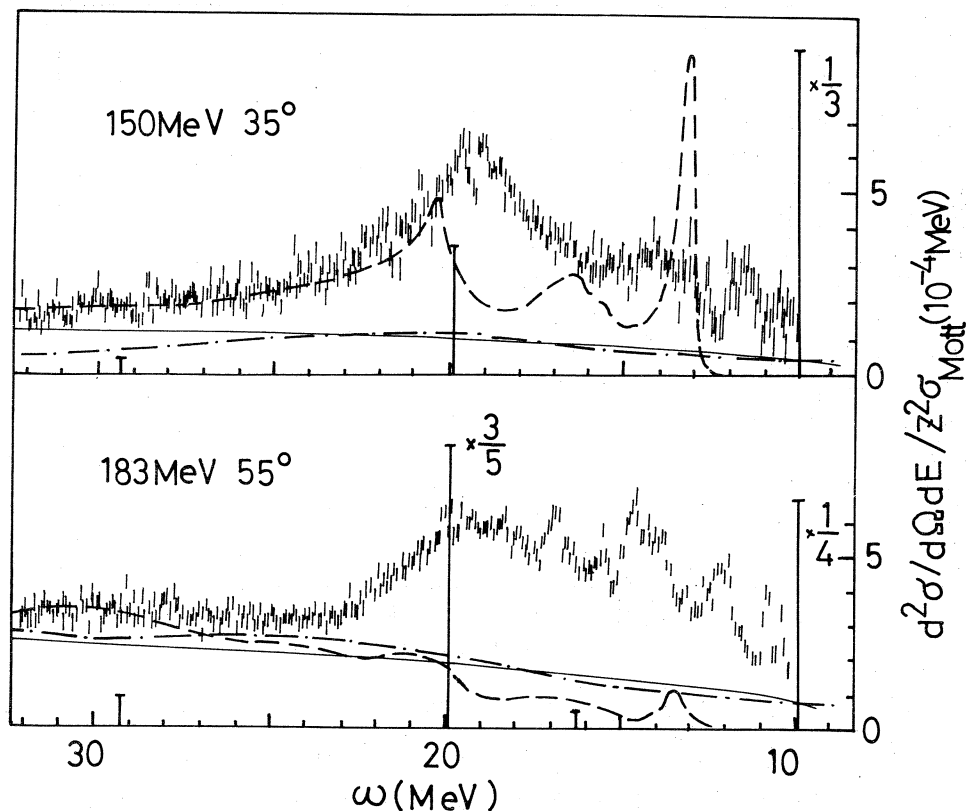


Fig.2. Estimated microscopic background (dash-dott line) for the giant multipole resonances. Other lines are explained in the text.

(dash-dott lines). Also shown are the unfolded quasielastic cross sections (dashed curves), BSEC (vertical bars), and the empirical ones (full lines). Fig.3 shows the integrated form factor over $\omega=10 - 25\text{MeV}$. It can be seen that the two backgrounds (calculated and empirical) are consistent. We expect that the inclusion of the residual interactions will not alter the nonresonant background cross section significantly. Furthermore since the hole states have large widths, a small change in the unfolded spectrum will not vary the resultant background.

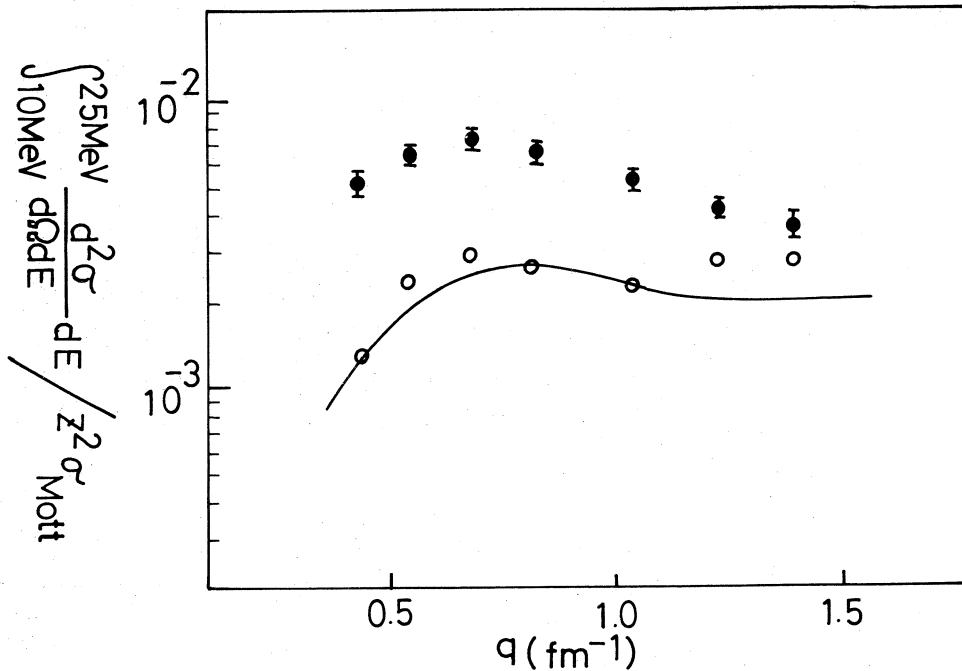


Fig.3. The integrated form factor over 10-25 MeV for the experimental cross section (closed circles), theoretical background (full line), and empirical background (open circles).

In conclusion we can employ this nuclear excitation function as the background for the multipole GR's instead of the empirical background.

We wish to thank Profs. H.Ui, G.Takeda, and Y.Torizuka, and Dr.T.Tsukamoto for their encouragements and discussions throughout this work.

References

- 1) M.Marangoni and A.M.Saruis: Nucl. Phys. **A132** (1969) 649.
- 2) Y.Kawazoe: Research Report of Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University **6** (1973) 216.
- 3) Y.Kawazoe: *ibid.* **7** (1974) 23.

- 4) F.G.Perey: in *Direct interactions and nuclear reaction mechanism.* eds. E.Clemental and C.Villi (Gordon and Breach, New York, 1963) p.125.
- 5) B.F.Gibson and K.J.van Oostrum: Nucl. Phys. **A90** (1967) 159.
- 6) F.D.Becchetti, Jr. and G.W.Greenlees: Phys. Rev. **182** (1969) 1190.
- 7) N.Nakamura, S.Hiramatsu, T.Kamae, H.Marumatsu, N.Izutsu, and Y.Watase: INS report-216 (to be published in Phys. Letters B).

I - 3 Comment on Radiation Tail and Radiation Correction for Electron Scattering Experiments

マインツ大 J.Friedrich *

§ 1. Introduction

The scattering of electrons from a nucleus may be described in terms of the graphs in figure 1, if we confine ourselves to a description in Born approximation (this shall in fact be done throughout this paper). The contribution from graphs b) to e) is denoted by

internal radiation. In addition, the scattered electron interacts with the other atoms and nuclei in the target, the corresponding contributions to the twofold differential cross section being denoted by collision and external radiation respectively.

The number of electrons, which are counted e.g. under the elastic peak, must be corrected for the additional processes before this number can be interpreted in terms of graph a) alone. This procedure is currently denoted by "radiation correction". The electrons, which lose energy by these additional processes, yield a continuous background for those electrons, which lose energy by exciting the nucleus.

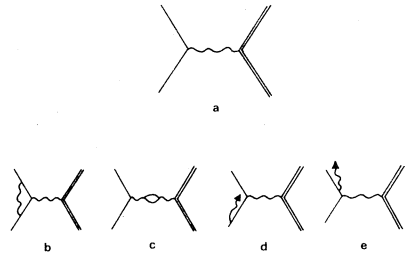


Fig.1 Graphs for the wide angle scattering in Born approximation.

* Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität Mainz.

This background is called "radiation tail". As a matter of fact, "radiation correction" and "radiation tail" describe the same phenomenon, and one of them can be calculated from the other. Actually, both problems are normally dealt with independently, and the formulae for the radiation correction do not fit correctly into those for the radiation tail. In addition the formulae, which are currently used for the radiation tail, contain some inconsistency in themselves. In this paper we discuss one currently used set of formulae and we propose a new set, which avoids the drawbacks of the first one.

Throughout this paper we assume the energy width of the incident beam to be arbitrarily small. Thus we avoid the problem of folding (and unfolding) the radiation quantities over a finite energy spread. We want to emphasize, however that this problem is as important as the one, dealt with in this paper, and it must be taken into account before the calculation can be compared with a measured spectrum. - In addition we confine ourselves to elastic scattering only, and the discussion will be such, that the results are valid in the vicinity of the peak. - The cross section, which corresponds to graph a) only, will be denoted by σ_M .

§ 2. The relation between radiation tail and radiation correction

Though the general relation between radiation tail and radiation correction is trivial, we will discuss it here, since some aspects are not trivial at all. As an example let us consider external radiation only. Schematically, the situation is described in figure 2. The shaded area at $E_f = E_i$ corresponds to wide angle scattering via graph a) only, so the area is given by σ_M . Actually, the electrons lose energy

by external radiation and the twofold differential cross section $d^2\sigma/d\Omega dE_f$, which will be denoted by ${}^2\sigma$, is given by the corresponding distribution function

$${}^2\sigma^{\text{rad}}(E_f) = \sigma_M f^{\text{rad}}(E_f) \quad (1)$$

Since no electrons are lost by the radiation process, the distribution function must be normalised to 1. Here it is implicitly assumed, that the cross section is the same whether the electrons undergo the wide angle scattering before or after the emission of real photons.

In order to measure σ_M we must measure and integrate ${}^2\sigma$ down to $E_f = 0$. Actually, this is not possible (and, finally, it would yield a wrong result because of the above-mentioned assumption). We can only measure down to a certain cut-off energy ΔE , and the electrons, which then are lost, must be taken into account by a correction factor K^{rad} , which depends on ΔE . This factor is defined by the relation

$$\int_{E_i - \Delta E}^{E_i} {}^2\sigma^{\text{rad}} dE_f = \sigma_M K^{\text{rad}}.$$

So, K^{rad} is given by

$$K^{\text{rad}}(\Delta E) = \int_{E_i - \Delta E}^{E_i} f^{\text{rad}} dE_f, \quad (2a)$$

or

$$K^{\text{rad}}(\Delta E) = 1 - \int_0^{E_i - \Delta E} f^{\text{rad}} dE_f. \quad (2b)$$

The radiation tail can be calculated from the radiation correction by the inversion

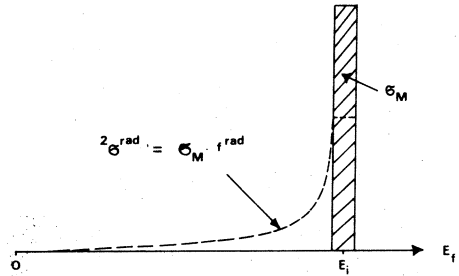


Fig.2 Radiation tail form external radiation (schematically).

$$f(E_f) = \frac{dK}{dE_f}. \quad (2c)$$

§ 3. A set of currently used formulae

As an example for a currently used set of formulae we give the following.

Radiation correction

a) Internal radiation (or Schwinger correction)

$$K^s = \exp(-\delta_s), \quad (3a)$$

$$\delta_s = \frac{4\alpha}{\pi} \left(\left[\ln\left(\frac{2E_i}{mc^2} \sin \frac{\theta}{2}\right) - \frac{1}{2} \right] \cdot \left[\ln \frac{E_i}{\Delta E} - \frac{13}{12} \right] + \frac{17}{72} \right). \quad (3b)$$

b) External radiation

$${}^{se}K^{\text{rad}} = \exp(-\delta_{\text{rad}}^{se}), \quad (4a)$$

$$\delta_{\text{rad}}^{se} = \frac{t}{X_0 \ln 2} \ln \frac{E_i}{\Delta E}. \quad (4b)$$

c) Collision (or Landau straggling)

$${}^{se}K^{\text{col}} = 1 - \frac{1}{\omega}, \quad (5a)$$

$$\omega = \lambda^* - (\lambda^* - 1) / \lambda^* \cdot \ln \lambda^*, \quad (5b)$$

$$\lambda^* = \lambda + 0.37 = \frac{\Delta E}{\Delta E_0} + 0.37. \quad (5c)$$

$$\Delta E_0 = 0.154 \frac{Z}{A} t. \quad (5b)$$

Radiation tail

$${}^2\sigma = \sigma_M (f^s + f^{\text{rad}} + f^{\text{col}}) = \sigma_M f(E_f), \quad (6)$$

$$f^s(E_f) = \frac{2\alpha}{\pi} \frac{1}{\Delta E} \left(\left[1 + \left(\frac{E_f}{E_i} \right)^2 \right] \cdot \ln \left(\frac{2E_i}{mc^2} \sin \frac{\theta}{2} \right) - \frac{E_f}{E_i} \right), \quad (6a)$$

$$f^{\text{rad}}(E_f) = \frac{t}{X_0} \frac{1}{\Delta E} \left[1 - \eta \frac{E_f}{E_i} + \left(\frac{E_f}{E_i} \right)^2 \right], \quad (6b)$$

$$\eta = \frac{2}{3} - \frac{1}{9} (\ln 193z^{-1/3})^{-1},$$

$$f^{\text{col}}(E_f) = \frac{\Delta E_0}{\Delta E^2} \left(1 + \frac{\Delta E^2}{E_i E_f} \right)^2, \quad (6c)$$

These formulae, which -roughly- have been used by different authors, are piled up and discussed in reference¹⁾, and we shall refer to them as to the "Sendai-formulae".

The set of these formulae has two main disadvantages. First, the radiation correction formulae do not fit into the radiation tail, they do not fulfill eqs. (2). Second, the distribution function $f(E_f)$ of the radiation tail is not correctly normalised and - even more severe - it cannot be normalised. This already holds true for the three different contributions. But, roughly speaking, even if the single contributions were normalised to 1, the sum would be normalised to 3, a number, which does not agree with the physical content of the radiation tail.

§ 4. A new set of formulae for the three single contributions

Let us briefly recapitulate the derivation of K^s by Schwinger^{2,3)}. Since the probability for the emission of a real photon with $k = \Delta E$ equal to 0 is infinite the correction factor cannot be calculated via eq. (2a), instead we must use (2b) with the result

$$\bar{K}^s = 1 - \delta_s. \quad (7)$$

This factor cannot be correct, since it yields a wrong result for ΔE near to 0. Schwinger²⁾ recognised, that eq. (7) should be replaced by eq. (3a) (for a more detailed discussion see³⁾). This "exponentiation" takes into account multiple photon emission, as a result of which no electron will be scattered without energy loss.

Apart from modifications, which are given by Tsai⁴⁾ (we neglect them here), eqs. (3) are generally adopted for internal radiation correction if ΔE is small as compared to E_i (for larger ΔE the peaking approximation is questionable⁵⁾). There-

fore, we calculate the contribution from internal radiation to the radiation tail via eq. (2c) from eq. (3). However, the Schwinger correction has one peculiarity: it does not converge to 1 for ΔE to E_i . The reason for this is, that the additional graphs in figure 1 do not only result in a diminuation of the final energy, but they also change the probability for the wide angle scattering. We may decompose K^s into these two components by writing

$$K^s = \kappa^s \cdot \exp(-\kappa \ln \frac{E_i}{\Delta E}), \quad (8)$$

$$\kappa^s = \exp(-\frac{4\alpha}{\pi} [\frac{7}{9} - \frac{13}{12} \ln(\frac{2E_i}{mc^2} \sin \frac{\theta}{2})]), \quad (8a)$$

$$\kappa = \frac{4\alpha}{\pi} [\ln(\frac{2E_i}{mc^2} \sin \frac{\theta}{2}) - \frac{1}{2}]. \quad (8b)$$

The quantity κ^s , which is independent of ΔE , describes the change of the cross section, and the remaining correction factor $\exp(-\kappa \ln E_i / \Delta E)$ now has the correct behaviour for $\Delta E = 0$ and $\Delta E = E_i$. The Schwinger contribution to the radiation tail may now be written

$${}^2\sigma^s = \sigma_M \kappa^s g^s(E_f), \quad (9a)$$

$$g^s(E_f) = \frac{\kappa}{E_i} (\frac{\Delta E}{E_i})^{\kappa-1}. \quad (9b)$$

The function $g^s(E_f)$ is normalised to 1.

The same procedure may now be used for the contribution from external radiation. However, here we begin with calculating the radiation correction from the probability for real photon emission (eq. (6c)) along the lines, which we recapulated for the Schwinger correction.

$$\bar{K}^{\text{rad}} = 1 - \int_0^{E_i - \Delta E} f^{\text{rad}} dE_f = 1 - \delta_{\text{rad}}, \quad (10a)$$

$$\delta_{\text{rad}} = \frac{t}{X_0} \left[-\left(\frac{3}{2} - \eta\right) + (2 - \eta) \cdot \ln \frac{E_i}{\Delta E} + (2 - \eta) \cdot \frac{\Delta E}{E_i} - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\Delta E}{E_i}\right)^2 \right]. \quad (10b)$$

Here again $\bar{K}^{\text{rad}}(\Delta E)$ yields a wrong result for $\Delta E = 0$ and the above mentioned arguments may be used for introducing exponentiation, which then also has the correct limiting behaviour

$$K^{\text{rad}}(\Delta E) = \exp(-\delta_{\text{rad}}). \quad (10)$$

Approximating η by $2/3$ and neglecting all terms apart from the \ln -term (valid for $\Delta E \ll E_i$), then δ_{rad} results from $\delta_{\text{rad}}^{\text{se}}$ by replacing $\ln 2$ by $3/4$. Arguments for this modification have also been given by Tsai and vanWhitis⁶⁾. This modification changes the radiation correction by approximately 10%, an amount, which is not negligible for the accuracy of nowadays experiments, in particular for small cut-off energies.

The contribution from external radiation to the radiation tail may now be found with the aid of eq. (2c) from eq. (10):

$$g^{\text{rad}}(E_f) = \exp(-\delta_{\text{rad}}) f^{\text{rad}}(E_f). \quad (11)$$

The contribution from collision f^{col} can be approximated by

$$f^{\text{col}}(E_f) \approx \frac{\Delta E_0}{\Delta E^2} \quad (12)$$

with an accuracy of better than 0.5% for $\Delta E < 0.05 E_i$. Since this contribution to the tail decreases quadratically, we may use this approximation for all ΔE apart from the very region of the peak, here f^{col} is infinite. The approximation is quite reasonable down to $\Delta E = 14 \Delta E_0$. We approximate the

Landau distribution by the following form

$$g^{\text{col}}(E_f) = \frac{1}{\Delta E_0} \cdot \begin{cases} 0.5310 - 0.2281 \lambda^2 & 0 \leq \lambda \leq 1 \\ -0.0074 + \frac{0.1646}{\lambda} + \frac{0.1457}{\lambda^2} & 1 < \lambda \leq 14 \\ \frac{1}{\lambda^2} & 14 < \lambda \end{cases} \quad (13)$$

This form yields correction factors which agree well with those calculated by Simon, as far as we can compare it with the plot in reference⁷⁾. For completeness we write down the resulting correction factor

$$K^{\text{col}}(\Delta E) = \begin{cases} 0.5310 \lambda - 0.0760 \lambda^3 & 0 \leq \lambda \leq 1 \\ 0.6081 - 0.0074 \lambda + 0.1646 \ln \lambda - 0.1457/\lambda & 1 \leq \lambda \leq 14 \\ 1.000 - 1/\lambda & 14 < \lambda \end{cases} \quad (14)$$

The new set of formulae is given by eqs. (8,10,14) for the correction factors (eq. (8) is identical with the corresponding Sendai-formula (3)), and by eqs. (9b,11,13) for the single contributions to the tail.

In figure 3 we show the Sendai radiation tail $f(E_f)$ (dashed curve) and the sum of the three contributions with these new formulae

$$g^{\text{sum}}(E_f) = g^{\text{s}} + g^{\text{rad}} + g^{\text{col}}. \quad (15)$$

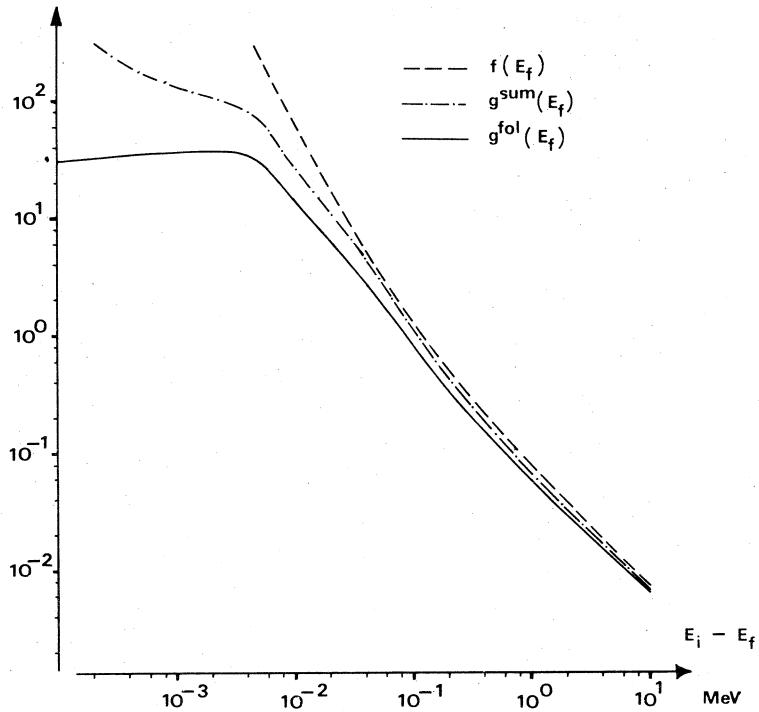


Fig. 3 Radiation tail for elastic scattering from ^{209}Bi ($E_i = 200$ MeV, $\theta = 60^\circ$, $t = 100$ mg/cm 2)
 f = Sendai formula, eqs. (6), g^{sum} = sum of new formulae, eqs. (9b,11,13), g^{fol} = result from folding the three contributions to the tail, eq. (21).

§ 5. Folding of the three contributions to the radiation tail

The distribution function g^{sum} too cannot yield a correct description of the radiation tail, since we just added up the three contributions instead of folding them. As a result, the function g^{sum} is roughly normalised to 3 instead of 1, this again is at variance with the physical meaning of the radiation tail.

In principle the folding can be done by numerical calcu-

lation. But with some approximation in g^{rad} , which is accurate in the vicinity of the peak, the contribution from external and internal radiation can be folded analytically.

We approximate δ_{rad} by

$$\delta_{\text{rad}} \approx \frac{t}{X_0} \left[-\left(\frac{3}{2} - \eta\right) + (2 - \eta) \ln \frac{E_i}{\Delta E} \right] \quad (16)$$

and f^{rad} by

$$f^{\text{rad}} \approx \frac{t}{X_0} (2 - \eta) \frac{1}{\Delta E}. \quad (17)$$

Then g^{rad} is given by

$$g^{\text{rad}}(E_f) \approx \varepsilon^R \frac{\varepsilon}{E_i} \left(\frac{\Delta E}{E_i}\right)^{\varepsilon-1}, \quad (18)$$

with

$$\varepsilon = (2 - \eta) \frac{t}{X_0} \quad (19)$$

$$\varepsilon^R = \exp \left[\left(\frac{3}{2} - \eta\right) \frac{t}{X_0} \right].$$

This approximation is correct to the order $\Delta E/E_i$. - The function g^{rad} in eq. (18) is not normalised to 1 but to ε^R . This fact is a consequence of the approximation which we made. Eqs. (9b) and (18) may now be used to fold the contributions from internal and external radiation. The solution of the folding integral is given by⁸⁾

$$\int_0^{E_i - E_f} (E_i - E_f - \Delta E)^{\varepsilon-1} \Delta E^{\varepsilon-1} d\Delta E = \frac{\varepsilon + \kappa}{\varepsilon \kappa} (E_i - E_f)^{\varepsilon + \kappa - 1} \quad (20)$$

Here, we approximated $\Gamma(\varepsilon)\Gamma(\kappa)/\Gamma(\varepsilon + \kappa)$ by $(\varepsilon + \kappa)/(\varepsilon \kappa)$.

This approximation is accurate within 0.2% for $\kappa < 0.05$ and $\varepsilon < 0.03$. These numbers represent a realistic experimental situation: $Z = 83$, $E_i = 200$ MeV, $\theta = 60^\circ$, $t = 100$ mg/cm².

The radiation tail finally is given by

$$2\sigma_{s*rad*col} = \sigma_M g^{fol},$$

$$g^{fol}(E_f) = \kappa^s \varepsilon^R \frac{\varepsilon + \kappa}{E_i} \left(\frac{E_i - E_f}{E_i}\right)^{\varepsilon + \kappa - 1} * g^{col}(E_f). \quad (21)$$

(the symbol * denotes the folding procedure, which must be executed numerically). Numerical results for the above-mentioned experimental situation are shown in figure 3. - In figure 4 we plotted the relative difference of the different calculations of the radiation tail (for g^{prod} see section 6).

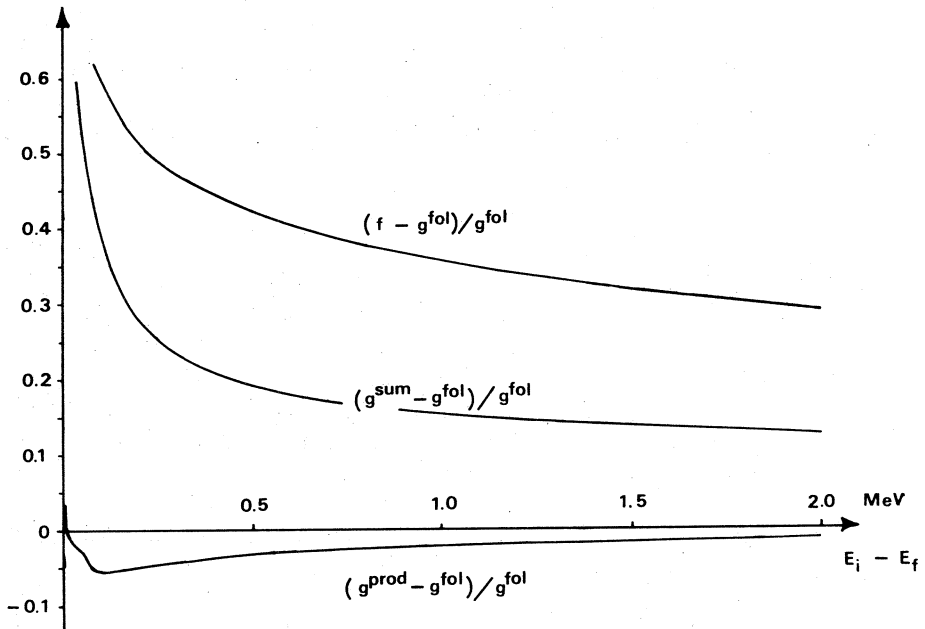


Fig.4 Comparison of the different calculations of the radiation tail (cf. figure caption 3; for g^{prod} see section 6).

§ 6. Radiation corrections

The radiation correction is currently taken to be the product of the three single correction factors. The physical meaning of this procedure is the following. An electron is assumed to be registered within the energy interval $[E_i, E_i -$

$\Delta E]$, if it is not scattered out of this interval either by internal radiation or by external radiation or by collision. However, this is only an approximation, since it also happens, that an electron loses part of its energy by each of these processes the correct description being given by the folding procedure.

Therefore we calculated the correct correction factors K^{fol} by integrating numerically the folded radiation tail. In figure 5 we compare the result of this calculation with the correction factors being given by the product of the single

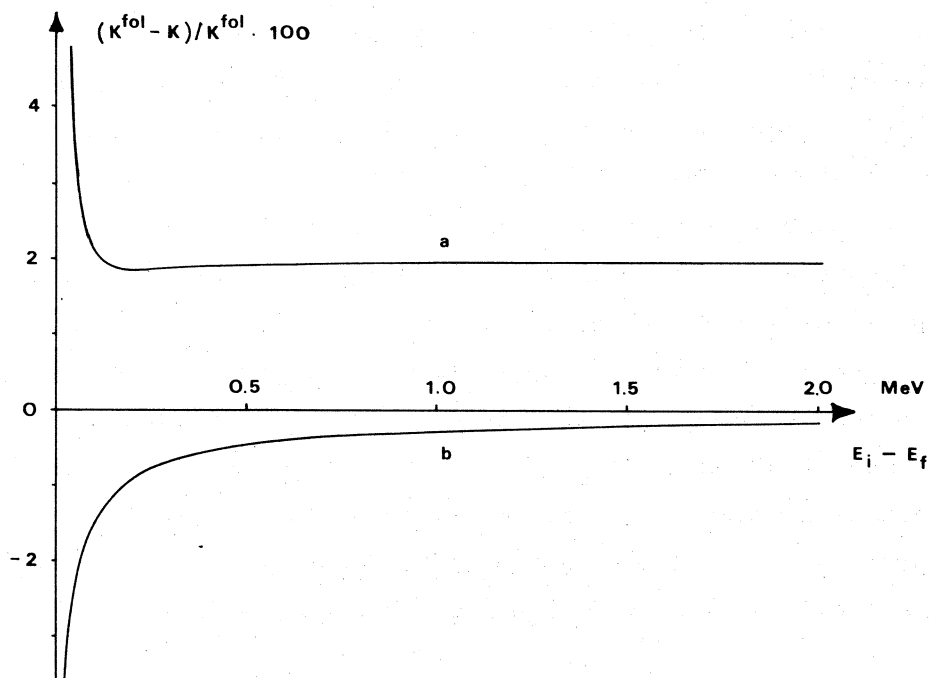


Fig. 5 Comparison of different approximations to the radiation corrections with the result from the folding procedure - a) K from Sendai-formulae b) K from new formulae eqs. (8,10,14)

contributions. - Curve b) demonstrates the influence of the folding procedure. The difference between the curves a) and

b) originates from two effects. The 2%-shift for $\Delta E > 0.5$ MeV is due to our modification of the external radiation factor. The increase for small ΔE is due to the collision correction. For small ΔE ($\Delta E < 10 \cdot \Delta E_0$) the Sendai-formula is not valid. But here the new formula eq. (14) too is only a rough approximation (which just gives a reasonable result for $\Delta E = 0$), so that we only claim the trend to be reproduced correctly by curve b).

Since the correction factors from the folding procedure and from the product of the three single contributions agree quite well for larger ΔE , we are led to calculate an approximation for the radiation tail by taking the derivative of the product of the three correction factors. The physical meaning of this approximation may be learned from the corresponding remark above. The normalisation of this tail function g^{prod} is the same as that of the folded tail. - The result is shown in figure 4 by the curve g^{prod} . The agreement between this approximation and the exact procedure is of the order of 1% for $\Delta E = 2$ MeV. So this approximation may be used for saving computer time whenever this accuracy is good enough, for instance for calculating the radiation background at higher excitation energies. - Naturally, this result depends on the experimental situation, which we have chosen. In any case, it is desirable to use targets as thin as possible.

References

- 1) S. Fukuda: Research Report of Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, **6** (1973) 201.
- 2) J. Schwinger: Phys. Rev. **75** (1949) 898.
- 3) H. Überall: *Electron Scattering from Complex Nuclei*, Section 6.2, Academic P. 1971

- 4) Y.S. Tsai: Phys. Rev. **122** (1961) 1898.
- 5) L.C. Maximon and D.B. Isabelle: Phys. Rev. **133** (1964) B1344.
- 6) Y.S. Tsai and vanWhitis: Phys. Rev. **149** (1966) 1248.
- 7) B. Rossi: *High energy particles*, Prentice-Hall Physics Series, 1961.
- 8) I.N. Bronstein and K.A. Semendjajev, Spravatchnik po matematikje.

I — 4 ^{19}F 核の E 4 及び M 5 励起

核理研 寺沢辰生・小山田正幸・中原和夫
理学部物理* 齋藤 肇*・田中英二*

§ 1. 序 論

^{19}F 核を変形核として、その低励起準位を回転模型を用いて説明しようとする試みは古くから行なわれている。¹⁾ 基底状態のスピンの $1/2^+$ であること、及び $0.197\text{ MeV } 5/2^+$ 準位の四重極能率²⁾が負号を持つことが実験的に知られており、基底状態の変形は葉巻型であると考えられている。 ^{19}F 核の低励起準位を回転模型を仮定して分類すると第1図のようになる。

一般に sd-殻核に於ては、基底回転帯の第一励起準位から基底状態への E 2 転移の強さは核によってあまり差違はないが、同じ回転帯内での E 4 転移の強さは質量数の違いによって急激に変化することが知られている。従って、sd-殻核の構造を研究するうえで、基底回転帯の 2^+ 一極変形は重要な意味を持つと思われる。

我々は、 ^{19}F 核の基底回転に属すると考えられる $2.78\text{ MeV } 9/2^+$ 準位を非弾性電子散乱により励起し、形状因子を測定した。この準位の励起は、基底状態から E 4、及び M 5 転移によって行なわれるが、測定された形状因子には明らかに横成分の寄与がみられた。得られた形状因子の回転模型による解析、及び ^{20}Ne 核との比較の結果について報告する。

§ 2. 実験及び結果

実験は東北大電子リニアックの、入射エネルギー、 $E_0 = 134.5\text{ MeV}$ 、 150 MeV 、及び 250 MeV の電子ビームを用いて行なわれた。実験の詳細については、前回の奇パリティ準

$\frac{7.94}{11/2^+}$		
$\frac{6.50}{11/2^+}$	$\frac{6.59}{9/2^+}$	
	$\frac{5.46}{7/2^+}$	
$\frac{4.65}{4.38} \frac{13/2^+}{7/2^+}$	$\frac{4.56}{5/2^+}$	
	$\frac{3.91}{3/2^{(+)}}$	$\frac{4.03}{4.00} \frac{9/2^-}{7/2^-}$
$\frac{2.78}{9/2^+}$		
	$\frac{1.55}{3/2^+}$	$\frac{1.46}{1.35} \frac{3/2^-}{5/2^-}$
$\frac{0.197}{0.0} \frac{5/2^+}{1/2^+}$		$\frac{0.110}{1/2^-}$
$K^\pi = \frac{1}{2}^+$	$K^\pi = \frac{3}{2}^+$	$K^\pi = \frac{1}{2}^-$

第1図 ^{19}F の回転帯構造

位についての報告³⁾を参照されたい。前回と異なる点は、形状因子の横成分の測定のため入射エネルギー134.5 MeV, 散乱角135°, 運動量移行 $q_{\text{eff}} = 1.28 \text{ fm}^{-1}$ の測定が新たに行なわれたことである。

実験で得られた偶パリティ準位に対する形状因子は各々、1.55 MeV $3/2^+$, 2.78 MeV $9/2^+$, 及び4.56 MeV $5/2^+$ 準位のもので、これらを第2図及び第3図に示した。

§ 3. 結果の解析

3.1 r 線転移確率

各々の準位から基底状態への r 線転移確率は、形状因子の q -依存性に以下の関数形を仮定する事によって求めた。

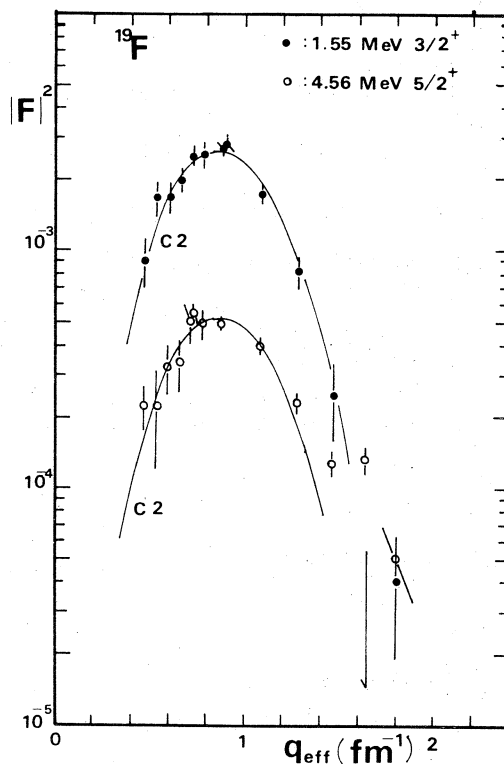
1.55 MeV $3/2^+$, 及び4.56 MeV $5/2^+$ 準位に対しては、形状因子に横成分の寄与がみられず、クーロン励起のみと考えられるので、

$$|F_{C2}(q, J_i \rightarrow J_f)| = \frac{\sqrt{4\pi} q^2}{Z \cdot e \cdot 15} [B(E2, J_i \rightarrow J_f)]^{\frac{1}{2}} \cdot \left(1 + \sum_{n=1}^{n_{\text{max}}} a_n q^{2n}\right) \times \exp(-q^2 b^2) \quad (1)$$

及び

$$|F_{C2}(q, J_i \rightarrow J_f)|^2 = \frac{4\pi B(E2, J_i \rightarrow J_f)}{Z^2 e^2 R^4} \{j_2(qR)\}^2 \exp(-q^2 g^2) \quad (2)$$

の二つの関数形を用いた。(1)式を用いた場合には、 $B(E2)$, a_n , 及び b を自由なパラメータとして最小自乗法を用いて実験値と比較し、 n_{max} を1から3まで変えて F -検定⁴⁾を行なった結果、 $n_{\text{max}}=1$ で十分な一致が得られた。また(2)式を用いて $B(E2)$, R , 及び g を自由なパラメータとして χ^2 -検定を行い、(1)式を用いた場合と殆んど等しい $B(E2)$ の値を得た。結果は1.55 MeV $3/2^+$, 及び4.56 MeV $5/2^+$ 準位に対して各々、



第2図 1.55 MeV $3/2^+$ 準位, 及び4.56 MeV $5/2^+$ 準位に対する形状因子, 曲線は(2)式を用い、 $R=3.20 \text{ fm}$, $g=1.0 \text{ fm}$ で得られた $C2$ 形状因子

$$B(E2, \frac{3^+}{2_1} \rightarrow \frac{1^+}{2_1}) = 24 \pm 3 e^2 \text{ fm}^4$$

$$B(E2, \frac{5^+}{2_2} \rightarrow \frac{1^+}{2_1}) = 3.1 \pm 0.7 e^2 \text{ fm}^4$$

を得た。

2.78 MeV $9/2^+$ 準位に対しては、形状因子に対する横成分の寄与を考慮して、

$$|F(q, \theta)|^2 = \frac{4\pi}{Z^2 e^2} \left\{ \frac{B(E4, J_i \rightarrow J_f)}{R^8} + \left(\frac{1}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) \left\{ \frac{r \hbar q}{2Mc} \right\}^2 \right\} \times \left\{ j_4(qR) \right\}^2 \exp(-q^2 g^2) \quad (3)$$

を関数形として用いた。⁵⁾ $B(E4)$, r , R , 及び g をパラメータとして実験値と比較し、

$$B(E4, \frac{9^+}{2_1} \rightarrow \frac{1^+}{2_1}) = (9.4 \pm 2.0) \times 10^2 e^2 \text{ fm}^8$$

を得た。また、横成分形状因子を $M5$ 励起のみと仮定して、

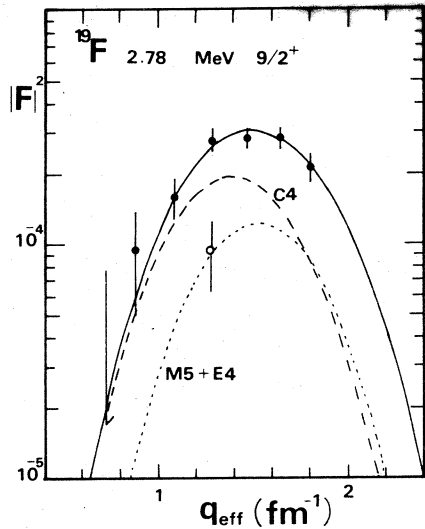
$$B(M5, \frac{9^+}{2_1} \rightarrow \frac{1^+}{2_1}) = (3.0 \pm 1.2) \times 10^4 e^2 \text{ fm}^{10}$$

を得た。

第2図及び第3図に以上の関数形と実験値との比較を示す。

第1表 ^{19}F 及び ^{20}Ne の基底回転帯の変形パラメータ

		β_2	β_4	
^{19}F	present	(e, e')	0.43 ± 0.02	0.12 ± 0.02
	de Swinarski <i>et al.</i>	(p, p')	0.44 ± 0.04	0.14 ± 0.04
	single-particle field			
	rigid-rotor		0.41	0.11
	RPC		0.38	0.06
^{20}Ne	Horikawa <i>et al.</i>	(e, e')	0.542	0.320
	de Swinarski <i>et al.</i>	(p, p')	0.47 ± 0.04	0.28 ± 0.05



第3図 2.78MeV $9/2^+$ 準位に対する全成分(黒丸)及び横成分形状因子(白丸), 曲線は(3)式を用い, $R=3.20 \text{ fm}$, $g=1.0 \text{ fm}$ で得られた $C4$ 及び横成分 ($M5 + E4$) 形状因子。実線は全成分形状因子。

3.2 変形パラメータ

基底状態, $1.55 \text{ MeV } 3/2^+$, 及び $2.78 \text{ MeV } 9/2^+$ 準位を同一の変形を持った剛体の回転によって生ずる回転準位と仮定し, 変形パラメータ β_2 , 及び β_4 を求めた。実際には, ^{19}F 核は奇核であるため, Coriolis の力によって回転帯の混合が生じ, 上のような仮定 (剛体模型) は必ずしも良くない。しかし, 最近行なわれた Swiniarski 等⁶⁾による (p, p') 反応の実験では, 上述の仮定で β_2 及び β_4 を求めており, これとの比較のために剛体模型による解析を行なった。剛体の電荷分布として, Fermi 分布のパラメータ c (半密度半径) を,

$$c(\theta) = c \cdot [1 + \beta_2 Y_{20}(\cos \theta) + \beta_4 Y_{40}(\cos \theta)] \quad (4)$$

と置き換えた変形 Fermi 分布を仮定し, c , z , β_2 及び β_4 を自由なパラメータとして形状因子を計算して実験値と比較した結果, $c = 2.60 \text{ fm}$, $z = 0.527 \text{ fm}$, $\beta_2 = 2.43$, 及び $\beta_4 = 0.12$ の値を得た。この値は Swiniarski 等により得られた値と良い一致を示している (第1表)。

3.3 R P C 模型との比較

回転一粒子結合 (R P C) による回転帯の間の混合^{7),8)}を, Nilsson 模型⁹⁾の波動関数を基底に用いて計算し, 得られた波動関数を用いて各準位に対する形状因子を計算して実験値との比較を行なった。基底に用いた波動関数は調和振動子型で主量子数 $N \leq 4$, $b = 1.76 \text{ fm}$, κ 及び μ の値¹⁰⁾は $\kappa = 0.05$, $\mu = 0$ ($N \leq 2$), 0.35 ($N = 3$), 0.45 ($N = 4$) である。慣性率のパラメータは ^{20}Ne の基底回転帯の 2^+ 及び 4^+ 準位に対する平均値, $\hbar^2 / 2\mathcal{I} = 0.242 \text{ MeV}$ を用いた。Nilsson ポテンシャルの変形パラメータ δ を変えて $3/2^+$ 準位への C2 形状因子を計算し, $1.55 \text{ MeV } 3/2^+$ 準位に対して得られた実験値と比較した結果, $\delta = 0.32$ を得た。このようにして得られた ^{19}F 核のエネルギー準位の計算値を実験値及び以前に行なわれた Garrett 及び Hansen¹¹⁾ の計算値 ($N = 2$) と共に第4図に示した。

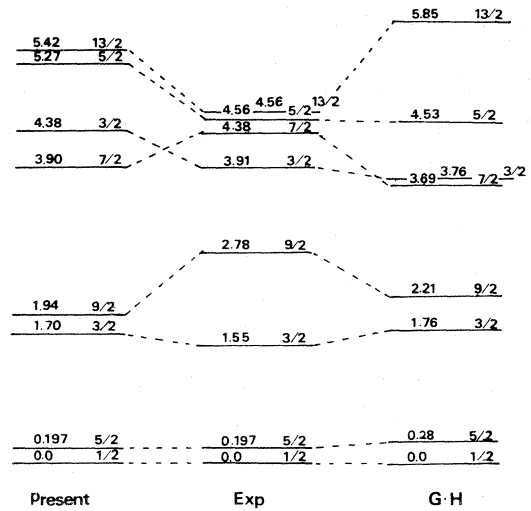
第5図に $2.78 \text{ MeV } 9/2^+$ 準位に対する形状因子の計算値を実験値と共に示す。C4, 及び M5 形状因子の計算結果は, (1)に述べた現象論的な解析結果 (第3図) と良い一致を示しており, この準位に対しては Coriolis の力が本質的な役割をはたしていることがわかる。すなわち, Coriolis の力により奇陽子の軌道には主成分の $j^\pi = 5/2^+$, $\Omega = 1/2$ の他に $j^\pi = 5/2^+$, $\Omega = 3/2$, 及び $\Omega = 5/2$ の成分が混合し, これが M5 励起の強さを増加させる原因となっている。R P C を無視した Nilsson 模型の計算 (剛体模型に相当する) では, 1.55 MeV 及び 2.78 MeV 準位に対する C2, C4 形状因子を説明するためには $\delta = 0.33$ の他にポテンシャルの Y_{40} 変形

として $\delta_4 = 0.004$ が必要である¹²⁾。しかも、この模型では $9/2^+$ 準位に対する横成分形状因子の大きさは実験値の約半分である。

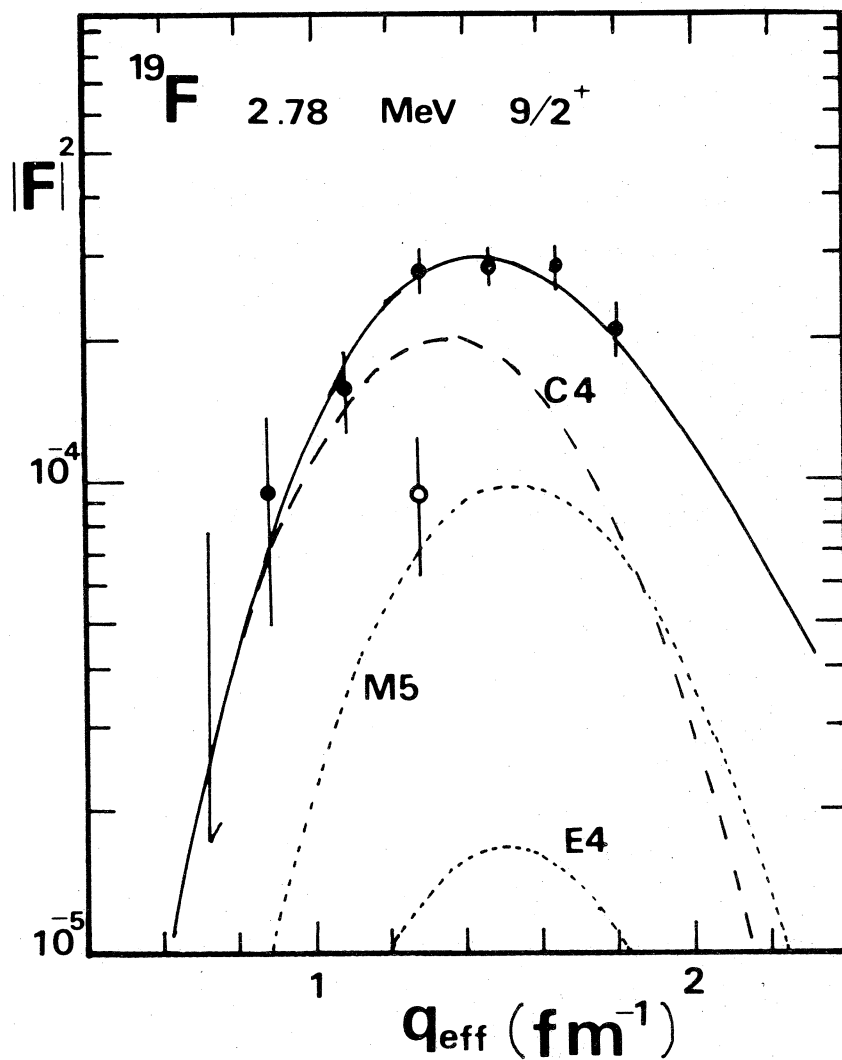
Brihaye 及び Reidemeister¹³⁾ は核表面の変形パラメータ β_2 , β_4 と Nilsson ポテンシャルの変形パラメータ δ , δ_4 との関係式を導いた。この式を使って、 $r = c = 2.60$ fm での β_2 及び β_4 を計算し第 1 表の結果を得た。RPC を含まない Nilsson 模型によって得られた値は先の変形 Fermi 分布による解析結果と良く一致している。しかるに、RPC 模型によって得られた β_4 の値は剛体模型の約半分であり、 ^{19}F 核に於ては Y_{40} 一変形に対して Coriolis の力の影響が大きいことがわかる。

§ 4. 結 論

第 1 表から明らかなように、 ^{19}F の β_2 は ^{20}Ne の β_2 とそれほど差はないが、 β_4 は ^{20}Ne の値の $1/4 \sim 1/5$ であり、陽子一個の違いにより、 Y_{40} 一変形が急激に変化していることがわかる。この Y_{40} 一変形に対しては Coriolis の力による RPC が無視できないことも明らかとなった。また、2.78 MeV $9/2^+$ 準位の励起で観測された横成分形状因子は RPC 模型のテストに非常に有効であった。低励起準位での横成分形状因子の観測は一般に困難であるが、奇核に於ける多重度の高い磁気励起は ^{19}F 核の場合のように、クーロン励起と明確に区別できる場合があり、核構造の研究に新しい情報を与えるものと期待される。



第 4 図 ^{19}F のエネルギー準位、実験値及び Garrett と Hansen^{1D)} による計算値を共に示した。



第5図 R P C模型による 2.78 MeV $9/2^+$ 準位の形状因子

参 考 文 献

- 1) E. B. Paul : Phil. Mag. 15 (1957) 311.
- 2) F. Ajzenberg-Selove : Nucl. Phys. A 190 (1972) 1.
- 3) 核理研研究報告 4 No.(1971) 25.
- 4) P. R. Bevington : *Data Reduction and Error Analysis for the physical Sciences*

(McGraw-Hill, New York, 1969).

- 5) M. Rosen, R. Raphael and H. Überall : Phys. Rev. **163** (1967) 927.
- 6) R. de Swiniarski, A. Genoux-Lubain, G. Bagieu, J. F. Cavaignac, D. H. Worledge and J. Raynal : Phys. Lett. **43 B** (1973) 27.
- 7) A. K. Kerman : K. Danske Vidensk. Selsk. mat.-fys. Medd **30** (1956) No. 15 .
- 8) M. E. Bunker and C. W. Reich : Rev. Mod. Phys. **43** (1971) 348.
- 9) S. G. Nilsson : K. Danske Vidensk. Selsk. mat. -fys. Medd. **29** (1955) No. 16.
- 10) B. E. Chi : Nucl. Phys. **83** (1966) 97.
- 11) J. D. Garrett and O. Hansen : Nucl. Phys. A **188** (1972) 139.
- 12) Y. Horikawa : Prog. Theor. Phys. **47** (1972) 867.
- 13) C. Brihaye and G. Reidemeister : Nucl. Phys. A **100** (1967) 65.

I—5 ^{25}Mg の第一 $K^\pi = 1/2^+$ 回転帯の電子散乱による励起

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*

前回までの報告^{1,2)} は, ^{25}Mg の電子散乱実験で強く励起される基底回転帯 ($K^\pi = 5/2^+$) と r 振動的回転帯 ($K^\pi = 1/2_2^+$, $9/2^+$) の集団運動的励起について行った。今回は, 電子散乱において弱く励起される 0.58 MeV から始まる $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯 ($0.58\text{ MeV } 1/2^+$, $0.98\text{ MeV } 3/2^+$, $1.96\text{ MeV } 5/2^+$, $2.74\text{ MeV } 7/2^+$) について報告する。

§ 1. $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯に対する実験値

$K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯に属する準位の形状因子を第1図に示す。($2.74\text{ MeV } 7/2^+$ 準位については文献2で報告した。) 又, 実験値から換算した基底状態への $E2$ r 線転移確率と他の実験での値との比較を第1表に掲げる。但し, $2.74\text{ MeV } 7/2^+$ 準位については, $2.80\text{ MeV } 3/2^+$ 準位と分離できないため, 2.80 MeV 準位を強結合模型が成り立つ r 振動的回転準位と考えて, ^{24}Mg における r 振動準位の形状因子の実験値から $2.80\text{ MeV } 3/2^+$ 準位への寄与を推定³⁾ し, $2.74\text{ MeV } 7/2^+$ 準位への寄与は, その残りの部分とした。

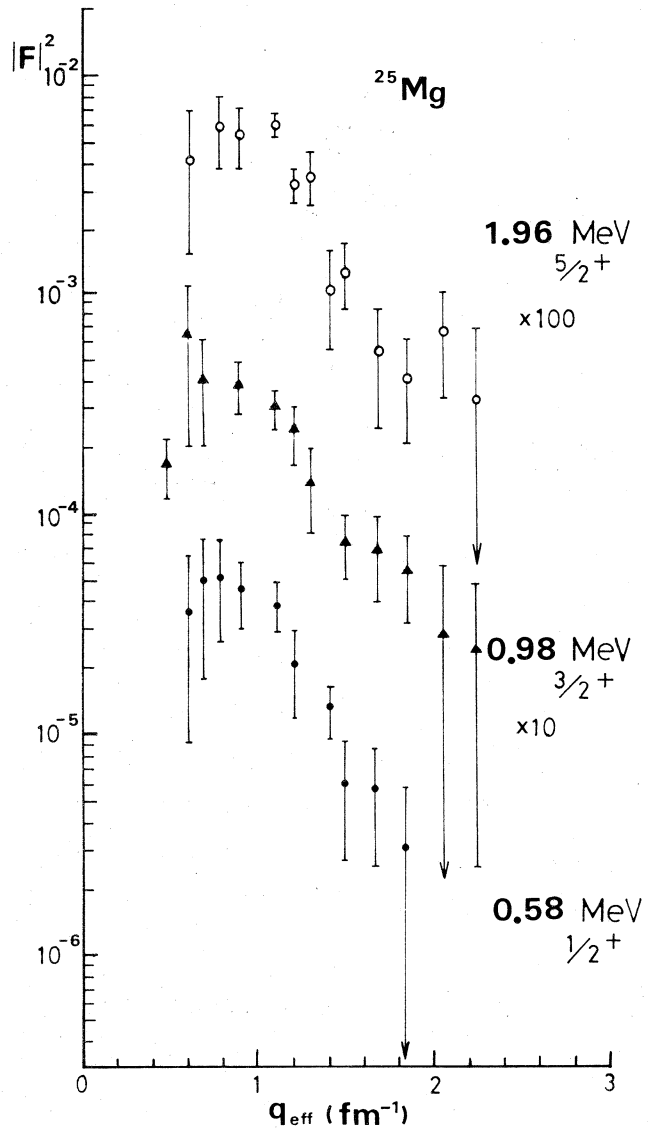
第2表には, $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯に属する準位の $1.61\text{ MeV } 7/2^+$ 準位に対する $E2$ の相対強度を, 他の実験と比較して示す。これによると $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯の準位の $E2$ 相対強度は, (e , e') では (d , d'), (α , α') の $1/4$ 程度の大きさであるが, これは後者の反応では多重励起の効果が大きく寄与しているためと考えられる。しかし, 準位相互間の強度比は, 入射粒子の相違にはよらず同様の傾向を示す。

§ 2. Nilsson 模型による解析

Nilsson 模型¹⁰⁾ における $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯の準位への転移強度の計算について少し述べる。

^{24}Mg (d , p) 反応などの単一中性子移行反応などで強く励起される ^{25}Mg の基底回転帯および $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯は, 奇中性子がそれぞれ Nilsson 軌道 # 5, # 9 を占めるような内部状態

を持つと考えられる。^{2,6,9)}しかし、 $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転体への転移が、奇中性子の Nilsson 軌道#5→#9 への転移により生ずると考えると、中性子の有効電荷程度では、実験値のオーダーを説明することができない。そこで、コリオリ力から生ずる Nilsson 軌道混合を考慮して、この転移確率を計算した(詳細は文献2を参照)。文献2の波動関数を用いて、 $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯の準位のクローン形状因子を計算すると、E2 強度は、0.58 MeV $1/2_1^+$ 0.98 MeV $3/2_1^+$ 準位について2桁、1.96 MeV $5/2_1^+$ 2.74 MeV $7/2_1^+$ 準位について1桁程度、実験値より小さく求まる。このように不活性の芯を持つ奇中性子軌道の混合だけを考えると、 $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯の準位の転移強度は説明することができると思われる。現象論的には、例えば $K^\pi = 1/2_2^+$ 回転帯との混合を、強度で20%程度入れるとすると、実験値のオーダーを説明できる。



第1図 $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯の準位の形状因子。0.58 MeV $1/2_1^+$ 準位(●), 0.98 MeV $3/2_1^+$ 準位(▲), 1.96 MeV $5/2_1^+$ 準位(O)。誤差は、統計誤差だけを示す。

第1表

E_x (MeV)	J^π	$B(E2)$ [W. u.]			
		(e, e')	Skorka ^(a)	$^{22}\text{Ne}(\alpha, n\gamma)^{(b)}$	$^{25}\text{Mg}(p, p'\gamma)^{(c)}$
0.58	$1/2^+$	0.76	0.555	—	0.8 ± 0.1
0.98	$3/2^+$	0.32	1.0	—	1.2 ± 0.3
1.96	$5/2^+$	0.40	—	—	0.65 ± 0.20
2.74	$7/2^+$	0.36*	—	0.27 ± 0.07	< 0.3

$K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯に属する準位の (e, e') の実験値から求めた基底状態への E2 γ 線転移確率 (Weisskopf unit)。E2 形状因子の q 依存性は、基底回転帯の 1.61 MeV $7/2^+$ 準位の q 依存性と同じと仮定した。

* 2.74 MeV 準位が実験では、2.80 MeV 準位と分離できないため、2.80 MeV 準位を γ 振動的回転帯と考へて、 ^{24}Mg の γ 振動準位の実験値から強結合模型を用いて 2.80 MeV 準位の形状因子を推定して、2.74 MeV 準位への寄与を求めた。

(a)文献4, (b)文献5, (c)文献6

第2表

E_x (MeV)	J^π	(e, e')	(d, d') ^(a)	(α, α') ^(b)
0.58	$1/2^+$	0.0089	0.038	< 0.043
0.98	$3/2^+$	0.0074	0.034	< 0.043
1.96	$5/2^+$	0.014	0.062	0.079
2.74	$7/2^+$	0.052	0.117	0.186~
2.80	$3/2^+$	—	—	0.083

1.61 MeV $7/2^+$ 準位の転移強度を1とした場合の、 $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯の準位の相対強度の比較。(電子散乱に関しては、E2 形状因子の極大附近での値である)

(a)文献7, (b)文献8

参 考 文 献

- 1) 核理研研究報告 6 (1973) 225.
- 2) 核理研研究報告 7 (1974) 43.
- 3) S. J. Skorka, J. Hertel and T. W. Retz-Schmidt: Nucl. Data A 2 (1966) 347.
- 4) D. C. Kean and R. W. Ollerhead: Can. J. Phys. 50 (1972) 1539.
- 5) J. F. Sharpey-Schafer et al.: Can. J. Phys. 46 (1968) 2039.
- 6) B. D. Sowerby, D. M. Sheppard and W. C. Olsen: Nucl. Phys. A 135 (1969) 177.
- 7) A. G. Blair et al.: Phys. Rev. 122 (1961) 556.
- 8) J. S. Blair, I. M. Naquib: Phys. Rev. C1 (1970) 569.

- 9) A. E. Litherland, H. Mc Manus, E. B. Paul, D. A. Bromley and H. E. Gove : Can
J. Phys. **36** (1958) 378.
- 10) S. G. Nilsson : K. Danske Vidensk. Selsk. mat. - fys Medd. **29** (1955) No. 16.

I — 6 ^{52}Cr による電子散乱 (I)

核理研 早川 建・岡崎行男・小山田正幸
 青山学院大* 鳥塚賀治・有田浩三*

§ 1. 緒 言

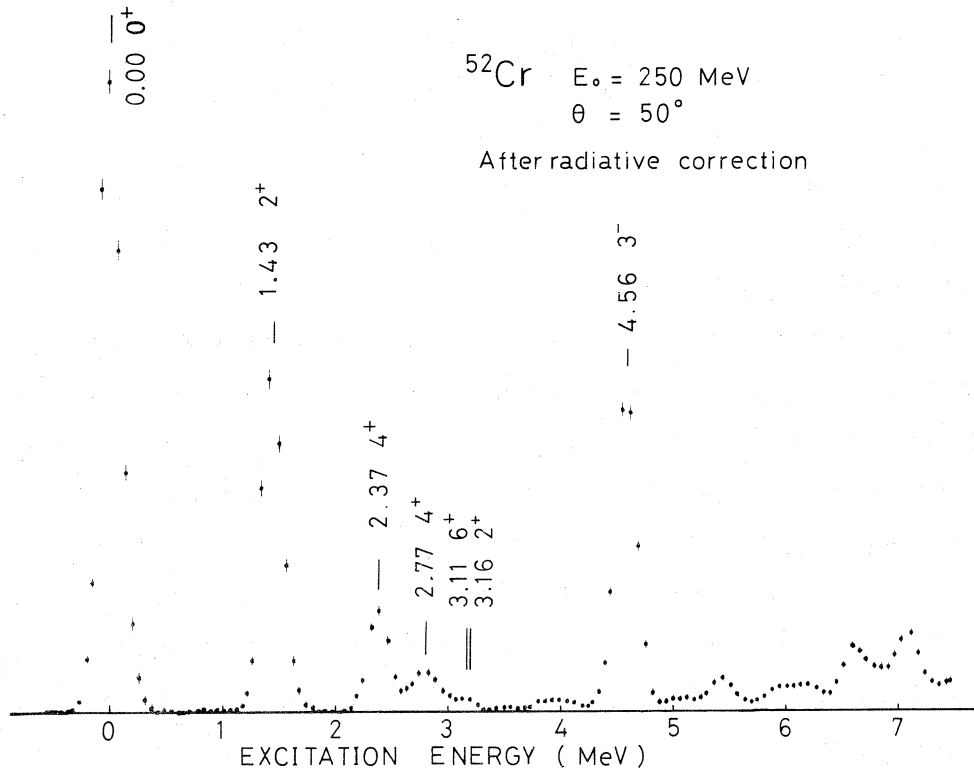
^{52}Cr 核の低励起準位は seniority scheme との関連において述べられることが多く、今回の我々の予備的解析もこの線に沿って行った。

^{52}Cr の基底状態は中性子閉殻で、陽子が $f_{7/2}^4$ と、比較的単純な配位を持っている。この同じ配位で幾つかの励起状態が可能である。これらの状態はスピン、パリティの他に seniority で特徴づけられるが、波動関数の反対称化の要請により、¹⁾ 現実に可能な状態としては、seniority $\nu = 2$ では角運動量 $J = 2, 4, 6$, 及び $\nu = 4$ では $J = 2, 4, 5$ 及び 8 がある。これらの状態は低い励起エネルギーを持つと予想され、実験的に $\nu = 4$ の $J = 5$ 及び 8 を除いてすべて対応する準位が見つかった。^{2), 3)} これらの準位間の転移、あるいは基底状態からの励起に対して seniority selection rule による制限があつて、 $\Delta \nu = 4$ の転移はすべて禁止される。また ^{52}Cr の陽子配位が $f_{7/2}$ 殻のちょうど真中に位置すると云う特殊事情により $\Delta \nu = 0$ の電氣的転移もまた禁止されている。⁴⁾ ところが実験的には、 $\nu = 2$ の 4^+ 準位及び $\nu = 4$ の 4^+ 準位の双方に $\nu = 2$ の 6^+ 準位からの γ 線転移が観測されており、また同じく禁止されているはずの $\nu = 2$ の 4^+ 準位から $\nu = 2$ の 2^+ 準位への γ 線転移が観測されている。さらに基底状態からは電子散乱により、 $\nu = 2$ と $\nu = 4$ の 4^+ 準位へ同時に励起したと云う実験がある。⁵⁾

上述のような禁止転移が生ずるのは、各状態に seniority の混りがあるためと解釈されているが、我々の実験は単に seniority の混りを取り入れただけではこの禁止転移を説明できないことを示した。我々の今回の一連の実験の目的の一つはこの seniority scheme が核構造を考える上でどこまで有効であり、かつまたこの描像がどのように崩れているかを電子散乱実験を通して研究することである。具体的には 2 本の 4^+ 、 $\nu = 2$ 及び $\nu = 4$ の準位に着目して、これらの準位が電子散乱実験でどのような性質を示すかを調べた。以下はその中間報告である。

§ 2. 実 験

核理研電子散乱実験装置を使い、ターゲットは 99.87 % に濃縮した ^{52}Cr の厚さ $48\text{mg}/\text{cm}^2$



第1図 輻射補正後の散乱電子スペクトル。

の板を用いた。入射電子エネルギー、及び散乱角は、 250 MeV で 35° から 95° まで 5° 間隔、及び 48° , 52° , 105° の各点、 170 MeV で 35° , 40° , 45° の各点をとった。

散乱断面積は、その絶対値のよく知られている ^{12}C の弾性散乱及び 4.44 MeV 準位の散乱断面積の測定値から測定器系の有効立体角を求め、その値を使って求めた。

形状因子は、その構成成分は小さいとして無視し、散乱断面積を Mott 断面積で割ったものを縦成分の形状因子とした。

§ 3. 結果及び議論

輻射補正後の散乱電子スペクトルの一例を第1図に示す。また弾性散乱の形状因子を第2図に示す。第2図で実線は2-パラメータフェルミ型の電荷分布を仮定したときの phase shift 法

による形状因子の計算値で、計算には

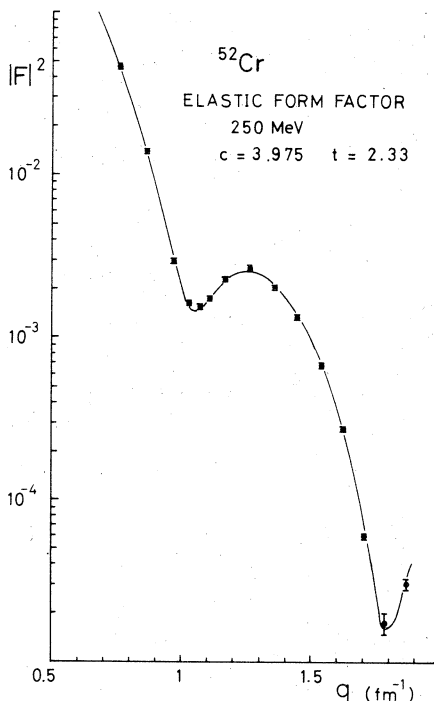
phase shift の計算コード TOELS を使った。形状因子の計算値を実験点に fit させたときのパラメータの値は、入射電子エネルギー 250 MeV で $c = 3.975$ (fm), $t = 2.33$ (fm) であった。

我々の実験では $f_{7/2}$ 配位で可能な状態の $v = 2$ の 2^+ , 4^+ 及び 6^+ , $v = 4$ の 4^+ に対応する準位をそれぞれ, 1.43 MeV, 2.77 MeV (以後 4_2^+ と記す), 3.11 MeV 及び 2.37 MeV (以後 4_1^+ と記す) に観測した。但し 6^+ 準位については, 3.16 MeV にある 2^+ 準位とスペクトルの上からは分離できなかったために, 形状因子の上で 1.43 MeV の 1st 2^+ 準位への励起の形状因子の形を使って E 2 成分を差引いた。

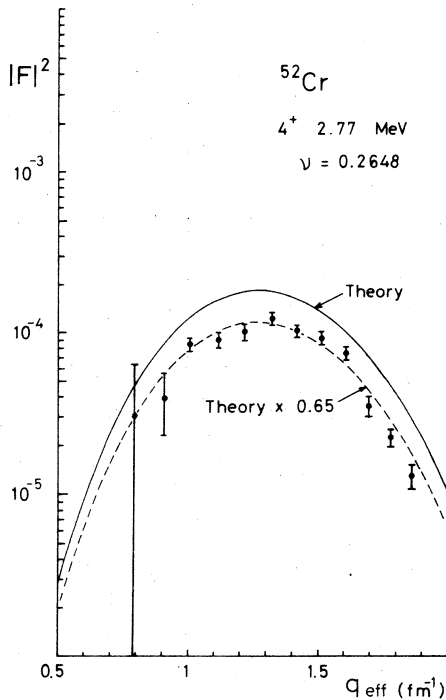
3.1 4_1^+ 及び 4_2^+ 準位

従来 4_1^+ 準位は $f_{7/2}$, $v = 4$ の成分が主な配位で, 4_2^+ 準位は $f_{7/2}^4$, $v = 2$ が主な配位と考えられてきた。そこでもし seniority の混りが存在するとしても, seniority selection rule により $v = 4$ の転移は禁止されるから, 基底状態が純粋に $v = 0$ の状態から成るとすると, 4_2^+ 準位への励起が 4_1^+ 準位へのそれと比べて大きくなるはずである。ところが我々の実験では第 3 図及び第 4 図から判るように 4_1^+ 準位の方が強く励起されている。このことは, 単純に seniority の混りを考慮しただけでは説明できず, 4_1^+ 準位は $f_{7/2}^4$ 以外の配位の影響が特に強いと考えなければならない(核子間の相互作用として 2 体力だけを考えた場合, $f_{7/2}$ の配位だけでは seniority の混りはおきず, 必ず他の配位が混らなくてはならない)。このあたりの事情を良く見るために調和振動子波動関数を使い, 純粋な $f_{7/2}^4$ 配位を仮定したときの形状因子をボルン近似で計算した。この近似で E 4 転移に対して, 形状因子は,

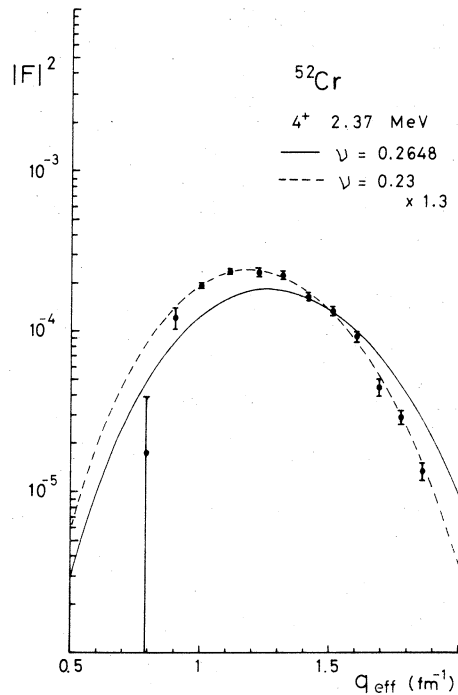
$$|F(E4)|^2 = \frac{11}{102900} \exp\left(-\frac{q^2}{2\nu}\right) \left(\frac{q^2}{2\nu}\right)^4 \left(1 - \frac{1}{11} \left(\frac{q^2}{2\nu}\right)\right)^2 |F_c|^2$$



第 2 図 弾性散乱の形状因子。実線は phase shift 法による計算値。電荷分布のパラメータの単位は fm。



第3図 2.77 MeV 4^+ 準位の形状因子。
実線は計算値、破線は計算値を
定数倍して実験点に fit させた
もの。



第4図 2.37 MeV 4^+ 準位の形状因子。
実線は2.77 MeV 4^+ と同じパ
ラメーターを用いた計算値、破
線は、実験点に fit するよう
にパラメーターを動かして定数倍
したもの。

である。ここで $|F_c|^2$ は核の重心運動及び陽子の電荷が広がりを持つことに対する補正項で、陽子の電荷分布にガウス型を仮定すると

$$F_c = \exp\left(-\frac{1}{4} q^2 \left(a_p^2 - \frac{1}{A\nu} \right)\right)$$

である。 a_p はガウシヤンの巾で今回の計算ではこれを 0.59 fm^3 とした。 q は運動量移行量、 ν はポテンシャルのパラメーターで $m\omega/\hbar$ で定義される。 m は核子の質量である。このパラメーターは、 $\hbar\omega = 41 A^{-1/3}$ から求められることが多く、我々もこれに従った。しかしまた ν は $r.m.s.$ 半径 $\langle r^2 \rangle$ と次の関係

$$\nu = \frac{\sum (2n + l + \frac{3}{2})}{Z \langle r^2 \rangle}$$

がある。 Z は陽子の数で和はすべての陽子について取る。 $\langle r^2 \rangle$ に弾性散乱から求めたフェルミ

型電荷分布のパラメータを使って計算した値を使い、上の関係から ν を求めることができる。我我はこの方法で得た ν についても計算を実行したが、形状因子の形の再現性の点で優れている前者のパラメータを採用することにした。

計算結果及び実験点を第3図及び第4図に示す。これらの図から判るように、 4_2^+ 準位については転移の強さを除いて計算値と良い一致を見せ、この準位が $f_{7/2}^4$ 配位だけを考えることによって充分説明できることを示している。転移の強さの合わないのは $f_{7/2}^4$ $\nu = 4$ 成分の混りが存在することによると考えられる。一方 4_1^+ 準位の方は計算値と大きくずれており、しかも計算値と比べて転移の強さが強くなる傾向を示している。このことは、この準位の $f_{7/2}^4$ $\nu = 2$ 成分に対して他の配位の混りの影響が大きいと考えなければならない。換言すれば、この準位は collective な性質を有すると考えられる。

3.2 2^+ 及び 6^+ 準位

1.43 MeV 2^+ 及び 3.11 MeV 6^+ 準位についても上述の近似による計算を行った。E 2 及び E 6 に対し形状因子はそれぞれ

$$|F(E2)|^2 = \frac{1}{252} \exp\left(-\frac{q^2}{2\nu}\right) \left(\frac{q^2}{2\nu}\right)^2 \left(1 - \frac{2}{7} \left(\frac{q^2}{2\nu}\right) + \frac{1}{63} \left(\frac{q^2}{2\nu}\right)^2\right)^2 |F_c|^2$$

$$|F(E6)|^2 = \frac{1}{1571724} \exp\left(-\frac{q^2}{2\nu}\right) \left(\frac{q^2}{2\nu}\right)^6 |F_c|^2$$

である。パラメータはE 4の場合と同じとした。計算値及び実験点を第5図及び第6図に示す。図から判るように 6^+ 準位については $f_{7/2}^4$ 配位で良く説明されるが 2^+ 準位は 4_1^+ 準位が示したのと似た傾向を示し、この準位の主な成分が $f_{7/2}^4$ $\nu = 2$ とされているにもかかわらず他の配位の影響が強く現われ collective な性質を持つと解釈される。

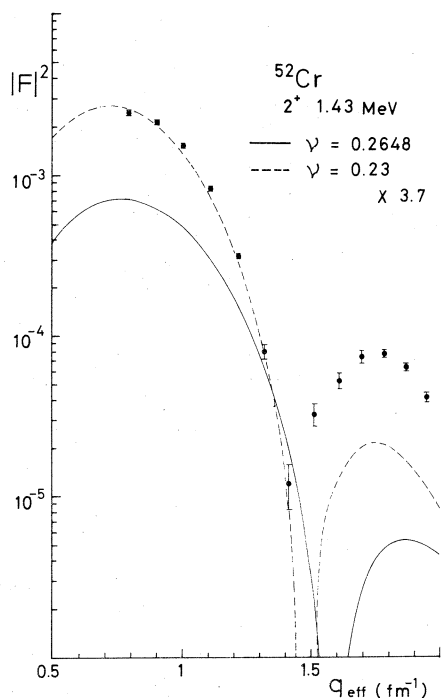
3.3 換算転移確率, $B(EL)$

上述の波動関数を使って $B(EL)$ を計算した。E 2, E 4, E 6 励起に対して次の通りである。

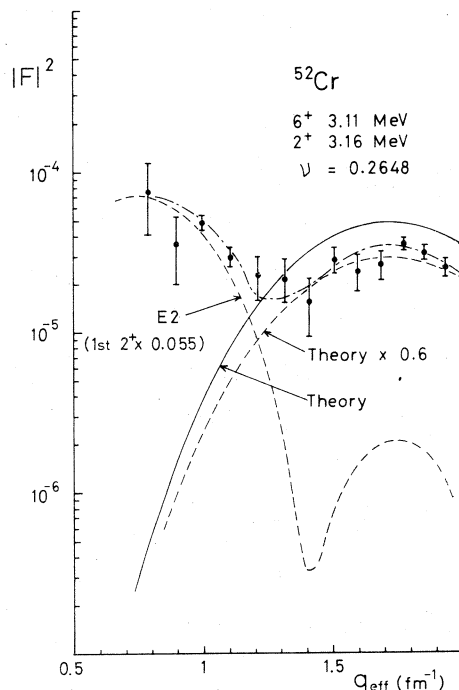
$$B(E2) = \frac{225}{7\pi} \left(\frac{1}{\nu}\right)^2$$

$$B(E4) = \frac{24057}{28\pi} \left(\frac{1}{\nu}\right)^4$$

$$B(E6) = \frac{418275}{16\pi} \left(\frac{1}{\nu}\right)^6$$



第5図 1.43 MeV 2^+ 準位の形状因子。
実線及び破線の意味は第4図と
同じ。



第6図 3.11 MeV 6^+ と 3.16 MeV 2^+
を分離した状況を示す。

4_2^+ 及び 6^+ 準位については前と同じパラメータを用い形状因子の実験点と計算値との比を上記の $B(EL)$ に掛けたものを $B(EL)$ の実験値とした。 4_1^+ 及び 2^+ 準位についてはパラメータを計算値が実験点に fit するように選び、その値を使って $B(EL)$ を計算した。結果を第一表に示す。パラメータを変化させて形状因子の計算値を実験点に fit させることはその転移の性

第1表

a , b はそれぞれ参考文献3), 2) による。 a は計算値として掲載された値と同じ文献中の形状因子の実験値と計算値の比を掛けたもの、 b は実験値で r 線転移について計測されたものを焼き直した。

E_x (MeV)	J^π	$B(EL) \text{ exp}$ ($e^2 \text{ fm}^2 L$)	$B(EL) \text{ ref}$	
			a	b
1.43	2^+	0.72×10^3	0.48×10^3 ,	0.60×10^3
2.37	4^+	0.13×10^6	0.91×10^5	
2.77	4^+	0.36×10^5		
3.11	6^+	0.15×10^8		

質をパラメータの変化として波動関数に反映させることに対応し、従って上のような方法で求めた $B(EL)$ の値も現実的意味を持つと考えられる。

§ 4. 結 言

$f_{7/2}^4$ 配位のみを考えると云うかなり単純な模型にもかかわらず、実験と比較的良好一致を見せたことは、この模型を拡張するような方向に解析を進めてゆくことが、この核を理解する上で有力であることを示唆しているように思われる。

謝 辞

我々の実験に際して加速器の運転の面で、全面的に協力して下さった中原、寺沢、細山、福田、三浦の各氏に深く感謝の意を捧げます。

付 録 1

JJ -coupling scheme における調和振動子波動関数を使ったボルン近似の形状因子を求めるには reduced matrix element

$$T_{v,J,v',J'}^k = \langle j^n v J \parallel \sum_{i=1}^n j_k(qr_i) Y_k(Q_i) \parallel j^n v' J' \rangle \quad (1-1)$$

が求められればよい。 v, v' は seniority, k は転移の多重極度である。even tensor operator について一般的に⁶⁾

$$T_{v,J,v',J'}^k = n \sum_{v_1 J_1} \langle j^n v J \{ | j^{n-1}(v_1 J_1) j J \} \rangle \langle j^{n-1}(v_1 J_1) j J' \{ | j^n v' J' \} \rangle \\ \times \langle j \parallel j_k Y_k \parallel j \rangle \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \left\{ \begin{matrix} j & J & J' \\ j' & j & k \end{matrix} \right\} \quad (1-2)$$

となる。さらに $\langle j \parallel j_k Y_k \parallel j \rangle$ は角度部分と動径部分との積の形に書け、角度部分を $\langle j \parallel Y_k \parallel j \rangle$ と書くと

$$\langle j \parallel Y_k \parallel j \rangle = (-1)^{j-\frac{1}{2}} (2j+1) \sqrt{\frac{2k+1}{4\pi}} \begin{pmatrix} j & k & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \frac{1}{2} [1 + (-1)^k] \quad (1-3)$$

である。一方動径部分を $\langle n l \parallel j_k \parallel n l \rangle$ と書くと⁶⁾

$$\begin{aligned}
\langle n, \ell | j_k | n, \ell \rangle &= \int_0^\infty R_{n, \ell}(\tau) R_{n, \ell}(\tau) j_k(q, \tau) \tau^2 d\tau \\
&= M(n, \ell, n, \ell)^{-\frac{1}{2}} \sum_m a_m(n, \ell, n, \ell) \frac{(m+k+1)!!}{(2k+1)!!} \\
&\quad \times \exp\left(-\frac{q^2}{4\nu}\right) \left(\frac{q^2}{2\nu}\right)^{\frac{k}{2}} v_{(m-k)/2, k}\left(\frac{q^2}{4\nu}\right)
\end{aligned} \tag{1-4}$$

である。ここで

$$R_{n, \ell}(\tau) = N_{n, \ell} \exp\left(-\frac{\nu \tau^2}{2}\right) v_{n, \ell}(\nu \tau^2) \tag{1-5}$$

$$N_{n, \ell}^2 = \frac{(2\ell + 2n + 1)!!}{2^{2n} n! [(2\ell + 1)!!]^2} (2\nu)^{\ell + \frac{3}{2}} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{1-6}$$

$$v_{n, \ell}(\rho) = \sum_{\mu} \binom{n}{\mu} \frac{(2\ell + 1)!!}{(2\ell + 2\mu + 1)!!} (-2\rho)^{\mu} \tag{1-7}$$

$$M(n, \ell, n', \ell') = 2^{n+n'} n! n'! (2\ell + 2n + 1)!! (2\ell' + 2n' + 1)!! \tag{1-8}$$

$$a_{2\ell+2s}(n, \ell, n', \ell') = (-1)^s \sum_{\mu+\mu'=s} \binom{n}{\mu} \binom{n'}{\mu'} \frac{(2\ell+2n+1)!! (2\ell'+2n'+1)!!}{(2\ell+2\mu+1)!! (2\ell'+2\mu'+1)!!} \tag{1-9}$$

である。従って最終的に

$$\begin{aligned}
T_{v, J, J'}^k &= n \sum_{j_1} \binom{n}{j_1} \langle j^n v, J | \{ j^{n-1} (v_1 j_1) j, J \} \rangle \langle j^{n-1} (v_1 j_1) j, J | \{ j^n v', J' \} \rangle \\
&\quad \times \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \left\{ \begin{matrix} j & j & j \\ j' & j & k \end{matrix} \right\} (-1)^{j-\frac{1}{2}} (2j+1) \\
&\quad \times \frac{1+(-1)^k}{2} \sqrt{\frac{2k+1}{4\pi}} \left(\begin{matrix} j & k & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{matrix} \right) M(n_0, \ell, n_0, \ell)^{-\frac{1}{2}} \\
&\quad \times \sum_m a_m(n_0, \ell, n_0, \ell) \frac{(m+k+1)!!}{(2k+1)!!} \exp\left(-\frac{q^2}{4\nu}\right) \left(\frac{q^2}{2\nu}\right)^{\frac{k}{2}} \\
&\quad \times v_{(m-k)/2, k}\left(\frac{q^2}{4\nu}\right)
\end{aligned} \tag{1-10}$$

同じ模型で B(EL) を求めるには reduced matrix element

$$B(\text{EL}) = \frac{1}{2J'+1} |\langle j^n v, J | \sum_i r_i^L Y_L(\varrho_i) | j^n v', J' \rangle|^2 \tag{1-11}$$

が求められればよい。角度部分については形状因子の計算の時と同じであるから r^L の行列要素を計算すればよく、動径部分の積分は、(1-4)式で $q \rightarrow 0$ の極限をとればよい、結果は次の

とありである。

$$\begin{aligned} \langle n\ell | r^L | n\ell \rangle &= \int_0^\infty R_{n\ell}(r) r^L R_{n\ell}(r) r^2 dr \\ &= (2\nu)^{-\frac{L}{2}} M(n\ell, n\ell)^{-\frac{1}{2}} \sum_m (m+L+1)!! a_m(n\ell, n\ell) \quad (1-12) \end{aligned}$$

従って(1-2)及び(1-3)式を用いて

$$\begin{aligned} B(EL) &= |n \sum_{J_1} \{ j^n v_J \{ [j^{n-1}(v_1 J_1) j_J] [j^{n-1}(v_1 J_1) j_{J'}] \} j^n v'_{J'} \} \\ &\quad \times \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \left\{ \begin{matrix} j & J & j' \\ j' & j & L \end{matrix} \right\} (-1)^{j-\frac{1}{2}} (2j+1) \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}} \\ &\quad \times \left(\begin{matrix} j & L & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{matrix} \right) \frac{1+(-1)^L}{2} (2\nu)^{-\frac{L}{2}} M(n_0\ell, n_0\ell)^{-\frac{1}{2}} \\ &\quad \times \sum_m (m+L+1)!! a_m(n_0\ell, n_0\ell) \Big|^2 \quad (1-13) \end{aligned}$$

である。

付 録 2

調和振動子模型におけるハミルトニアンは

$$H_{\text{Ho}} = \frac{1}{2} m \sum_i p_i^2 + \frac{1}{2} m \omega^2 \sum_i r_i^2 \quad (2-1)$$

と書ける。このハミルトニアンの基底状態での期待値をとり、Virialの定理を適用すると

$$m \omega^2 N \langle r^2 \rangle = \sum_i \left(2n_i + l_i + \frac{3}{2} \right) \hbar \omega \quad (2-2)$$

となる。ここで N は核子数である。パラメータ ν の定義は

$$\nu = \frac{m\omega}{\hbar} \quad (2-3)$$

であるから、(2-2)より

$$\nu = \frac{\sum_{nl} (2n + l + \frac{3}{2})}{N \langle r^2 \rangle} \quad (2-4)$$

となる。電子散乱から求められる $\langle r^2 \rangle$ は陽子についてのそれであるから、その時に N を陽子数とし、和も陽子についてのみとらねばならない。(早川)

参 考 文 献

- 1) A. de-Shalit, I. Talmi : *Nuclear Shell Theory* (Academic Press, 1965).
- 2) B. A. Brown et al. : *Phys. Rev. C* **9** (1974) 1033.
- 3) J. Bellicard et al. : *Nucl. Phys. A* **210** (1973) 189.
- 4) I. Talmi : *Phys. Rev.* **126** (1962) 1096.
- 5) H. Überal : *Electron Scattering From Complex Nuclei* (Academic Press, 1971).
- 6) H. Horie , K. Sasaki : *Prog. Theor. Phys.* **25** (1961) 475.

I-7 ${}^6\text{Li}(e, e' X)$ 反応の研究

山形大教養, 核理研*

種市宏・上野博昭・庄田勝彦*

前年度に引続き、東北大学電子リニアックを用いておこなった実験について報告する。

§ 1. 実験方法

ターゲットは 99.3% enrich の ${}^6\text{Li}$ を圧延した厚さ 1.82 mg/cm^2 のものを用いた。厚さは ${}^6\text{Li}$ を水に溶かして生ずる LiOH を塩酸で滴定して求めた ${}^6\text{Li}$ の質量を面積で割って求めた。電子線のエネルギーは 15 MeV から 31.7 MeV を用い resolution は 1.5% 及び 3% であった。反応生成粒子は $\theta_L = 90^\circ$ に set された BDM を用いて測定した。今回の実験は triton に関するものが主体である。この場合 E_e は 25 MeV と 30 MeV を用いた。 $E_e = 30 \text{ MeV}$ の測定に関しては SSD の出力パルスが proton と triton で等しくなる範囲がありこれに関しては分離が困難なため別方法の実験を計画しているが今回は実施していない。従って $E_x \leq 25 \text{ MeV}$ についてのみ解析を行った。 α の測定は absorber で α を cut した proton のみのデータを α を含めて測定したデータから差引いて行った。夫々の場合の detection efficiency を求めるため厚い Ni target を電子照射し、両方の場合について proton を測定したが、各場合の SSD の効率による補正に含まれる誤差については更に検討の必要がある。

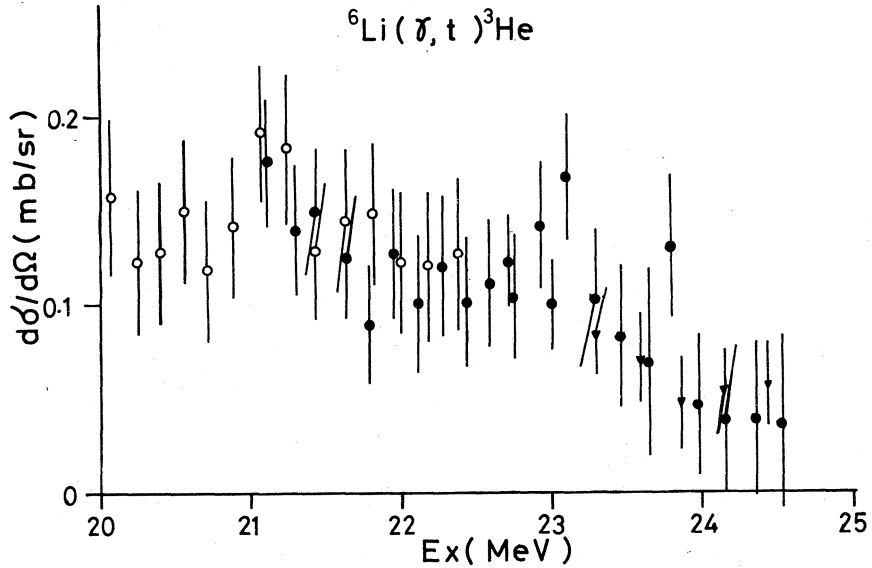
§ 2. 結果と考察

Proton: 前年度後期のマシンタイムで電子線のエネルギーを 14, 15, 16, 18, 19, 20 MeV と変えて測定した。(r, p) 反応の残留核 ${}^5\text{He}$ は g.s. が 0.6 MeV 又 4 MeV における 1st excited state が 4 MeV の幅をそれぞれ持っているのでエネルギー分布から cross section を求めるのは複雑であるが、difference spectrum¹⁾ の形を見ると p_0 と p_1 に対応する 2 つのひろい group が見られる。この group から求めた p_0 の cross section は E_γ の 15 ~ 20 MeV の範囲で $0.5 \sim 0.3 \text{ mb/sr}$ である。

Bazhanov²⁾ 等は、proton のエネルギー分布をすべて p_0 と仮定して cross section を求め、12 MeV から 20 MeV にかけて急に減少している結果を得ているが、我々のより精密な解析結果はなだらかに減少している。我々は difference spectrum の p_0 と p_1 の面積の比から $\sigma_{p_1}/\sigma_{p_0} \approx 3$.

の値を得た。Bazhanov の結果はこの p_1 の寄与を無視しているためである事が明らかである。

Triton : $E_e = 25 \text{ MeV}$ および 30 MeV で差引き法で求めた cross section を第 1 図に示す。

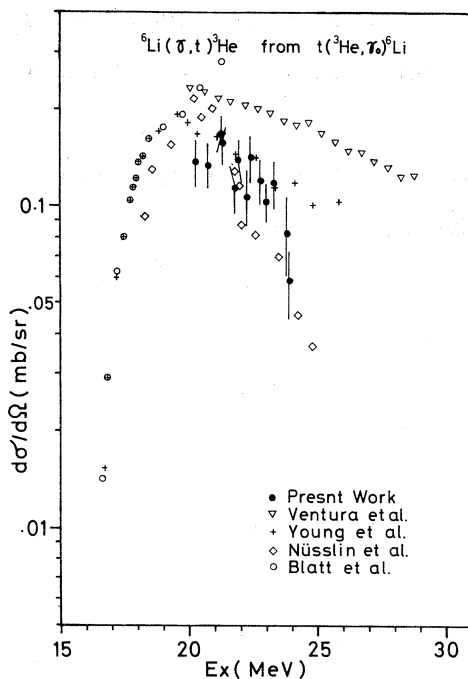


第 1 図 ${}^6\text{Li}(\gamma, t){}^3\text{He}$ の微分断面積。白丸及び黒丸は $E_e = 25 \text{ MeV}$
三角は $E_e = 30 \text{ MeV}$ で $\theta_L = 90^\circ$ で測定したもの。

ただし前述の様に粒子の区別がよくできなかった $E_x > 25 \text{ MeV}$ の附近は除いてある。 ${}^6\text{Li}$ の (γ, t) 反応は ${}^3\text{He}(t, \gamma){}^6\text{Li}$ 反応と共に多くの実験が行なわれ、 ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ cluster に関して理論的にも研究が行なわれてきた。第 2 図は逆反応から求めた (γ, t) の cross section を我々の実験結果(第 1 図を数点づつ平均してある)と比較のため plot したものである。

Ventura et al.³⁾ は direct radiative capture を仮定し、reduced width $\theta^2 \sim 0.79$ の値を得た。同じ process を仮定すれば、我々のデータから $\theta^2 \sim 0.6$ が得られる。この値は Young et al.⁴⁾ 等の $\theta^2 \sim 0.69$ の値とも近い。

Deuteron : 今回は $E_e = 15 \text{ MeV}$ で実験した。前回の分と合わせて、 $E_x = 8 \sim 19 \text{ MeV}$ で (γ, d) の cross section が求められた。大きさは $0.2 \sim 0.1 \mu\text{b}/\text{sr}$ である。従来の測定値としては Titterton et al.⁵⁾ が $E_\gamma = 2.76$ 及び 17.6 MeV の mono-chromatic γ -ray で測定し $8 \sim 5 \mu\text{b}$ の上限値を得ている。この deuteron が T-impurity によるものか、E2 によるものかを決定するためには、角度分布の測定が必要であり次期の課題で測定する予定である。



第2図 ${}^6\text{Li}(\gamma, t){}^3\text{He}$ の微分断面積。
 黒丸は我々のデータである。三角は Ventura et al.³⁾、十字印は Young et al.⁴⁾、菱形は Nusslin et al.⁶⁾、白丸は Blatt et al.⁷⁾ のデータである。我々のデータ以外のものはすべて逆反応から detailed balance を用いて求めたものである。

この実験に際して御援助いただきました核理研(γ, p)グループのメンバーの方々とマシングループ、測定器グループの方々にその御協力を感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 種市宏・上野博昭・庄田勝彦：核理研研究報告 7 (1974) 62 .
- 2) E. B. Bazhanov, A. P. Komar, A. V. Kulikov and E. D. Makhnovsky : Nucl. Phys. **68** (1965) 191.
- 3) E. Ventura, C. C. Chang and W. E. Meyerhof : Nucl. Phys. A **173** (1971) 1.
- 4) A. M. Young, S. L. Blatt and R. G. Seyler : Phys. Rev. Lett. **25** (1970) 1764.

- 5) E. W. Titterton and T. A. Brinkley : Proc. Phys. Soc. **A 65** (1952) 1052.
- 6) F. Nusslin, H. Werner and J. Zimmerer : Z. f. Naturforsch. **21a** (1966) 1195.
- 7) S. L. Blatt, A. M. Young, S. C. Ling, K. J. Moon and C. D. Porterfield : Phys. Rev. **176** (1968) 1147.

I-8 $^{56}\text{Fe}(\gamma, \alpha_0)$ 反応

核理研・教養部*

玉江忠明・坪田博明*・菅原真澄

$^{56}\text{Fe}(\gamma, \alpha_0)$ 反応断面積を電子エネルギー 15 MeV から 25 MeV までで測定し、統計理論による計算値と比較した。その結果は概ね良く一致しており、この付近の核での (γ, α_0) 反応は統計理論では説明出来ると言う予想に肯定的結果が得られた。

又、電子エネルギー 17 MeV (励起エネルギー約 16 MeV) で $^{56}\text{Fe}(\gamma, \alpha_0)$ 角度分布を測定し、E2/E1 存在比を求めた。

§ 1. 実験及び方法

$^{56}\text{Fe}(\gamma, \alpha_0)$ 反応断面積の測定は 2.69 mg/cm² の natural target に 15 MeV から 25 MeV まで 0.5 MeV 間隔で電子を照射し、広帯域磁気分布器 (BDM) で 90° 方向の α 粒子を検出した。

第 1 表に natural Fe target の成分及び (γ, n) ・ (γ, p) ・ (γ, α) 反応の閾値を示す。第 1 図はスペクトルの一例である。純粋な ^{56}Fe を用いる (γ, α) threshold と (γ, p) threshold の間では α 粒子のみであるが natural target を使用した為に、 ^{57}Fe , ^{58}Fe からの α 粒子, ^{54}Fe からの陽子及び α 粒子が混入して来た。 ^{57}Fe , ^{58}Fe からの α 粒子は数が少ないので無視出来る

第 1 表 ターゲット

• Targets				
Fe(Nat)		2.69 mg/cm ²		
^{54}Fe		3.59 mg/cm ²		
A	Abundance (%)	Threshold (MeV)		
		(γ, n)	(γ, p)	(γ, α)
54	5.82	13.4	8.9	8.4
56	91.66	11.2	10.2	7.6
57	2.19	7.6	10.6	7.3
58	0.33	10.0	11.8	7.6

が、 ^{54}Fe からの陽子は無視出来ない。そこで同時に ^{54}Fe (3.59 mg/cm²) の実験を行なってそれを差し引いた。第 1 図の黒丸が ^{54}Fe のスペクトルを存在比によって換算したものである。これを差し引くと ^{56}Fe の陽子の先端より高いチャンネルには ^{56}Fe の α 粒子のみが残る。 α_1 も一部混入するが、仮想光子スペクトル¹⁾を考えると数も少なく、 α 粒子のすべてを α_0 と考えても大きな誤差にならないことが分る。 (γ, α_0) 反応断面積の求め方は文献 2) 251 頁 附録 A を参照されたい。ただし 252 頁, 上から三行目の微分断面積の単位は (cm²/sr), 下から二行

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

の間違いである。

第2図はこのようにして求めた $^{56}\text{Fe}(\gamma, \alpha_0)$ 反応断面積で、縦棒には統計誤差のみを取ってある。この他に10%程度の実験誤差が見込まれるが、これは、全体を上又は下に移動させる性質のものと考えられる。横棒は E_γ の拡がり γ である。

§ 2. 統計理論による計算と結果

これも詳しくは文献2), 253頁 附録Bを参照されたい。ここでは簡単に概略を述べる。

統計理論によると (γ, α_0) 反応断面積は、

$$\sigma(\gamma, \alpha_0) = \sigma_{\text{comp}} \frac{T_1(\alpha_0)}{\sum T}$$

となる。ただし、

σ_{comp} : 複合核形成断面積

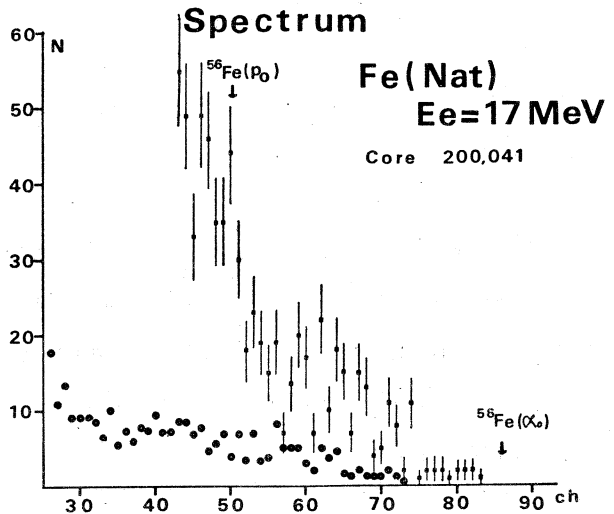
$T_1(\alpha_0)$: α_0 の透過係数

$\sum T$: 全ての可能なチャンネルの透過係数の和

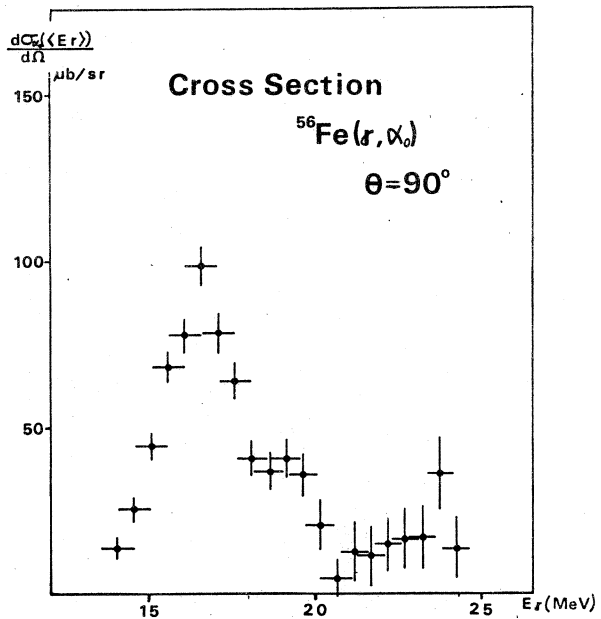
これは文献2) (B-4)式と同じ式である。

α_{comp} は、正しくは複合核形成断面積であるが、簡単のため(仮想)光子吸収断面積でおきかえて取り扱うことにする。

透過係数はWood Saxon型のOptical potentialを用いて、Schrödinger 方程式を解いて求



第1図 エネルギー・スペクトル



第2図 $^{56}\text{Fe}(\gamma, \alpha_0)$ 反応断面積

める。この時用いたポテンシャルのパラメーターは第2表の通りである。^{3) 4) 5)}

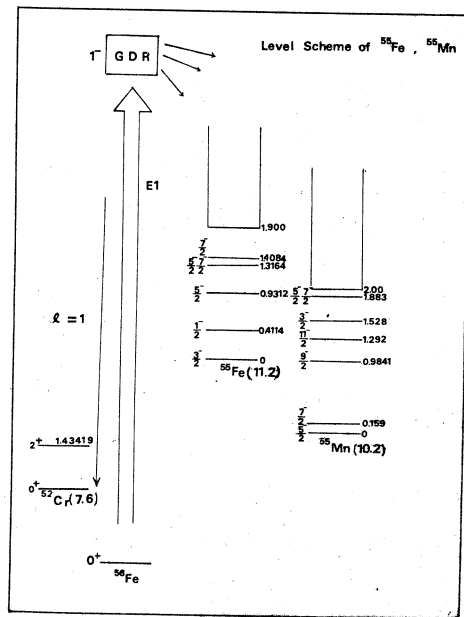
第2表 光学ポテンシャル・パラメーター

• Optical Potential

	α (DelVecchio) ³⁾	n (Bjorklund) ⁴⁾	P (Bechetti) ⁵⁾
r_o	1.20 fm	1.25	1.17
a_o	0.75 fm	0.65	0.619
V_o	179.80 MeV	52.5-0.625E	54.0-0.32E+0.4Z/A ^{1/3} +24.0(N-Z)/A
r_i	1.747 fm	1.25	1.32
a_i	0.572 fm	0.98	0.57
W_i	13.50 MeV	5.4+0.4E	0.22E-2.7, or 0, whichever is greater
W_s	MeV		12.89-25E, or 0, //
V_{so}	MeV	10.185-0.171E	6.20
W_{so}	MeV		
r_c	1.30 fm		1.17

第3図は関係のある準位のうちスピン・パリティの分っているものである。⁵⁶Feの基底状態は 0^+ 、残留核⁵²Crの基底状態も 0^+ 、又 α 粒子のスピンは0であるからE1励起状態から放出可能な α_0 は $l=1$ のもののみである。 ΣT の大部分は中性子と陽子で占められるから、この計算は中性子と陽子について行なう。残留核の準位のうちスピン・パリティの分っているものについては $T(\alpha_0)$ の場合と全く同様にして求め、それ以上(中性子では1.9 MeV、陽子では2.0 MeV)ではLang-Le Couteur 準位密度公式を用いてそれぞれ計算した。ただし、対エネルギー A に対しては、偶-偶核では3.0

MeV、偶-奇(奇-偶)核では1.5 MeVを用いた。



第3図 準位図

第4図にその計算結果を示してある。 $T_1(\alpha_0)$ が α_0 の透過係数。 $\Sigma T_l(p)$ 、 $\Sigma T_l(n)$ はそれぞれ陽子及び中性子の放出チャンネルの透過係数の和で、 ΣT_l はそれらの合計であるが⁵⁶Feの場合は中性子の部分が大部分を占める事が分る。E1光子吸収断面積は電子散乱の実験から19 MeV付近にピークのある事が分っている。⁷⁾ところで、G. D. R.には $T_<$ 共鳴と $T_>$ 共鳴が、

$$\frac{\int \sigma_> dE}{\int \sigma_< dE} = \frac{1}{T} \frac{1 - \frac{3}{2} T A^{-\frac{3}{2}} E_>}{1 + \frac{3}{2} A^{-\frac{3}{2}} E_<} \quad (3)$$

の割合で存在し⁸⁾、そのエネルギー差⁹⁾は

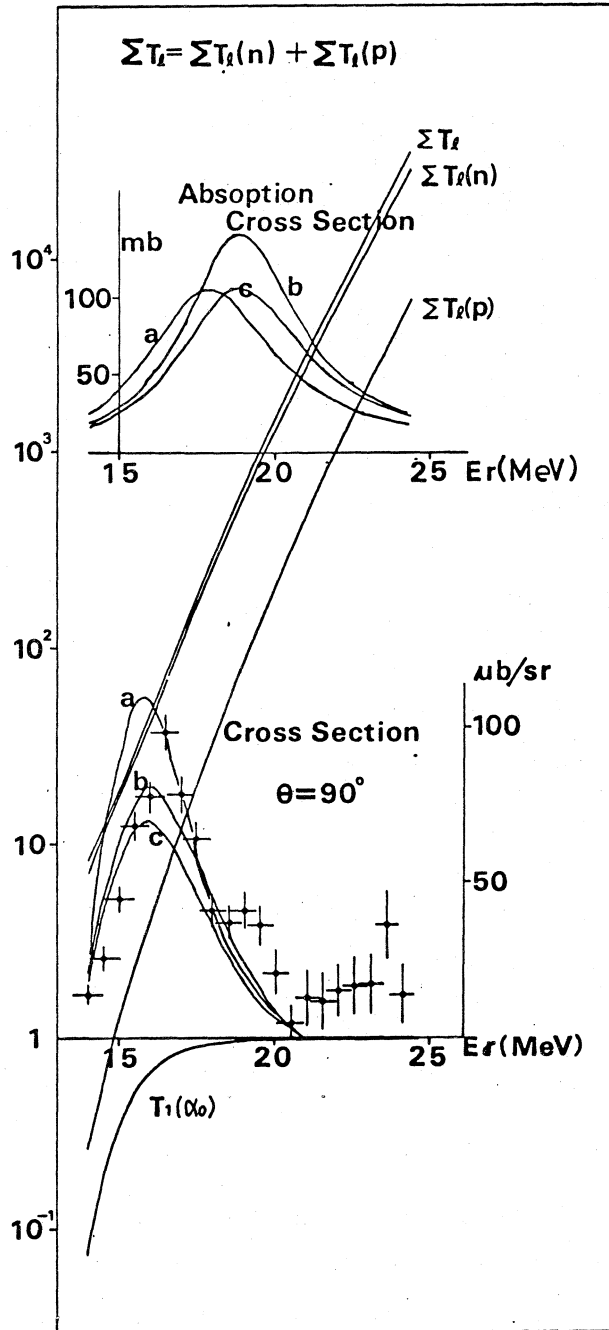
$$\Delta E = E_{>} - E_{<} = 60 \frac{T+1}{A} \quad (4)$$

と言う事が知られているので、これらの式に ^{56}Fe の $A=56, T=2$ を代入すると、 $\int \sigma_{>} dE / \int \sigma_{<} dE = 0.36 \frac{E_{>}}{E_{<}}$ 、 $\Delta E = 3.2 \text{ MeV}$ が得られるので $T_{<}$ と $T_{>}$ の重心の位置が 19 MeV になるように $E_{<}$ 、 $E_{>}$ を求めると $E_{<} = 18.0 \text{ MeV}$ となることが分かる。そこで、光子吸収断面積としてローレンツ型

$$\sigma_{\text{abs}} = \sigma_1 \frac{\Gamma^2 E^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + \Gamma^2 E^2} \quad (5)$$

を仮定し、 $E_0 = 18.0 \text{ MeV}$ 、 $\Gamma = 5 \text{ MeV}$ 、 $\sigma_1 = 105.9 \text{ MeV}$ (Thomas, Reiche, Kuhn の Sum Rule の 136%) のパラメータで計算したのが第4図の a である。

第4図の b、c はそれぞれ $E_0 = 19.0 \text{ MeV}$ 、 $\Gamma = 5 \text{ MeV}$ 、 $\sigma_1 = 105.9 \text{ MeV}$ 及び $E_0 = 19.0 \text{ MeV}$ 、 $\Gamma = 4.5 \text{ MeV}$ 、 $\sigma_1 = 141.2 \text{ MeV}$ のパラメータで計算したものであり、光子吸収断面積が不確しかなのにもかかわらず、実験値と計算値は定性的にはほぼ一致していると言える。



第4図 $T_1(\alpha_0)$, $\Sigma T(n)$, $\Sigma T(p)$, ΣT 吸収断面積及び (r, α_0) 反応断面図。 $T_1(\alpha_0)$ の傾きの急に変化する所で (r, α_0) 反応断面積がピークを持つ事が分かる。

§ 3. 角 度 分 布

電子散乱の実験で 16.1 MeV に E 2 又は E 0 の共鳴が存在する事が報告されている⁷⁾ので、我々は電子エネルギー 17 MeV (励起エネルギー 16.03 MeV) で (γ, α_0) の角度分布を測定した。

その結果を第 5 図に示した。E 1 励起と E 2 励起が共存する時の公式⁸⁾は、

$$W(\theta) = \frac{1}{4\pi} [\sigma_1 (1 - P_2) + \sigma_2 (1 + 0.71 P_2 - 1.71 P_4) - 2.68 \sqrt{\sigma_1 \sigma_2} \cos \theta_{12} (P_1 - P_3)] \quad (6)$$

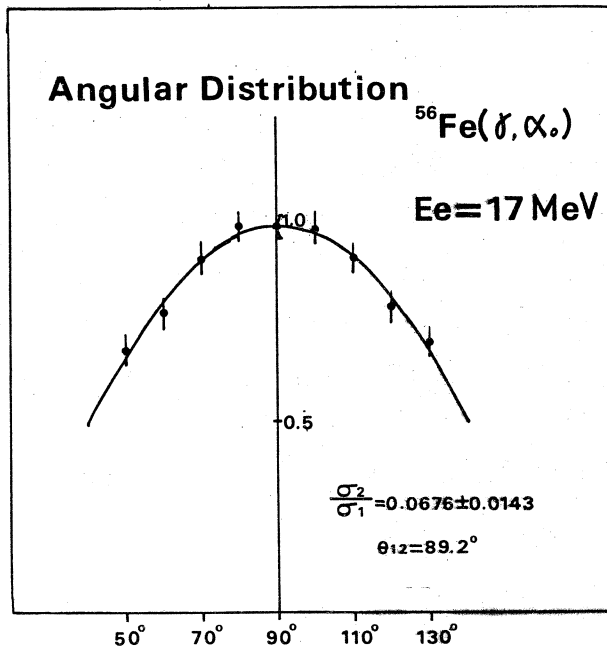
但し σ_1, σ_2 は E 1 及び E 2 励起の断面積、 θ_{12} は E 1 及び E 2 励起間の位相差、 P_n はルジャンドル多項式。

実験値を(6)の式に最小自乗法で合わせると、

$$\sigma_2 / \sigma_1 = 0.068 \pm 0.014$$

$$\theta_{12} = 89.2^\circ$$

が得られる。誤差は統計誤差のみを考慮してあるが、実験誤差までも考えに入れると、その精度は十分でなく E 2 励起状態の存在を確認する為には更に工夫が必要である。



第 5 図 角 度 分 布

§ 4. 結 び

前に見たように、 (γ, α_0) 断面積の測定値は統計理論の計算値とほぼ一致するという結果が得られたが、それが多くの核で成立するならば、それらの (γ, α_0) 断面積には次のような特徴のある事が分かる。

第 4 図から分かるように(1)式の ΣT は縦軸に対数目盛を取るとほぼ直線となる。又(1)式は、 α_{comp} と $T_1(\alpha_0)$ の積の増加率が ΣT の増加率を上まわる時は (γ, α_0) 断面積も上昇し、それらが等しくなる所でピークを持つと言う事を示している。ここで σ_{comp} の変化はそれほど大きく

ないから、 $T_1(\alpha_0)$ の増加率が急に変化する点($T_1(\alpha_0) \approx 0.7$)の付近で (γ, α_0) 断面積はピークを持つ事になり、その点は (γ, α_0) の閾値ではほぼ決定される。又、断面積の大きさは、 σ_{comp} によっても影響されるが、むしろ ΣT によって大きく変化するから、 (γ, n) 及び (γ, p) 反応の閾値によって左右されると考えられる。

又、ピークより励起エネルギーの大きい部分で計算値は急速に減少するのに、実験値は断面積が残るのは、同じことが $^{56}\text{Fe}(\alpha, \gamma_0)$ ^{60}Ni でも報告されており、⁹⁾ Foote 達は光子吸収断面積の0.5%は常に非統計的 α_0 として放出されると仮定して説明しているが、我々の $^{56}\text{Fe}(\gamma, \alpha_0)$ 断面積でも0.5%の非統計的 α_0 を仮定すれば、実験値はよく再現される。しかしながら、核理研で行なわれたNi同位体²⁾の測定結果には高エネルギー部分に断面積は残っておらず、これが非統計的 α_0 なのか、実験誤差などの他の原因によるものかはまだはっきりしていない。

又、角度分布からE 2励起状態の存在を確認する為には、実験精度を更に上げる事が必要である。

最後に、この実験に協力していただいた (γ, p) グループ、マシン・グループ、計測グループの方々に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) W. C. Barber : Phys. Rev. **111** (1958) 1642.
- 2) 菅原真澄他：核理研研究報告 **6** (1973) 246.
- 3) R. M. Del Vecchio : Phys. Rev. **C 7** (1973) 677.
- 4) F. Bjorklund and S. Fernbach : Phys. Rev. **109** (1958) 1295.
- 5) F. D. Bechetti, Jr., and G. W. Greenless : Phys. Rev. **182** (1969) 1190.
- 6) E. Gadioli and L. Zetta : Phys. Rev. **167** (1968) 1016.
- 7) 鳥塚賀治他：核理研研究報告 **6** (1973) 9.
- 8) S. Fallieros and B. Goulard : Nucl. Phys. **A 149** (1970) 593.
- 9) R. Ö. Akyüz and S. Fallieros : Phys. Rev. Lett. **27** (1971) 1016.
- 10) R. B. Watson, D. Branford, J. L. Black and W. J. Caelli : Nucl. Phys. **A 203** (1973) 209.
- 11) G. S. Foote, D. Branford, R. A. I. Bell and R. B. Watson : Nucl. Phys. **A 220** (1974) 505.

1 - 9 Isospin Effect in the (e,e'p) Reaction on Zr-Isotopes and Others

メルボルン大, 核理研* K. J. F. Allen, A. Davison, M. N. Thompson
Shoda-Group*

A considerable amount of work concerning ^{90}Zr and ^{91}Zr has been carried out by both the Melbourne and Tohoku groups. This interest largely originated from the observance of marked structure about the giant resonance region in early (p, γ_0) experiments on ^{90}Zr . A result of these studies so far is the proposal of a weak coupling core excitation model to explain the change in character of the isotopes 90 and 91. This has been successful with one major exception - the lack of strength about $E_p = 7.9$ MeV in ^{91}Zr . In order to further test this model and possibly arrive at an explanation for the above mentioned anomaly the obvious progression to the isotopes 92 and 94 constitutes the basic theme of the present series of experiments.

(i) Protons at $E_p = 7.9$ MeV

Previous work has left some doubt as to the presence of a weak group around $E_p = 7.9$ MeV in ^{91}Zr . This group is seen strongly in ^{90}Zr and since it is very significant with regards to the core excitation model it was considered useful to determine whether the strength observed in the ^{91}Zr spectrum was due only to the 6% of ^{90}Zr in the target used. Spectra taken at $E_e = 30$ MeV have shown that within statistical limits the group is not seen after allowing for the impurity.

(ii) **Protons from ^{92}Zr**

In order to determine the nature of proton groups seen in spectra obtained with $E_e = 30$ MeV a series of runs with E_e ranging from 22.5 \rightarrow 15.0 MeV was taken with the end points differing by 0.5 MeV.

The presence of α particles was indicated by a significant number of counts above the end point expected after allowing for the $(e, e'p)$ Q value. In order to remove these an aluminium foil was introduced immediately in front of the detectors (i.e. after magnetic analysis).

It should be possible to obtain estimates of the p_0 , p_1 , and possibly p_2 cross-sections from this data since the presently accepted energies of the first and second residual states in ^{91}Y ($\frac{3}{2}^-$, $\frac{5}{2}^-$) that may be expected to be populated lie at 0.56 and 0.66 MeV. Also by referring to another series of end-points, again taken in steps of 0.5 MeV but this time without the Al absorber, some details concerning the alpha-particles may be gained. A strong group in the region of $E_p = 7.9$ MeV is present in ^{92}Zr and since the nature of this group plays a very important part in the explanations put forward (ASKIN et al. NUCLEAR PHYSICS A220) for the way in which the added neutrons modify the nuclear behaviour. The angular distribution was measured at $E_e = 20$ MeV.

(iii) **Protons from ^{94}Zr**

A number of different spectra were taken and although it was not possible to make the investigation as detailed as that for ^{92}Zr it will be possible to establish the nature of some of the decay scheme. A comparison with

data for the other Zirconium isotopes will help to further clarify the systematics along the isotope chain.

(iv) **Protons from ^{59}Co**

A spectrum with $E_e = 20$ MeV was taken and with the (γ, p) spectrum for $E_\gamma = 30$ MeV obtained in the Melbourne laboratory a general picture of the transitions involved may be gained. The analysis of the above data has reached an intermediate stage and presentation for publication is anticipated in the near future.

The members of the Melbourne contingent wish to take this opportunity of thanking all those involved at the Linac Laboratory for the assistance given in all aspects of the programme.

I-10 E I I A S の decay mode の研究

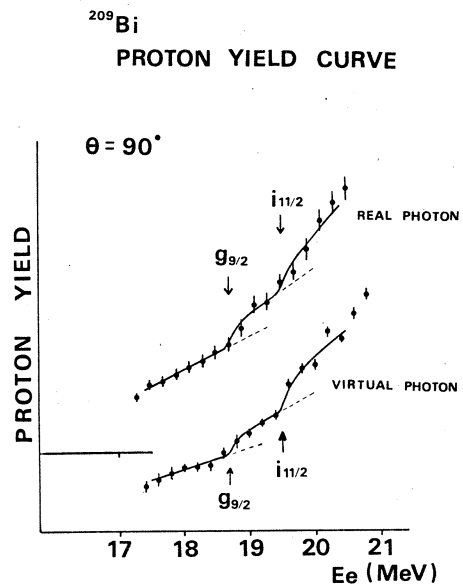
核理研 上柿順一・玉江忠明・大橋英雄・
鈴木厚人・及川四郎・斎藤悌二郎
菅原真澄・庄田勝房

ブレス線を用いて測定した ^{209}Bi のE I I A R及びそのdecay mode

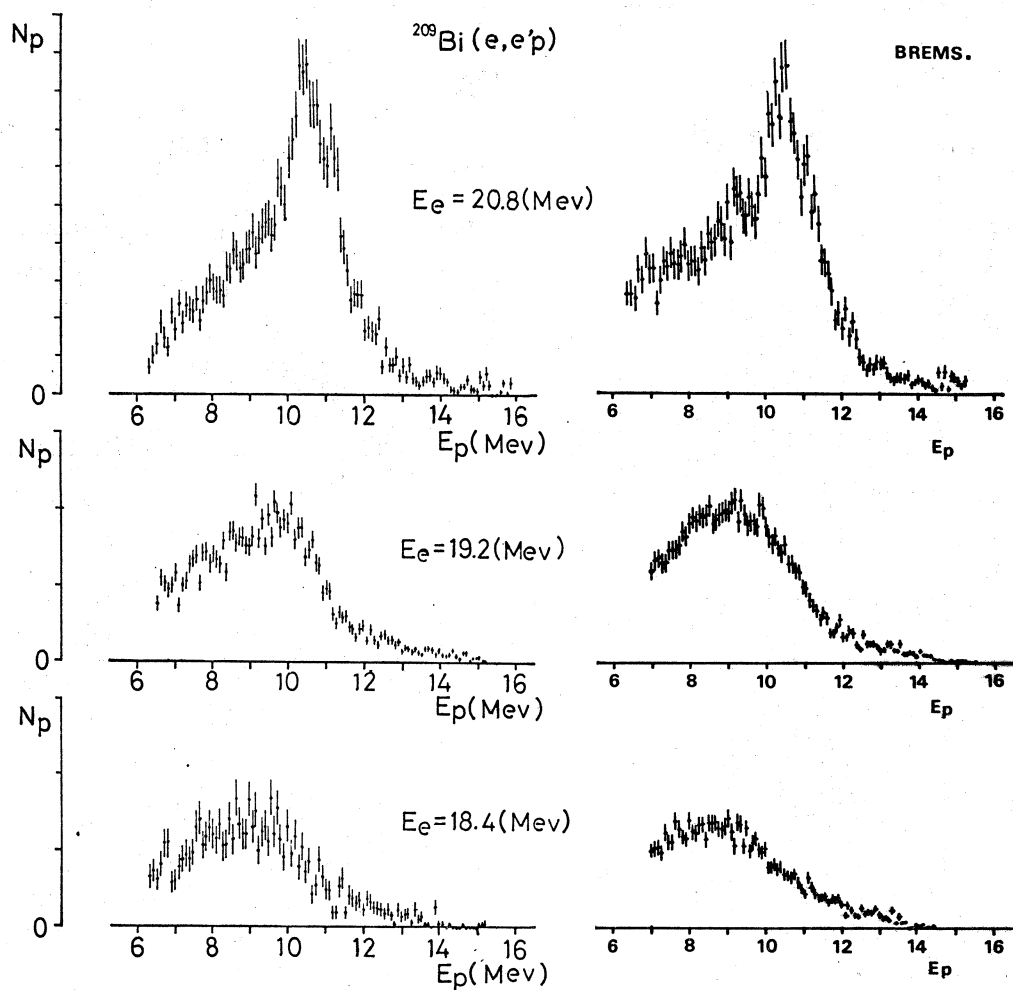
前回の核理研報告¹⁾において、BDM散乱槽の中に取り付けたブレス線放射装置について報告したが、それを用いて測定した ^{209}Bi のE I I A Rに関する実験結果を報告する。この実験は1971年後期から1972年前期へかけて行なったところの電子線照射すなわち virtual photon を用いた実験^{2,3)}と比較して、ブレス線照射すなわち real photon を用いた点だけが異なる。実験の目的は real photon でも virtual photon の場合と同様に $g_{9/2}$ I A Rが観測されるかどうか、又 $g_{9/2}$ 及び $i_{11/2}$ I A Rのdecay modeが各照射の場合で異なるかどうかを確かめることであったが、実験結果において違いは見い出されなかった。電子照射の結果の物理的な検討はこれまでの核理研報告²⁻⁴⁾等で議論したので、今回は電子線の場合との比較に関する検討のみを述べる。

第1図は $\theta = 90^\circ$ の場合のproton yield curveを電子線の場合とブレス線の場合とにつき比較したものである。ブレス線の最高エネルギーは電子線放射用ラディエーターでのエネルギーロスのため平均約100 KeVほど低い方へずれるが、そのずれを補正してある。ブレス線の場合にもやはり $g_{9/2}$ I A Rの寄与が強く観測された。

第2図は、入射電子が $E_e = 20.8\text{ MeV}$, $E_e = 19.2\text{ MeV}$, $E_e = 18.4\text{ MeV}$ の3つの場合における放出陽子のエネルギースペクトルである。左図は電子線によるもので、角度は 125.3° で測定したものである。右図はブレス線によるもので、バックグラウンドを少なくする事を目的として角度を 90° に選んだ。両者は定性的に互いに矛盾していない。



第1図 電子線及びブレス線による ^{209}Bi のproton yield curve.



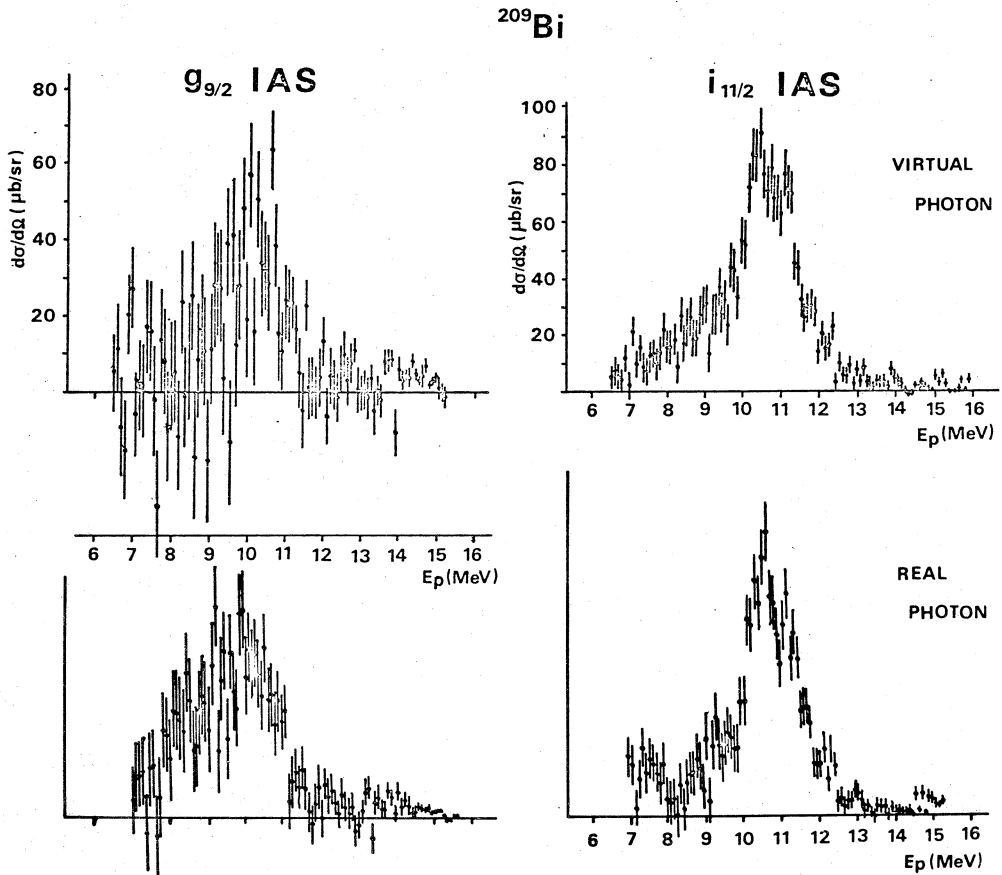
第2図 左図： $^{209}\text{Bi}(e, e'p)$ 反応による proton の energy spectrum.
 右図：ブレms線照射で ^{209}Bi から放出される proton の energy spectrum.

第3図は、電子線による実験の解析方法³⁾を、ブレms線の場合にも全く同様にして行い、IARからの decay proton spectrum を estimate したもので、上図は電子線の場合($\theta = 125.3^\circ$)、下図はブレms線の場合($\theta = 90^\circ$)である。この結果においても大きな相違点は見い出されない。

これらの結果から、電子線を用いて行なった $^{209}\text{Bi}(e, e'p)$ 反応による実験結果と、ブレms線による結果は同じであろうと考えられる。従って spin-flip transition に関する $g_{3/2}$ IAR の励起は電子照射における momentum transfer等が原因であるとは考えられず、real photon

による励起にも現われる様な反応機構による事を示している。

(上 柿)



第3図 $g_{9/2}$ 及び $i_{11/2}$ IASからの decay proton spectrum. 上図は電子線による結果。下図はブレス線による結果。

参 考 文 献

- 1) 核理研研究報告 7 (1974) 85.
- 2) 核理研研究報告 5 No. 1 (1972) 47.
- 3) 核理研研究報告 5 No. 2 (1972) 37.
- 4) 核理研研究報告 6 (1973) 51.

^{141}Pr の El IAS の decay mode (その I)

§ 1. 序 文

最近発展した研究によれば、原子核 $(N, Z+1)$ における Isobaric Analog State (IAS) は、その parent state を $\psi(N+1, Z, I, \alpha)$ と表わすと、

$$\begin{aligned} \psi_{\text{IAS}}(N, Z+1, I, \alpha) &= \frac{1}{\sqrt{2(T_0+1)}} T_- \psi(N+1, Z, I, \alpha) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2(T_0+1)}} \sum_i \sqrt{C_i} [a_{n1j}^{+\pi} \otimes a_{n1j}^{\nu}]_0 \psi(N+1, Z, I, \alpha) \end{aligned}$$

と表わすことができる。ここで I は IAS 及び parent state の spin, α はその他の量子数を表わす。又 $T_0 = \frac{1}{2}(N-Z-1)$ は標的核の isospin の第 3 成分, C_i は定数 ($\sum_i C_i = 2(T_0+1)$), $a^{+\pi}$ 及び a^{ν} はそれぞれ proton particle, neutron hole を表わす。この IAS から proton が 1 個放出されてできる residual state は

$$I [a_{n1j}^{\nu} \otimes \psi(N+1, Z, I, \alpha)] J\beta \rangle$$

で表わされる。 J は residual state の spin, β はその他の量子数を表わす。residual state は parent state に neutron hole が 1 個できた状態である。 $\psi(N+1, Z, I, \alpha)$ は親の核 $(N+1, Z)$ の基底及び励起状態であり、一般には low-lying の neutron particle state や collective state が mix した状態にある。親の核が core + 1 neutron の場合には particle state の mixing が小さく、residual state は neutron の 1-particle 1-hole state として表わすことができ、比較的解析が簡単である。 $(e, e' p)$ 反応におけるこの種の核の研究は、標的核に neutron が core を作り proton 数が odd であるものを用いた場合に相当する。

今回はそのような核の中で、IAS を経由する陽子散乱の実験¹⁻⁴⁾がくわしく行なわれている ^{141}Pr について実験を行なったので、その結果を報告する。この種の実験は、すでに 1971 年後期から 1972 年前期にかけて行なった電子線を用いた ^{209}Bi の光核反応の実験^{5),6)}及び 1973 年後期に行ったブレムス線による ^{209}Bi の光核反応の実験(前章参照)で行った。 ^{209}Bi の結果においては spin non-flip の $i_{1/2}$ IAS 励起に関しては陽子散乱の実験結果と非常によく一致する結果を得たが、spin flip $g_{9/2}$ IAS 励起に関しては陽子散乱と一致しない結果を得ている。

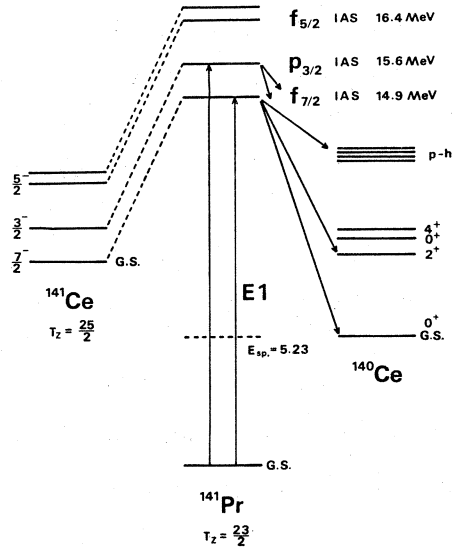
§ 2. 実験方法及びその結果

^{141}Pr の IAS に関してはすでに述べたように陽子散乱の実験¹⁻⁴⁾ や (p, γ) の実験⁷⁾ によってその励起エネルギーやレゾナンスの幅等に関する情報が得られている。又 1969 年の前期に核

理研において行なわれた $^{141}\text{Pr}(e, e' p)$ の実験⁸⁾からもそれらに関する情報が得られている。これらの結果によるエネルギーダイアグラムを第1図に示す。

今回の実験では、それらの I A S の励起エネルギーの前後を入射電子のエネルギーに選び、 $(e, e' p)$ 反応で ^{141}Pr から放出される陽子のエネルギースペクトルを測定した。又入射電子のエネルギーを 0.1 MeV step で変化して放出される陽子数を測定し、入射電子エネルギーに対する $^{141}\text{Pr}(e, e' p)$ 反応の反応断面積を求めた。

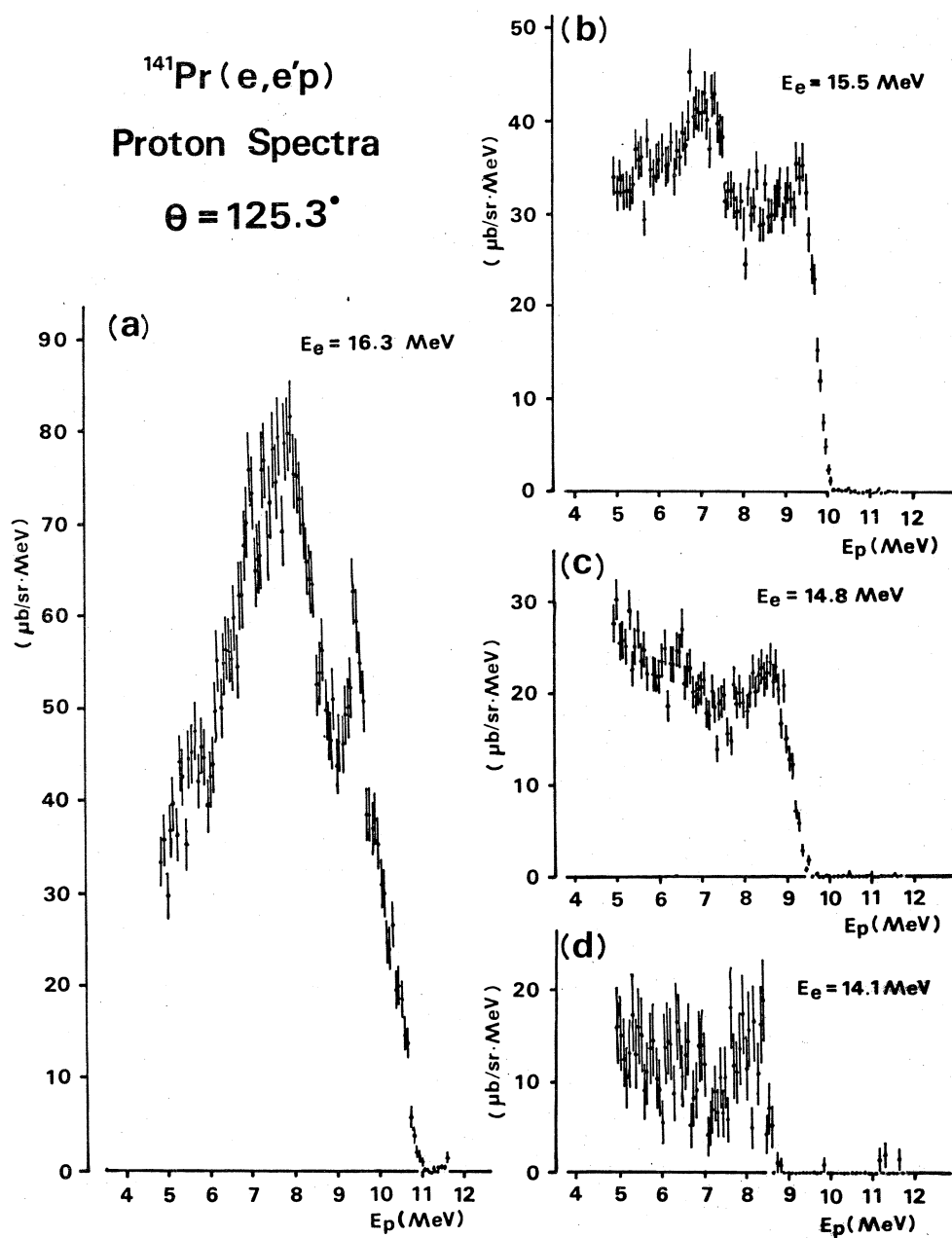
実験にあたっては1系ストレートの散乱槽を用い、ターゲットにはローラーで延ばした self support natural Pr (99.9% ; ^{141}Pr 100%) metal foil を用いた。ターゲットの厚さは目的によって変えた事もあり、約 14 mg/cm² から 8 mg/cm² までの数種類であるが、以下の実験結果においてはターゲットの厚さの影響は全て補正してある。



第1図 ^{141}Pr の I A S のエネルギーダイアグラム

陽子のエネルギー分布の測定には広領域分析用電磁石 (BDM) 及びその焦点面上に並べられた 100 個の SSD を使用した。陽子エネルギーの calibration には $^{90}\text{Zr}(e, e' p)$ 反応による、16.2 MeV の I A S からの p_0 の peak⁹⁾ を使用した。

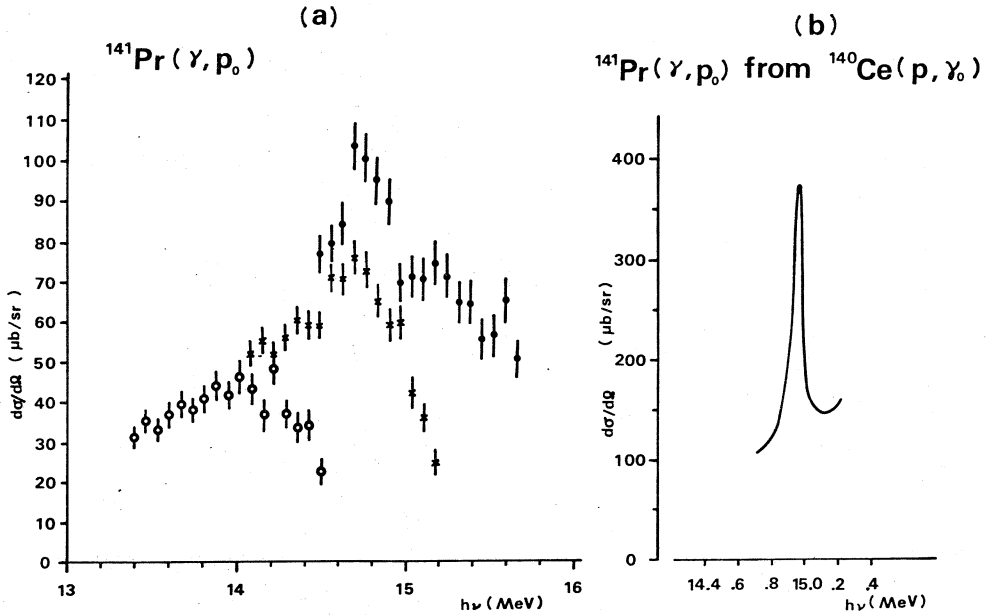
第2図はそれぞれ入射電子エネルギーが (a) $E_e = 16.3$ MeV, (b) $E_e = 15.5$ MeV, (c) $E_e = 14.8$ MeV, (d) $E_e = 14.1$ MeV の場合の放出陽子のエネルギースペクトルである。このうち (a) は $p_{3/2}$ 及び $f_{7/2}$ I A S からの decay proton を含み、(b) は $f_{7/2}$ I A S からの decay proton を含む。(c) 及び (d) は I A S からの decay proton は含まず、isospin lower ($T_<$) state からの proton group のみと考えられる。各々のスペクトルの (a) $E_p = 11.0$ MeV, (b) $E_p = 10.2$ MeV, (c) $E_p = 9.5$ MeV, (d) $E_p = 8.8$ MeV から低エネルギー側へ 1.5 MeV の間は ^{140}Ce の基底状態へ decay する proton group (p_0) のみであり、1.5 MeV からは励起状態への decay proton group が含まれてくる。第2図(a)の $E_p = 9.5$ MeV にある peak は p_0 のみの領域にあって、 ^{141}Pr の励起状態に強いレゾナンスが存在する事を示しており、I A S に対応する。この proton group のエネルギーからこのレゾナンスの励起エネルギーは 14.8 MeV であるので、 $f_{7/2}$ I A S によるレゾナンスと結論される。これは陽子散乱の結果ともほぼ一致する。従って又、この p_0 の peak



第2図 $^{141}\text{Pr}(e, e'p)$ 反応の陽子スペクトル。

- (a) $E_e = 16.3 \text{ MeV}$, (b) $E_e = 15.5 \text{ MeV}$, (c) $E_e = 14.8 \text{ MeV}$,
(d) $E_e = 14.1 \text{ MeV}$ によるもの。

は $E_e = 15.5 \text{ MeV}$ のスペクトルにも存在するはずであり、第2図(b)において $E_p = 9.5 \text{ MeV}$ の peak の位置に相当する。第2図(c)及び(d)からわかるように、non-resonance part のスペクトルでも p_0 に相当するグループは大きく broad なグループを示す。これは T_2 の Giant resonance が 15.1 MeV 付近にあるため、それよりも低エネルギー側で断面積が急速に減少していることによる。 $E_e = 15.5 \text{ MeV}$ のスペクトルでは、この T_2 からの p_0 のグループに $f_{7/2}$ IAS からの p_0 の peak が重なって、IAS からの peak を判別し難くしている。この p_0 の領域のスペクトルを virtual photon の数で割ることにより (γ, p_0) の反応断面積を求めることができる。原理的には $E_e = 16.3 \text{ MeV}$ 及び $E_e = 15.3 \text{ MeV}$ のどちらによっても $f_{7/2}$ IAS からの p_0 の断面積を求め得るが、これらそれぞれのスペクトルから求められる結果はその精度において異なる。第3図(a)は各々の結果を示したもので、両者は一致せず、高エネルギー側で小さい。この原因は(1)実験



第3図 (a) $^{141}\text{Pr}(e, e'p_0)$ の実験から求めた $^{141}\text{Pr}(\gamma, p_0)$ 反応断面積。白抜き丸、クロス印、黒丸はそれぞれ $E_e = 14.8 \text{ MeV}$, $E_e = 15.5 \text{ MeV}$, $E_e = 16.3 \text{ MeV}$ のスペクトルから計算したものの。(b) $^{140}\text{Ce}(p, \gamma_0)$ 反応断面積⁸⁾から計算した $^{141}\text{Pr}(\gamma, p_0)$ 反応断面積。

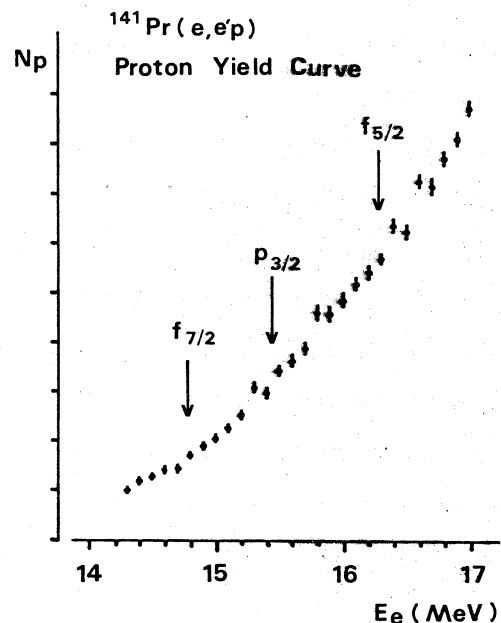
によって得られたスペクトルが、予想出来ない誤差を含む場合、(2) virtual photon の最高エネルギー従って入射電子エネルギーがずれている場合、(3) virtual photon は Barber¹⁰⁾ による平面波近似の式を用いたが、その virtual photon スペクトルの形が先端数百 KeV 程度の領域で、

over estimation である。の3つが考えられる。今、(1)の原因はないものと考え、(2)の原因は種々の photon の先端エネルギーに対して (γ, p_0) の反応断面積を計算し、両者の一致が得られるかどうかでチェックが可能であるが、十分な一致は得られなかった。又 $^{141}\text{Pr}(e, e' p)$ 断面積の実験結果(後述)が示す $f_{7/2}$ IAS の励起エネルギーが他の結果と一致することからも(2)の原因よりも(3)の原因によるものと思われる。これらについてはまだ最終的結論を得ておらず、この $^{141}\text{Pr}(\gamma, p_0)$ 反応断面積は最終的な結果ではない。

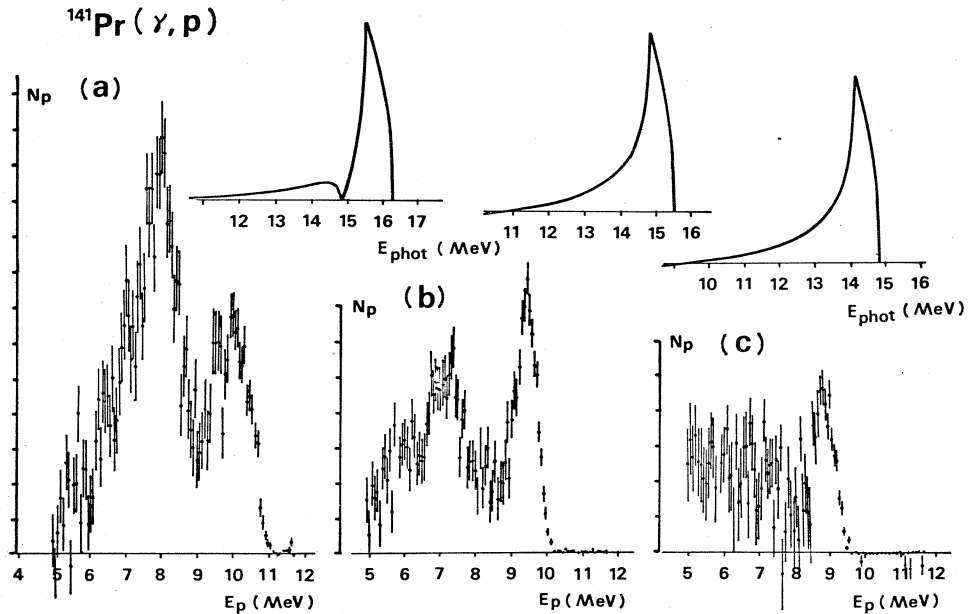
第3図(b)は、Ejiri et al.⁷⁾ の $^{140}\text{Ce}(p, \gamma_0)$ の実験結果から個別つり合いの原理を用いて $^{141}\text{Pr}(\gamma, p_0)$ 反応断面積を計算したものであるが、(a)の断面積と誤差の範囲ではほぼ一致していると思われる。

上述の如く、 $^{141}\text{Pr}(e, e' p_0)$ における $f_{7/2}$ IAS の励起エネルギーは $E_x = 14.8 \pm 0.05$ MeV であることがわかったが、この IAS は $^{141}\text{Pr}(e, e' p)$ 反応断面積の測定によっても確認された。第4図は電子線をターゲットに照射して $^{141}\text{Pr}(e, e' p)$ 反応によって放出される $E_p \geq 4.9$ MeV の全 proton yield を測定して得られた $^{141}\text{Pr}(e, e' p)$ 反応断面積である。 $(e, e' p)$ 反応断面積が急増する位置には巾の狭いレゾナンスが存在することが知られている^{11),12)} が、第4図では $E_e = 14.75 \pm 0.1$ MeV にそのような断面積の急増が見られ、これが $f_{7/2}$ IAS を示すものと考えられる。又この $f_{7/2}$ IAS の励起エネルギーを基準にとり、 $p_{3/2}$ 及び $f_{3/2}$ IAS の位置も計算されるが、それらのレゾナンスを判別するまでには至っていない。又第2図(a)のスペクトルは $p_{3/2}$ IAS からの陽子を含むがこのうち p_0 のみの領域から $p_{3/2}$ IAS からの p_0 グループを判別するのも困難である。しかし、 $f_{7/2}$ IAS の励起エネルギーを基準にとって計算される IAS は陽子散乱のデータ等によって存在が確認されているので、第2図(a)のスペクトルは $p_{3/2}$ IAS の decay proton を含んでいると考えられる。

第5図(a)は、第2図(a)のスペクトルから、第2図(b), (c)を用いて $f_{7/2}$ IAS 及び $T_{<}$ state からの陽子を差し引き、 $p_{3/2}$ IAS からの decay proton を分離した⁶⁾もので、



第4図 $^{141}\text{Pr}(e, e' p)$ 反応の断面積。



第5図 (a) $P_{3/2}$ IASのdecay proton。

(b) $f_{7/2}$ IASのdecay proton。

(c) $T_{<}$ stateからのdecay proton。

それぞれ右上図の形のスペクトルを持つ virtual photon による
 $^{141}\text{Pr}(\gamma, p)$ 反応の陽子スペクトルに対応すると考えられる。

右上図に示した形のスペクトルを持つ virtual photon による $^{141}\text{Pr}(\gamma, p)$ 反応の陽子スペクトルと考えられる。

第5図(b)は同様に第2図(b)から第2図(c)を用いて $f_{7/2}$ IASのdecay protonを分離したもので、又第5図(c)は、第5図(b)の場合の virtual photon と同じ形の virtual photon によって $T_{<}$ の continuum state から放出される陽子スペクトルを第2図(d)を用いて estimate したものである。 $T_{<}$ state がこの励起エネルギーの領域で全く構造を持たない連続状態であると仮定すれば、(b)の中には $f_{7/2}$ IASのdecay protonの他に(c)と全く同じ形で陽子のエネルギーだけを高い方へ0.7 MeVだけずらした形のスペクトルを持つ、 $T_{<}$ stateからのproton groupがまだ含まれているはずである。従って(b)と(c)を比較すれば(b)の中の $f_{7/2}$ IASからのproton groupのみを区別することができる。

第5図(a)は $f_{7/2}$ IASの励起エネルギーにおいて virtual photon数が非常に小さくなるように差し引きの割合を選んでいるが、得られたスペクトル中にはまだ $f_{7/2}$ IASからの P_0 グループ ($E_p = 9.5$ MeV)がかなり大きく残っていると思われる。この原因として、先に (γ, P_0) 反応断

面積の解析の際に述べた様に、virtual photon の形に問題がある可能性が考えられる為、virtual photon のスペクトルを測定することを計画している。

今回は実験結果の報告に留め、陽子散乱の実験結果との比較は次期の核理研報告の中で報告する。

(上 柿)

参 考 文 献

- 1) J. P. Wurm et al. : Nucl. Phys. **A 128** (1969) 433.
- 2) A. Heusler et al. : Nucl. Phys. **A 133** (1969) 591.
- 3) A. Heusler : Nucl. Phys. **A 141** (1970) 667.
- 4) N. Marguardt et al. : Nucl. Phys. **A 177** (1971) 33.
- 5) 核理研研究報告 **5** No.1 (1972) 47.
- 6) 核理研研究報告 **5** No.2 (1972) 37.
- 7) H. Ejiri et al. : Nucl. Phys. **A 128** (1969) 388.
- 8) 核理研研究報告 **3** No.1 (1970) 37.
- 9) K. Shoda et al. : Nucl. Phys. **A 221** (1974) 125.
- 10) W. C. Barber : Phys. Rev. **111** (1958) 1642.
- 11) 核理研研究報告 **6** (1973) 51.
- 12) K. Shoda et al. : Phys. Rev. **C 4** (1971) 1842.

I—11 ^{136}Ba の核構造

理学部物理 林部昭吾・大島真澄・山家優
片倉純一・金沢正明・石松敏之

§ 1. 緒 論

Baのように spherical と vibrational の遷移領域核において、low-lying 及び higher lying level がどの程度 collectivity を持つかという問題は非常に興味がある。最近 ^{136}Cs の decay の実験¹⁻³⁾ 及び ^{136}La の decay⁴⁾, (n, γ) 反応⁵⁾ 等の実験で、 $^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$ の核構造が良く調べられてきている。特に ^{136}Cs の decay では半減期が 12.9 d と比較的長いので、decay scheme については良くわかっている。核構造については Fujioka et al.¹⁾ は励起状態を two particle excitation として説明することを試みた。又、Peker⁶⁾ 及び Winn et al.⁷⁾ は $N=80$ isotone について議論し、 4_2^+ state が anomalous な様相を示すことを指摘した。更に、新しく 2356.4 keV と 2373.9 keV の 2 つの level が報告され³⁾ 弱い遷移も見出された²⁾。

^{136}Cs の decay によって見える high spin state に対して low spin state は ^{136}La の decay⁴⁾ (n, γ) 反応⁵⁾ 等で見られるが、特に two-phonon triplet の 2^+ member が見つかっていることは注目すべきである。

我々は、今回 ^{136}Cs 及び ^{136}La の decay より $Z=56$, $N=80$ の ^{136}Ba を調べた。 ^{136}Cs の decay では今まで報告されていない 187.1 keV $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ の遷移の $E2/M1$ mixing ratio を測定すること、並びに最近報告された 2373.9 keV state のスピン・パリティを決定すること等を主たる目的に角度相関測定を行なった。又、 ^{136}La の decay では $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ の mixing ratio を出すことを目的とした。

§ 2. 実 験 方 法

^{136}Cs の線源は、 BaCO_3 の形の enrichment 99.8 % の ^{138}Ba を核理研ライナックからの bremsstrahlung で $E_{\gamma, \text{max}} = 45$ 又は 60 MeV で照射し、(γ, pn) 反応で作った。 ^{136}Cs 以外に ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{134}Cs の γ 線が観測されたが、主たる妨害は ^{133}Ba によるものであったので Ba と Cs の chemical separation を行なった。chemical separation は、照射試料に王水を加えて溶解し、ドータイト・カリボール試薬により、Cs イオンを沈殿させ分離した。

^{136}La の線源は、purity 98 % の natural metal La を使い、 $^{139}\text{La}(\gamma, n)$ 反応で作った。

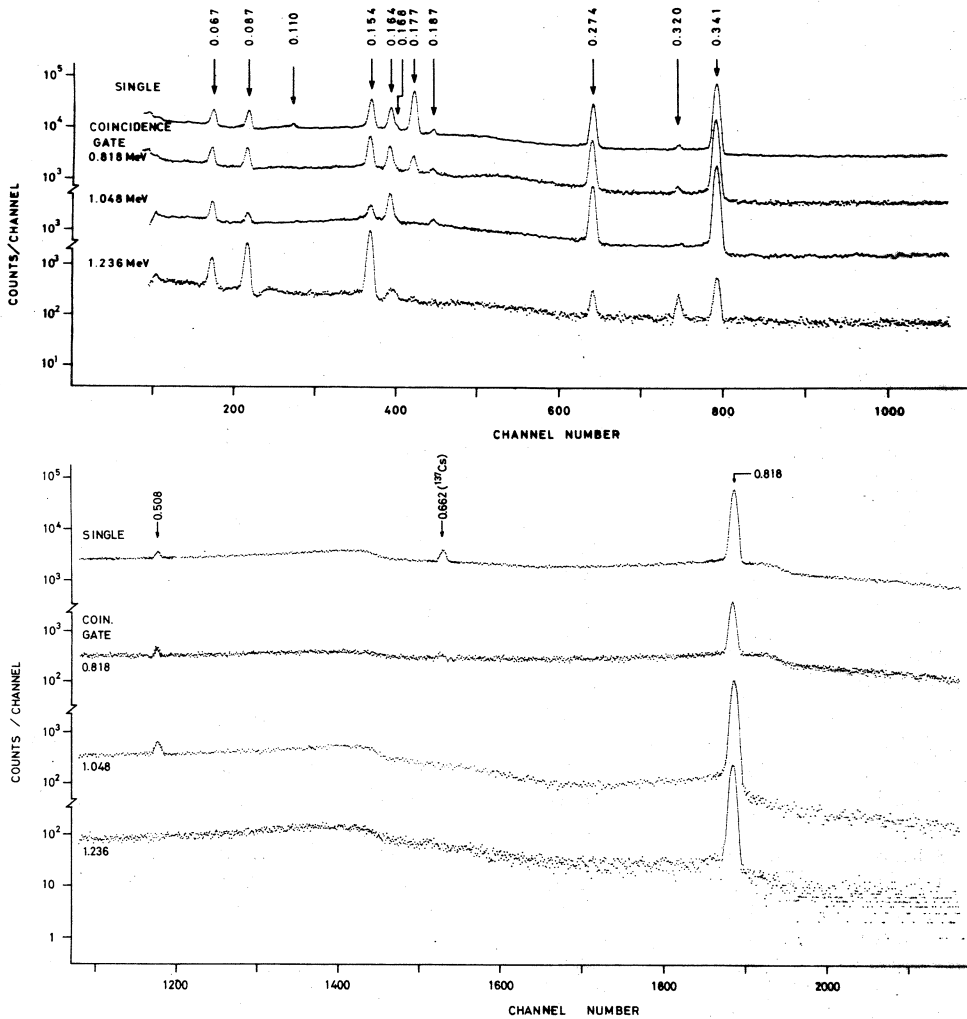
lifeが短いため(9分), chemical separationは行なわなかった。 ^{136}La の他に ^{137}Cs , ^{135}Cs 及び(n, γ)反応でできる ^{140}La の γ 線が観測された。

測定はORTEC 34 cc Ge(Li)及び36 cc Ge(Li)検出器で γ 線 single spectraをとり, $3''\phi \times 3''$ NaI(Tl) scintillatorとの同時計数及び角度相関をとった。

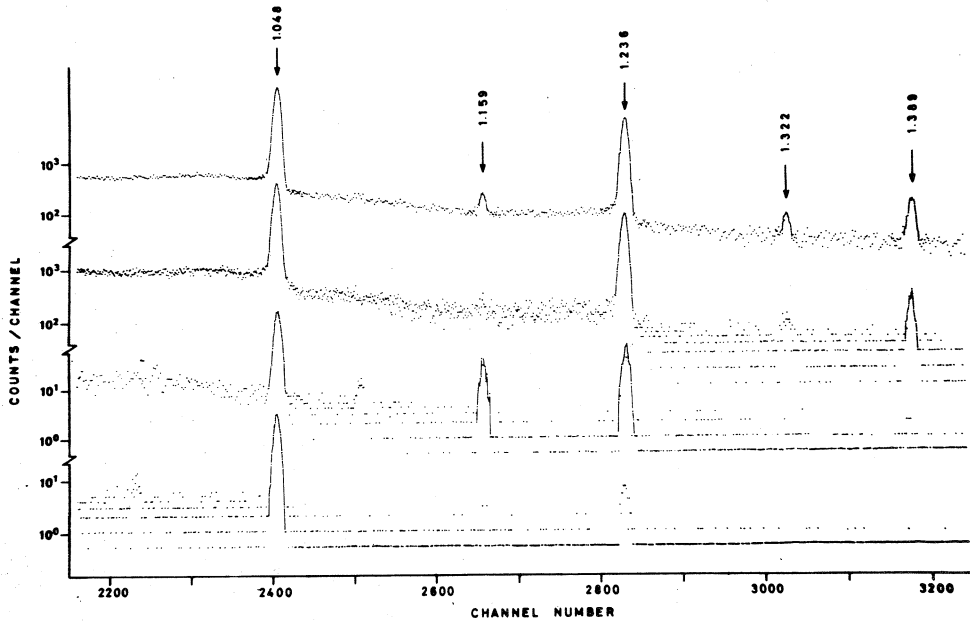
§ 3. 結 果

3.1 ^{136}Cs のdecay

第1図に single spectrum及び818.5 keV $2_1^+ \rightarrow 0^+$, 1048.0 keV $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, 1235.4 keV



第1図 (1) ^{136}Cs のdecayによる γ 線のsingle及びcoincidence spectra.



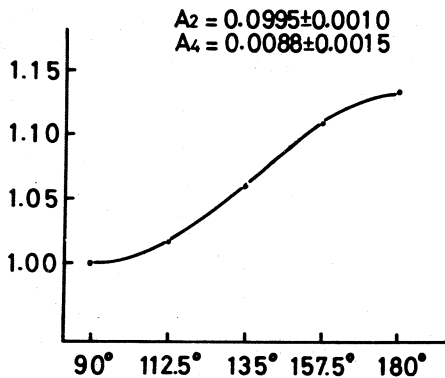
第1図 (2) ^{136}Cs の decay による γ 線の single 及び coincidence spectra.

第1表 ^{136}Cs の decay による γ 線の energy, γ 線の intensity 及び内部変換係数を入れた intensity.

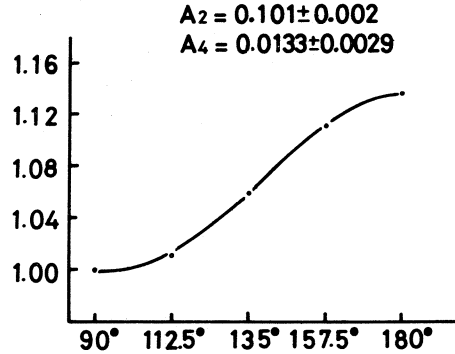
energy	error	relative γ -ray intensity	error	relative intensity	error
66.8	0.1	4.8	0.2	8.5	0.3
86.3	0.2	5.0	0.2	6.8	1.7
109.7	0.2	0.21	0.03	0.38	0.06
153.3	0.1	5.77	0.18	8.34	0.29
163.8	0.1	3.40	0.12	11.6	0.4
166.5	0.1	0.37	0.04	0.46	0.06
176.6	0.1	10.0	0.4	10.5	0.4
187.2	0.1	0.36	0.04	10.43	0.06
233.3	0.1	0.05	0.01	0.05	0.01
273.3	0.1	11.1	0.4	11.3	0.4
302.6	0.1	0.02	0.01	0.02	0.01
319.9	0.1	0.50	0.05	0.52	0.07
340.6	0.1	42.3	1.3	43.6	1.3
489.8	0.1	0.03	0.02	0.03	0.02
507.1	0.1	0.97	0.03	0.98	0.03
818.5	0.1	100.		100.	
1048.0	0.1	79.7	2.6	79.7	2.6
1235.4	0.1	20.1	0.7	20.1	0.7
1537.9	0.1	0.09	0.01	0.09	0.01

1048.0 keVのgateでは187.2, 273.7, 340.6, 507.1 keVの遷移, (2)1235.4 keV gateでは86.3, 153.3, 319.9 keVの遷移を調べた。第3図でわかるように, E 2 pureの遷移と考えられる340.6-1048.0 ($6^+ \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$), 153.3-1235.4 ($6^+ \rightarrow 4_2^+ \rightarrow 2_1^+$)の角度相関は良くcurveにfitし, 誤差の範囲内で6(2)4(2)2の角相関に一致している。又, E 1 pureと考えられる273.7-1048.0 keVについても誤差の範囲内で5(1)4(2)2の角相関に一致している。よって correction factorの取り方が正しいことが確認できる。

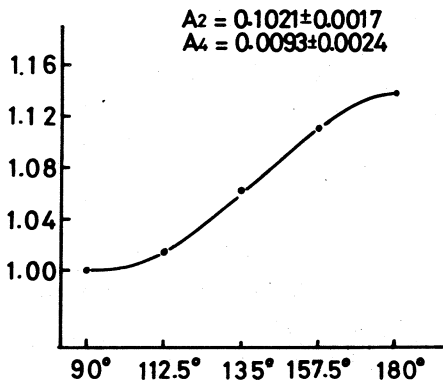
153 keV



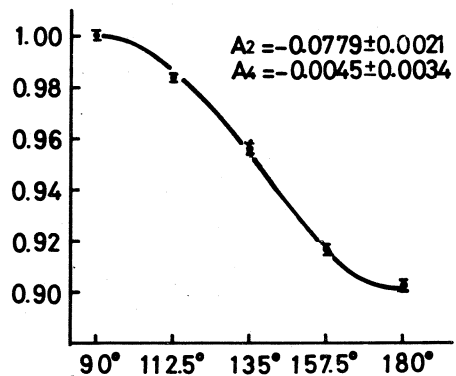
341 keV



818 keV



273 keV



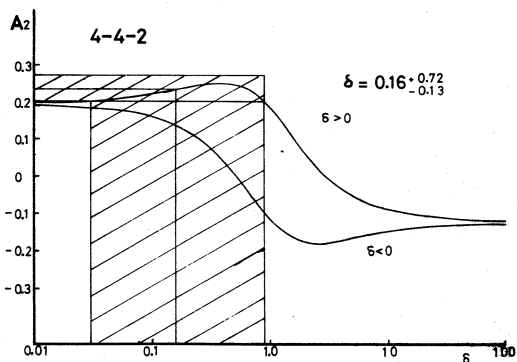
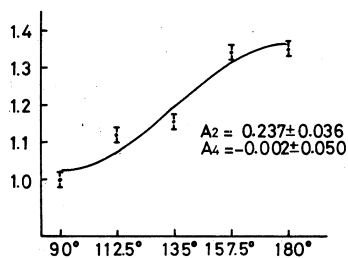
第3図 $6^+ \rightarrow 4_2^+ \rightarrow 2^+$, $6^+ \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2^+$, 4_1^+ , $4_2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$,
 $5^- \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2^+$ の角度相関。

興味あるのは $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ の遷移のmixingであるが, これについて見てみよう。 $4_2^+ \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ の角相関及び A_2 , A_4 は第4図に示す通りである。それから与えられるmixing ratioの値は,

$\delta = 0.16^{+0.72}_{-0.13}$ と決められた。

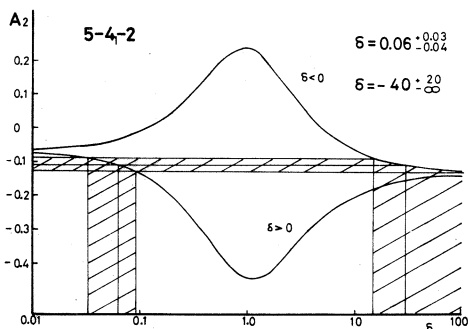
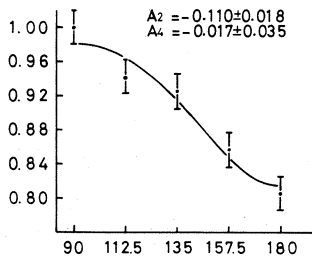
次に、507.1 keV と 319.9 keV の遷移は、2373.6 keV state のスピン、パリティを決定する上でも興味があるが、それらの角相関、 A_2 、 A_4 の図は第5、6図である。log ft 値が6.9であるので、この level は 4^+ 、 5^+ 、 6^+ であると考えられるが、角相関の結果からは 5^+ 又は 3^+ であるため我々はこの level を 5^+ と決めた。そこで、 $5^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+$ の角相関として δ の値を見ると、319.9 keV に対しては -0.04 ± 0.01 、507.1 keV に対しては 0.06 ± 0.03 又は -40 ± 20 となる。(但し、mixing ratio を出す場合、 A_4 の誤差が大きいため A_2 の値のみを使った。) A_2 、 A_4 の図及び表

187 keV



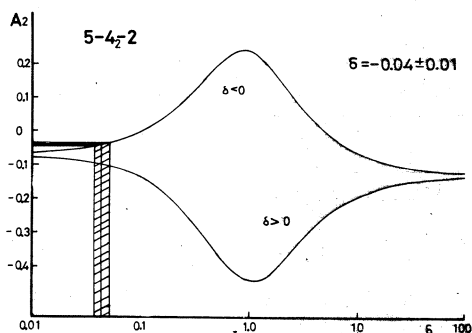
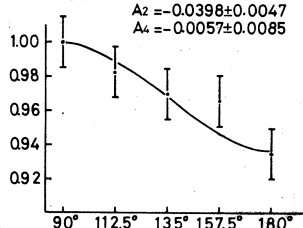
第4図 $4_2^+ \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ の角度相関.

507 keV



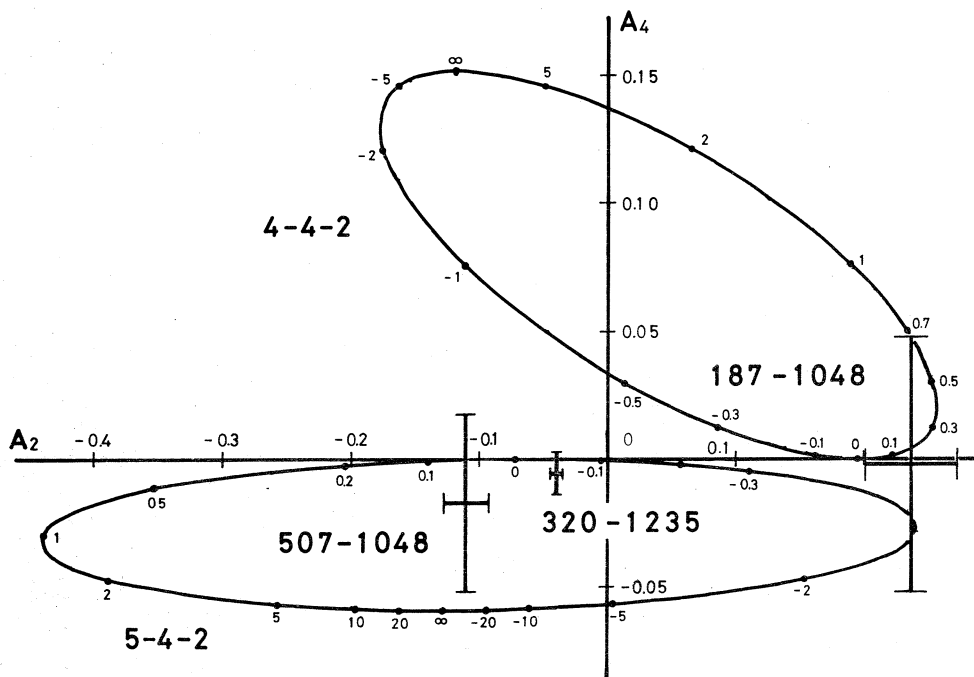
第5図 507—1048 keV の角度相関.

319 keV



第6図 320—1235 keV の角度相関.

を各々第7図, 第2表に挙げる。



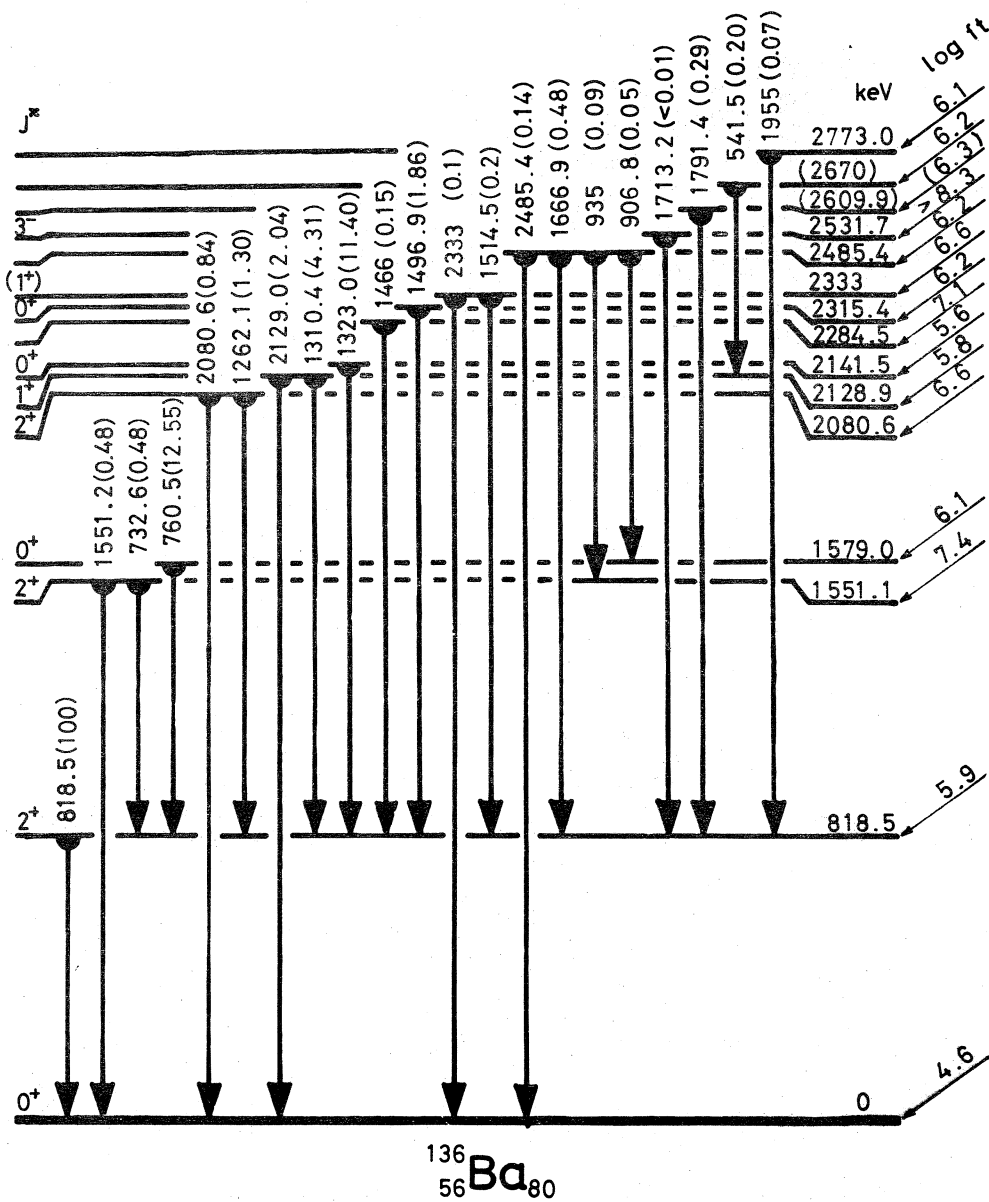
第7図 187-1048, 507-1048, 320-1235 keVの角度相関係数。

第2表 角度相関係数

energy	transition	A ₂	A ₄	$\delta = \frac{\langle L+1 \rangle}{\langle L \rangle}$
187.2 keV	$4_2^+ \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.237 ± 0.036	-0.002 ± 0.050	0.16 ± 0.72 0.13
273.6 keV	$5^- \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.0779 ± 0.0021	-0.0045 ± 0.0034	0.005 ± 0.005
340.6 keV	$6^+ \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.101 ± 0.002	0.0133 ± 0.0029	E 2 pure
153.1 keV	$6^+ \rightarrow 4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.0995 ± 0.0010	0.0088 ± 0.0015	E 2 pure
507.2 keV	$5^+ \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.110 ± 0.018	-0.017 ± 0.035	0.06 ± 0.03 -0.04
				or -40 ± 20 ∞
319.9 keV	$5^+ \rightarrow 4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.0398 ± 0.0047	-0.0057 ± 0.0085	-0.04 ± 0.01

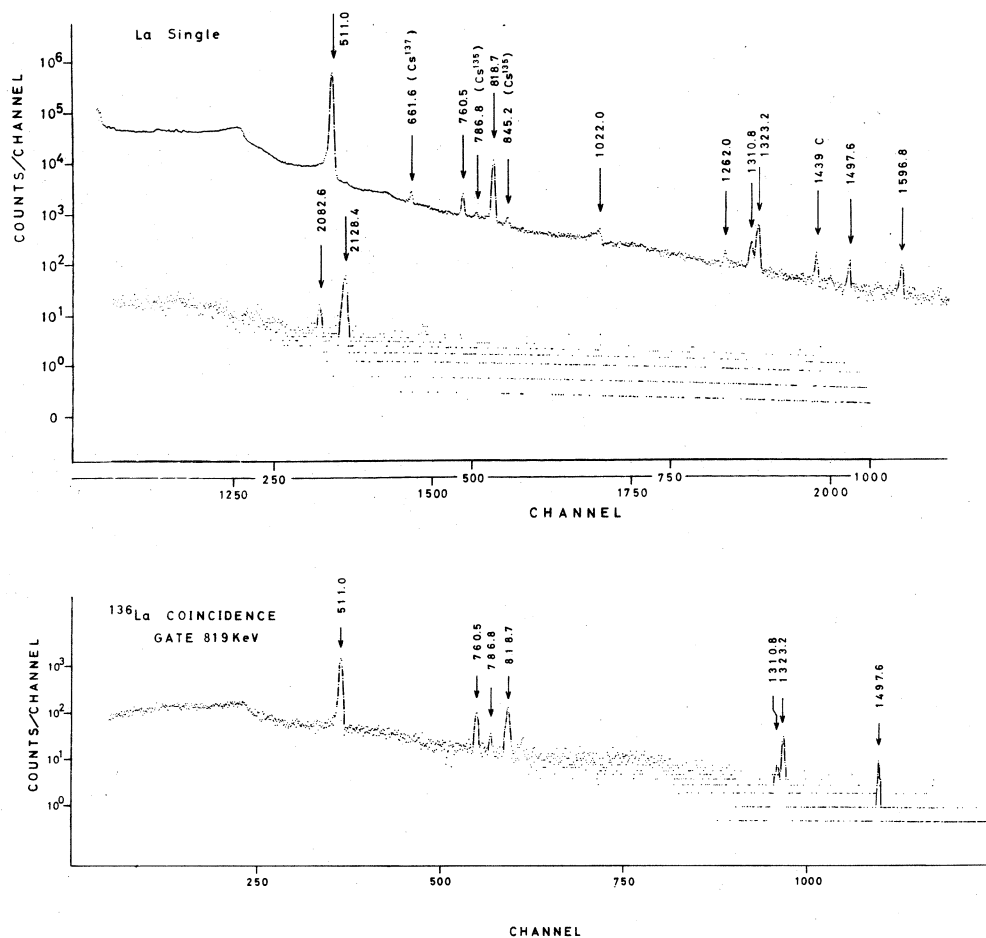
3.2 ¹³⁶Laのdecay

low spin stateについては¹³⁵Ba(n, γ)反応及び¹³⁶Laのdecay等により low levelの level scheme はよくわかっている。第8図に挙げた level scheme はMeyer and Griffioen⁴⁾に拠る。我々は今回、 $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ の遷移のmixing ratio を出すことを目的としたが、非常に弱い



第8図 Meyer et al.⁴⁾による decay scheme.

遷移であるため single spectrum でも見えていない(第9図)。測定は, decay 及び $2^+ \rightarrow 0^+$ gate の coincidence, 角度相関を行なった。検出出来た遷移はこの level scheme を支持し



第9図 ^{136}La の decay による γ 線の single 及び coincidence spectra

ている。life が短いため, 角度相関は3点で行なったが, 解析は比較的 intensity の強い 759.8 keV と 1323.2 keV の遷移について行なった。これらの level は Meyer and Griffioen⁴⁾ により, $\log ft$ の値及び branching ratio 等から 0^+ と propose されている。

第10図はこれらの角度相関である。点線は $0-2-0$ の角度相関を 90° で normalize して表わしたものである。それぞれの角度相関係数は 759.8 keV に対しては $A_2 = 0.234 \pm 0.054$, $A_4 = 1.099 \pm 0.252$, 又, 1323.2 keV に対しては, $A_2 = 0.464 \pm 0.108$, $A_4 = 1.203 \pm 0.281$ と

なり、誤差の範囲内で $0-2-0$ と一致している。他の角度相関の A_2 , A_4 と overlap しないため、これらの level は 0^+ であると確定できた。

§ 4. 考 察

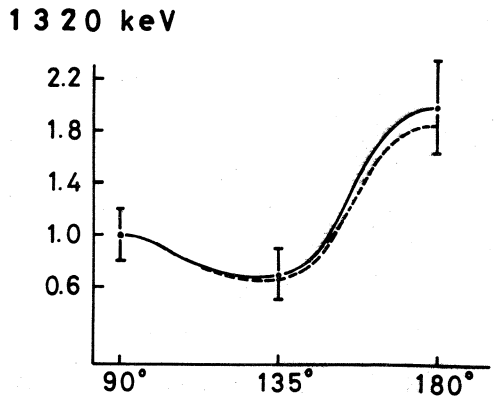
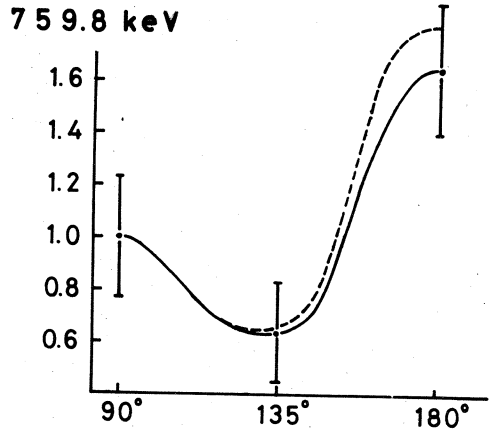
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ の $E 2/M 1$ mixing ratio が 0 に近い値になったため、これらの level は collective な性質は弱いと考えられる。

4_2^+ level は、Peker が指摘したように $N = 80$ の isotone についての energy の systematics を見ると "anomalous" な振舞いを示す(第11図参照)。そこで、 4_1^+ と 4_2^+ の level の関与する遷移についてみることにする。始めに ^{134}Xe においては 7^- から 4_1^+ , 4_2^+ への遷移が見られるがそれらの Moszcowski unit に対する enhancement factor は各々 14.4, > 7.9 という値であることがわかっている⁷⁾ level systematics からは low lying 4^+

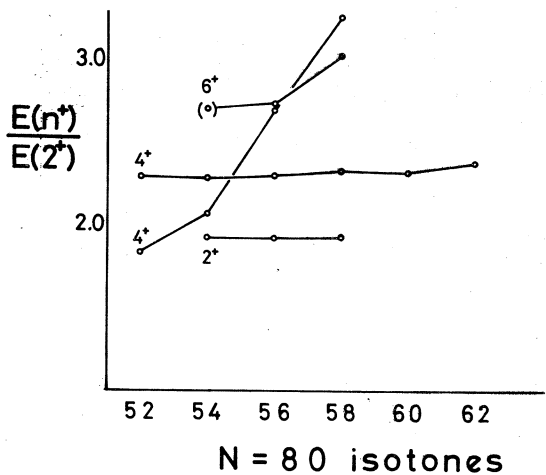
state が "anomalous" level と考えられ、上の結果からはこの2つの level の相違は明らかではない。

又、 6^+ から 4_1^+ , 4_2^+ への遷移確率を Weisskopf unit と比較すると各々 2.2, 0.3 という hindrance factor を持つことがわかった。

(6^+ の life として 3.1 ns を用いた²⁾) このことから 6^+ と 4_2^+ の configuration が似ていることが



第10図 $2^+ \rightarrow 0^+$ を gate にした 760, 1320 keV の角度相関。



第11図 $N = 80$ isotone の level systematics.

予想される。6⁺の configuration は Fujioka et al.¹⁾により指摘されたように $p(g_{7/2})^2$, $n(h_{11/2})^{-2}$ が考えられるが $\log ft$ の値が小さいことから $p(g_{7/2}d_{5/2})$ の configuration も無視できない。4₂⁺についても、この configuration が反映していると思われる。

新しく assign した 2373.6 keV 5⁺ state からこれらの level への B(E2), B(M1) の比は次の通りである。

$$\frac{B(E2; 5^+ \rightarrow 4_2^+)}{B(E2; 5^+ \rightarrow 4_1^+)} = 2.3 \pm 3.9$$

$$\frac{B(M1; 5^+ \rightarrow 4_2^+)}{B(M1; 5^+ \rightarrow 4_1^+)} = 2.1 \pm 0.1$$

(但し、507.1 keV の遷移では δ の値として小さい方の値をとった。) 5⁺ level は ¹³⁸Ba についての δ -interaction を入れた two-quasiparticle model の計算⁸⁾ で予言された $p(g_{7/2}d_{5/2})$ の 5⁺ state ではないかと思われる。4₂⁺ への M1 遷移が 4₁⁺ に対して enhance されるのは 4₂⁺ に $p(g_{7/2}, d_{5/2})$ の configuration が混じっていることで説明できる。

参 考 文 献

- 1) M. Fujioka, T. Miyachi and H. Adachi : Nucl. Phys. **A 95** (1967) 577.
- 2) Chr. Bargholtz et al. : Z. Physik **260** (1973) 1.
- 3) R. D. Griffioen and R. A. Meyer : Bull. Am. Phys. Soc. **14** (1969) 19.
- 4) R. A. Meyer and R. D. Griffioen : Phys. Rev. **186** (1969) 1220.
- 5) W. Gelletly et al. : Phys. Rev. **181** (1969) 1682.
- 6) L. K. Peker : Izv. Akad. Nauk. SSSR. **28** (1964) 302.
- 7) W. G. Wihn and D. G. Sarantites : Phys. Rev. **184** (1969) 1188.
- 8) A. Kerek and J. Kownacki : Nucl. Phys. **A 206** (1973) 245.

II. 物 性 物 理 部 門

II-1 アモルファス Fe₈₀P₁₃C₀₇合金のパルス 中性子散乱 (II)

学習院大理学部・核理研* 溝口 正・山内一志・新村信雄*

splat cooling法で得られたアモルファス Fe₈₀P₁₃C₀₇合金のパルス中性子散乱の予備的実験¹⁾で解析を試みてみた。なおこの組成のアモルファス合金に関して S. C. Lin and P. Duwez²⁾がすでにX線回折を行っているので、結果を比較し、実験法の長短を論じてみたい。

実験の条件を簡単に記す。試料は約2gで適当に細かくきって約9mmφ×30mmのアルミ箔の円筒につめた。この試料は室温で強磁性でキュリー一点は約310°Cである。約350°Cの常磁性領域及び室温でそれぞれ正味4時間強、TOFのdataを蓄積した。散乱角 $2\theta = 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 150^\circ$ にそれぞれカウンターが置かれている。neutronの波長はpath lengthからきまり、この場合

$$\lambda = 3.95 \times (16N - 8) / k$$

$$k = 4.842 \times 10^3 \quad (\text{for } 2\theta = 15^\circ)$$

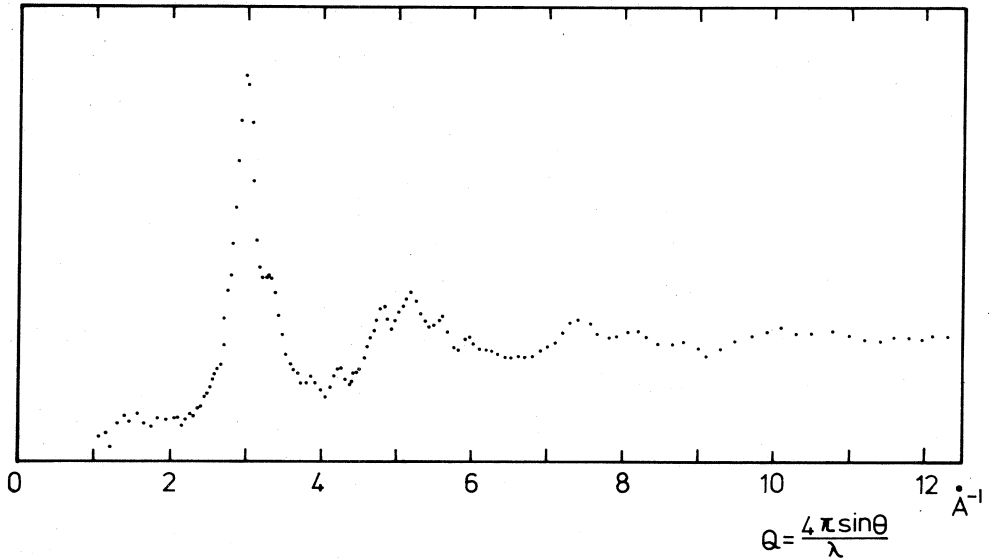
$$k = 4.822 \times 10^3 \quad (\text{for } 2\theta = 30^\circ, 60^\circ, 150^\circ)$$

と与えられる。ここで N は飛行時間に対応するタイムアナライザーのチャンネル番号である。これを用い N に対応する

$$Q = 4\pi \sin \theta / \lambda$$

を求めることができる。momentum及びenergy transferの保存則から (ω, θ) spaceで、各チャンネルの軌跡をきちんと考えてみると、 ω の変化に対し Q は必ずしも一定とならない。このような領域では、得られたdataは Q 一定で ω について積分した値とはみなせないのので、これからの解析では除外する。我々の用いた装置では $2\theta = 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 150^\circ$ に対し、使用できるdataの Q の範囲はそれぞれ1.0~2.6, 2.0~5.0, 4.2~11.0, 10.0~30.0 (\AA^{-1})である。

散乱実験で得られた生のdataより、試料のみをとり去って測ったback groundをさしひく。入射中性子の強度は波長に強く依存するので、次に干渉性散乱断面積の無視できるバナジウムに関する同様な測定の結果で対応する Q のdataを割ってnormalizeし、散乱強度 $I(Q)$ を得る。これに2次の移動平均を行い平滑化を行った。第1図にこのようにして得られた常磁性状態(350°C)



第1図 Fe₈₀P₁₃C₇の核散乱によるS(Q)

での散乱強度を示す。図では示されていないが、約 1 \AA^{-1} より 30 \AA^{-1} にわたる広い範囲の Q に対する $I(Q)$ が実験より得られた。第1ハローは約 $Q \approx 3 \text{ \AA}^{-1}$ をピークとして右に肩をもっているのがこの系のアモルファス合金の特徴である。第2, 第3, …と高次のハローも明瞭である。またより短い周期の振動が重なっているようにみうけられる。室温の実験結果もほぼ同様である。強磁性状態では核散乱の他に、磁気散乱が加わるはずであるが、今回の実験精度ではそれを定量的に論ずることは無理と思われる。干渉性核散乱断面積は Fe^{56} , P^{31} , C^{12} に対しそれぞれ 12.8, 3.1 5.5 barn である。また組成比からいっても Fe が 80% をしめているので P, C による寄与は少くほとんど Fe の核散乱が効いている。

簡単のため一種類の核による散乱として取扱って、このアモルファス合金の原子の配列に関する情報、すなわち動径分布関数 $4\pi r^2 \rho(r)$ を求めることを試みた。ここで $\rho(r)$ はある原子より r だけはなれた所に他の原子がくる確率密度である。 $Q \rightarrow \infty$ での散乱強度を I_∞ とし、常磁性状態の $I(Q)$ を用いて

$$S(Q) = (I(Q) - I_\infty) / I_\infty$$

とおく。Fourier 変換

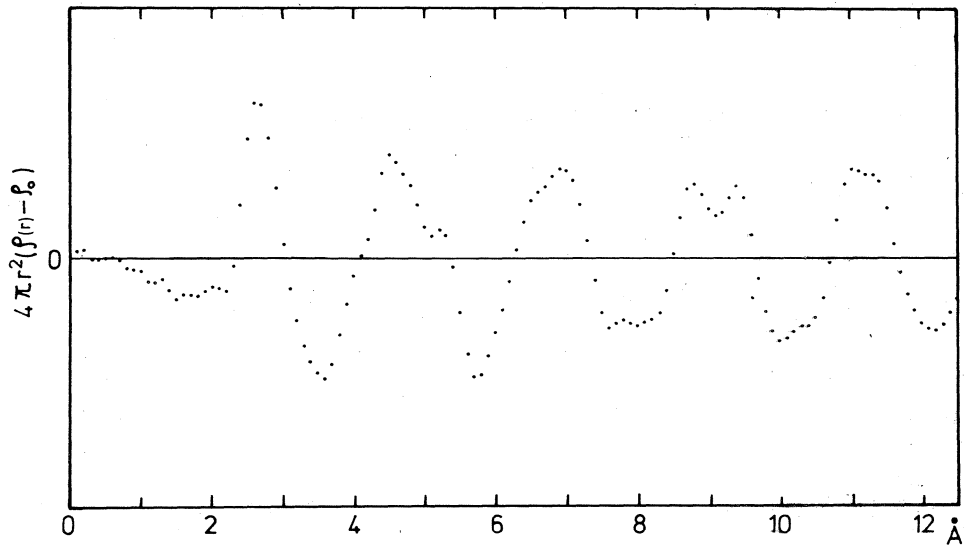
$$4\pi(\rho(r) - \rho_0) = \frac{2r}{\pi} \int_0^\infty Q S(Q) \sin(r \cdot Q) \cdot C(Q) \cdot dQ$$

によって動径分布関数の平均値からのずれが計算できる。ここで $C(Q)$ は termination error を減ずるための収束関数で

$$C(Q) = \exp(-BQ^2)$$

の形にとった。積分は実際には実験 data の上限の Q の値まで行う。そこで $C(Q_{\max})$ の値が $0.1 \sim 0.001$ 程度となるよう B を色々かえて計算を行い、結果が大局的にかわらないことを確かめた。 I_{∞} のとり方も多少任意性がのこるが、これも色々かえてみてほとんど関係ないことを確かめた。

得られた結果を第2図に示す。最隣接原子は 2.6 \AA あたりに比較的すどい確率のピークを作っ
て存在する。第2, 第4のピークは分裂している様子で、これは単純な液体金属の場合と異なる。
この結果を Lin 等²⁾の X 線回折より求めたものと比較するとその形は非常によく一致している。



第2図 Fe₈₀P₁₃C₀₇ の動径分布関数の変動 $4\pi r^2(\rho(r) - \rho_0)$

最後に実際に実験および解析を行った結果の感想を記しておきたい。まず中性子の核散乱を測った場合には X 線、電子線の場合のように form factor のことを考慮しなくてよい。これはこの種の実験の解析には極めて大きな利点である。back ground の測定も信頼性が比較的高い。今回は吸収の補正は行なわなかったが、これはそれほど決定的な変化を与えないと思う。

この種の実験にはパルス中性子の TOF 法による測定の利点が大変効いてくる。すなわちこれだけ広範囲の Q に対する data を得ることは通常の結晶法では望めない。結晶法にくらべ計測効率が本質的によい。また適当な散乱角 2θ で測ることにより適当な間隔で必要な部分の data を

得ることができる。Lin 等の X 線回折の場合 1 つの diffraction pattern を完全に得るのに約 10 日を要し、その間の装置の安定性、信頼性に多大の注意を払わなければならなかったことを思えば、パルス中性子回折は大変有難い強力な実験手段である。

欠点といえば X 線、電子線にくらべ試料が多量に必要となるが、これはむしろ X 線、電子線では試料を多くしても有効でないのだといった方がよいかもしれない。現実問題としての難点は中性子の実験装置は大規模で限られているため、一般の研究者が実験の機会を得ることはかなりまれであるということである。

最後に装置をここまで建設され、運転して下さっている関係者の方々に心より感謝の意を表したい。

参 考 文 献

- 1) 溝口正, 山内一志, 新村信雄: 核理研研究報告 7 (1974) 122.
- 2) S. C. Lin and P. Duwez: Phys. Stat. Sol. 34 (1969) 469.

II - 2 Measurement of Structure Factor for Liquid Semiconductor Tl-Te Binary System

(金研) 三沢正勝* · 福島喜章** · 鈴木謙爾***

§ 1. Introduction

In the last several years, many efforts have been made to investigate the electronic properties of liquid semiconductors. Tl-Te binary system is particularly famous because its electronic transport phenomena show a drastic discontinuity at Tl_2Te composition in the liquid state¹⁾. The molecular-like compound Tl_2Te , which can be never identified in the solid state but only in the liquid state, is well known to be a typical liquid semiconductor¹⁾. So long as authors know, however, the structural study of liquid Tl-Te binary system has not been published so far. This work aims at clarifying the relation between atomic short range order and electronic state of the liquid Tl-Te binary system.

§ 2. Experimental

All the measurements were carried out by using the liquid T-O-F neutron diffractometer²⁾ installed on the 300 MeV Tohoku University electron linac as a pulsed neutron source. The operating condition of the linac is entirely same with that in previous works²⁾. Purities of metal samples used here are

M. Misawa*, Y. Fukushima** and K. Suzuki***

The Research Institute for Iron, Steel and Other Metals,
Tohoku University, Sendai-980, Japan

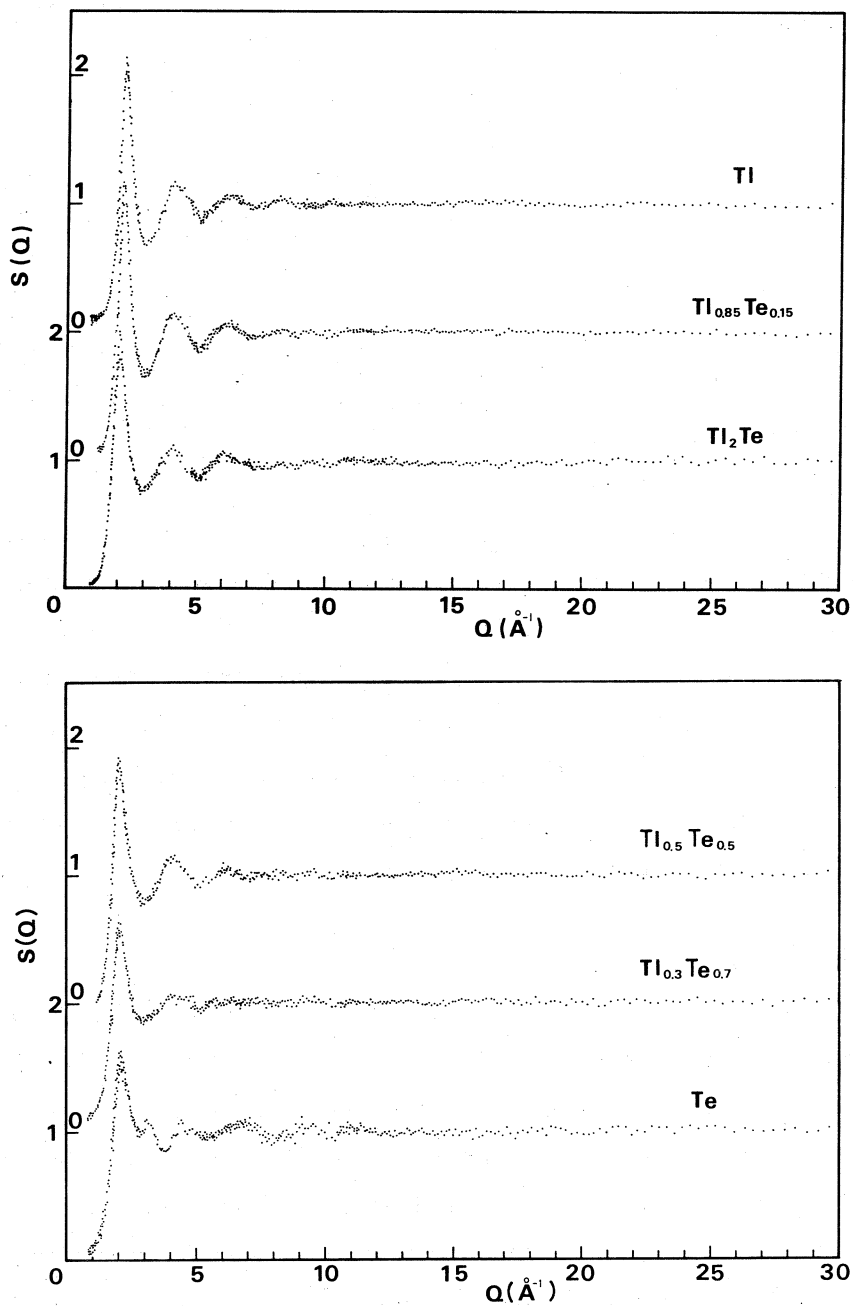


Fig.1 Structure factors of liquid Tl-Te binary system measured at $600\text{ }^{\circ}\text{C}$.

99.99% Tl and 99.9999% Te, respectively. Samples were sealed in vacuum in a silica tube with thin wall. Temperature of sample was kept at 600 °C in electric heating furnace during the measurement. Correction of observed intensity with background, silica tube, multiple scattering and so on, and derivation of structure factor from the corrected intensity were made following the procedures described in previous reports³⁾.

§ 3. Result and discussion

Observed structure factors $S(Q)$ of liquid Tl-Te binary system at several compositions are shown in Fig.1. Result for liquid Tl in Fig.1 is in good agreement with that obtained by North et al⁴⁾, while the main peak of $S(Q)$ for liquid Te in Fig.1 is slightly higher than that observed by Tourand and Breuil⁵⁾. Apparent profile of $S(Q)$ at Tl₂Te composition has not any extra peaks except the position of the main peak is rather close to that of liquid Te. High Q behaviour of $S(Q)$ is likely to include some structural informations at Tl₂Te composition because it is not so much smooth compared with that of liquid Tl. Further analysis is in progress in our laboratory and more detailed discussion will be given in near future.

Acknowledgment

The authors would like to thank the members of Nuclear Science Laboratory, Tohoku University for their kind operation of the electron linac.

References

1. M. Cutler: *Phil. Mag.*, **24** (1971) 381.
2. M. Misawa, K. Kai, K. Suzuki and S. Takeuchi: *Res. Reports Lab. Nucl. Sci., Tohoku Univ.*, **5** [2] (1972) 73.
3. M. Misawa, Y. Fukushima, K. Suzuki and S. Takeuchi: *Res. Reports Lab. Nucl. Sci., Tohoku Univ.*, **6** [1] (1973) 88.
4. D. M. North, J. E. Enderby and P. A. Egelstaff: *J. Phys. C*, **1** (1968) 784.
5. G. Tourand and M. Breuil: *C. R. Acad. Sci., Paris*, **B270** (1970) 109.

II-3 消衰効果のTOF法中性子回折による研究

核理研, 名大工学部*

新村信雄・高橋順一*・原田仁平*

§1. 序

X線及び中性子による Bragg 反射強度式の厳密な解は, 理想的な完全結晶と理想的な不完全結晶についての場合でしか得られていない。前者については dynamical theory が, 後者では kinematical theory が用いられている。しかし通常得られる結晶は, そのどちらでもなく, その中間的なものである。このような結晶による回折強度式はモデルとしてモザイク構造を採用して求められている。Zachariasen は結晶による X線回折強度の一般式をこのモデルで入射波と反射波の相互作用を考慮して導いているが, 問題が複雑であるため多くの仮定をおいている。¹⁾ 式の正当性は実験による検証が必要であり, Zachariasen 自身も種々の試料を用いて検討している。²⁾ Cooper らはこの式を中性子回折に応用し, 消衰効果の散乱角依存性と強い消衰効果を示す反射で, 理論と実験で系統的なくいちがいがあることに気付き, それらを考慮して Zachariasen の式を修正した。³⁾ 最近 Becker らは Zachariasen の一般式の導出を再検討し, 結晶中での入射波と反射波の相互作用を含んだ基本の微分方程式で Zachariasen が用いた変数は一般的な形状の結晶を扱うには不適であることを気付き, それを修正し, 更に一般的な式を導いている。^{4), 5)} この式は Cooper ら³⁾ の指摘も包含すると述べている。広い波長領域でこれらの式の正当性を実証することが大切であるが, まだなされていない。

TOF 法中性子回折法によれば, ある格子面で Bragg 反射をする中性子の波長を連続的に変化させ得るので, 広い波長領域での消衰効果の研究には, この方法は適している。⁶⁻⁸⁾ そのためには, 結晶法用に使われている Zachariasen らの式を TOF 法用書き換える必要がある。

§2. 消衰効果の表現式の結晶法から TOF 法への変換方法

Zachariasen を始め過去の消衰効果の表現式は結晶法実験用に使われたものである。これらを TOF 法にも適応できるように書き換える必要があるが, ここでは Zachariasen の式を書きかえる方法を具体的に述べ, あとはその類推から Becker らの式を TOF 法に書き変える方式をとる。

結晶法で反射スペクトルのプロフィールを表現する変数は入射ビームの方向を示す ϵ_1 で, Bragg

条件が完全に満たされたとき $\epsilon_1 = 0$ となるようにとられている。一方 TOF 法では, ϵ_1 に相当する変数は, 入射中性子の波長 ρ で Bragg 条件が完全に満たされた時 $\rho = 0$ となるようにとる。

完全結晶の場合の Zachariasen の取り扱いに従って議論を進めていく。波長 ρ の中性子の反射強度 $P(\rho)$ を用いて $\varphi(\sigma)$ を次の様に定義する。

$$P(\rho) = I_0 \cdot V \cdot \sigma \cdot \varphi(\sigma) \quad (1)$$

ここで, I_0 は単位面積, 単位波長当りの入射中性子強度, V は結晶の体積, σ は単位体積, 単位入射強度当りの散乱能である。積分強度 P は

$$P = \int P(\rho) d\rho \quad (2)$$

となるから消衰効果因子 y は kinematical theory による強度 P_k から

$$y = P / P_k \quad (3)$$

と求まる。

$$P_k = I_0 \cdot V \cdot Q^{TOF} \quad (4)$$

であるから, (1), (2), (3), (4)より

$$y = (Q^{TOF})^{-1} \int \sigma \cdot \varphi(\sigma) d\rho \quad (5)$$

と求まる。ここで Q^{TOF} は次の式で表現される量である。

$$Q^{TOF} = \left| \frac{F}{V} \right|^2 \cdot \frac{\lambda^4}{\sin^2 \theta} \quad (6)$$

ここで F は結晶構造因子, V は単位格子の体積, $\lambda^4 / \sin^2 \theta$ は TOF 法のローレンツ因子である。

さて $\varphi(\sigma)$ についてであるが結晶法でも TOF 法でも結晶中での散乱過程は同一であるから同一の微分方程式が得られる結果, その値は

$$\varphi(\sigma) = \frac{1}{1 + \sigma \bar{\ell}} \quad (7)$$

となる。 $\bar{\ell}$ は結晶中を中性子が通過する平均距離である。

TOF 法反射スペクトルのプロファイルは ρ に関するローレンツ型で表わせるので

$$\sigma(\rho) = \frac{C_1 Q^{TOF}}{1 + C_2 \rho^2} \quad (8)$$

という形に書ける。(4), (7), (8)より y を求めると

$$y = \frac{C_1 \pi}{C_2} (1 + C_1 Q^{TOF} \bar{\ell})^{-\frac{1}{2}} \quad (9)$$

定数 C_1, C_2 は次の2つの条件から求める。

$$\int \sigma(\rho) d\rho = Q^{TOF} \quad (11)$$

$$\sigma^\omega(\epsilon_1 = 0) = \sigma^{TOF}(\rho = 0) \quad (10)$$

ここで

$$\sigma^{\omega}(\varepsilon) = \frac{\frac{4}{3}Q^{\omega} \cdot \alpha}{1 + \left(\frac{4\pi}{3} \alpha \varepsilon_1\right)^2} \quad (12)$$

で $\alpha = \frac{r}{\lambda}$ で r は完全結晶を球と考えた時の半径で、 Q^{ω} は

$$Q^{\omega} = \left| \frac{F}{V} \right|^2 \frac{\lambda^3}{\sin 2\theta} \quad (13)$$

である。

以上により定数 C_1 、 C_2 が求まり、消衰効果因子 y は

$$y = (1 + 2x)^{-\frac{1}{2}} \quad (14)$$

$$x = \frac{1}{3} Q^{TOF} \cdot \tan \theta \cdot \frac{r}{\lambda^2} \bar{t} \quad (15)$$

と求める。ここで着目すべきことは(15)式を(13)式の Q^{ω} を使って書き直すと

$$x = \frac{2}{3} Q^{\omega} \cdot \alpha \cdot \bar{t}$$

となり Zachariasen の式(27)と全く同様の表現になる。このことから TOF 法と結晶法とは全く analogous に取扱ってよいことがわかる。

§ 3. 各式の TOF 法への変換

§ 2の方法を用いて mosaic crystal の場合に求められている Zachariasen 及び Becker らの式を TOF 法用に書き変える。

3.1 Zachariasen の式

$$y = (1 + 2x)^{-\frac{1}{2}} \quad (17)$$

$$x = \frac{1}{3} Q^{TOF} \cdot \tan \theta \cdot \frac{r}{\lambda^2} \left[\bar{t} + (\bar{T} - \bar{t}) / \sqrt{1 + (2r/3g\lambda)^2} \right] \quad (18)$$

ここで結晶は半径 r の完全結晶の小ブロックから成り、この小ブロック方位はある一定方向のまわりにガウス分布的に広がって配位しており、その半値巾が $1/g$ である。 \bar{t} は小ブロック内の中性子の平均飛行距離、 \bar{T} は結晶全体にわたっての中性子の平均飛行距離である。ここで一次消衰効果が無視できる場合は、(18)式は

$$x = \frac{1}{3} Q^{TOF} \cdot \tan \theta \cdot \frac{r}{\lambda^2} \bar{T} / \sqrt{1 + (r/\lambda g)^2} \quad (19)$$

となる。

(19)式は $r/\lambda g$ の大きさの程度で簡単になる。

a) $r/\lambda g \gg 1$ (Type I) のとき

$$\begin{aligned} x &= \frac{1}{3} Q^{TOF} \cdot \tan \theta \cdot \frac{g}{\lambda} \cdot \bar{T} \\ &= \frac{2}{3} \left| \frac{F}{V} \right|^2 \frac{\lambda^3}{\sin 2\theta} \cdot g \cdot \bar{T} \end{aligned} \quad (20)$$

b) $r/\lambda g \ll 1$ (Type II) のとき

$$\begin{aligned} x &= \frac{1}{3} Q^{TOF} \cdot \tan \theta \cdot \frac{r}{\lambda^2} \bar{T} \\ &= \frac{2}{3} \left| \frac{F}{V} \right|^2 \frac{\lambda^2}{\sin \theta} \cdot r \cdot \bar{T} \end{aligned} \quad (21)$$

3.2 Becker らの式

Becker らは消費効果を 1 次及び 2 次消費効果の積として表現している。

$$y \sim y_P \cdot y_S \quad (22)$$

ここで y_P , y_S はそれぞれ 1 次, 2 次の消費効果を意味しており,

$$y_P = \left\{ 1 + 2x + \frac{A_P(\theta)x^2}{1 + B_P(\theta)x} \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (23)$$

$$y_S = \left\{ 1 + 2.12x + \frac{A_S(\theta)x^2}{1 + B_S(\theta)x} \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (24)$$

と表わされる。ここで $A(\theta)$, $B(\theta)$ は散乱角に依る定数である。

ここでモザイクドメインの分布をガウス分布にとるか, ローレンツ分布にとるか, x の表式が異っており, 夫々 x_G , x_L として区別する。

a) $r/\lambda g \gg 1$ (Type I) のとき,

$$\begin{aligned} x_G &= \frac{\sqrt{2}}{3} Q^{TOF} \cdot \tan \theta \cdot \frac{g}{\lambda} \cdot \bar{T} \\ &= \frac{2\sqrt{2}}{3} \left| \frac{F}{V} \right|^2 \frac{\lambda^3}{\sin 2\theta} \cdot g \cdot \bar{T} \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} x_L &= \frac{1}{2} Q^{TOF} \cdot \tan \theta \cdot \frac{g}{\lambda} \cdot \bar{T} \\ &= \left| \frac{F}{V} \right|^2 \cdot \frac{\lambda^3}{\sin 2\theta} \cdot g \cdot \bar{T} \end{aligned} \quad (25)$$

となる。

b) $r/\lambda g \ll 1$ (Type II) のとき

$$\begin{aligned} x_G &= x_L \\ &= Q^{TOF} \cdot \sin^2 \theta \cdot \frac{r}{\lambda^2} \cdot \bar{T} \\ &= \left| \frac{F}{V} \right|^2 \cdot \lambda^2 \cdot r \cdot \bar{T} \end{aligned} \quad (26)$$

となる。

§ 4. 実験による検証法

4.1 Zachariasen の式

(17式) を x について解き, λ に対して, x がどのような依存性を調べることになる。

(17式) より

$$x = (y^{-2} - 1) / 2 \equiv X_0 \text{ とおく。} X_0 \text{ は各波長に於ける積分強度から求められる。}$$

結晶が Type I であれば (20)より

$$\ln X_0 = \ln \left(\frac{2}{3} \left| \frac{F}{V} \right|^2 \cdot g \cdot \bar{T} \right) + \ln \left(\frac{\lambda^2}{\sin 2\theta} \right) \quad (27)$$

となり Type II であれば, (21)より

$$\ln X_0 = \ln \left(\frac{2}{3} \left(\frac{F}{V} \right)^2 \cdot r \cdot \bar{T} \right) + \ln \left(\frac{\lambda^2}{\sin 2\theta} \right) \quad (28)$$

となる。

4.2 Beckerらの式

(23) (24)を一般に

$$y = \left(1 + Cx + \frac{Ax^2}{1+Bx} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

として x について解くと

$$x = \left[-(B+C - By^{-2}) \pm D^{1/2} \right] / 2(A+BC)$$

$$\text{但し } D = B^2 y^{-4} - 2(B^2 - BC - 2A) y^{-2} + (B+C)^2 - 4(A+BC)$$

となる。

参 考 文 献

- 1) W. H. Zachariasen : Acta Cryst. **23** (1967) 558.
- 2) W. H. Zachariasen : Acta Cryst. **A24** (1968) 212.
- 3) M. J. Cooper, K. D. Rouse : Acta Cryst. **A26** (1970) 214.
- 4) P. J. Becker, P. Coopens : Acta Cryst. **A30** (1974) 129.
- 5) P. J. Becker, P. Coppens : Acta Cryst. **A30** (1974) 148.
- 6) 新村信雄, 富吉昇一, 渡辺昇 : 核理研研究報告 **5** (1972) 88.
- 7) 富吉昇一, 新村信雄, 八代勉 : 核理研研究報告 **6** (1973) 101.
- 8) N. Niimura, S. Tomiyoshi, J. Takahashi, J. Harada : To be submitted to J. appl. Cryst.

II - 4 Gd 合金の熱外中性子回折 (II)

理学部物理, 核理研*, 広大総合科学部**
 石川義和・渡辺昇*・田島圭介・
 遠藤康夫・関根久・鈴木三千郎・
 藤井博信**・岡本哲彦**

概 要

パルス中性子による熱外中性子回折法についてさらに実験的検討を行なった。熱外中性子領域における Gd の核散乱振幅を測定し、1.4 eV において $b_{Gd} = (1.4 + 0.05) \times 10^{-12}$ cm を得た。Gd_{0.85}-Th_{0.15} の測定を行ない、002 まわりの magnetic satellite が観測できた。

§ 1. 序論

電子リニアックによって発生したパルス中性子を用いることにより熱外中性子領域 (eV 領域) における中性子回折が可能となり、従来の熱中性子回折ではほとんど不可能だった強い熱中性子吸収体である Gd 化合物の中性子回折も容易に行なえることはすでに報告したが^{1),2)}、ひきつづいて熱外中性子回折法の検討をすすめるとともに、熱外中性子領域での Gd の核散乱振幅の決定を試みた。Gd 化合物には磁気構造上興味深いものが多いが、一例として Gd_{0.85}-Th_{0.15} の磁気構造の研究をとりあげ測定をはじめた。

§ 2. データの補正法について

Bragg 散乱の積分強度 I_{hkl} は TOF 法の場合単結晶試料に対して次の如く与えられる。

$$I_{hkl} = \frac{|F_{hkl}|^2 I_0(\lambda) \lambda^4 \delta V_c \exp(-2B)}{\sin^2 \theta 4\pi v_a^2} f_o f_e f_a t. \quad (1)$$

但しここに f_e および f_a はそれぞれ extinction および吸収に対する補正項で、 f_o は装置定数、 t は測定時間、他は通常定義に従う。熱外中性子回折では通常熱中性子回折の場合に比べ f_e の寄与のし方が多少異なることが予想されるので検討を要するし、 f_a についても強い吸収体を取扱うため補正の限界を知っておくことが重要であろう。以下に f_e および f_a について若干の検討結果を述べる。

2.1 extinction の補正について

熱外中性子領域での f_e について調べるため金属結晶として Cu、イオン結晶として KBr 単結

晶について種々 θ を変えて I_{hkl} の測定を行なった。着目する中性子波長領域ではこれらの物質の核吸収は無視できて $f_a \simeq 1$ と做せる。(1)式を用い他の量は既知であるため $b^2 \cdot f_e$ の波長依存性を求めることが出来る。Fig. 1はこの結果を示すもので $b^2 \cdot f_e$ は横軸 λ^2 に対しきれいに対数直線的となる。これらの物質では b^2 は

波長によらず一定と考えられるため f_e は

$$f_e = \exp(-C \lambda^2)$$

となる。この形は(1)式より $I_{hkl} \propto \lambda^2$ となることに留意すると extinction に関する Hamilton³⁾ の式 $f_e = \exp(-C' I_{hkl})$ がこの領域では十分よい近似で成立していることがわかる。

extinction を厳密に扱ったものとしては最近 Becker & Coppens⁴⁾ による記述があり f_e は

$$f_e = \left\{ 1 + 2.12 x + \frac{A(\theta) x^2}{1 + B(\theta) x} \right\}^{-\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

で与えられる。ここに x は結晶および波長に依存する量であるが、新村等⁵⁾ はこれを TOF 法の場合に書換えている。熱外中性子回折では小角散乱であるため、新村等の記述において x は結晶が type 1 であるか type 2 であるかによらず、またモザイクモデルが Gaussian であるか Lorentzian であるかにもよらず $x \propto \lambda^2$ で近似できる。 f_e の実測値を用い、(2)式を解いて λ^2 の係数を求めると Fig. 1 に示す波長領域ではこの係数が誤差10%の範囲で一義的に決まり、この実験の精度の範囲では(2)式の記述と矛盾していない。

いずれにせよ Fig. 1 から明らかな如く eV 領域では extinction は非常に小さく、 $f_e \sim 1$ であることが熱外中性子回折の特徴の1つと言えよう。このことは Gd 単結晶の場合についてもあてはまるものと考えられる。

Fig. 1 で Cu と KBr の勾配がほぼ同じであることは特別の意味はなく、むしろ偶然と思われる。

2.2 吸収補正について

σ_a が数百パーンに達すると f_a を正確に計算することは一般には極めて困難である。今簡単のために結晶が着目する反射のネットプレーンに平行にカットされているとして、この面に θ なる角

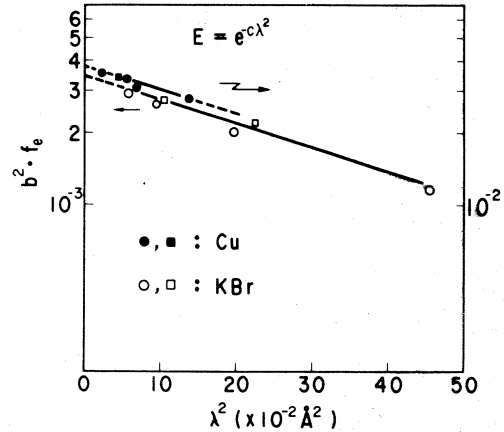


Fig. 1 λ -dependence of extinction effect.

度でエネルギー E なる中性子が入射した場合、結晶の厚さを d 、巾を h とすると f_a は

$$f_a = \exp(-\sigma_a(E) N_{Gd} d / \cos \theta) h + \frac{\sin \theta}{2\sigma_a(E) N_{Gd}} \times [1 - \exp(-\sigma_a(E) N_{Gd} d / \cos \theta)]$$

$$= f_{a1}(\text{volume}) + f_{a2}(\text{surface}), \tag{3}$$

で表される。第2項は表面の寄与で σ_a が大きい領域で支配的となる。Table 1 に前回測定した $Gd_{0.9} - Y_{0.1}$ 単結晶について f_{a1} , f_{a2} のオーダーを示す。

Fig. 2 に $Gd_{0.9} - Y_{0.1}$ の平均散乱振幅 \bar{b} の相対値を吸収補正した場合としない場合について示す。ここで σ_a

Table 1 Absorption correction

E (eV)	σ_a (barns)	f_{a1}	f_{a2}
0.271	1080	1.23×10^{-9}	0.0013
1.34	13	0.823	0.0097

(E) としては後に述べる

$b_{Gd} = 1.4 \times 10^{-12}$ cm を仮定し BNL-325 に示される全断面積から $4\pi b_{Gd}^2$ を差し引いたものを用いている。この図から明らかな如く \bar{b} は 0.8~1.8 eV にわりほゞ一定で、このことは前報で述べた如く熱外中性子回折を結晶および磁気構造の解析に用いる場合極めて重要である。共鳴領域で \bar{b} が著しく上昇しているのは f_a の補正の精度が十分でないため、数 mm 厚の結晶を用いる場合 $\sigma_a(E) > 100$ barns の領域では f_a の正確な推定は非常に困難であることがわかる。

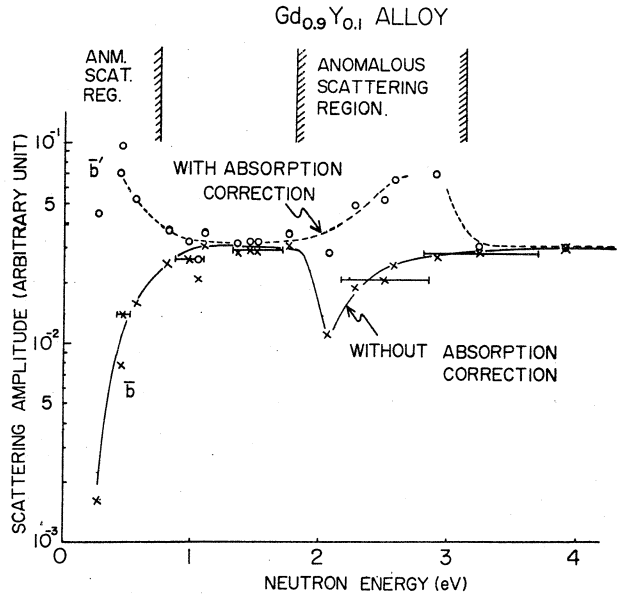


Fig. 2 Average nuclear scattering amplitude \bar{b} of $Gd_{0.9} - Y_{0.1}$ alloy evaluated without absorption correction (lower part) and with absorption correction (upper part). Horizontal solid lines indicate energy resolution of the Bragg reflection.

§ 3. Gd の核散乱振幅

Gd 化合物の構造解析を行なうには Gd の核散乱振幅 b_{Gd} を中性子波長の関数として正確に知る必要がある。Gd の核散乱振幅に

関する報告は G. Will 等⁶⁾による 1.055 \AA における値 $b_{Gd} = (1.5 \pm 0.2) \times 10^{-12} \text{ cm}$ のみである。さて Gd の b を求めるには次の 3 つの方法が考えられる。

- 1) Gd の nuclear reflection と magnetic reflection の強度の比較,
- 2) Gd の nuclear reflection と核散乱振巾および構造が既知な他の物質のそれとの比較,
- 3) 散乱振巾既知の核種による結晶構造既知な Gd の秩序化合物の fundamental Bragg reflection と super lattice reflection との比較。

Gd_{0.9}-Y_{0.1} 合金の単結晶を用い 1) の方法による b_{Gd} の決定を試みた。Gd_{0.9}-Y_{0.1} は $T_c = 281 \text{ K}$ 以下では強磁性である。従って低温での積分強度 I_{hkl} は

$$I_{hkl} = I_{hkl}^N + I_{hkl}^M, \quad (4)$$

で表される。但しここに添字 N , M はそれぞれ nuclear および magnetic part を意味する。また I_{hkl}^M は

$$\begin{aligned} I_{hkl}^M &= C |F_{hkl}^M|^2 \\ &= C \left(\frac{e^2 \gamma}{2mc^2} \right)^2 |f(Q)|^2 \sin^2 \alpha \cdot \mu_{Gd}^2, \end{aligned} \quad (5)$$

で表されるので、 α , μ が与えられれば室温および低温の測定から b_{Gd} を決めることができる。この方法では 2) の方法に比べ同一結晶で同じ θ で測定されるため f_a は互に消去される利点がある。測定は室温及び 80 K で、 $2\theta = 4.8^\circ$ (002 反射が 1.4 eV に対応) で行なわれた。80 K で $\mu_{Gd} = 6.47 \mu_B$ ⁷⁾ を用いた。また磁気モーメントはこの温度ではほぼ ab 面内にあることがトルク測定より分っている。これより b を求めると $E = 1.4 \text{ eV}$ において $b_{Gd} = (1.4 \pm 0.05) \times 10^{-12} \text{ cm}$ となる。この値は G. Will 等の 1.055 \AA における値 $(1.5 \pm 0.2) \times 10^{-12} \text{ cm}$ と非常によく一致している。このことと Fig. 2 より Gd の核散乱振巾は 0.08 eV (1 \AA) より 1.8 eV にわたって約 $1.4 \times 10^{-12} \text{ cm}$ の一定値であることがわかる。

Cu および KBr との比較測定より求めた b_{Gd} は $(1.1 \pm 0.3) \times 10^{-12} \text{ cm}$ であった。2) の方法では幾何学的条件を完全に同じにすることもむづかしく、絶対測定では精度が不十分と考えられる。

共鳴領域も含めた波長依存の b_{Gd} のさらに正確な値が望まれるが、これは今後 3) の方法により行なう予定である。

§ 4. Gd_{0.85}-Th_{0.15} の熱外中性子回折

Gd_{0.85}-Th_{0.15} は $T_N = 150 \text{ K}$, $C = 5.77 \text{ \AA}$, $a = 3.61 \text{ \AA}$ で結晶構造は $ABABCBCAC$ と言う stacking のいわゆる Sm 型 h. c. p. で、 T_N 以下で反強磁性と考えられるが磁気構造は明ら

かでないので熱中性子回折による磁気構造解析を試みた。単結晶試料の大きさは前回の $Gd_{0.9} - Y_{0.1}$ とほぼ同じ形状および大きさである。今回の測定は予備的なものであるが室温および 100 K でとりあえず $[00\ell]$ 方向について測定した。

Fig. 3 は $2\theta = 5^\circ$ の結果で、低温では 002 Bragg peak (~ 24 チャンネル) の両側 (21 および 28 チャンネルの辺) に明らかに satellite が観測される。室温でのピーク巾はほぼ装置の分解能に対応している。Fig. 4 は分解能を上げるために $2\theta = 8^\circ$ で測定した結果で satellite がきれいに分離されているのがわかる。 $2\theta = 8^\circ$ では 002 より長波長側のデータは Gd の強い吸収のため統計は悪いが短波長側で見ると磁気構造の研究に有効なデータと判断できる。磁気構造がスクリュウであるか、あるいは sinusoidal であるか等を議論するにはこれだけのデータでは不十分で、今後 $h00$ まわり等も測定しなければならない

いし統計もさらに上げる必要があるが、単純にスクリュウであるとして 002 まわりの satellite からスクリュウのピッチを計算してみると約 55° layer となる。28 チャンネル近傍に弱いピークらしきものが観測されるが、これが 32.5 チャンネル辺に現れた satellite の高調波であるとする anti-phase domain の可能性も残されるが、いずれにせよさらに測定を続ける必要がある。

19 チャンネルに 004 Bragg peak が観られるが、この辺より小さいチャンネル側は Gd の次の共鳴に対応するので何も見えていない。

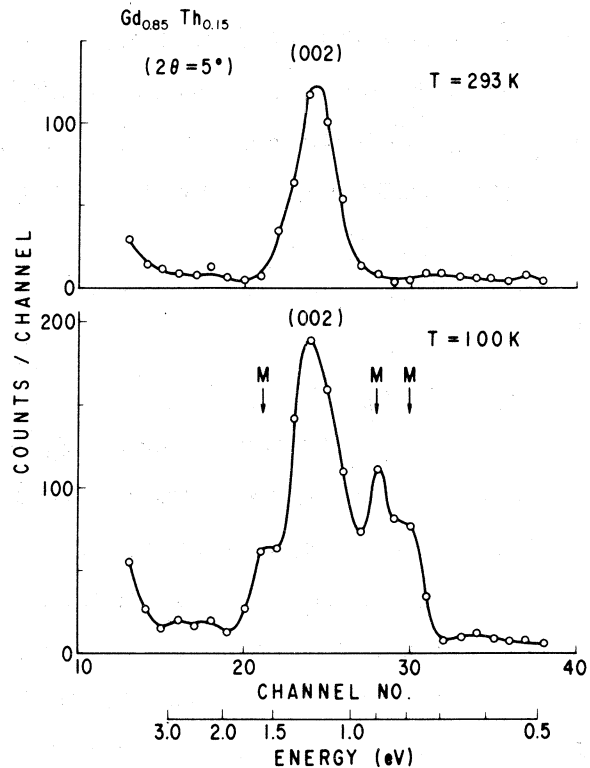


Fig. 3 TOF spectra of $Gd_{0.85} - Th_{0.15}$ alloy measured at room temperature (upper part) and at 100 K (lower part) with $2\theta = 5^\circ$.

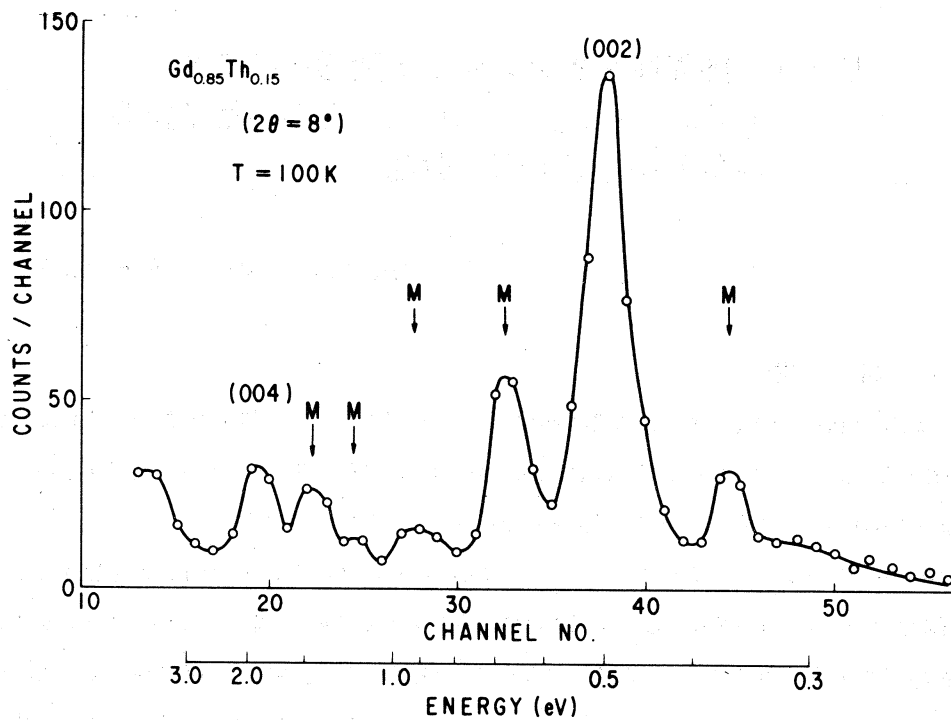


Fig. 4 TOF spectra of $Gd_{0.85}-Th_{0.15}$ alloy measured at 100 K with $2\theta = 8^\circ$.

参 考 文 献

- 1) 石川, 渡辺, 田島, 神木, 鈴木: 核理研研究報告 **6**, No. 2 (1973) 276.
- 2) Y. Ishikawa, N. Watanabe, K. Tajima and H. Sekine: Phys. Letters **48 A** (1974) 159.
- 3) W. C. Hamilton: Phys. Rev. **110** (1958) 1050.
- 4) P. J. Becker and P. Coppens: Acta Cryst. **A30** (1974) 129.
- 5) 新村信雄他: 核理研研究報告 **7**, No. 2 (1974).
- 6) G. Will, R. Nathans and H. A. Alperin: J. appl. Phys. **35** (1964) 1045.
- 7) W. C. Thoburn, S. Legvold and F. H. Spedding: Phys. Rev. **110** (1958) 1298.

II-5 熱弾性マルテンサイト変態を起こす (Cu Ni)_{3-x}Al_{1+x}合金の格子緩和 現象と中性子非弾性散乱

工学部金属材料 梶谷 剛・平野賢一

§1 緒 言

現在日本国内の中性子3軸分光機は利用できない状況であり、本実験の目的からすればとりわけTOF法にメリットが有る訳ではないが、格子緩和に伴う音子のエネルギー低下挙動が本実験施設でも測定可能であり、今回予備実験を行なったので報告する。

熱弾性マルテンサイト変態に関連して、合金の結晶における音子のソフト化が予想されている。熱弾性マルテンサイト変態を起こす系では鉄合金(主として鉄-炭素合金)のマルテンサイト変態に特徴的に見られる音速を越える速さの相成長は見られない。すなわち室温付近で、条件をコントロールすると、非常にゆっくり相成長させたり逆変態をさせたりすることができる。熱弾性マルテンサイト変態は第1表に掲げた各合金で見られ、非鉄合金インバーに特徴的な現象である。

『熱弾性』という名称は第1図に示したように応力歪線図に強磁性体のヒステリシス線図のような逆方向への抵抗(強磁性体では残留磁化、^{1),10)}応力-歪線図では残留歪)が殆んど見られないことによる。残留歪が全くない場合とわずかにある場合があるが、マルテンサイト変態開始温度(M_s点)より数度から20°C程度高い温度で加工(引張り変形か圧縮変形)した場合には残留歪がなく、M_s点からマルテンサイト変態終了温度(M_f点)の間の温度では残留歪がでなく

第1表 熱弾性型マルテンサイト変態を起こす合金系、M_s点とM_f点の温度差および変態時の体積変化

ALLOY	THERMAL HYSTERISIS RANGE(deg)	VOLUME CHANGE AT T _c (%)
(CuNi) ₃ Al	35	-, 3
Au-Cd	15	-, 41
In-Tl	4	-, 2
CuAuZn ₂	6	—
Cu-Zn	10	-, 5
Ti-Ni	30	-, 34
Ni-Al	10	—
Ag-Cd	15-20	-, 16
Fe-Pt	4	--- 1, 1---

る。熱弾性マルテンサイト変態を起こす合金の変態開始前の結晶構造には2通りの場合がある。

2種の構造とはC₄C₄型規則相(O_h¹空間群)とDO₃型規則相(O_h⁵空間群)である。M_s点と合金の規則度は密接な関連を持っており、本合金では規則度が1に充分近い場合はM_s点が20°C

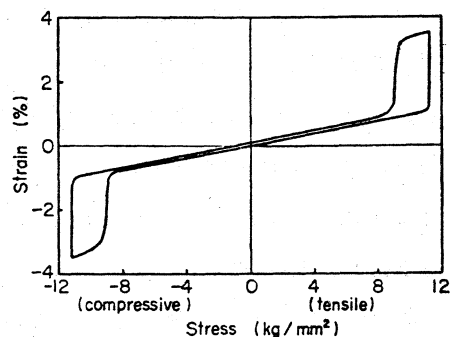
程度不規則合金に近い試料より高い温度になる。

規則度とM_s点の関係は全ての熱弾性マルテンサイト変態を起こす結晶について明確になっている訳ではない。インバー合金として最初に発見されたFe-Ni合金でも同様な変態が見られ、その際弾性係数が大きく変化する²⁾この合金にはFe₃Ni, FeNiおよびFeNi₃の3種の規則相があり、弾性係数の変化を起こす結晶はFe₃NiかFeNi₃構造であると考えられている。

§ 2 実 験

今回の実験は音子のピークの散乱強度がどの程度であるかを見るために行なった。実験装置のカウンタの配置から<100>軸上のTモードを測定することが難かしいため、とりあえず<100>軸上のTモードとLモードを測定した。

本実験で用いた試料はCu 68 at%, Ni 4 at%, Al 28 at%であり、Cu₃Al組成に近い。本合金は電子線回折実験によりDO₃³⁾ホイスラー型規則相を持つことが確認されている。またX線回折実験による格子定数測定⁴⁾、超音波による変態点近傍の音速測定⁵⁾、および室温での音子分散関係の測定⁶⁾が既に行なわれている。このデータは未だAECの許可を得て居らず発表できないが、AuCuZn、ホイスラー合金と似た分散関係がある。実験はブルックヘブン原子炉で星埜禎男によって行なわれた。試料は著者と東北大学金研末沢正志が調製したもので、1,000°C 2時間焼鈍後氷水中で焼入れしたもので、完全な規則相ではない。<100>軸のT_{A1}モードを見ると $q = (\frac{7}{10}, 0, 0)$ から、 $q = (\frac{8}{10}, 0, 0)$ の位置にソフト化が見られる。これは山田安定ら⁷⁾の測定したβ-AuCuZn合金についての音子分散関係の<100>軸上のT_{A1}モードの振舞いに対応している。本実験施設で行なった実験は未だ予備的なものであるが、引き続き実験を行なう上で必要な散乱強度が明らかになった。用いた装置は従来粉末試料を用いて磁子の分散関係を測定してきたものである⁹⁾。CONSTANT-Qのデータと音響測定から $\lambda = 2.35 \text{ \AA}$ の単色中性子線による回折が目指す測定に使い、 $2\theta = 58^\circ$ のカウンタで<100>軸の音子が観測できる事が予想された。第2図は本合金の逆格子点と中性子の入射と散乱を示す。ハッチした部分の音子を測定する実験に用いた分光器は 2θ が 20° 、 38° および 58° にのみカウンタが固定されており、CONSTANT-Qのrunは可能ではない。第3図は8時間中性子照射した時の 58° カウンタの集



第1図 Au₂₆Cu₂₇Zn₄₇合金を20°Cで引張り、および圧縮変形した場合の応力-ひずみヒステリシス曲線 (**10)。

積した中性子のデータである。横軸は1チャンネル $16\mu\text{ sec}$ の各チャンネルに対応している。中性子の自由飛行距離は $1,764\text{ mm}$ である。P₁ピークは弾性散乱によるもので、P₂とP₃のピークが音子のピークである。P₂はTモード、P₃はLモードの音子によるUP-SCATTERINGによるピークである。

この実験で低いエネルギーの音子も 0.5 meV 程度の分解能で測定できることがわかった。

§ 3 討 論

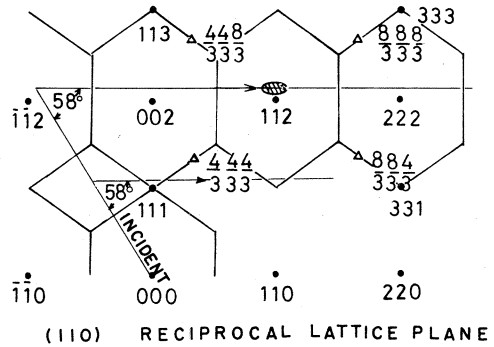
本実験によって、目指す T_{A1} 音子は、散乱強度的には半日の run で測定できる程度であることがわかった。

また当施設の BeO を用いた逆フィルタ法の分光器によっても目指す T_{A1} 音子が観測されるものと思われる。

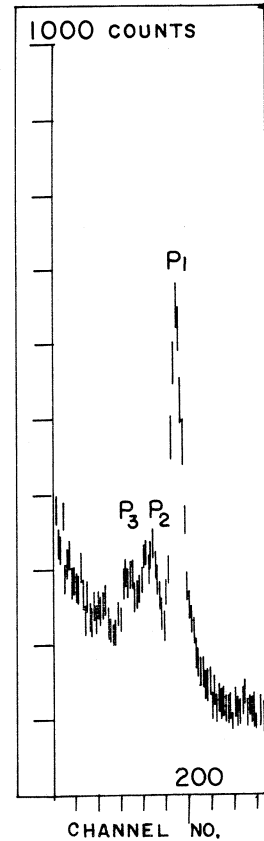
著者らは本実験と平行して、A. O. E. ANIMALU⁸⁾ の遷移金属に関する PSEUDO-POTENTIAL を用いて 0°K での音子分散関係を求めたが、その結果は低いエネルギーでの実験値とよく一致することを示した。

ただし、 T_{A1} モードのソフト化については理論的には予想できない。 T_{A1} モードの音子のソフト化は O_h^5 空間群の結晶の 3R (3 layer), 4H (8 layer) あるいは 6R (6 layer) 構造への SHEAR による相変態を可能にすると考えられるが、これは原子配列の規則化に伴う格子振動の非調和化によるものと考えられる。

なお、著者らは引きつづき非弾性散乱実験を行ない、温度による音子の挙動を追求する予定である。



第2図 本合金の(110)逆格子面内の入射中性子線および反射中性子線、△印は規則化による超格子



第3図 8時間中性子照射した時の $2\theta=58^\circ$ のカウンターの測定した散乱中性子の縦軸はカウント、横軸はチャンネル番号、縦軸1目盛100カウント、横軸1目盛10チャンネル

参 考 文 献

- 1) K. Otsuka & K. Shimizu : *Phil. Mag.* **24** (1971) 481.
- 2) G. Haush & H. Warlimont : *Acta Met.* **21** (1973) 401.
- 3) H. Tas, L. Delaey & A. Deruyttere : *Scripta Met.* **5** (1971) 1117.
- 4) D. Hull & R. D. Garwood : *J. Inst. met.* **86** (1957) 485.
- 5) 末沢正志 : 日本金属学会 1973 年秋期大会講演。
- 6) 星埜禎男 : 未発表 (Private Communication)
- 7) 山田安定 : 日本物理学会 1973 年春季大会講演。
- 8) A. O. E. Animalu : *Phys. Rev.* **B 8** (1974) 3542.
- 9) 渡辺 昇, 石川義和, 都築一雄 : 核理研研究報告 **6** (1973) 106.
- 10) Uichiro Murakami : *J. Phys. Soc. Japan* **33** (1972) 1350.

III. 放 射 化 学 部 門

Ⅲ - 1 人工鋳物中の不純物の放射化分析 (β -アルミナ中のマグネシウム I)

金 研 武居文彦・小林孝彰

§ 1. 緒言

著者らは種々の人工鋳物中の微量成分のうち、通常の化学分析法や熱中性子による放射化法では分析が困難なものについて、制動放射線を利用した放射化法の適用を検討している。

β -アルミナはいわゆる ceramic electrolyte のひとつで、たとえばナトリウム β -アルミナは $\text{Na}_2\text{O} \cdot 11\text{Al}_2\text{O}_3$ または $\text{NaAl}_{11}\text{O}_{17}$ と表わされる。その空気中での分解を防ぐためにふつう微量の酸化マグネシウムや酸化リチウムを添加することが多いが、 β -アルミナは酸およびアルカリに極めて溶けにくいので通常の湿式法あるいはアルカリ溶融法などによるⅠ族およびⅡ族元素の定量には種々の問題点がある。そこで制動放射線の照射により $^{25}\text{Mg}(\gamma, p)^{24}\text{Na}$ 反応などを利用して β -アルミナ中のマグネシウムの非破壊定量を試みた。

§ 2. 実験

ナトリウム β -アルミナは東芝より多結晶体および焼結体を入取し、適当な大きさに砕いた塊状および板状のものをそのまま照射試料とした。マグネシウムの標準試料としては金属マグネシウム箔(99.9%, 3 mm 幅)および酸化マグネシウム単結晶を用いた。酸化マグネシウムは直径約 9 mm, 厚さ 1 mm 以下に切り出し、マグネシウム箔は使用直前に希塩酸で洗い長さ約 9 mm に切ったものを互いに密着するように並べてアルミ箔に包んでから円形に切りそろえた。各試料をアルミ箔に包み、 β -アルミナの前後を標準試料ではさんだものを順次重ねて石英管内に減圧または常圧封入した。これを照射ポートにビームが試料片に垂直にあたるように置き、東北大電子ライナックを用い発生する最大 30 MeV 電子制動放射線で約 2 時間、水冷下で照射した。照射後 24 時間以上経過してから石英管を開封し、各試料からアルミ箔を除いた後パラフィン紙に包み、3"×3" NaI(Tl)検出器または 24 cc Ge(Li)検出器を用いて γ 線スペクトロメトリーを行った。

§ 3. 結果と考察

preliminary な結果と問題点について述べる。Ge(Li) 検出器を用いた γ 線スペクトロメトリーによれば、標準試料および β -アルミナ試料とも検出されたピークは 511 KeV, 1275 KeV, (以上 ^{22}Na) および 1368 KeV, 1734 KeV, 2243 KeV, 2754 KeV (以上 ^{24}Na) のみであった。またアルミ箔にも同様、少量の ^{22}Na , ^{24}Na の生成が認められた。最大 30MeV の制動放射線の照射によりおこりうる核反応を第 1 表に示した。

第 1 表 β -アルミナ照射にともなう核反応

生成核種	核 反 応	生成核種	核 反 応
^{24}Na	$^{25}\text{Mg}(\gamma, p)^{24}\text{Na}$ (1)	^{24}Na	$^{24}\text{Mg}(\gamma, pn)^{22}\text{Na}$ (6)
	$^{26}\text{Mg}(\gamma, pn)^{24}\text{Na}$ (2)		$^{25}\text{Mg}(\gamma, ^3\text{He})^{22}\text{Na}$ (7)
	$^{27}\text{Al}(\gamma, ^3\text{He})^{24}\text{Na}$ (3)		$^{23}\text{Na}(\gamma, n)^{22}\text{Na}$ (8)
	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ (4)		$^{27}\text{Al}(\gamma, \alpha n)^{22}\text{Na}$ (9)
	$^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ (5)		

ナトリウム β -アルミナは Na および Al を含んでいるが、反応(1)および(2)で生成する ^{24}Na によって Mg を定量するためには ^{22}Na の生成は特に障害とはならない。しかし反応(3), (4)および(5)によって Na および Al から ^{24}Na が生成するのでこの点に関して補正が必要となる。特に反応(3), (4)の寄与は、 β -アルミナの主成分が Al であるだけに正確な評価が要求される。試料を包んだアルミ箔を用いてその評価を試みたが ^{24}Na の比放射能はかなりばらつく。その原因として β -アルミナ試料のアルミ箔への一部付着と、試料からの反跳 ^{24}Na のアルミ箔による捕獲が考えられる。包装用アルミ箔とは別にアルミ標準試料を用いても、各試料の形状が完全に同じでないため満足すべき結果は得られていない。一方、標準試料として塩化ナトリウム単結晶を用いて反応(5)の寄与を検討したところ、ほとんど無視できることがわかった。

酸化マグネシウムおよび金属マグネシウムの標準試料中の ^{24}Na の比放射能は後部試料になるほど低下するが、どの照射においても両者間の比放射能の一致はよく、標準試料としての適否に差はないと考えられる。ただし常圧封入時には金属マグネシウムに酸化が認められることがあった。

現在までの実験では β -アルミナ中のマグネシウムの含量として 2.1% から 2.9% 程度の値が得られているが、今後すべての試料形状を正確にそろえることができれば、精度のよい結果が得られると期待されるので、 β -アルミナを粉末化した時の安定性などにつき検討中である。

本研究を行なうにあたりお世話いただいた、核理研、八木助教授、近藤助手および運転クルーの方々に厚く御礼申し上げます。

Ⅲ - 2 Determination of Nickel in Standard Rocks and Glasses by Photon Activation Analysis with 30 MeV Bremsstrahlung

理学部化学 加藤豊明*・北爪英一**・鈴木信男***

Summary

A procedure has been developed for the determination of nickel in various silicate matrices by photon activation analysis with a linear electron accelerator. The simultaneous irradiation of the sample and comparative standards produced the $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$ reaction, and a post-irradiation chemical separation was introduced in conjunction with Ge(Li) gamma-spectrometry. The nickel abundances for the ten standard rocks and two elementally doped glasses are presented and compared with the data previously published. The method is quite simple and gives good reproducible results for nickel down to the sub-ppm levels.

§ 1. Introduction

Nickel is an attractive element in geochemistry exhibiting siderophilic properties. Many analytical methods have been employed so far to determine nickel abundances in rock materials and related matrices, but those were often subject to

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

** Eiichi Kitazume: (Present address) Central Institute, Hitachi Manufacturing Co. Ltd., Kokubunji, Tokyo.

*** Nobuo Suzuki: Department of Chemistry, Faculty of Science, Tohoku University.

fairly high uncertainties or large spread in the observed results, as can be seen in the nickel data compiled by Fleisher¹⁾ and Flanagan²⁾ on the U. S. Geological Survey standard silicate rocks. Activation analysis with thermal neutrons has frequently been used³⁻⁶⁾, even though this technique is not extremely sensitive for nickel. The method usually involves handling to isolate 2.58-h ^{65}Ni from a sample of high radioactivities from the elements with high thermal neutron capture cross sections such as sodium, manganese and cobalt, although the intact measurement of ^{65}Ni has also been performed by strictly instrumental means⁷⁾. The use of the $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ reaction has also been useful^{8,9)}, but by this method the precision and sensitivity are limited by the cobalt-to-nickel ratio in a sample to be analyzed. Steiness and Brunfelt et al.¹¹⁾ have dealt with the improvement of this method by introducing epi-cadmium irradiation technique. Swindle and Schweikert¹²⁾ developed procedures based on charged particle activation and post-irradiation chemical separation. They found that the most favorable reaction for nickel analysis was the $^{58}\text{Ni}(p,pn)^{57}\text{Ni}$ reaction and the irradiation with a proton energy of 30 MeV. This method is quite sensitive for nickel down to ppb levels but it appears to be likely to cause serious errors unless special attention is paid to monitor beam intensities.

Alternate nuclear method which can meet various requirements for the present purpose is photon activation analysis. ^{57}Ni can be produced by the $^{58}\text{Ni}(\gamma,n)^{57}\text{Ni}$ reaction with an excellent yield and specificity by irradiating samples with bremsstrahlung photons with a maximum energy around 30 MeV¹³⁾. Schmitt et al.¹⁴⁾ recommended in their purely instrumental version the use of the 1919 keV peak of ^{57}Ni in the deter-

mination of nickel in rock materials. In our previous work¹⁵⁾, however, the non-destructive method was found to be successful only for rocks with nickel exceeding 0.2% (dunite and peridotite), and it was generally accompanied by fairly large errors especially with rocks of low nickel contents because of low signal-to-noise ratios. The use of the 1378 keV peak of ⁵⁷Ni was also unsatisfactory because of the nearby peak of ²⁴Na at 1369 keV.

The present work was aimed at establishing more reliable method for nickel in silicate matrices by combining a simple chemical separation with high-resolution gamma-ray spectrometry. The ten standard silicate rocks and two kinds of elementally doped glasses (NBS Standard Reference Materials) were analyzed for nickel to check the accuracy and precision of the method through comparison of the results with data obtained by other analytical methods.

§ 2. Experimental

2.1. *Samples and irradiation*

The twelve Round Robin silicate samples were analyzed for nickel. The eight standard rocks were supplied by U. S. Geological Survey: Those were the G-1, W-1, G-2, GSP-1, AGV-1, BCR-1, PCC-1 and DTS-1 rocks. The two Japanese rocks, granite JG-1 and basalt JB-1, were obtained from the Geological Survey of Japan. All rock samples were in a finely powdered form. An amount of rock powder weighing 400 mg was wrapped in thin aluminum foil and made a disk with a diameter of 9 mm and a thickness of about 4 mm. Two kinds of glass samples (NBS SRM 614 and SRM 616) doped with 61 elements prepared by National Bureau of Standards were also used. Those were the 3-mm thick wafers with a diameter of 13 mm.

A comparative standard was prepared by pipetting 0.1-ml aliquot of a standard solution of nickel (100 $\mu\text{g Ni}$) onto a thin sheet of glass fibre with a diameter of 9 mm for rocks and of 13 mm for glasses, respectively. After dryness, it was wrapped in thin aluminum foil. The standards were placed face to face on the front and back of the sample and this unit was encapsulated into a silica tube for simultaneous irradiation. The tube was placed in a water-cooled sample holder for bremsstrahlung irradiation by the linear electron accelerator of the Tohoku University and was aligned along the beam axis with the front face of the tube immediately behind the photon-producing converter. The accelerator was operated at 30 MeV, and the electron beam, the peak current being 100 mA, produced bremsstrahlung in a platinum converter with a thickness of 2 mm. In a typical irradiation, the average beam current was 70 μA and a dose rate at the sample position was 6×10^6 R/min. The full-width at half-maximum of the bremsstrahlung intensity at 30 MeV was about 12 mm at 10 mm downstream from the converter. The vertical spread of flux did not have a pronounced effect on the results, if the samples were limited to dimensions of the above size, and a flux gradient along the length of the sample was 10% or less.

All irradiations lasted 2 hours.

2.2. Radiochemical procedure

After irradiation, all the rock samples, except PCC-1 and DTS-1, were individually subjected to a simple chemical procedure outlined below:

The sample was transferred into a platinum crucible along with a 10 mg amount of nickel carrier and fused with 4 g of sodium carbonate. The fusion cake was dissolved in concentrated hydrochloric acid and transferred into a beaker

with distilled water. The hydroxides were precipitated from this solution by the addition of aqueous ammonia, and filtered. To recover the nickel included in the precipitate, it was dissolved in hydrochloric acid and again precipitated with aqueous ammonia. The filtrates were combined together, and the nickel dimethylglyoximate (Ni-DMGO) was precipitated from the hot solution by adding 5 ml of 5% DMGO - ethanol solution, and filtered. The Ni-DMGO was dissolved with a small amount of 4 N nitric acid, and diluted with distilled water. To this added an amount of aqueous solution of copper nitrate (Cu 5 mg), and copper sulfide scavenging was made by passing gaseous hydrogen sulfide, and then filtered. The Ni-DMGO was again precipitated from the filtrate with additional 5% DMGO - ethanol solution, filtered on a filter paper, and dried for at least 4 hours at 90° C. A weighed amount of the final Ni-GMGO was wrapped in a small piece of aluminum foil and made a disk with a diameter of 9 mm for gamma-counting.

The irradiated glass wafer was rinsed in ethanol and in 1:1 nitric acid to remove surface contamination, and then treated with 5 ml of 1:1 mixture of hydrofluoric acid and perchloric acid in a platinum dish along with nickel carrier (10 mg). The mixture was heated until gas evolution ceased. With the additional hydrofluoric acid, the procedure continued until the glass was all dissolved. The mixture was brought to fumes of perchloric acid and evaporated to nearly dryness. The residue was diluted with distilled water, and the Ni-DMGO was precipitated from this solution and then subjected to a procedure outlined above for nickel in rocks.

The chemical yield for nickel ranged within 50 - 70%.

The comparative standard was also dissolved with a small amount of 1:1 mixture of hydrofluoric acid and perchloric acid

on heating, evaporated to nearly dryness, diluted with distilled water. To this added aqueous ammonia, and the nickel was precipitated as Ni-DMGO, filtered, washed, dried, weighed and made into a disk for gamma-counting.

All separations were performed within 3 hours after irradiations.

2.3. Counting and evaluation

Gamma-counting was made with a lithium-drifted germanium detector with a sensitive volume of 33 cm³, ORTEC Model 8101-0525, and its associated electronics coupled to a 4096-channel pulse-height analyzer made by Toshiba Electric Co. Ltd., Japan. The system resolution was 2.4 keV (FWHM) for the 1332 keV gamma-line of ⁶⁰Co. The Ni-DMGO from the sample or the standard was mounted on the detector at a fixed position, and counting was made for periods of 1024 sec - 10 h, depending on the activity strengths of the sample to be measured.

Quantitations were based on the full-energy areas under the 1378 keV peak except for PCC-1 and DTS-1 in which the areas under the 1919 keV peak were used. The decay-corrected peak areas were then used to determine nickel abundances in the samples as compared with the standards. A mean specific activity in terms of the peak areas from standards on both sides was used for calculation.

Duplicate analyses were performed on each sample material.

§ 3. Results and Discussion

Typical gamma-ray spectrum of the Ni-DMGO separated from the rock sample (AGV-1) is given in Fig. 1 together with that from the comparative standard. The principal gamma-rays observed are those of ⁵⁷Ni except peaks occurring in natural background. Several of the unidentified minor peaks were also

observed, but the decay curves followed on the 1378 and 1919 keV peaks showed a half-life of 36 h, corresponding to the literature value of ^{57}Ni ¹⁶⁾.

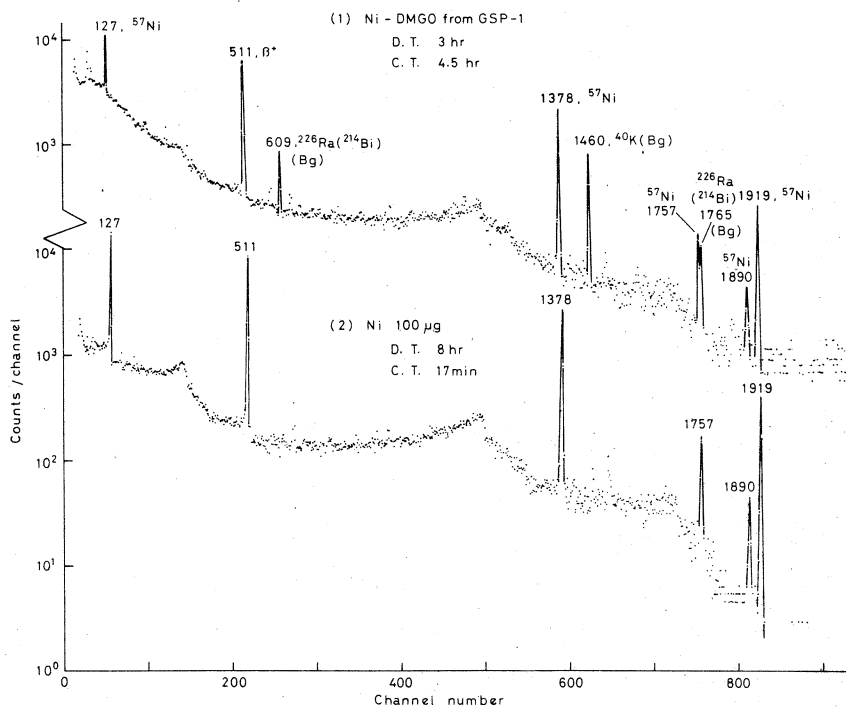


Fig. 1. Gamma-ray spectra of (1) nickel dimethylglyoximate from GSP-1 rock and (2) comparative standard

The results of nickel abundances obtained on the twelve silicate matrices are listed in Table I together with the literature data previously published. The error limits given for the results of this work are the standard deviations based on counting statistics. It can be seen that the results from duplicate samples are quite comparable with the maximum deviation from the mean for these duplicate analyses found to be only $\pm 5\%$. In comparing the present results with previously published data, the data for the G-1 rock appears to be considerably high. The nickel data listed in the Fleisher's compilation¹⁾, mostly determined by means of optical spectro-

graphy and X-ray fluorescence, shows unsatisfactory agreement for this rock. The data for the GSP-1 and AGV-1 are also high. These data suggest the possibility of inhomogeneity of the samples themselves or considerable variations of the concentrations of at least certain trace elements from one sample bottle to another. Wide variations in the abundances with respect to some trace elements have been observed for several of the USGS rocks, for instances, gold and iridium¹⁷⁾, and antimony¹⁸⁾ in the new series of the USGS rocks, and antimony in G-1 and AGV-1¹⁹⁾. The nickel data for the JG-1 rock supplied by the Geological Survey of Japan²⁰⁾ also appears to show unsatisfactory agreement.

The nickel abundance in the NBS SRM-614 glass is in good agreement with previous data^{12, 21)}. For the SRM-616 glass, however, the nickel content was determined to be (0.22 ± 0.02) ppm. This value is about one order of magnitude higher than that of a nominal concentration level of 0.02 ppm²¹⁾, but is fairly comparable to the value reported by Swindle and Schweikert¹²⁾.

Sensitivity of this method was then estimated based on the experimental data. When the detection limit is assumed to be the amount of nickel needed to give a photopeak activity of 100 counts at 1378 keV for a counting period of 18 h ($\frac{1}{2} T_{\frac{1}{2}}$ of ⁵⁷Ni), it can be set at 50 ng of nickel. The possible interfering reactions yielding ⁵⁷Ni are the ⁶³Cu($\gamma, p5n$) ⁵⁷Ni and ⁶⁴Zn ($\gamma, 2p5n$) ⁵⁷Ni reactions. However, interfering contributions are energetically forbidden in the energy region of 30 MeV bremsstrahlung, since their Q-values are -57.12 and -64.82 MeV, respectively.

The determination of nickel by ⁵⁸Ni(γ, n)⁵⁷Ni can thus be carried out interference-free by this method, and can be applied in a variety of materials of geochemical origins.

TABLE I

NICKEL ABUNDANCES IN STANDARD ROCKS AND GLASSES (ppm)

Sample	This work ^a	Previous work	Reference ^b
G-1	8.7 ± 0.1	1 - 14	Fleisher ¹ , range
	8.6 ± 0.1	(1 - 2)	(recommended value)
W-1	87 ± 1	60 - 82	Fleisher ¹ , range
	94 ± 1	(78)	(recommended value)
		73 ± 4	Schmitt et al. ¹⁴ , IPAA
		75.7 ± 1.4	Steiness ¹⁰ , ENAA
G-2 (78/2) ^c	6.5 ± 0.2	2 - 14	Flanagan ² , range
	6.9 ± 0.1	(6.4)	(average value)
		3 ± 1	Schmitt et al. ¹⁴ , IPAA
		7.5	Morrison et al. ⁷ , INAA
		2.3 ± 0.2	Steiness ¹⁰ , ENAA
GSP-1 (30/3) ^c	20.6 ± 0.3	3 - 25	Flanagan ² , range
	17.0 ± 0.4	(10.7)	(average value)
		9 ± 1	Schmitt et al. ¹⁴ , IPAA
		7.0 ± 0.7	Steiness ¹⁰ , ENAA
AGV-1 (54/7) ^c	26.8 ± 0.4	11 - 27	Flanagan ² , range
	28.6 ± 0.5	(17.8)	(average value)
		24 ± 3	Schmitt et al. ¹⁴ , IPAA
		34	Morrison et al. ⁷ , INAA
		13.0 ± 0.6	Steiness ¹⁰ , ENAA
BCR-1 (2/12) ^c	18.9 ± 0.6	8 - 30	Flanagan ² , range
	16.9 ± 0.6	(15)	(average value)
		10 ± 3	Schmitt et al. ¹⁴ , IPAA
		37, 40	Morrison et al. ⁷ , INAA
		12.4 ± 3.2	Allen et al. ⁶ , RNAA
		10.0 ± 0.3	Steiness ¹⁰ , ENAA

TABLE I (Continued)

Sample	This work ^a	Previous work	Reference ^b
PCC-1	2360 ± 120	1750 - 3400	Flanagan ² , range
(79/6) ^c	2510 ± 120	(2430)	(average value)
		2460 ± 80	Schmitt et al. ¹⁴ , IPAA
		2430 ± 60	Steiness ¹⁰ , ENAA
DTS-1	2360 ± 80	1770 - 3300	Flanagan ² , range
(41/31) ^c	2640 ± 80	(2330)	(average value)
		2140 ± 80	Schmitt et al. ¹⁴ , IPAA
		2400 ± 40	Steiness ¹⁰ , ENAA
JG-1	11.2 ± 0.5	6.1 - 14	Ando et al. ²⁰ , range
	11.8 ± 0.5		
JB-1	156 ± 3	132 - 148	Ando et al. ²⁰ , range
	176 ± 4	(139)	(average)
NBS Glass	0.99 ± 0.04	0.95	NBS uncertified value ²¹
SRM-614	1.00 ± 0.04	1.0 ± 0.2	Swindle and Schweikert ¹² , CPAA
NBS Glass	0.22 ± 0.02	0.27 ± 0.05	Swindle and Schweikert ¹² ,
SRM-616	0.22 ± 0.02		CPAA

^a Results of duplicate analyses. Errors are based on counting statistics and comparisons.

^b IPAA : Instrumental photon activation analysis, INAA : Instrumental neutron activation analysis, RNAA : Radiochemical neutron activation analysis, ENAA : Epithermal neutron activation analysis, CPAA : Charged particle activation analysis.

^c Split/Position identification for new USGS rock standards.

The authors would like to express their appreciation to members of the linac and radioisotope groups at the Institute of Nuclear Science, Tohoku University, for their kind cooperation with the irradiations. The USGS standard rocks were kindly provided by Dr. F. J. Flanagan of the U. S. Geological Survey. We also thank Dr. Atsushi Ando of the Geological Survey of Japan for the JG-1 and JB-1 rocks.

References

- 1) M. Fleisher, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **33** (1969) 65.
- 2) F. J. Flanagan, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **33** (1969) 81.
- 3) E. Goldberg, A. Uchiyama and H. Brown, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **2** (1951) 1.
- 4) A. A. Smales, D. Mapper and A. J. Wood, *Analyst*, **82** (1957) 75.
- 5) W. D. Ehmann, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **19** (1960) 149.
- 6) R. O. Allen, L. A. Haskin, M. R. Anderson and O. Müller, *J. Radioanal. Chem.*, **6** (1970) 115.
- 7) G. H. Morrison, J. T. Gerard, A. Traversi, R. L. Currie, S. F. Peterson and N. M. Potter, *Anal. Chem.*, **41** (1969) 1633.
- 8) K. K. Turekian and D. P. Kharkar, in A. A. Levinson, *Proc. Apollo 11 Lunar Science Conf.*, Vol. **2**, Pergamon, New York, 1970, p.1659.
- 9) H. Wänke, R. Rieder, H. Baddenhausen, B. Spettel, F. Tesche, M. Quijiano-Rico and A. Balacescu, in A. A. Levinson, *Proc. Apollo 11 Lunar Science Conf.*, Vol. **2**, Pergamon, New York, 1970, p.1719.
- 10) E. Steiness, *Anal. Chim. Acta*, **68** (1974) 25.
- 11) A. O. Brunfelt, K. S. Heier, B. Nilssen, B. Sundvoll and E. Steiness, in D. Heymann, *Proc. Third Lunar Science*

- Conf.*, Vol. 2, The MIT Press, Cambridge, Mass. and London, 1972, p.1133.
- 12) D. L. Swindle and E. A. Schweikert, *Anal. Chem.*, **45** (1973) 2111.
 - 13) T. Kato, *J. Radioanal. Chem.*, **16** (1973) 307.
 - 14) R. A. Schmitt, T. A. Linn Jr., and H. Wakita, *Radiochim. Acta*, **13** (1970) 200.
 - 15) N. Sato, T. Kato and N. Suzuki, *Radiochim. Acta*, in press.
 - 16) C. M. Lederer, J. M. Hollander and I. Perlman, *Table of Isotopes*, 6th ed., Wiley, New York, 1967.
 - 17) P. A. Baedeker, USAEC Report, ORO-2670-17.
 - 18) J. T. Tanner and W. D. Ehmann, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **31** (1967) 2007.
 - 19) S. M. Lombard, K. W. Marlow and J. T. Tanner, *Anal. Chim. Acta*, **55** (1971) 13.
 - 20) A. Ando, H. Kurasawa, T. Ohmori and E. Takeda, *Geochem. J.*, **5** (1971) 151.
 - 21) Provisional certificate of analysis, SRM's 610-616 Doped glasses, National Bureau of Standards, Washington, D. C., 1970.

Ⅲ - 3 $^{30}\text{Si}(\gamma, 2p)^{28}\text{Mg}$ 反応を利用した無担体 ^{28}Mg の製造法および Al 中での Mg の不純物拡散

工学部金属材料 藤川辰一郎 ・ 平野賢一
核 理 研* 八木益男* ・ 近藤健次郎*

§1. 序論

純金属および合金中でのトレーサーを用いた Mg の拡散の研究は、現在まではほとんど行なわれていない。その原因として、Mg のトレーサーとして利用できる唯一の放射性同位元素である ^{28}Mg の半減期が短い (21.3 時間) ことおよび従来の $^{26}\text{Mg}(t, p)^{28}\text{Mg}$ 反応を利用した方法では比放射能の高い ^{28}Mg が容易に得られないことが考えられる。高純度で無担体の ^{28}Mg は医学、化学および生物学の分野でも要望があるので、本研究は十分な意義があると思われる。

本研究では、 $^{30}\text{Si}(\gamma, 2p)^{28}\text{Mg}$ 反応を利用した無担体の ^{28}Mg の製造法を確立し、 ^{28}Mg の拡散研究の応用として純 Al 中の Mg の不純物拡散係数をいくつかの温度で決定した。

$^{30}\text{Si}(\gamma, 2p)^{28}\text{Mg}$ の核物理的研究は Sheline ら¹⁾、Artus²⁾、斎藤ら³⁾ および岡ら⁴⁾ によってなされ、この反応を利用して ^{28}Mg を製造する方法の有効性は武田ら^{5), 6)} によって示されている。さらに、川瀬⁷⁾ は遠心分離および $\text{Mg}(\text{OH})_2$ 生成を利用して、Si および ^{24}Na を分離し、 ^{28}Mg を取出すことに成功している。しかし、彼の方法では次に述べるようないくつかの難点がある。すなわち、照射 Si を NaOH で溶解しているために溶解に時間がかかり、最終的に非放射性的の Si および Na を完全に除去できない。さらに、無担体の ^{28}Mg は得られず、 ^{28}Mg の収量を上げるには技術を要する。したがって、より簡単に、確実に、高純度で無担体の ^{28}Mg を製造することが必要と思われる。本研究では、照射 Si を $\text{HF}-\text{HNO}_3$ で溶解し、陽イオン交換法を用いて、無担体の ^{28}Mg を製造した。

Al と Mg あるいは Al-Mg 合金との相互拡散の研究は数多くあるが、研究者間の不一致も目立っている。Mg は Al 合金の重要な合金元素の一つであるが、その挙動には不明な点が多く、その解明の基礎となる Al および Al 合金中の Mg の拡散をトレーサーを用いて研究することが望まれている。本研究を開始した時点では、純 Al 中の ^{28}Mg の拡散の研究は全くなされていなかったが、最近、Rothman ら⁸⁾ は $^{26}\text{Mg}(t, p)^{28}\text{Mg}$ 反応を利用して製造した ^{28}Mg を用いて、Al

中のMgの不純物拡散係数を測定している。しかし、その実験法および解析法にいくつかの問題があり、必ずしも妥当な結果とはいえない。

§ 2. 実験方法

2.1 ターゲット、照射条件、化学操作および測定

ターゲット物質として、99.999%純度の natural Si metal (^{30}Si の存在比, 3.1%)をめのう鉢で粉末にしたものを用いた。その粉末0.7 gを石英管に封入して、核理研LINAC RIコーズ水冷プールの白金コンバーターの直後にビーム上に1列に並べて照射した。30 MeVでは ^{28}Mg の生成量は少ないことがわかったので、60 MeVの制動輻射で約7時間の照射を行なった。電子線強度は約240 μA である。照射による主な核反応は $^{30}\text{Si}(\gamma, 2p)^{28}\text{Mg}$ および $^{28}\text{Si}(\gamma, 3pn)^{24}\text{Na}$ である。照射したSiをHF-HNO₃で溶解し、Siを気化($\text{SiF}_4\uparrow$)させた後dry upする。その後、陽イオン交換樹脂で、 ^{28}Mg と ^{24}Na を分離溶出した。分離した溶液の γ -線測定はORTEC 33 cc Ge(Li)検出器および東芝4096 channel PHAを行いて行なった。さらに、 ^{60}Co , ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{54}Mn および ^{88}Y の標準点線源を用いてエネルギー較正を行なった。

2.2 拡散方法および解析方法

a. 試料の作製

試料の形状はすべて直径13 mm, 高さ13 mmの円柱状である。粒界拡散の寄与を少なくするために、予備焼鈍によって結晶粒を大きくした。その焼鈍は、約600°C, 大気中で約1カ月の条件で行ない、試料断面上に2つまたは3つの結晶粒がみえるようにした。試料の片面をエメリー紙および電解研磨の順序で研磨し、平らで清浄な面にした。電解研磨は、過塩素酸とエメルアルコールとの比が1:7の電解液で、15Vの直流電圧をかけて行なった。

b. ^{28}Mg の試料表面への付着

^{28}Mg を含む水溶液に少量のメチルアルコールを加え、試料表面上にピペットで均一にのせた。赤外線ランプで急速に乾燥させて ^{28}Mg を MgCl_2 の塩化物の形で試料表面に付着させた。金属状の ^{28}Mg のトレーサーは、その塩化物とAlとの反応によってえられる。

c. 拡散焼鈍および拡散係数の測定

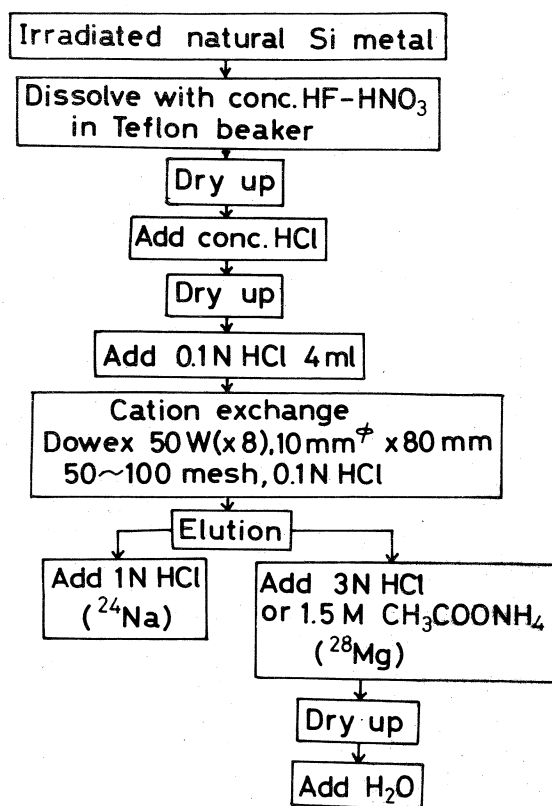
MgCl_2 を付着した試料をパイレックス管または石英管に入れ、 10^{-4} mmHgの真空にした後、ヘリウムガスを10 mmHg入れて封入した。521°Cから650°Cまでの温度範囲で拡散焼鈍した。拡散用電気炉は全温度範囲で $\pm 1^\circ\text{C}$ の誤差範囲内で制御した。拡散焼鈍を終了した試料では、拡

散焼鉍中に表面拡散あるいは蒸発などによってトレーサーが付着面からその一部が試料側面に移動している可能性があるので、試料側面を約 0.1 mm 削りとった。Sectioning は拡散方向に垂直に耐水性エメリー紙で少しずつ削りとする方法によって行なった。削りとった層の厚さは島津製自動天秤を用いて質量の減少量を測定し、さらに試料の直径をマイクロメーターで数回測定して、その平均をとることによって直径を決定し、これらの結果を用いて計算した。なお、試料の密度は 2.70 g/cm^3 として計算した。削るたびに、bulk 試料 γ -線の強度を測定し、残留法 (Gruzin 法) によって拡散係数を決定した。 γ -線の強度の測定は井戸型 NaI(Tl) 検出器を用いて行ない、 γ -線スペクトルを日立製 400 チャンネル PHA によって解析し、bulk 試料の放射能強度 (0.942, 1.34 および 1.77 MeV の γ 線の強度の合計) を求めた。

§ 3. 実験結果および考察

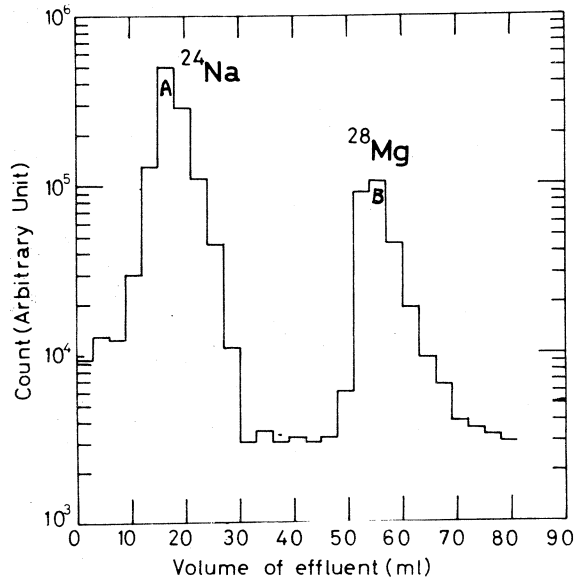
3.1 無担体 ^{28}Mg の製造

第 1 図は無担体 ^{28}Mg の製造法の系統図を示したものである。HF-HNO₃ による照射 Si の溶解は極めて短時間で完了し、Si 粉末の粒度が少々大きくても、その溶解は容易である。短時間で ^{24}Na および ^{28}Mg を溶離分離するための最適条件は、 ^{24}Na は 1 N HCl として ^{28}Mg は 3 N HCl または 1.5 M CH₃COONH₄ を用いての溶離である。なお、溶離速度は約 0.6 ml/min である。第 2 図は溶離曲線を示しているが、溶離が急速でかつ ^{24}Na と ^{28}Mg のピークの重さなりがなく、良好な分離ができることがわかる。第 3 図および第 4 図は、第 2 図の各ピークの最高強度を示す溶液の γ -線

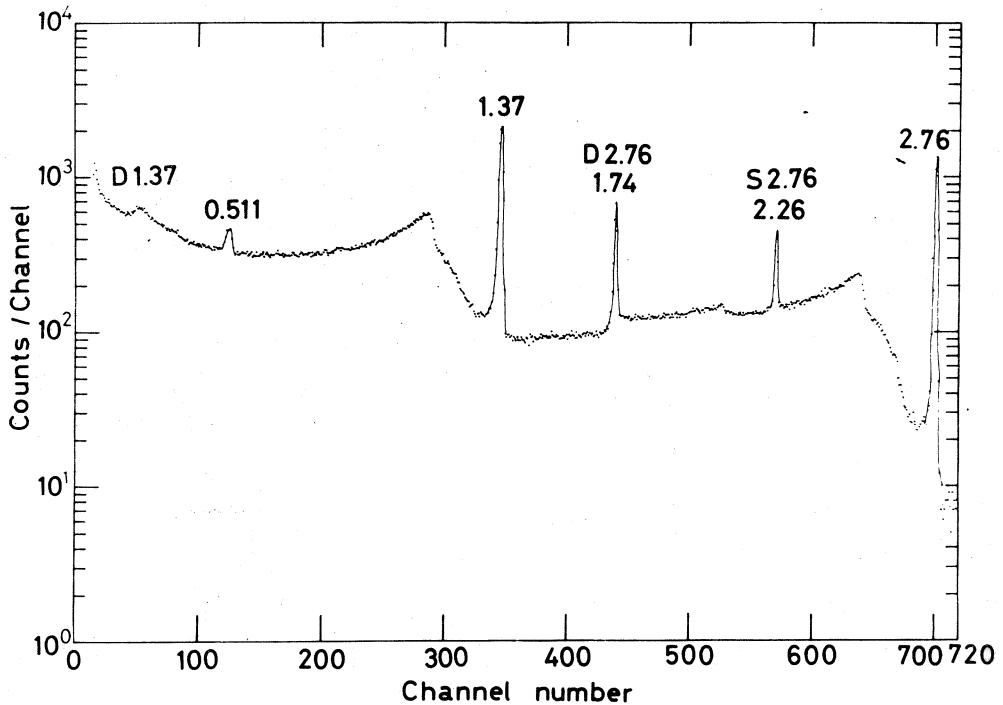


第 1 図: Si, ^{24}Na および ^{28}Mg を分離するためのフロー・チャート

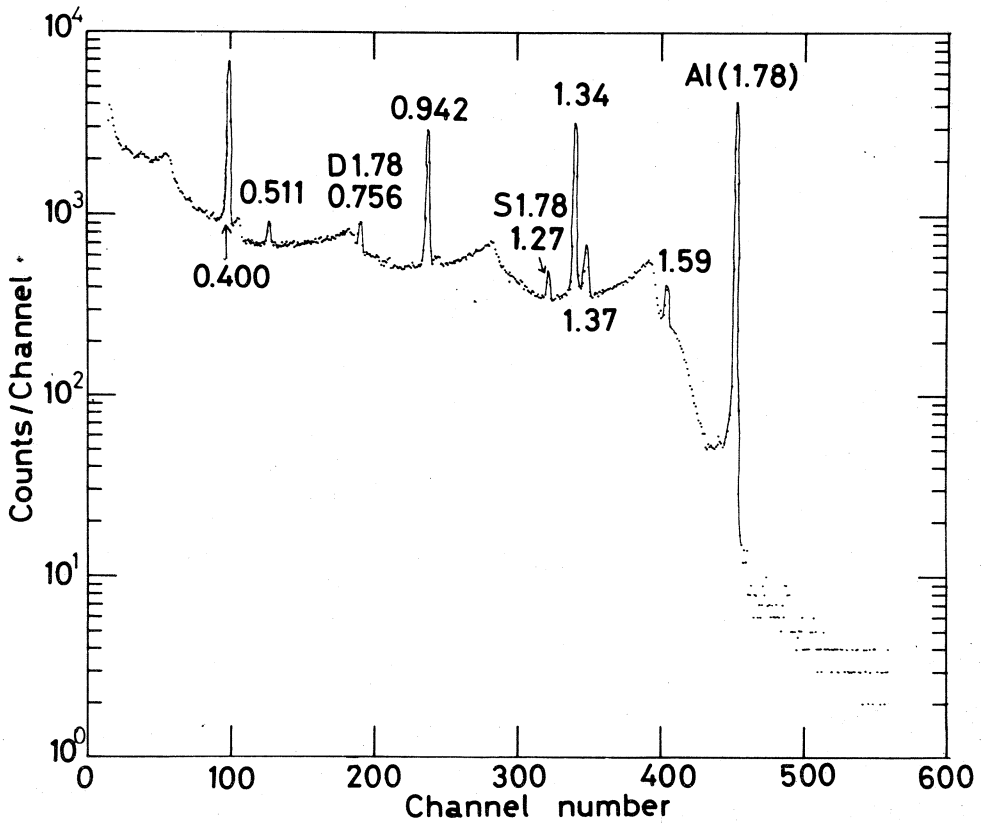
スペクトルを示した。各ピークが ^{24}Na および ^{28}Mg に確かに対応することおよび ^{28}Mg には ^{24}Na の混入がみられないことがわかる。無担体 ^{28}Mg の収量は60MeV, 7時間照射の条件の場合, 照射直後に換算して約 $3\ \mu\text{Ci}/1\text{gSi}$ である。その一回の照射で約12個の試料について拡散実験ができた。さらに多くの ^{28}Mg を必要な場合には, 照射時間を長くするかまたはenriched ^{30}Si を使えばよいと思われる。本研究の方法は, 無担体の ^{24}Na を製造する方法としてもすぐれていると思われる。



第2図：陽イオン交換による ^{24}Na および ^{28}Mg の溶離曲線。
 ^{24}Na は1 NHClそして ^{28}Mg は3 NHClで溶離した。



第3図：第2図の溶液Aの γ -線スペクトル。(^{24}Na の γ -線スペクトル)。



第4図：第2図の溶液Bの γ -線スペクトル。(^{28}Mg の γ -線スペクトル)

3.2 純Al中での ^{28}Mg の拡散係数

十分に長い棒の一端にきわめて薄い層のトレーサーを拡散させた場合に、Gruzin法を適用すると、Fickの第2方程式の解として次式が得られる。

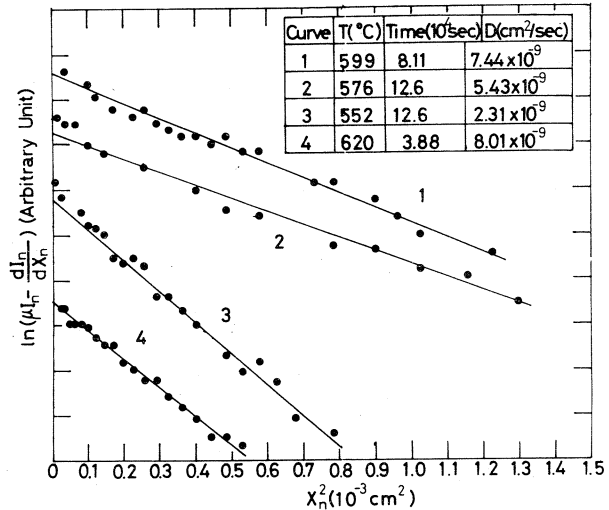
$$\begin{aligned} \mu I_n - \frac{dI_n}{dX_n} &= \text{const} \cdot C(X_n) \\ &= \text{const} \cdot \exp(-X_n^2 / 4Dt) \dots\dots\dots(1) \end{aligned}$$

ここで、 μ は用いたトレーサーの放射線に対する $Al\ell$ の線吸収係数であり、ここでは μ の値として0.942, 1.34および1.77MeVのエネルギーの γ -線に対する μ の平均値、 0.155 cm^{-1} の値を用いた。 I_n は試料の最初の面から X_n (cm)だけ削り取った場合に生ずる新しい表面からの放射線の強度(単位時間当たりのカウント数)、 $C(X_n)$ は試料の最初の面から X_n なる距離の位置におけるトレーサーの濃度、 D は拡散係数(cm^2/sec)、そして t は拡散時間(sec)である。

I_n は ^{28}Mg の半減期の値(21.3時間)で補正した。 $C(X_n)$ は $(\mu I_n - dI_n/dX_n)$ に比例し、

そして $(-dI_n/dX_n)$ は実験によって得られる I_n 対 X_n の曲線から決定することができる。すなわち、拡散浸透曲線は $\ell_n(\mu I_n - dI_n/dX_n)$ を X_n^2 に対してプロットすることによって得ることができる。

第5図は 552°, 576°, 599° および 620°C に対する $\ell_n(-dI_n/dX_n)$ 対 X_n^2 プロットを示している。すべての温度でよい直線関係が得られている。これらの直線の傾きから、(1)式を用いて拡散係数を求めた。第1表には各温度における ^{28}Mg の拡散係数が示されている。第6図は本研究で決定した純Al中のMgの拡散係数の温度依存性を他の研究者の結果と⁸⁾⁹⁾比較して示している。その温度依存性から、拡散のための活性化エネルギー (Q) および振動数項 (D_0) を計算した。その結果を他の結果^{10)~12)}と比較して第2表に示してあ



第5図：純Al中の²⁸Mgの拡散に対する拡散浸透曲線。縦軸は²⁸Mg濃度に比例する。

第1表：純Al中の²⁸Mgの拡散係数

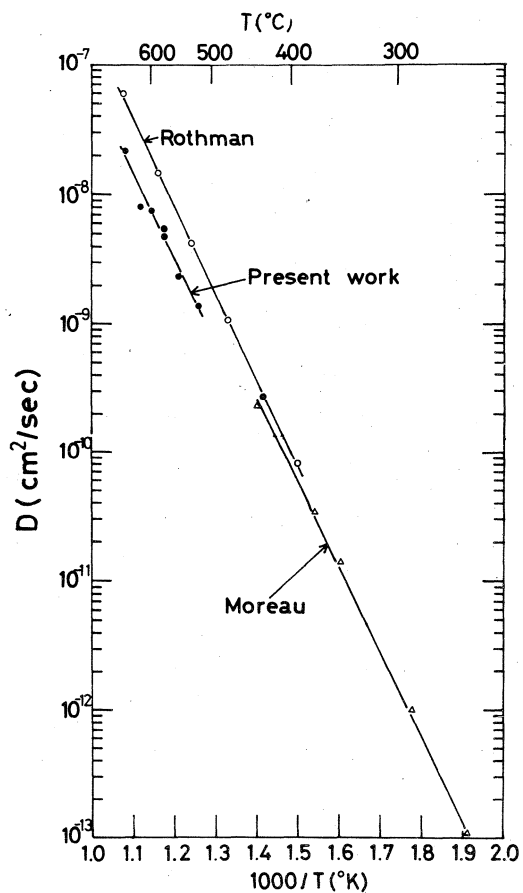
Temperature (°C)	Time (10 ⁴ sec)	D (cm ² /sec)
521	5.34	1.38 × 10 ⁻⁹
552	12.6	2.31 × 10 ⁻⁹
576	12.6	5.43 × 10 ⁻⁹
576	12.6	4.72 × 10 ⁻⁹
599	8.11	7.44 × 10 ⁻⁹
620	3.88	8.01 × 10 ⁻⁹
650	2.36	2.16 × 10 ⁻⁸

る。しかし、これらの値は、最終的な値ではないことをおことわりしておく。第6図のMoreauの値は相互拡散係数の C_{Mg} (Mgの濃度) → 0での外そう値であり、厳密には本研究で求めた不純物拡散係数とは比較できない。Rothmanらの拡散係数の値は、本研究のそれよりも大きい。次に述べる理由によって必ずしも妥当な値ではない。彼らの拡散浸透曲線を見ると、トレーサーの付着面から最大240μの範囲にわたってMgの蒸発に起因したと思われる(真空中で拡散焼鈍したためか)正の濃度こう配を示す領域がみられる。したがって、彼らはその異常な領域よりも深い所から拡散係数を計算している。彼らの拡散時間は本研究のそれよりもかなり短いことをあわせて考慮すると、彼らの求めた拡散係数は、いわゆる“Region III”に相当する拡散係数の

可能性があって、真の体拡散係数に相当するものとはいいたい。第7図は、本研究で求めたMgの不純物拡散係数と同じ原子価のZn¹³およびCd¹⁴の拡散係数の温度依存性およびAlの自己拡散係数¹⁰のそれを示している。第7図から、Al中でのMgの拡散速度はAlの自己拡散速度よりも大きいこと、原子価が同じでも拡散速度に差異がみられることなどがわかる。純Al中のMgの拡散の詳細な理論的考察は、広い温度範囲でその拡散係数を決定した後に行ないたい。

§ 4. 結論

³⁰Si(γ , 2p)²⁸Mg反応を利用して、無担体の²⁸Mgおよび²⁴Naを製造する方法を見出した。なお、イオン交換での溶解条件および生成率のデータについて、さらに詳しい研究が必要であろう。本研究の方法を用いて作製した²⁸Mgを用いて、純



第6図：純Al中の²⁸Mgの拡散係数の温度依存性

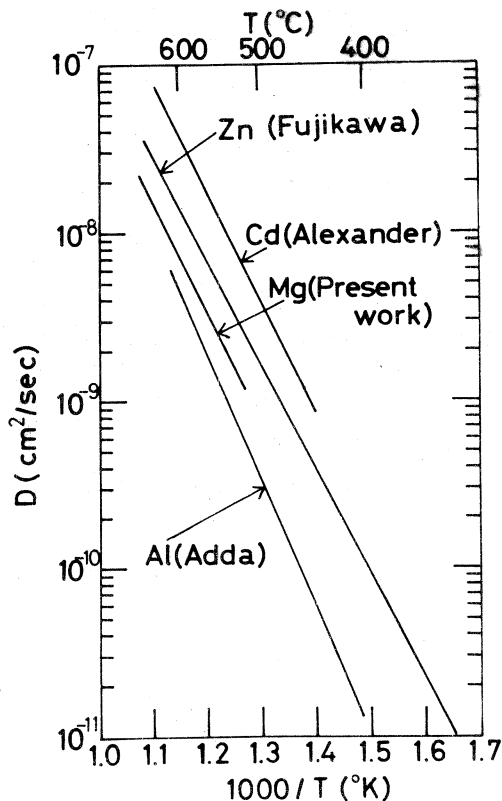
第2表：純Al中のMgの拡散および自己拡散のパラメーター

Element	D_0 (cm ² /sec)	Q (kcal/mol)	Worker
Mg	0.208 + 0.009 - 0.008	29.8 ± 0.1	Present Work
	1.24 + 0.23 - 0.21	31.2 ± 0.3	Rothman (1974)
	1	31.0 ± 1.2	Moreau (1973)
Al	2.25	34.6	Adda
	0.035	28.75	Fradin
	0.10	30.5	Stoebe

Al中のいくつかの温度でのMgの不純物拡散係数を測定した。今後、純Al中でのMgの拡散係数をより詳しく測定し、さらにAl合金中のMgの拡散も研究する予定である。

§ 5. 謝辞

この実験を行なうにあたり、種々の有益な議論をして下さった東北大学工学部原子核工学科武田靖氏、川瀬弘二氏、同化学工学科斎藤達弥氏、東北大学金属材料研究所長谷川雅幸氏、小林孝彰氏および東北大学理学部R1中央実験室山寺亮氏に感謝の意を表す。なお、本研究費の一部は軽金属奨学会によるものであり、同会に感謝する。



第7図：純Al中のMg, ZnおよびCdの拡散係数の温度依存性

参 考 文 献

- 1) R. K. Sheline and N. R. Johnson : Phys. Rev. **89** (1953) 520. *ibid.* **90** (1953), *ibid.* **94** (1954) 1642.
- 2) H. Artus : Z. Physik, **189** (1966) 355.
- 3) 斎藤, 野村, 加藤 : 核理研研究報告, **3** (1970) 103.
- 4) 岡, 斎藤, 佐藤 : 核理研研究報告 **2** (1969) 114.
- 5) 武田 : 東北大学工学部原子核工学科昭和48年度修士論文.
- 6) 武田, 篠塚, 板垣, 古田島 : 核理研研究報告 **5** (1972) 158.
- 7) 川瀬 : 東北大学工学部原子核工学科昭和48年度卒業論文.
- 8) S. J. Rothman, N. L. Reterson, L. J. Nowicki, and L. C. Robinson :

- Phys. stat. sol. (b) **63** (1974) K 29.
- 9) G. Moreau, J. A. Cornet et D. Calais : J. Nucl. Mat. **38** (1971) 197.
 - 10) M. Beyler and Y. Adda : J. Phys. (Paris) **29** (1968) 345.
 - 11) F. Y. Fradin and T. J. Rowland : Appl. Phys. Lett. **11** (1967) 207.
 - 12) T. G. Stoebe, R. D. Gulliver II, and R. A. Huggins : Acta Met. **13** (1965) 701.
 - 13) 藤川, 平野 : 未発表
 - 14) W. B. Alexander and L. M. Silfkin : Phys. Rev. B **1** (1970) 3274.

IV. 加速器・測定器部門

IV-1 LINACに同期した高電圧パルス発生装置

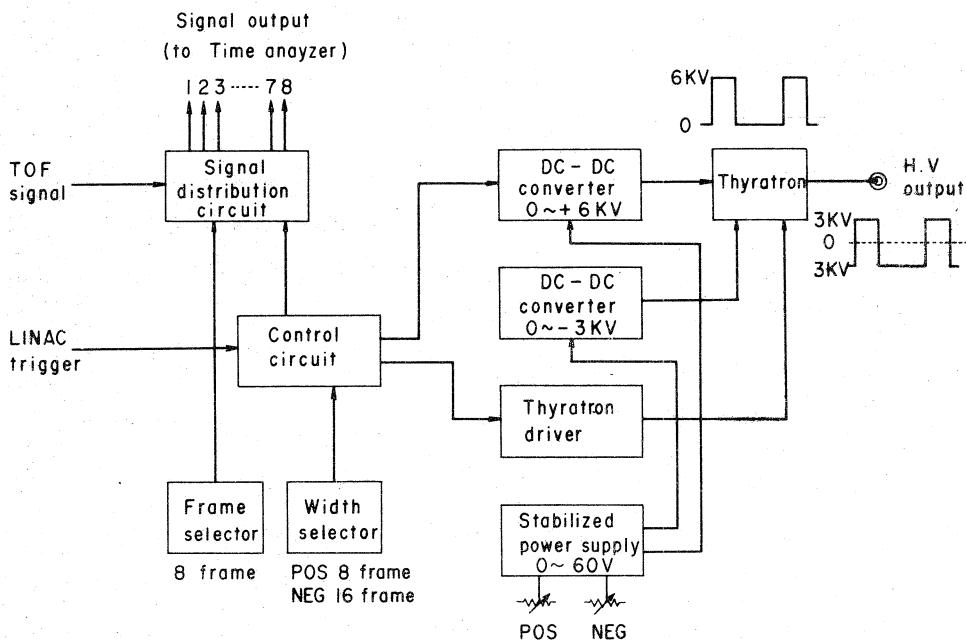
核理研 武藤正勝・平塚嘉雄*・新村信雄

§ 1. 序

LINACを用いて中性子 TOFによる物質の過渡現象の構造解析¹⁾のためにLINACに同期した高電圧パルス発生装置(H・V Flip-Flop)を製作した。1号機については既に報告²⁾したが、今回これを更に改良し2号機を製作したので報告する。

§ 2. 装置の概要

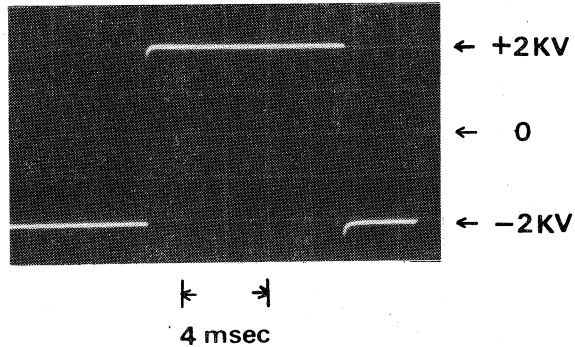
第1図は装置のブロックダイアグラムである。正、負の高電圧パルスを作る方式は、1号機と全く同じであるが、1号機に比らべ次の様な点が優れている。①高圧発生部分のスイッチング回



第1図 装置のブロックダイアグラム

脚注, * 現在電気通信大学勤務

路やステップアップトランスの巻線方法を改善し、第2図に示す出力パルスの立ち上がり時間を0.3 msecと小さくした。(1号機は約2 msec) ②正、負のパルス幅は正電圧が最大8フレーム、負電圧が最大16フレームまで任意に変える事ができる。(1フレーム = 10 msec) ③BF₃カウンタからタイムアナライザへのTOF signalの分配は、1号機では正電圧期間4チャンネルしか分配されなかったものを本装置では負電圧期間でも分配でき、しかも任意のフレームを最大8チャンネルまで選択可能である。



第2図 装置の出力波形(出力電圧±2KV)

本装置のパネルには正、負のパルス電圧値を設定するダイヤル及びその値を指示するメータの他に2号機の新しい機能としてパルス幅、解析するフレームを選択するスイッチ等を設けてある。

§ 3. 回路の説明

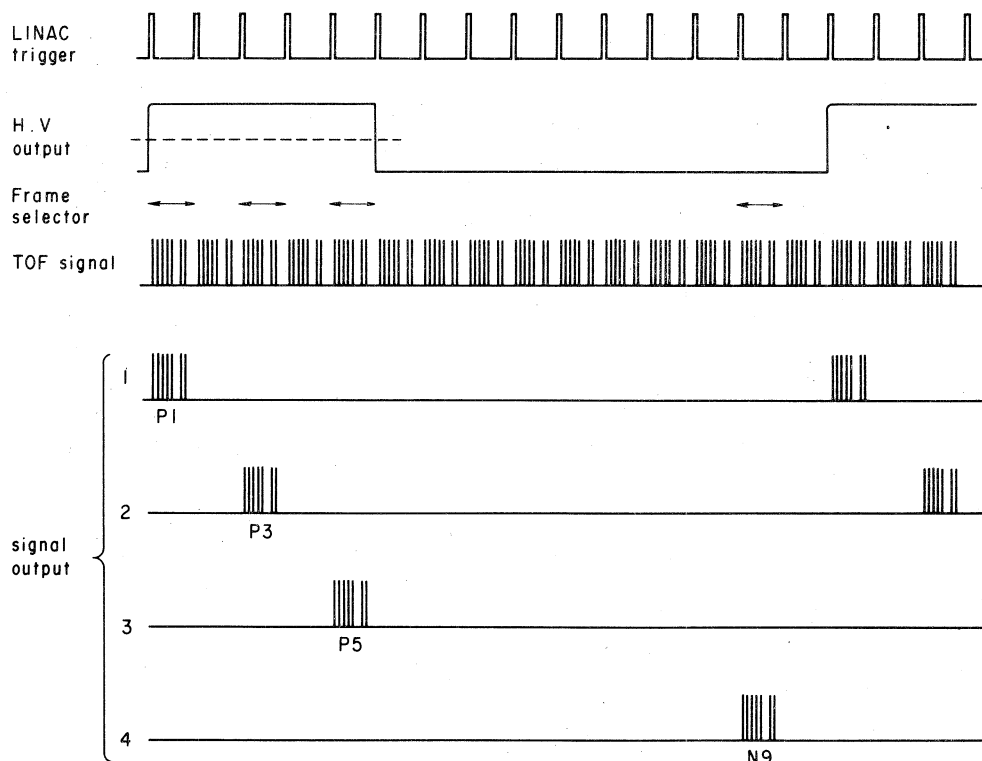
1) 高電圧パルス発生回路

正、負の高電圧パルスは1号機と同様に0～+6KVと可変可能なDC-DC converterをWidth selectorでセットした正電圧パルス発生フレーム数の期間ONにし、負電圧パルス発生フレーム数の期間OFFにして先ず0～+6KVの正パルスを作っている。これを別の0～8KVと可変可能なDC-DC converter(これは単なる直流電源)でシフトし、出力に正、負の高電圧パルスを得ている。サイラトロン(1G35P)は波形の立ち下りを良くするために役立つ。

2) 制御回路・分配回路

本装置のパネルに正、負の高電圧パルスの時間幅をセットするため正・3個、負・4個のスナップスイッチを配列してある(Width selector)。これらにはバイナリー表示がしてあり、それぞれの期間のフレーム数を意味する。第3図のタイムチャートの様に正電圧期間を5フレーム、負電圧期間を10フレーム得ようとするときは、第4図の回路で、Width selectorのスイッチはPOS 1.4, NEG 2.8をONにすればよい。第4図の3ビット、4ビットの各カウンタは交互に正、負の電圧期間のフレーム数(この場合LINACのトリガーパルス)を数え正・

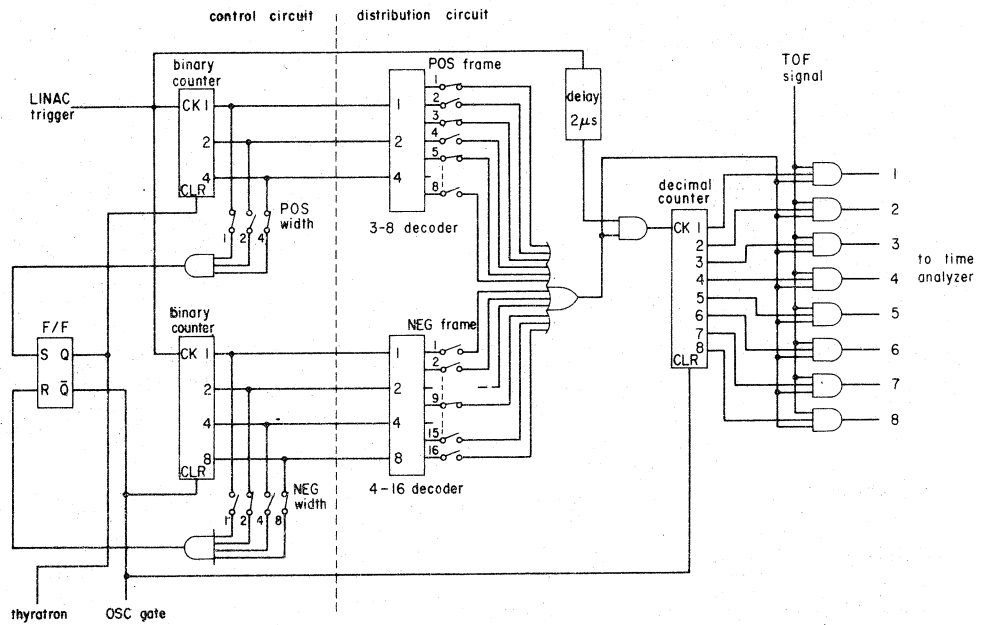
5フレーム、負・10フレームでフリップフロップを反転させて正、負の状態を各回路に表示する。第3図は正電圧期間の第1, 第3, 第5各フレーム(P1, P3, P5とする), それに負



第3図 分配回路のタイムチャート

電圧期間の第9フレーム(N9とする)のTOF signalをフレーム別に分離し、タイムアナライザの各チャンネルへ分配している様子を示している。Frame selectorは24個のスナップスイッチで正、負のパルス時間幅に対応して正電圧期間P1~P8, 負電圧期間N1~N16と配列してある。実験者は実験に先立ってどのフレームのTOF signalについて解析するか、データ処理装置(タイムアナライザ)^{3),4)}は何フレームまで同時処理が可能かを考慮してFrame selectorをセットする。第4図の分配回路は先ずどのフレームを進行中かをデコードし、解析するフレームへ進行するとLINACトリガーに同期してタイムアナライザのチャンネルを切り換え、そのチャンネルへTOF signalを出力する。この様な分配方法は本装置とタイムアナライザを結ぶケーブルを実験の都度切替える煩わしさを皆無にしている。

本装置には更に誤操作を防ぐためデータ処理装置に確保したチャンネル数よりも多いフレーム数を選択した場合、Frame overのランプが操作パネル面に点燈する様になっている。



第 4 图 制御回路，分配回路概略图

参 考 文 献

- 1) N. Niimura, M. Muto : J. Phys. Soc. Japan **35** (1973) 628.
- 2) 武藤, 新村 : 核理研研究報告 **5** No. 2 (1972) 95.
- 3) 窪田他 : 日本物理学会第27回年会予稿集 12 a - T - 10 (1972) 231.
- 4) 新村他 : 核理研研究報告 **6** (1973) 319.

Ⅳ-2 デジタルパネルメータを使った MULTI-ADC

核理研 武藤正勝・藤沢政則・窪田健雄

§ 1. 序

中性子回析のための四軸型ゴニオメータ制御にミニコン(0-4300)が使われているが、このミニコンを他の目的でも使える様に、そのPIO(Process In Out)のデジタル入出力端子を4チャンネル増設した。本装置はアナログ信号(直流電圧)をデジタルパネルメータを使ってデジタル信号に変換し、増設したPIOを通してミニコンでその処理をさせるため製作した。

§ 2. 機 能

4幅のNIMモジュールに格納した本装置は、次の様な機能をもっている。

「10進3桁表示器」パネルメータのADC部分と表示部分を分離し、表示器はADCの動作とは関係なくミニコンからの指示で表示できる。表示内容は10進3桁の数字、極性(±)、オーバーフローを表わす $\text{\textcircled{R}}$ 、小数点、それにMeV, A, Vのいずれかの単位である。

「被測定信号入力」入力は4チャンネルになっているが、測定の際はミニコンからの指示によりいずれか1チャンネルのみ補助アンプを介してADC部分と接続される。

「入力スイッチ」入力チャンネル毎にスイッチがあり、信号源を接続したチャンネルのスイッチをONにする。これはミニコンにどのチャンネルに入力が接続されているかを指示する。マニュアル動作において、このスイッチは測定チャンネルの選択に使用される。

「入力表示ランプ」ADCと接続されたチャンネルの表示ランプは点燈する。

「パラメータスイッチ」10進2桁のパラメータをミニコンに指示する。

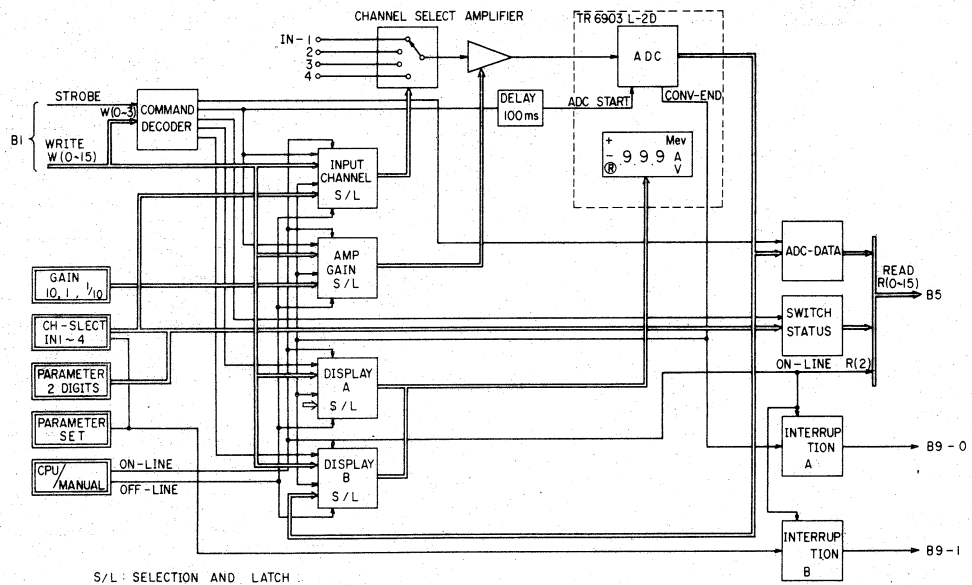
「ゲインスイッチ」チャンネルセレクタとADCの間にある補助アンプの利得を設定する。ただしこのスイッチはマニュアル動作でのみ有効で、オンライン動作での利得の設定はミニコンが指示する。利得は10倍, 1倍, 1/10倍である。利得1倍で測定可能な入力範囲は0~±0.999(V)である。最大入力電圧は±15(V)で、これ以上の電圧源を入力に接続する事は許されない。

「CPU/MANUL」CPUは本装置の全てがミニコンからの命令によって動作する事を意味

する。MANUALではミニコンの動作とは無関係にパネル面の操作で動作し、表示器はADCと直接接続される。

§ 3. 命令とデータ

第1図に本装置のブロックダイアグラム、第2図に命令のビットパターンを示す。ミニコンからのデータ（命令はWrite dataとして送られてくる）の上位4ビットをデコードし、装置の各部は次の様に動作する。



第1図 装置のブロックダイアグラム

BIT NUMBER COMMAND	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15			
ADC START	1	0	0	1						G ₃	G ₂	G ₁	I ₄	I ₃	I ₂	I ₁			
ADC-DATA READ	0	0	1	1															
SWITCH STATUS READ	0	1	0	1															
DISPLAY A	1	0	1	1						U ₃	U ₂	U ₁		P ₃	P ₂	P ₁			
DISPLAY B	PN	OF		0	8	4	10 ²	2	1	8	4	10 ¹	2	1	8	4	10 ⁰	2	1

第2図 命令(WRITE DATA)

「ADC START」入力チャンネル，補助アンプの利得をセットし ADC はそれより 100msec 後にコンバートを開始する。第 2 図の $I_1 \sim I_4$ で選択するチャンネルを， $G_1 \sim G_3$ で補助アンプの利得を指定する。ただし， $G_1 : \times 10$ ， $G_2 : \times 1$ ， $G_3 : \times 1/10$ である。ADC のコンバートが終了すると装置はミニコンに対し INTERRUPTION A を発生し，コンバートが終った事を知らせる。

BIT NUMBER READ DATA	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15			
ADC - DATA	PN	OF	0		8	4	10^2	2	1	8	4	10^1	2	1	8	4	10^0	2	1
SWITCH STATUS	IS	PS	0		I_4	I_3	I_2	I_1		8	4	10^1	2	1	8	4	10^0	2	1

第 3 図 データ (READ DATA)

「ADC DATA READ」コンバートしたデータを本装置から送り出す。データのパターンは第 3 図に示す様に 10 進 3 桁 (BCD で表示) の内容と極性 (PN: 負の場合 ON)，オーバーフロー (OF: オーバフローで ON) それに「CPU/MANUAL」スイッチが CPU になっている表示 (ビット 2 を OFF) で構成している。

「SWITCH STATUS READ」入力スイッチ (IS)，パラメータスイッチ (PS) の内容を送り出す。第 3 図に示す様にビット 8 ~ ビット 15 がパラメータスイッチの内容 (BCD で表示)， $I_1 \sim I_4$ は入力スイッチの状態 (スイッチ ON でそれに対応するビットが ON) を表わしている。これらのスイッチの操作によって INTERRUPTION B を発生する。その場合どのスイッチを操作したかにより，IS (ビット 0)，PS (ビット 1) が ON になる。ビット 2 は CPU 表示である。

「DISPLAY A」表示器は次の様な小数点 ($P_1 \sim P_3$)，単位 ($U_1 \sim U_3$) を表示する。
 $P_1 : 10^0$ ， $P_2 : 10^1$ ， $P_3 : 10^2$ ， $U_1 : V$ ， $U_2 : A$ ， $U_3 : MeV$

「DISPLAY B」表示器に 10 進 3 桁の内容と極性，オーバーフローの符号を表示する。この命令のパターンは ADC がコンバートしたデータと同じであるがビット 3 は OFF である必要がある。

§ 4. プログラムの作制

本装置を利用するために，KISASS-73¹⁾ でプログラムを作制するには第 4 図に示す命令を使用する。オペランドの B1，B5，B9 は，本装置を接続する PIO 側に割り振られ

たデバイスアドレスである。第4図で①を実行する際は予めミニコンのARレジスタに第2図で示すパターンのデータをセットしておく必要がある。第4図の②を実行するとそのARレジスタには第3図で示すパターンのデータが本装置より格納される。INTERRUPTION A, Bには割り込みレベル3が割り当てられているが、AかBかを識別するには第4図の③を実行し、ARレジスタに格納されたデータを調らべる。このデータのビット0がONの場合はINTERRUPTION A, ビット1がONの場合はINTERRUPTION Bである。本装置がマニュアル動作をしているときは割り込みを発生しない。

オペレーション フィールド	オペランド
W R I T :	B 1 . . . ①
R E A D :	B 5 . . . ②
R E A D	B 9 . . . ③

第4図 K I S A S S - 73 の命令例

§ 5. 最 後 に

使用したパネルメータ(タケダ理研 6903 L-2 D) は2重積分方式であること、電源周波数に同期して動作していることなどから被測定信号に含まれるノイズや電源リップルに対しての除去比が極めて高い。この特性を生かし実験における環境条件の測定や加速器、測定器の長時間ドリフトの測定、更にはP I Oのデジタル入出力と組合せて実験装置の簡単な自動制御などに利用されることを期待する。

参 考 資 料

- 1) 窪田, 四の宮: K I S A S S - 73 M A N U A L

V. 加速器・データ処理装置稼動状況

V-1 昭和49年度前期マシン報告

核理研マシングループ 浦沢茂一・今野 収・一戸 隆
 栗原 亮・阿部 勇・羽柴 満
 根本重伸・柴崎義信

○ 概 況

6月24日の放射線被曝事故のため、マシンタイム割当を19日消化できなかった。

マシンタイム実施状況

(単位：日数)

課題(責任者)	割当(削減)*	実 施	増 減
e s (鳥 塚)	16 (-3)	13	0
e s (小 山 田)	6	6	0
e s (Nascimento)	9	9	0
e s (Friedrich)	6	5	-1
r π (庄 田)	1	1	0
r p (庄 田)	6	6	0
r p (斎 藤)	6	6	0
r p (坪 田)	4	4	0
r p (Thompson)	9	9	0
r a (菅 原)	7	7	0
r X (種 市)	3	3	0
(松 井)	3	3	0
ION (塩 川)	2	2	0
R I	27 (-3)	21	-3
N D	27 (-8)	18	-1**
計	132 (-14)	113***	-5

課題（責任者）	割当（削減）*	実 施	増 減
工 事	23	24	+1
定 事 点 検	6	6	0
LDM, BDM, ND点検	2	2	0
予 備（修理）	20	19	-1
計	51	51	0

* 削減は被曝事故等により課題割当予定日数が減ったため、9月の課題採択委員会で決めた。

** 実験装置の故障のため。

*** 昭和48年後期末実施分7日（es（有田）2，rp（坪田）1，RI2，ND2）は今期実施した。表の113日にはこれは含まれていない。

○ 保 守

- ・ビームダクト I系分析部のダクト交換を昭和50年4月に実施することとなり、設計、発注を行った。改良点は構造を簡単にすることと、一部冷却を増強した。
- ・クライストロン 昨年7月から修理せずに用いる方針にきりかえたが、本年10月末で4000時間（高圧印加）に達した。しかし、我々としては5~6000時間以上の寿命を期待したい。
- ・ドアインターロック 被曝事故の原因はドアインターロック（以下DILと略す）回路の地絡である。方式はマシン運転中放射線被曝の恐れのある部屋の全てのドアを施錠し、その鍵を制御室のDILパネルにさして準備完了の信号をマシンに与える。回路は直列接続で断線事故があればマシンは運転できない。一方動作電源として交流100Vを用いているため、一個所が地絡すれば、交流100Vの接地された線により、フューズがとぶか、その後に接続されている回路が短絡になるかである。今回の事故は漏れると回路が短絡になる接続になっていたことである。事故後すぐにDIL回路の再点検と地絡されたときの誤動作をなくす様な回路変更とを行った。
- ・偏向電磁石電源 一時故障が続発したが現在はトラブルもなく動作中である。尚これらの定電流電源を主に担当していた阿部勇君が7月1日から工学部原子核工学科に転勤した。核理研に在職中の5年余り、マシンの改良維持に貢献されたことを感謝します。

- 冷却系 クーリングタワーのファンの騒音が附近の住民の方に迷惑をかけるため、ファンを一基減らし連続運転とした。

尚冷却系を主に担当した羽柴満君が7月1日から通産省に転勤した。核理研に在職中の6年
余り、マシンの改良維持に貢献されたことを感謝します。

V-2 データ処理装置，測定器稼動状況

核理研 窪田健雄・菅原真澄・藤沢政則
武藤正勝・小山田正幸

1. データ処理装置

オンラインデータ集積装置及びオンラインデータ処理装置の用途別利用実績を別表に示す。表を見て目につくのはT-3400よりオンライン関係がなくなり、完全にオフラインのデータ処理用になった事を示している事と、前期の¹⁾お願いの結果か、オフライ処理も減少し前期平均の約50%減となっている。この減少の一部はO-4500にも移行したものと思われる。

前年度末に増設されたADCは現在ソフトの開発中で49年下期後半には実用に供される予定です。
(小山田，窪田)

1) 小山田他，核理研報告7(1974)227.

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	N D	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	65	49	63	177	5	16	6	0	204
5	83	58	42	183	6	40	7	0	236
6	107	19	80	206	1	37	7	0	251
7	0	74	4	78	12	70	9	0	169
8	36	172	56	264	8	36	11	0	319
9	141	71	25	237	5	92	19	4	357
合計	432	443	270	1,145	37	291	59	4	1,536
月平均	72	74	45	191	6	48	10	1	256
%	28.1	28.8	17.6	74.5	2.4	18.9	3.9	0.3	100.0

オンラインデータ処理装置 (TOSBAC-3400)

月	LDM	BDM	N D	オンライン 合計	データ 処理	一般 計算	保守	故障	合計
4	0	0	0	0	34	64	12	2	112
5	0	0	0	0	77	46	16	12	151
6	0	0	0	0	107	64	10	3	184
7	0	0	0	0	62	51	12	0	125
8	0	0	0	0	37	136	9	1	183
9	0	0	0	0	45	119	8	4	176
合計	0	0	0	0	362	480	67	22	931
月平均	0	0	0	0	60	80	11	4	155
%	0	0	0	0	38.9	51.5	7.2	2.4	100

2. 測定器

前期は放射線モニタの整備にかなりの時間を費やし、実験者より依頼された装置の製作が遅れてしまった。後期前半で一応終える予定にしている。今年度予算で認めていただいたCAMAC関係についてはクレート、電源、それに数種類のモジュールを発注している。今年度から来年度にかけてマニュアルコントローラを製作する予定であるが、クレートコントローラを含め将来計算機との接続をどうするか、ソフトウェアの開発をどうするか引き続き検討していきたい。

(武藤, 藤沢)

VI. 論文リスト

VI 論文リスト

核理研共同利用の成果を核理研研究報告以外の学術雑誌に掲載された論文（昭和48年1月～昭和48年12月）の題目を集録しました。

I. 原子核物理部門

1. Transition Charge Densities of the 2_1^+ and 2_2^+ States in ^{106}Pd and ^{114}Cd .
K. Hosoyama, Y. Torizuka, Y. Kawazoe and H. Ui: *Phys. Rev. Letters* **30** (1973) 388.
2. Electroexcitation of Giant Multipole Resonances in ^{208}Pb .
M. Nagao and Y. Torizuka: *Phys. Rev. Letters* **30** (1973) 1068.
3. Core Excited 6^+ States in Nickel Isotopes Observed with Inelastic Electron Scattering.
K. Itoh, M. Oyamada and Y. Torizuka: *Phys. Rev. C* **7** (1973) 458.
4. Electron Scattering from ^{51}V .
G. A. Peterson, K. Hosoyama, M. Nagao, A. Nakada and Y. Torizuka: *Phys. Rev. C* **7** (1973) 1028.
5. Giant Resonances other than E1.
Y. Torizuka, Y. Kojima, T. Saito, K. Itoh, A. Nakada, S. Mitsunobu, M. Nagao, K. Hosoyama, S. Fukuda and H. Miura: *Proc. Intern. Conf. Photoneuclear Reactions and Applications* ed. B. L. Berman (Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, Calif., 1973), p.675.

6. Photoprotons in Giant Resonance Region for ^{31}P .
H. Tsubota, N. Kawamura, S. Oikawa, M. Sugawara and K. Shoda: *J. Phys. Soc. Japan* **35** (1973) 330.
7. Isobaric Analogs in the (e, e'p) reactions of $^{169}_{69}\text{Tm}$ and $^{181}_{73}\text{Ta}$.
A. Suzuki, K. Shoda, M. Sugawara, T. Saito, H. Miyase, S. Oikawa and J. Uegaki: *Proc. Intern. Conf. Photonuclear Reactions and Applications* ed. B. L. Berman (Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, Calif., 1973), p.195.
8. The Photoproton Reaction on ^{181}Ta .
A. Suzuki, K. Shoda, M. Sugawara, T. Saito, H. Miyase, S. Oikawa, J. Uegaki, M. N. Thompson, K. J. F. Allen, H. J. Askin and B. N. Sung: *ibid.* p.197.
9. Study of the $T_{>}$ Giant Resonance in ^{142}Nd with the (e, e'p) Reaction.
T. Saito, S. Oikawa, K. Shoda, M. Sugawara, H. Miyase, A. Suzuki and J. Uegaki: *ibid.* p.199.
10. Shell Model Description of Photoproton Spectra in Heavy Nuclei.
K. Shoda: *ibid.* p.207.
11. Angular Distribution of Photoprotons from ^{209}Bi .
J. Uegaki, S. Oikawa, A. Suzuki, H. Miyase, T. Saito, M. Sugawara and K. Shoda: *ibid.* p.209.
12. The Photoproton Reactions of Ni-Isotopes.
H. Miyase, S. Oikawa, A. Suzuki, J. Uegaki, T. Saito, M. Sugawara and K. Shoda: *ibid.* p.553.
13. Similarities in Photoproton Spectra from ^{90}Zr and ^{91}Zr .
H. J. Askin, K. J. F. Allen, M. N. Thompson, K. Shoda,

M. Sugawara, H. Miyase and B. N. Sung: *ibid.* p.561.

II. 物性物理部門

1. On the Anomalous Properties of Liquid Copper Alloys.
S. Takeuchi, K. Suzuki, F. Itoh, K. Kai, M. Misawa and K. Murakami: *The Properties of Liquid Metals, Proc. Second Intern. Conf.* (Taylor and Francis Ltd., London, 1973) p.69.
2. High Momentum Transfer Structure Factor of Liquid Bromine by T-O-F Neutron Diffraction.
M. Misawa, Y. Fukushima, K. Suzuki and S. Takeuchi:
Phys. Letters **45A** (1973) 273.
3. A Feasibility Study of Applying Neutron T-O-F Method for the Liquid Structure Analysis.
S. Tomiyoshi, N. Watanabe, M. Misawa, K. Kai and M. Kimura: *Japanese J. Appl. Phys.* **12** (1973) 1119.
4. Magnetic Structure of $Fe_{1+x}Sb$,
T. Yashiro, Y. Yamaguchi, S. Tomiyoshi, N. Kazama and H. Watanabe: *J. Phys. Soc. Japan* **34** (1973) 58.
5. Direct Observation of Transient Phenomena by the Neutron Time-of-Flight Method.
N. Niimura and M. Muto: *J. Phys. Soc. Japan* **35** (1973) 628.
6. Neutron Inelastic Scattering Spectra and Phase Transition of 1,2-Dichloroethane Crystal.
A. Ozora, M. Ito, N. Niimura and N. Watanabe:
Chem. Phys. Letters **18** (1973) 306.

核 理 研 究 報 告 第 7 卷 第 2 号

昭和49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 Laboratory of Nuclear
Science Tohoku University Vol. 7 No.2 Dec. 1974
Laboratory of Nuclear Science,
Tohoku University
1, Kanayama, Tomizawa, Sendai, Japan