

RESEARCH REPORT
OF
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCE
TOHOKU UNIVERSITY

核 理 研 研 究 報 告

VOL. 10 No. 1 June 1977

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。用語は可能な限り文部省編さん「学術用語集」によって下さい。
2. 引用文献、記号、単位、数式、文字指定等は Journal of the Physical Society of Japan 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、イタリック、ゴシック、立体、まぎらわしい大文字及び小文字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。原稿は下記あて提出して下さい。

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.10 No.1 目次

I 原子核物理部門

- I - 1 電子散乱による²³Naの低励起準位の研究(Ⅲ) 1
 (核理研) 岡崎 行男
- I - 2 ⁴⁸Ti及び⁵⁰Tiによる電子散乱(Ⅱ) 18
 (静岡大教養,*核理研)
 堀田 明男,* 早川 健, 岡崎 行男, 高山 健,
 河村 雅夫, 小山田正幸
- I - 3 ¹⁸¹Ta及び¹⁹⁷Auに於ける多重極巨大共鳴の電氣的励起 28
 (核理研) 三浦 英美
- I - 4 (γ , π^+)反応断面積の絶対値較正 41
 (核理研) 大橋 英雄, 山崎 正晴, 中原 和夫, 庄田 勝房
- I - 5 ¹⁴N(e, e'd₀)¹²C反応の研究 44
 (山形大教養, 核理研*)
 種市 宏, 上野 博昭, 庄田 勝房*
- I - 6 光核反応による α 粒子の測定 47
 (核理研) 浦野 隆夫, 菅原 真澄, 玉江 忠明, 庄田 勝房
- I - 7 A Study of the ⁵⁰Ti(γ , p) Cross Section 55
 (メルボルン大,*核理研, 教養部**)
 M. N. Thompson,* 庄田 勝房, 菅原 真澄,
 J. I. Weise,* 斎藤悌二郎, 坪田 博明,**
 宮瀬 晴久,** 玉江 忠明, 大橋 英雄,
 浦野 隆夫
- I - 8 ¹³⁶Baの2140 keV 5⁻準位の配位 59
 (理学部物理) 川村 暢明, 大島 真澄, 林部 昭吾, 伊東 芳紀,
 片倉 純一, 金沢 正明, 藤岡 学, 石松 敏之

II 物性物理部門

- II-1 非晶質 Fe-Ge, Ni-Ge 合金の構造 69
(理学部物理, 京大理学部,* 核理研**)
山田 和芳, 遠藤 康夫, 田村剛三郎, 福島 淳一,*
遠藤 裕久,* 渡辺 昇,**
- II-2 Gd(CuZn)合金の熱外中性子回折 76
(理学部物理, 核理研*)
武井 弘次, 渡辺 昇,* 田島 圭介, 石川 義和,
鈴木三千郎
- II-3 TOF法による高圧下の中性子散乱 84
(理学部物理, 核理研*)
水木純一郎, 遠藤 康夫, 渡辺 昇*
- II-4 TOF法中性子回折による単結晶構造解析-波長一定法による測定 90
(金研) 富吉 昇一
- II-5 SrCoO_{3-x}の磁気構造 95
(金研) 織田 仁, 富吉 昇一, 山内 宏, 武居 文彦
渡辺 浩
- II-6 V₂Hの中性子非弾性散乱 104
(宮城工専, 金研,* 核理研**)
佐藤建太郎, 安部 芳文,* 浅野 肇,* 平林 真,*
渡辺 昇**
- II-7 Density Effect in Inner-Shell Ionization by Ultrarelativistic
Electrons 108
(理学部物理, 核理研,* 抗研,** 九大工学部***)
神谷 正己, 森田 右, 石井 慶造, 小山田正幸,*
世良耕一郎,** 俵 博之***

III 放射化学部門

- III-1 固相ニッケルテトラフェニルポルフィン錯体における, $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$,
 $^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$ および $^{57}\text{Ni} \xrightarrow{\text{EC}, \beta^+} ^{57}\text{Co}$ 過程に伴う化学的効果 111
(東京教育大理学部) 池田 長生, 酒井 陽一, 莊司 準

III-2	気相における核異性体転移で生成する ⁸⁰ Br および ⁸² Br と CH ₃ X (X=H, F, Cl, Br) の反応(I).....	120
	(核理研) 八木 益男, 近藤健次郎	
III-3	⁶⁸ Zn (γ, p) 反応による無担体 ⁶⁷ Cu の調製.....	127
	(核理研) 八木 益男, 近藤健次郎	
III-4	酸化トリフェニルホスフィンの分配係数.....	131
	(選 研) 秋葉 健一, 菅野 卓治, 和田 幹雄	
III-5	⁴⁰ Ar (γ, p) 反応による無担体 ³⁹ Cl の調製.....	136
	(理学部R I 中央実験室, 核理研*, 理学部化学**)	
	山寺 亮, 八木 益男*, 近藤健次郎*, 塩川 孝信**	
III-6	電子ライナックにおける光核反応による核医学上有用な二, 三の 放射性同位体製造とカロリメーターによる線量測定を試み.....	140
	(原 研) 天野 恕, 四方 英治, 馬場 澄子, 山林 尚道, 石川 勇, 館盛 勝一	
IV 加速器・測定器部門		
IV-1	エネルギー幅圧縮装置(ECS)の加速管・立体回路系.....	149
	(核理研) 小山田正幸	
IV-2	BEAM BLOW-UPの研究(I)	159
	(核理研, 高エネルギー研*)	
	小山田正幸, 佐藤 勇*, 稲垣 慈見*, 松本 浩*, 今野 收, 浦沢 茂一, 一戸 隆, 栗原 亮, 根本 重伸, 柴崎 義信, 鳥塚 賀治	
IV-3	CdTe γ 線検出器およびその特性.....	167
	(東北工大, 阪大工学部*)	
	庄司 忠良, 田口 常正*, 大羽 克彦, 平舘 幸男	
V 加速器・データ処理装置稼動状況		
V-1	昭和51年度後期マシン報告.....	173
	(核理研マシングループ)	
	浦沢 茂一, 今野 收, 一戸 隆, 栗原 亮, 根本 重伸, 柴崎 義信	

V-2 データ処理装置稼動状況.....175

(核理研) 小山田正幸, 窪田 健雄, 佐藤 新悦, 佐藤 正幸,
菅原 真澄, 武藤 正勝

I. 原子核物理部門

I - 1 電子散乱による ^{23}Na の低励起準位の研究(III)

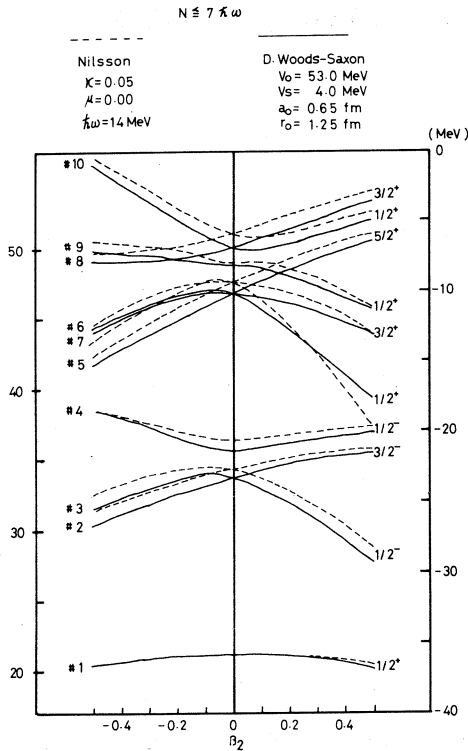
核理研 岡崎行男

前回までの報告¹⁾で、実験の詳細および形状因子の現象論的解析について述べた。今回は、実験で得られた縦成分形状因子および横成分形状因子に対して行った回転模型による解析について報告する。 ^{23}Na の核構造を回転模型で論じたものは、数多く報告されており、 ^{23}Na においては、回転粒子結合(以後RPCと呼ぶ)の効果が比較的大きいということが知られている³⁾。以下に述べる ^{23}Na の偶パリティ準位に対する解析では、このRPCの効果に焦点を当てて行なうことにする。

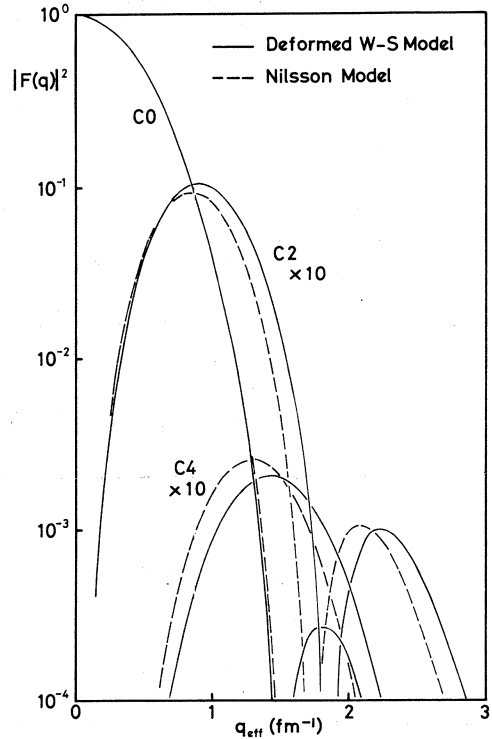
§ 1. ^{23}Na に対する回転模型

1.1 一粒子波動関数

^{23}Na の形状因子の計算に Nilsson 模型²⁾の一粒子波動関数を用いた所、形状因子の計算値は、 ^{23}Na の基底回転帯準位のC 2形状因子の実験値と異なる q 依存性を示した。そこで、この原因が Nilsson 模型の調和振動子型のポテンシャルにあると考えて、より現実的な Woods-Saxon 型のポテンシャルを用いる変形 Woods-Saxon 模型⁵⁾(附録B参照)の一粒子波動関数を使ってみた。変形 Woods-Saxon 模型のパラメータ V_0 , V_{SO} , r_0 , a_0 は、 ^{23}Na 領域核の光学模型で用いられる中性子に対する光学ポテンシャルの実数部分のパラメータ⁶⁾を参考にして、 ^{23}Na の準位エネルギーを再現するように $V_0 = 53 \text{ MeV}$, $V_{SO} = 4 \text{ MeV}$, $r_0 = 1.25 \text{ fm}$, $a_0 = 0.65 \text{ fm}$ にとった。又 Y_{20} 変形パラメータ β_2 は基底回転帯の準位のC 2およびC 4形状因子の大きさを再現するように $\beta_2 = 0.4$ にとった。変形 Woods-Saxon 模型においては、調和振動子型波動関数を基底として展開する場合、主量子数 N をできるだけ大きくとった空間で行った方が良いが、ここでは、計算機の容量および計算時間の制約から $N \leq 7$ の空間に制限した。この $N \leq 7$ の空間における展開係数の収束性が大体良いことも確認した。第1図に、変形 Woods-Saxon 模型と Nilsson 模型($\kappa = 0.05$, $\mu = 0.00$, $N \leq 7$)のエネルギー図表を示す。なお、変形 Woods-Saxon 模型では、 $^{22}\text{Na} + n$ の結合エネルギーが $\beta_2 = 0.4$ の場合 12.352 MeV と求まり、実験値 12.42 MeV ⁷⁾とほぼ一致する。次に、変形 Woods-Saxon 模型と Nilsson 模型の基底回転帯形状因子の q 依存性の違いを第2図に示す。変形 Woods-Saxon 模型による形状因子は、実験値の q 依存性を良く再現する。



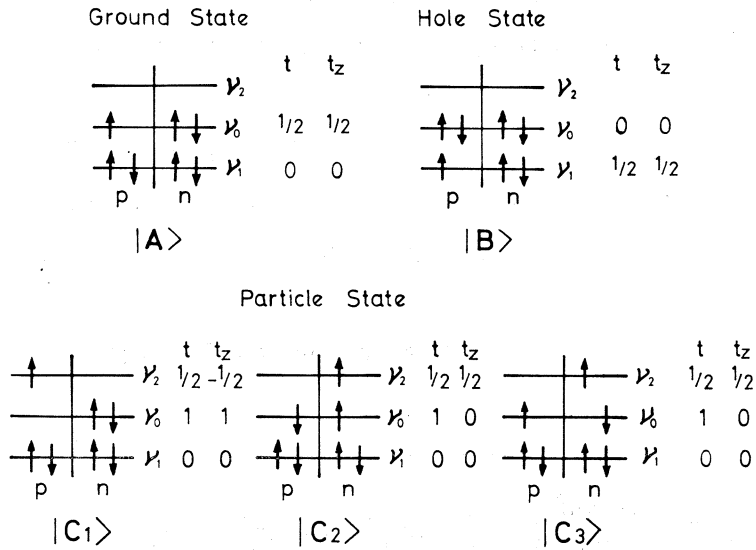
第1図 変形 Woods-Saxon 模型 (実線) および Nilsson 模型 (破線) の一粒子エネルギーと変形パラメータ β_2 との関係。



第2図 変形 Woods-Saxon 模型 (実線) と Nilsson 模型 (破線) による形状因子の q 依存性の比較。形状因子は基底回転帯の各成分毎の和を表わす。なお、変形パラメータ β_2 は、変形 Woods-Saxon 模型が $\beta_2 = 0.40$ 、Nilsson 模型が $\beta_2 = 0.35$ である。

1.2 内部固有状態

^{23}Na の内部固有状態について考えてみる。まず、基底回転帯 ($K^\pi = 3/2^+$) に対しては、 ^{22}Ne の芯に Nilsson 軌道 #7 の陽子がついた状態と考えられる。又 2.39 MeV $1/2^+$ 準位と 4.43 MeV $1/2^+$ 準位の一核子移行反応断面積^{8,9)}より、2.39 MeV $1/2^+$ 準位から始まる $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯は Nilsson 軌道 #9 に奇核子をもつ粒子的状態であり、4.43 MeV $1/2^+$ 準位から始まる $K^\pi = 1/2_2^+$ 回転帯は Nilsson 軌道 #6 に陽子空孔を持つ状態と考えられる。したがって、 ^{23}Na の内部固有状態を考える場合、第3図に示すように奇核子の入る軌道により基底状態、空孔状態および粒子状態の3つの状態に分けて考えることにする。第3図の ν_0, ν_1, ν_2 は Nilsson 軌道を表わし、各々 Nilsson 軌道 #7, #6 およびフェルミ面以上の軌道に対応する。そして、粒子状態に対しては、アイソスピンが良い量子数であるとすると、第3図の $|C_1$



第3図 ^{23}Na の内部固有状態の模式図。 ν_0, ν_1, ν_2 は Nilsson 軌道を表わす。

$|A\rangle, |C_2\rangle, |C_3\rangle$ の3つの状態を考慮に入れなければならない^{4,12)}。各状態は粒子生成, 消滅の演算子 $a^+(\nu), a(\nu)$ および空孔生成, 消滅の演算子 $b^+(\nu), b(\nu)$ を用いて次のように表わされる¹⁰⁾

(i) 基底状態

$$|A\rangle : \nu_0 T = T_0 - 1/2 \quad M_T = T_0 - 1/2 \rangle = a^+(\nu_{0p}) |T_0 T_0\rangle \quad (1)$$

(ii) 空孔状態

$$|B\rangle : \nu_1^{-1} T_0 - 1/2 \quad T_0 - 1/2 \rangle = a^+(\nu_{0p}) a^+(\bar{\nu}_{0p}) b^+(\nu_{1p}) |T_0 T_0\rangle \quad (2)$$

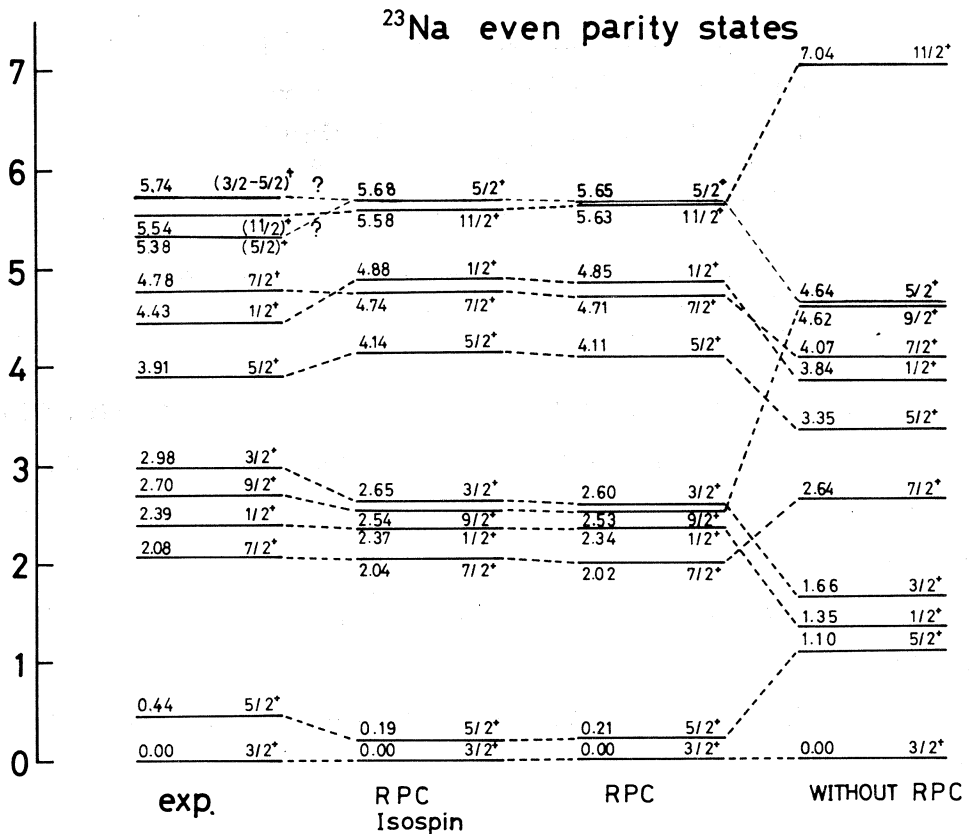
(iii) 粒子状態

$$\begin{aligned}
 & |C\rangle : \nu_2 T_0 - 1/2 \quad T_0 - 1/2 \rangle \\
 &= \left(\frac{2T_0}{2T_0+1} \right)^{1/2} a^+(\nu_{2p}) |T_0 T_0\rangle + \left(\frac{1}{2T_0+1} \right)^{1/2} a^+(\nu_{2n}) |T_0 T_0 - 1\rangle \\
 &= \left[\left(\frac{2T_0}{2T_0+1} \right)^{1/2} a^+(\nu_{2p}) - \left(\frac{1}{2T_0+1} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{2T_0} \right)^{1/2} a^+(\nu_{2n}) \left(a^+(\nu_{0p}) a(\nu_{0n}) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + a^+(\bar{\nu}_{0p}) a^+(\bar{\nu}_{0n}) \right) \right] |T_0 T_0\rangle \\
 &= \sqrt{\frac{2}{3}} |C_1\rangle - \sqrt{\frac{1}{6}} |C_2\rangle - \sqrt{\frac{1}{6}} |C_3\rangle \quad (3)
 \end{aligned}$$

ここで軌道を表わす記号 ν の添字 p, n は各々陽子, 中性子を表わし, 又, $|T_0 T_0\rangle, |T_0$

$T_0 - 1 >$ は芯のアイソスピンの状態を表わしこの場合 $T_0 = 1$ である。

以上に述べたような一粒子波動関数および内部固有状態を用いて、附録Aに示した方法によりRPCの計算を行った。その際、束縛状態にあるs-d殻の6本の軌道を考慮に入れた。又、慣性パラメータ $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}$ は、 ^{22}Ne の 1.27 MeV 2^+ 準位および ^{24}Mg の 1.37 MeV 2^+ 準位から推定した値を参考にして $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} = 0.22 \text{ MeV}$ にとった。準位エネルギーの計算値を実験値と比較して第4図に示す。これによるとRPCの効果は ^{23}Na の低励起準位エネルギーに及ぼす影響は大き



第4図 回転模型による ^{23}Na の準位エネルギーの計算値と実験値との比較。 $V_0 = 53 \text{ MeV}$, $V_{\text{so}} = 4 \text{ MeV}$, $a_0 = 0.65 \text{ fm}$, $r_0 = 1.25 \text{ fm}$, $\beta_4 = 0.4$, $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} = 0.22 \text{ MeV}$

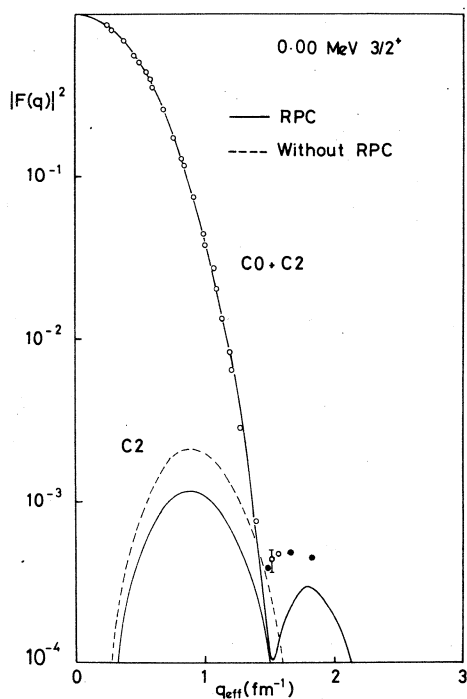
く、RPCを考慮したものが実験値と良く合うことがわかる。

§ 2. 縦成分形状因子の解析

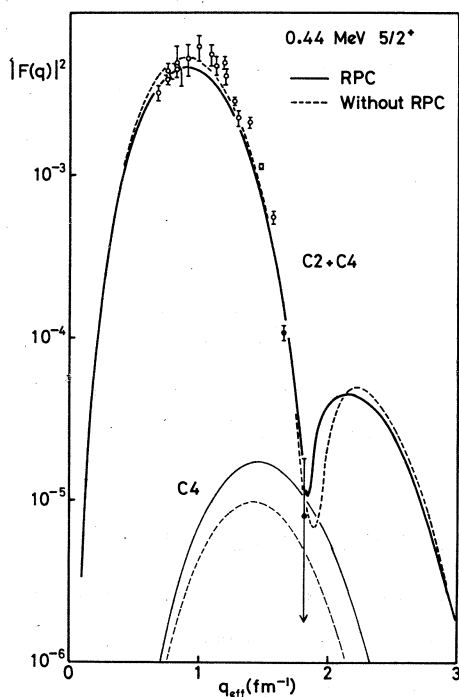
§ 1 で求めた回転模型波動関数を用い、附録 (A-6) 式により各準位の縦成分形状因子を計算し、RPC を考慮した場合としない場合とについて比較した。以下、文献11の回転帯分類に従って話を進める。

2.1 基底回転帯 $K^\pi = 3/2^+$

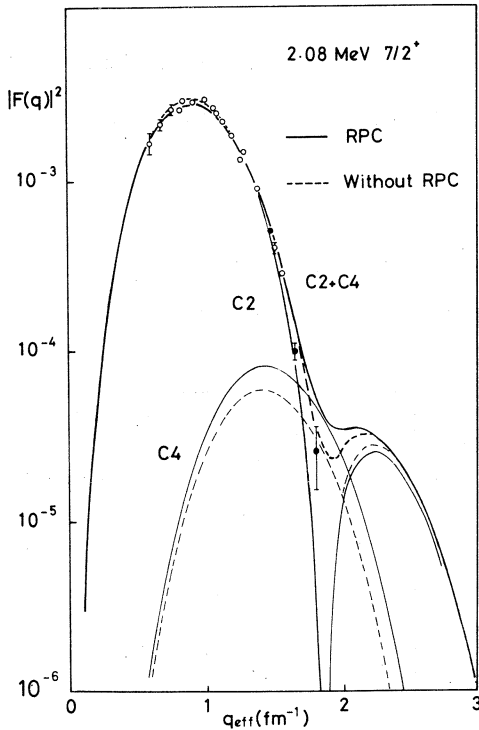
基底回転帯に属する $0.00 \text{ MeV } 3/2^+$, $0.44 \text{ MeV } 5/2^+$, $2.08 \text{ MeV } 7/2^+$ および $2.70 \text{ MeV } 9/2^+$ 準位の形状因子を各々第5図、第6図、第7図、および第8図に示す。図の実線および



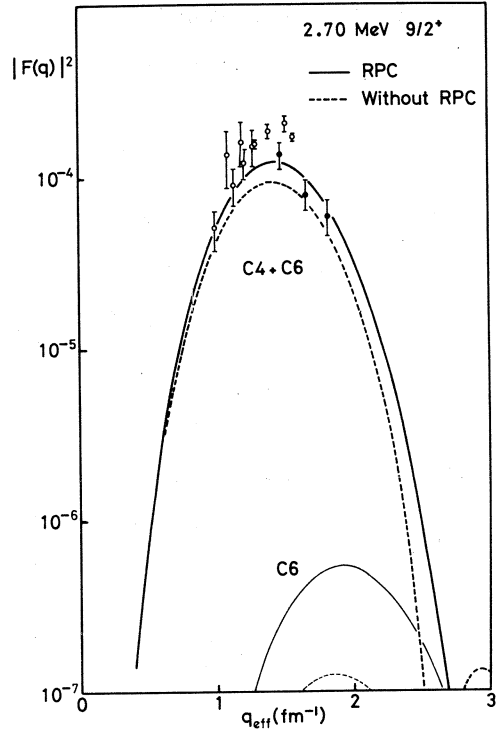
第5図 $0.00 \text{ MeV } 3/2^+$ 準位の縦成分形状因子。図中、実線がRPCを考慮した計算値、破線はRPCを考慮しない計算値である。形状因子の横成分の分離を行った実験値を黒丸で表わして、分離をしない実験値(白丸)と区別する。



第6図 $0.44 \text{ MeV } 5/2^+$ 準位の縦成分形状因子。図の説明は第5図の説明と同じ。

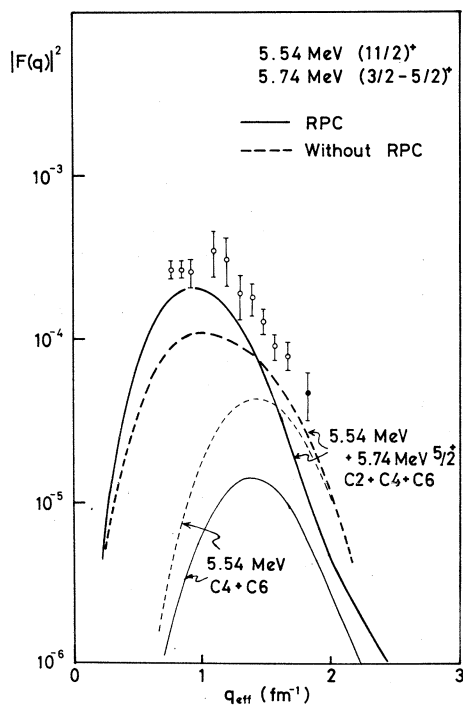


第7図 2.08 MeV $7/2^+$ 準位の縦成分形状因子。図の説明は第5図の説明と同じ。



第8図 2.70 MeV $9/2^+$ 準位の縦成分形状因子。図の説明は第5図の説明と同じ。

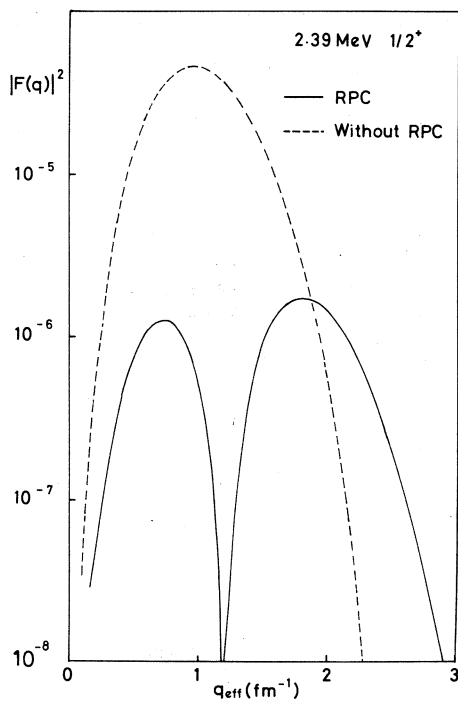
破線は各々 RPC を考慮した場合および考慮しない場合の計算値であり、どちらの場合でも実験値を説明できる。次に、基底回転帯の $J^\pi = 11/2^+$ と考えられている 5.54 MeV ($11/2^+$)⁺ 準位については、5.74 MeV ($3/2^- - 5/2^+$)⁺ 準位と分離できなかったため 5.74 MeV ($3/2^- - 5/2^+$)⁺ 準位の形状因子も計算する必要がある。5.74 MeV 準位は文献11によると、 $K^\pi = 5/2^+$ 回転帯の $J^\pi = 5/2^+$ であるとしているので、Nilsson 軌道#5に奇核子を持つ $K^\pi = 5/2^+$ 回転帯に属するものとして計算した。第9図に5.54 MeV、5.74 MeV 両準位に対する形状因子の計算値を太い実線 (RPC を考慮) および太い破線 (RPC を考慮せず) で示す。又、5.54 MeV 準位に対する計算値は細い実線および破線で示す。



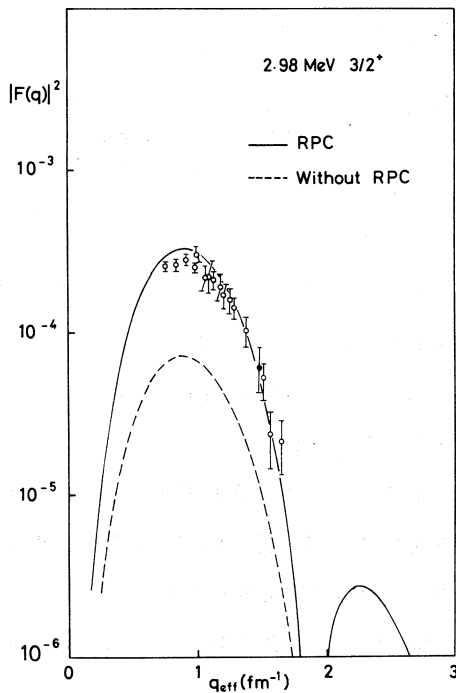
第9図 5.54 MeV $(11/2)^+$ 準位と 5.74 MeV $(3/2-5/2)^+$ 準位の縦成分形状因子。5.74 MeV 準位は $K^\pi = 5/2^+$ 回転帯の $J^\pi = 5/2^+$ として計算した。太い実線および破線は2つの準位の計算値の和であり、5.54 MeV 準位に対する計算値は細い実線および破線で示す。その他の説明は第5図の説明と同じ。

2.2 $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯

2.39 MeV $1/2^+$ 準位についての計算結果を第10図に示す。これによると、RPCを考慮した場合（実線）は図のように小さくなり、実験では観測できなかったことが説明される。第11図に、2.98 MeV $3/2^+$ 準位に対する計

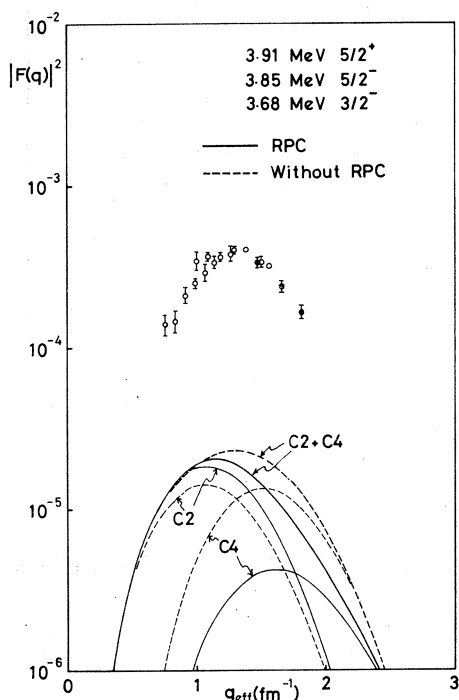


第10図 2.39 MeV $1/2^+$ 準位の縦成分形状因子の計算値。

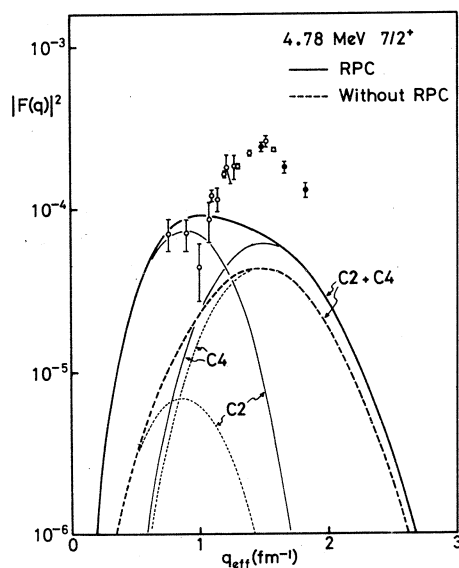


第11図 2.98 MeV $3/2^+$ 準位の縦成分形状因子。図の説明は第5図の説明と同じ。

算値を示す。この準位に対しては RPC を考慮したもの（実線）は実験値と非常に良く一致する。3.91 MeV $5/2^+$ 準位の計算結果を第12図に示す。実験値は 3.91 MeV $5/2^+$ 準位以外に 3.68 MeV $3/2^-$ 準位および 3.85 MeV $5/2^-$ 準位からの寄与も含むので計算値が合っているかどうか良く分からない。



第12図 3.91 MeV $5/2^+$ 準位の縦成分形状因子。実験値には、3.68 MeV $3/2^-$ 、3.85 MeV $5/2^-$ 準位からの寄与も含まれる。図の説明は第5図の説明と同じ。



第13図 4.78 MeV $7/2^+$ 準位の縦成分形状因子。図の説明は第5図の説明と同じ。

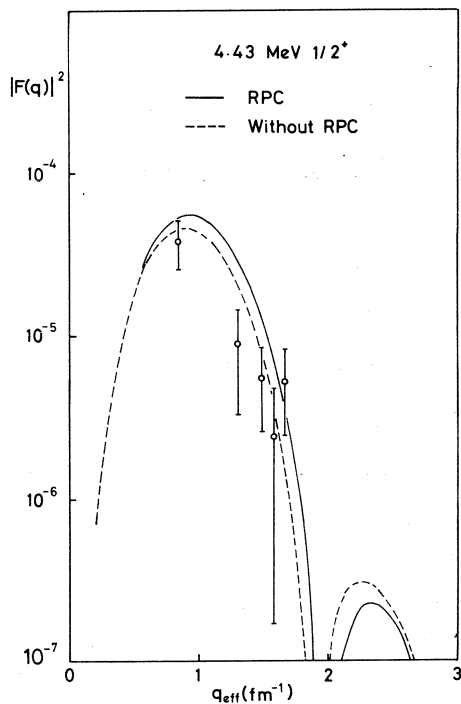
次に、4.78 MeV $7/2^+$ 準位についての結果を第13図に示す。RPCの有無に拘らず、計算値は実験値と合わないことがわかる。特に計算値のC4成分は実験値の約 $1/5$ 位であり、4.78 MeV $7/2^+$ 準位の形状因子に対しては、このモデルでは説明できない。

2.3 その他

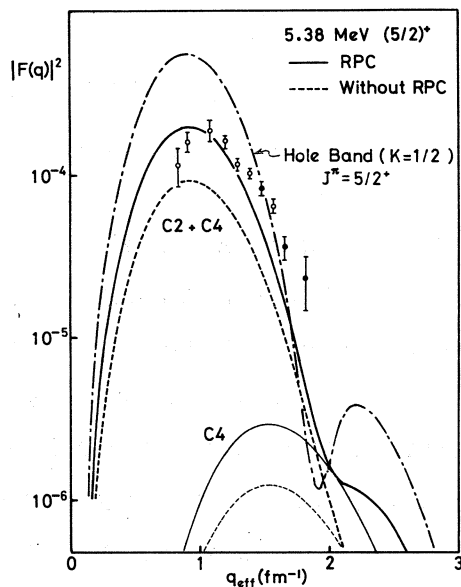
4.43 MeV $1/2^+$ 準位に対する結果を第14図に示す。この準位は、Nilsson軌道#6の陽子空孔をもつ $K^\pi = 1/2_1^+$ 回転帯に属する。第14図によると、RPCによる影響は小さく、どちらの場合も計算値は実験値とほぼ一致する。

5.38 MeV ($5/2^+$) 準位は文献11の分類によると 4.43 MeV $1/2^+$ 準位と同じく $K^\pi = 1/2_2^+$

回転帯に属する準位とされている。しかし、 $K^\pi = 1/2_2^+$ の $J^\pi = 5/2^+$ として計算した準位エネルギーは 7.64 MeV であり、実験値の 5.38 MeV と合わない。又、RPC を考慮した形状因子の計算値も、第15図の一点鎖線で示すように、実験値と全然合わない。そこで、この 5.38 MeV ($5/2^+$) 準位に対応するものとして Nilsson 軌道 #5 に奇核子を持つ $K^\pi = 5/2^+$ 回転帯の $J^\pi = 5/2^+$ 準位を考えた所、エネルギー準位の計算値は 5.68 MeV であり (第4図参照)、RPC を考慮した計算値も第15図の実線に示すように実験値を大体説明する。



第14図 4.43 MeV $1/2^+$ 準位の縦成分形状因子。図の説明は第5図の説明と同じ。



第15図 5.38 MeV ($5/2^+$) 準位の縦成分形状因子。図の一点鎖線は、この準位を $K^\pi = 1/2_2^+$ 回転帯の $J^\pi = 5/2^+$ とした場合のRPCを考慮した計算値である。又、実線および破線は 5.38 MeV ($5/2^+$) 準位を $K^\pi = 5/2^+$ 回転帯の $J^\pi = 5/2^+$ とした場合の計算値である。

以上のことから、5.38 MeV ($5/2^+$) 準位が $K^\pi = 5/2^+$ 回転帯に属するものと考えても無理はない。しかし、前に基底回転帯の所でも述べたように 5.74 MeV ($3/2^- - 5/2^+$) 準位がこの $K^\pi = 5/2^+$ の $J^\pi = 5/2^+$ に対応する可能性も考えられ、この解析では、はっきりしたことは言えない。

§ 3. 横成分形状因子の解析

回転模型により横成分形状因子を計算する場合、奇核子の磁気モーメントおよび伝導電流以外に、回転運動によるものからの寄与も考えなければならない。この回転運動からの寄与はM1転移の場合だけ問題になるが、奇核子の計算に繰込んで計算することが^{2,10)}できる。即ち $|IK\rangle \rightarrow |I'K'\rangle$ のM1転移に対しては、

$$g_s \rightarrow g_s - g_R + 2g_R \cdot \frac{I(I+1)}{K^2} \delta(I, I') \delta(K, K') \quad (4)$$

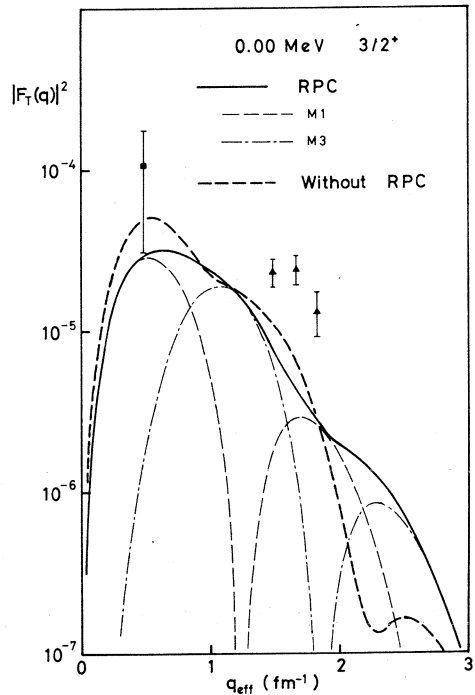
$$g_R = \frac{Z}{A} \quad (5)$$

の置換を行う。ここで g_s は核子の固有スピンによる g 因子であり、 g_R は集団運動の g 因子、 A と Z は各々質量数と原子番号を表わす。このようにして計算した横成分形状因子と実験値との比較を以下に述べる。

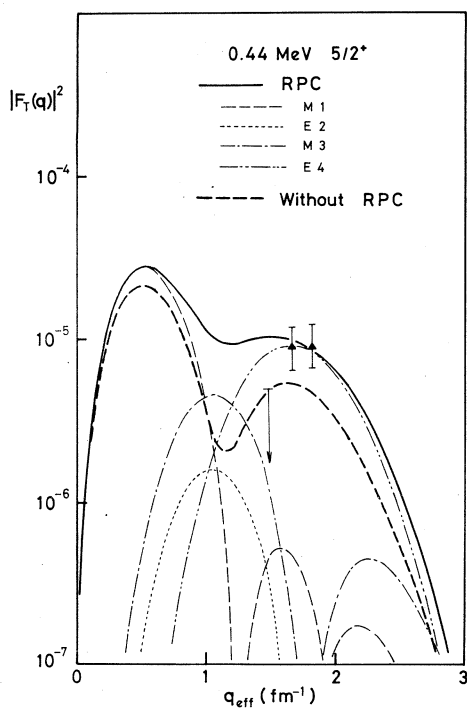
3.1 基底回転帯 $K^\pi = 3/2^+$

0.00 MeV $3/2^+$ 準位、0.44 MeV $5/2^+$ 準位、2.08 MeV $7/2^+$ 準位および2.70 MeV $9/2^+$ 準位に対する横成分形状因子を各々、第16図、第17図、第18図および第19図に示す。図中、黒い三角が我々の実験値であり、黒い四角が 180° 散乱による実験値¹³⁾である。これによると、

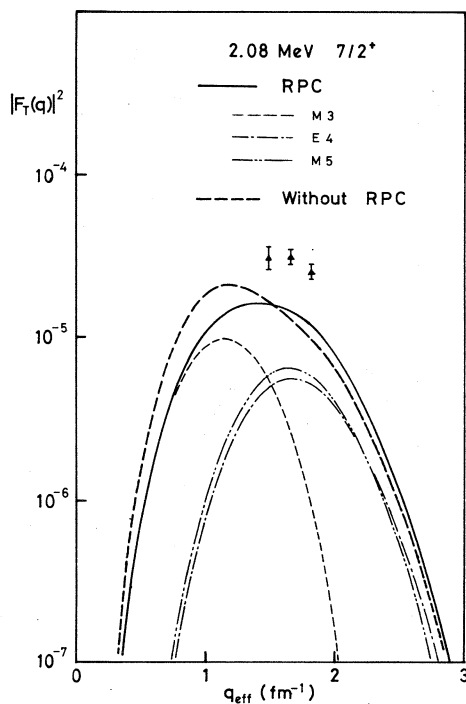
0.44 MeV $5/2^+$ 準位および2.70 MeV $9/2^+$ 準位の計算値はRPCを考慮した場合実験値と良く合う。一方、0.00 MeV $3/2^+$ 準位および2.08 MeV $7/2^+$ 準位に対する計算値は、実験値の $1/2 \sim 1/3$ の大きさであるが実験値の大体の傾向を表わしていると言える。



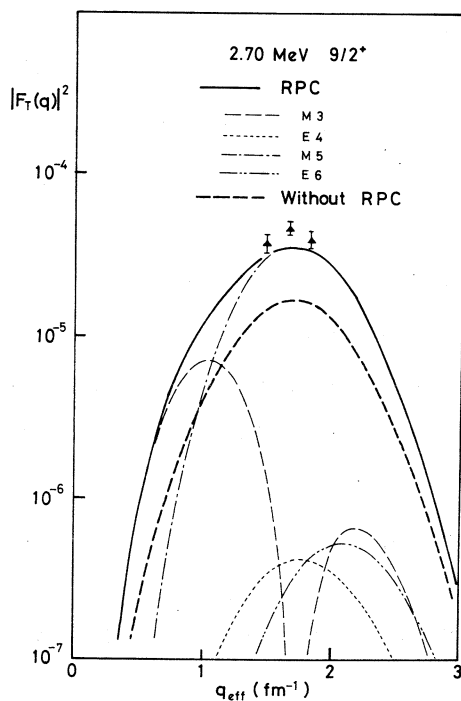
第16図 0.00 MeV $3/2^+$ 準位の横成分形状因子。図中、太い実線はRPCを考慮した場合の、又太い破線はRPCを考慮しない場合の計算値である。図の細い線は、RPCを考慮した場合の各多重極度成分を示す。黒の四角で示したものは 180° 散乱による実験値¹³⁾である。



第17図 0.44 MeV $5/2^+$ 準位の横成分形状因子。図の説明は第16図の説明と同じ。



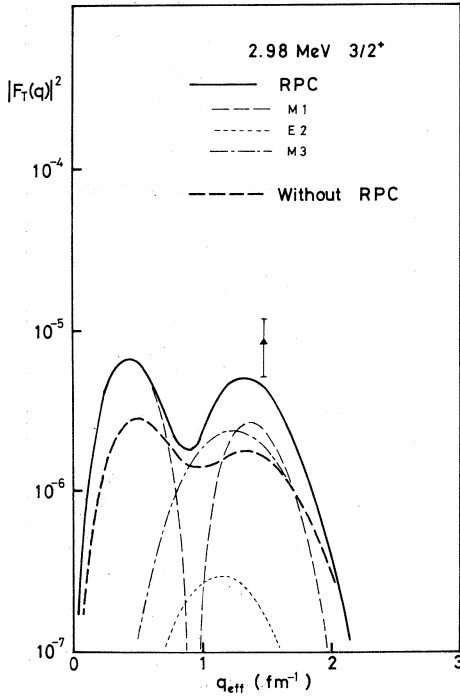
第18図 2.08 MeV $7/2^+$ 準位の横成分形状因子。図の説明は第16図の説明と同じ。



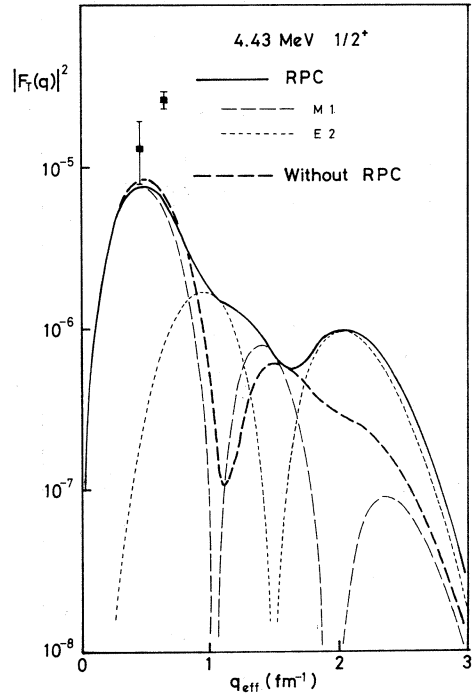
第19図 2.70 MeV $9/2^+$ 準位の横成分形状因子。図の説明は第16図の説明と同じ。

3.2 その他

第20図に 2.98 MeV $3/2^+$ 準位の結果を示す。RPC を考慮した計算値は実験値をほぼ説明している。4.43 MeV $1/2^+$ 準位に対する計算結果を第21図に示す。実験値は 180° 散乱¹³⁾によるもので、計算による M 1 形状因子の数倍の大きさを持つ。



第20図 2.98 MeV $3/2^+$ 準位の横成分形状因子。図の説明は第16図の説明と同じ。



第21図 4.43 MeV $1/2^+$ 準位の横成分形状因子。図の説明は第16図の説明と同じ。

§ 4. r 振動的準位

§ 1～§ 3 で示したように、RPCを考慮した回転模型により、 ^{23}Na の形状因子の実験値をほぼ説明できることが分かった。しかし、4.78 MeV $7/2^+$ 準位の形状因子に関しては、この模型では全然説明することができない。そこで、この4.78 MeV $7/2^+$ 準位を、近傍の奇核 ^{25}Mg で観測されているような r 振動的準位¹⁴⁾ではないかと考えて解析を行った。

^{23}Na の場合、Nilsson 軌道#7 ($\Omega = 3/2$) の核子と芯の r 振動状態 ($K^\pi = 2^+$) と結合してできる $K^\pi = 1/2^+$ と $7/2^+$ の2つの r 振動回転帯が現われることが考えられる。そして ^{23}Na のような奇陽子核の r 振動的準位の形状因子 $|F(C\lambda, q: J_i K_i \rightarrow J_f K_f)|_{\text{odd}}^2$ は、近傍偶核の r 振動準位の形状因子 $|F(C\lambda, q: 00 \rightarrow \lambda 2)|_{\text{even}}^2$ と近似的に次のような関係がある。

$$\begin{aligned}
 & |F(C\lambda, q: J_i = \Omega, K_i = \Omega \rightarrow J_f, K_f = 2 \pm \Omega)|_{\text{odd}}^2 \\
 &= \sum_{\lambda} \frac{1}{2} (J_i \lambda K_i \pm 2 | J_f K_f \pm 2)^2 |F(C\lambda, q: 00 \rightarrow \lambda 2)|_{\text{even}}^2 \quad (6)
 \end{aligned}$$

(6)式を用いて、 ^{24}Mg の $K^\pi = 2^+$ 回転帯の4.23 MeV 2^+ および6.00 MeV 4^+ 準位の形状因子

の実験値¹⁵⁾から²³Naの4.78 MeV $7/2^+$ 準位の形状因子に焼き直したものを第22図に示す。この場合、4.78 MeV $7/2^+$ 準位を $K^\pi = 1/2^+$ として計算した。第22図によると、計算値は実験値とほぼ一致し、4.78 MeV $7/2^+$ 準位は²⁴Mgの r 振動状態に関連した $K^\pi = 1/2^+$ の r 振動的準位と考えられる。

2.39 MeV $1/2^+$ 準位、2.98 MeV $3/2^+$ 準位および3.91 MeV $5/2^+$ 準位に対しても同様に(6)式を適用し、実験で求めた形状因子と比べてみた所、 r 振動的準位として説明が付きそうなものはない。又、もう一つの r 振動回転帯 $K^\pi = 7/2^+$ に属する準位に対しても同様の方法で捜したが、該当する準位は見つからなかった。 $K^\pi = 1/2^+$ 回転帯の中で4.78 MeV $7/2^+$ 準位だけが r 振動的性格を持つ理由は今の所分っていない。

§ 5. 結 論

²³Naの形状因子および準位エネルギーは、変形 Woods-Saxon 模型の一粒子波動関数を用い、RPCを考慮した回転模型で良く説明される。又、²³Naにおいては、転移強度から r 振動的準位と考えられる準位が存在するが、²⁵Mgのように明白な r 振動回転帯は構成しない。

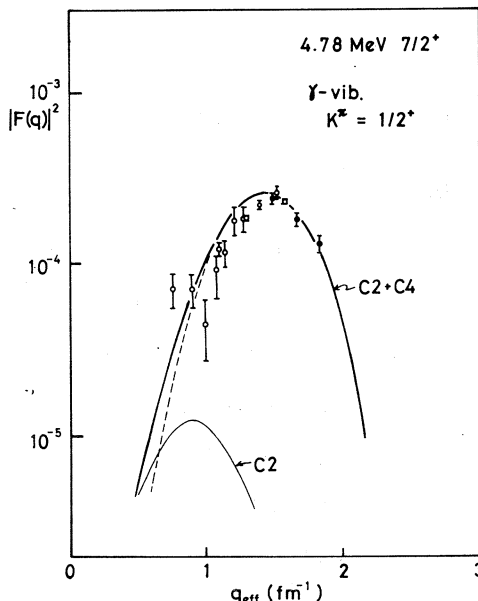
附 録 A 回 転 模 型

回転模型¹⁰⁾においては、核の全ハミルトニアン H_{tot} は

$$H_{\text{tot}} = H_{\text{coll}} + H_{\text{int}} \quad (\text{A}-1)$$

と書ける。 H_{coll} は核の集団運動を表わすハミルトニアンであり、又 H_{int} は核の内部状態を表わすハミルトニアンである。

軸対称に変形した奇核において、 H_{coll} は、核の全角運動量 \mathbf{I} 、奇核子のもつ角運動量 \mathbf{j} およびそれらの対称軸(第3軸)方向成分 I_3 、 j_3 を用いて次のように書かれる。



第22図 4.78 MeV $7/2^+$ 準位を r 振動的準位とした場合の形状因子。太い実線は(6)式を用いて²⁴Mgの4.23 MeV 2^+ 準位および6.00 MeV 4^+ 準位の形状因子の実験値¹⁵⁾から、 $K^\pi = 1/2^+$ として焼き直したものである。

$$H_{\text{coll}} = H_{\text{rot}} + H_{\text{RPC}} + H_{\text{recoil}} \quad (\text{A-2})$$

$$H_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} [\hat{\mathbf{I}}^2 - (\hat{I}_3 - \hat{j}_3)^2 - 2\hat{I}_3 \hat{j}_3] \quad (\text{A-2.1})$$

$$H_{\text{RPC}} = -\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} [\hat{I}_+ \hat{j}_- + \hat{I}_- \hat{j}_+] \quad (\text{A-2.2})$$

$$H_{\text{recoil}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \hat{\mathbf{j}}^2 \quad (\text{A-2.3})$$

ここで、 \mathcal{I} は対称軸に垂直な軸のまわりの慣性モーメントである。 H_{rot} は核の回転運動のハミルトニアンを表わし、 H_{RPC} は回転運動と一粒子運動との結合 (Rotation Particle Coupling) のハミルトニアンを表わす。この回転粒子結合は $|4K| = 1$ の状態を混ぜる働きをするので核の全角運動量 \mathbf{I} の対称軸方向成分 K は良い量子数ではなくなる。 H_{recoil} は反跳項と呼ばれ、軽い核の場合無視できない³⁾。

(A-1) 式の内部状態ハミルトニアン H_{int} は、附録Bで述べる一粒子状態ハミルトニアン H_{p} の和で表わされる。

$$H_{\text{int}} = \sum_{\text{p}} H_{\text{p}} \quad (\text{A-3})$$

H_{int} の固有関数を $|\chi_K\rangle$ とすると、 $H_{\text{rot}} + H_{\text{int}}$ の固有関数 $|IMK\rangle$ は対称化された形で次のように書け^{2,10)}る。

$$|IMK\rangle = \frac{\sqrt{2I+1}}{4\pi} \{ D_{MK}^I |\chi_K\rangle + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I |\chi_{\bar{K}}\rangle \} \quad (\text{A-4})$$

ここで M は空間固定座標系 (x , y , z 軸) での全角運動量の z 軸方向成分であり、 D_{MK}^I は Euler の D 関数である。この $|IMK\rangle$ の表示における全ハミルトニアン H_{tot} の行列を対角化することにより核の固有状態 $|IM\alpha\rangle$ が次の形で得られる。

$$|IM\alpha\rangle = \sum C_K^\alpha |IMK\rangle \quad (\text{A-5})$$

H_{tot} の行列要素を求める式は文献3, 10に詳しい。

次に、形状因子の計算に用いる式について説明する。形状因子 $F(q: I\alpha \rightarrow I'\alpha')$ は次の式で表わされる。

$$\begin{aligned} |F(q: I\alpha \rightarrow I'\alpha')|^2 &= \frac{4\pi}{z^2} \cdot \frac{1}{2I+1} \sum_{\lambda} \sum_{KK'} \sum_{MM'\mu} |\langle I'M'\alpha' | \hat{T}_\mu^\lambda(q) | IM\alpha \rangle|^2 \\ &= \frac{4\pi}{z^2} \sum_{\lambda} \sum_{KK'} C_{K'}^{\alpha'} C_K^\alpha [(\langle IK\lambda K'-K | I'K' \rangle \langle \chi_{K'} | \hat{T}_{K'-K}^\lambda(q) | \chi_K \rangle \\ &\quad + (-1)^{I+K} \langle I-K\lambda K+K' | I'K' \rangle \langle \chi_{K'} | \hat{T}_{K+K'}^\lambda(q) | \chi_{\bar{K}} \rangle)]^2 G(q) \end{aligned} \quad (\text{A-6})$$

ここで $\hat{T}_\mu^\lambda(q)$ は電子散乱の転移演算子である。 $\langle \chi_{K'} | \hat{T}_{K'-K}^\lambda(q) | \chi_K \rangle$, $\langle \chi_{K'} | \hat{T}_{K+K'}^\lambda(q) |$

$x_{\bar{k}}$ は、一粒子転移の行列要素 $\langle \nu' Q' | \hat{T}_{q'-q}^\lambda | \nu Q \rangle, \langle \nu' Q' | \hat{T}_{q+q'}^\lambda | \nu Q \rangle$ 等に帰着される。一粒子転移行列要素の計算式は文献16に詳述されている。又、(A-6)式の $G(q)$ は重心系の補正および核子の広がりに対する補正で

$$G(q) = \exp\left(\frac{1}{4A} q^2 b^2\right) \exp\left(\frac{1}{4} q^2 a_p^2\right) \quad (\text{A-7})$$

と表わされる。Aは質量数、bは調和振動子パラメータであり、 $a_p^2 = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle_p = 0.43$ である。
($\langle r^2 \rangle_p$ は陽子の平均二乗半径)

附録B 変形 Woods-Saxon 模型

変形殻模型の方法は、変形した原子核における核子の一粒子波動関数を得るのに有効な方法である。良く知られた Nilsson 模型²⁾ も、変形殻模型の一種で、一体ポテンシャルとして調和振動子型ポテンシャルを使っている。これに対し、ここに述べる変形 Woods-Saxon 模型⁵⁾ は、より現実的な Woods-Saxon 型の一体ポテンシャルを用いた変形殻模型である。

ハミルトニアン H_p は次のように表わされる。

$$H_p = -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + V_{\text{sph}}(r) + V_{\text{def}}(\mathbf{r}; \beta_2) \quad (\text{B-1})$$

$V_{\text{sph}}(r)$ はポテンシャルの球対称部分で次のように書ける。

$$V_{\text{sph}}(r) = -V_0 f(r) + V_{\text{so}} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} f(r) (\mathbf{l} \cdot \boldsymbol{\sigma}) \quad (\text{B-2})$$

ここで

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - r_0 A^{1/3}}{a_0}\right)} \quad (\text{B-3})$$

V_0 : 中心ポテンシャルの深さ

V_{so} : スピン軌道ポテンシャルの深さ

$\frac{\hbar}{m_\pi c}$: π 中間子のコンプトン波長 (m_π は π 中間子の質量)

M : 核子の質量

A : 質量数

(B-2)の第二項のようなスピン軌道ポテンシャルの形は Thomas 型と呼ばれる。

次に $V_{\text{def}}(\mathbf{r}; \beta_2)$ はポテンシャルの変形部分で

$$V_{\text{def}}(\mathbf{r}; \beta_2) = -V_0 r_0 A^{1/3} \frac{d}{dr} f(r) \beta_2 Y_{20}(\theta, \varphi) \quad (\text{B-4})$$

と書ける。

なお、この他に陽子に対しては Coulomb ポテンシャルを考慮すべきであるが省略した。

(Coulomb ポテンシャルの項は、パラメータ V_0 を変えることにより繰込むことができる。)

ハミルトニアン H_p の固有状態 $|\nu\Omega\rangle$ は、Nilsson 模型と同様に調和振動子波動関数を用いて展開する。この時、調和振動子パラメータ b を (B-5) 式のようにとると、展開係数の収束が早い。

$$b = \sqrt{r_0 A^{1/3} \hbar} / (M V_0)^{1/4} \quad (\text{B-5})$$

$j-j$ 結合調和振動子波動関数 $|Nlj\Omega\rangle$ を基底とした H_p の行列要素は次のように書ける。

$$\begin{aligned} & \langle N'l'j'\Omega | H_p | Nlj\Omega \rangle \\ &= \langle N'l'j'\Omega | \left[\left\{ (N+3/2) \delta_{N'N} - \frac{1}{2} \frac{r^2}{b^2} \right\} \frac{41.798}{b^2} - V_0 f(r) \right. \\ & \left. + V_{so} (1.4133)^2 \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} f(r) (\mathbf{l} \cdot \boldsymbol{\sigma}) \right] \delta_{l'l} \delta_{j'j} - V_0 r_0 A^{1/3} \frac{d}{dr} f(r) \beta_2 Y_{20} | Nlj\Omega \rangle \end{aligned} \quad (\text{B-6})$$

動径積分 $\langle N'l' | r^2/b^2 | Nl \rangle$ および角度積分 $\langle l'j'\Omega | Y_{20} | lj\Omega \rangle$ の値は解析的に求まるが、次の動径積分は数値積分によって求める。

$$\begin{aligned} & \langle N'l' = l | f(r) | Nl \rangle \\ & \langle N'l' = l | \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) | Nl \rangle \\ & \langle N'l' | \frac{d}{dr} f(r) | Nl \rangle \end{aligned} \quad (\text{B-7})$$

数値積分は、Simpson法を用いて行ない、積分範囲 $0 < r < r_0 A^{1/3} + 8a_0$ 、ステップ数 160 程度で十分である。

(B-6) 式を対角化すれば、ハミルトニアン H_p の固有状態 $|\nu\Omega\rangle$ は次の形で求まる。

$$|\nu\Omega\rangle = \sum_{Nlj} C_{Nlj}^{\nu\Omega} |Nlj\Omega\rangle \quad (\text{B-8})$$

又、エネルギー固有値 $E_{\nu\Omega}$ も同時に求まり、負の固有値を持つ状態が束縛状態である。

参 考 文 献

- 1) 核理研研究報告 **9** (1976) 1 ; *ibid.* 219.
- 2) S. G. Nilsson : K. Danske Vidensk. Selsk. mat. -fys. Medd. **29** (1955) No. 16.
- 3) B. Haas and P. Taras : Can. J. Phys. **52** (1974) 49.
- 4) F. R. Peiffer *et al.* : Phys. Lett. **62B** (1976) 19.
- 5) B. Hird and K. H. Huang : Can. J. Phys. **51** (1973) 956 ; Computer Phys. Commun. **6** (1973) 30.
- 6) P. E. Hodgson : *The Optical Model of Inelastic Scattering* (Oxford Univ. Press, London, 1963)
- 7) P. M. Endt and van der Leun : Nucl. Phys. **A214** (1973) 1.
- 8) A. Wendell *et al.* : Nucl. Phys. **A203** (1973) 133.
- 9) M. F. Da Silva, S. Kossionides and J. C. Lisle : Nucl. Phys. **A168** (1971) 663.
- 10) A. Bohr and B. R. Mottelson : *Nuclear Structure* Vol. 1 (W. A. Benjamin, London, 1969) ; Vol. 2 (1975) .
- 11) J. Dubois : Nucl. Phys. **A104** (1967) 657.
- 12) D. Pelte : Phys. Lett. **22** (1966) 448.
- 13) W. C. Barber and G. J. Vanpraet : Nucl. Phys. **72** (1965) 63 ; W. C. Barber *et al.* : Nucl. Phys. **41** (1963) 461.
- 14) 核理研研究報告 **6** (1973) 225.
- 15) A. Nakada and Y. Torizuka : J. Phys. Soc. Japan **32** (1972) 1.
- 16) T. deForest , Jr. and J. D. Walecka : Advances in Phys. **15** (1966) No. 57.

I - 2 ^{48}Ti 及び ^{50}Ti による電子散乱(II)

静岡大*、核理研

堀田明男*・早川建・岡崎行男

高山健・河村雅夫・小山田正幸

$1f_{7/2}$ 殻核の中でも中性子閉殻 ($N = 28$) の偶々核である ^{50}Ti , ^{52}Cr , ^{54}Fe はその単位構造等からみて互に類似した構造を持っていると考えられる。今回の報告ではこの点に着目し、 ^{50}Ti の電子散乱により強く励起される準位 [$1.55\text{ MeV } 2^+$, $2.68\text{ MeV } 4^+$, $4.42\text{ MeV } 3^-$]¹⁾ について、これらに対応する ^{52}Cr の準位との比較をも加えて議論を展開する。

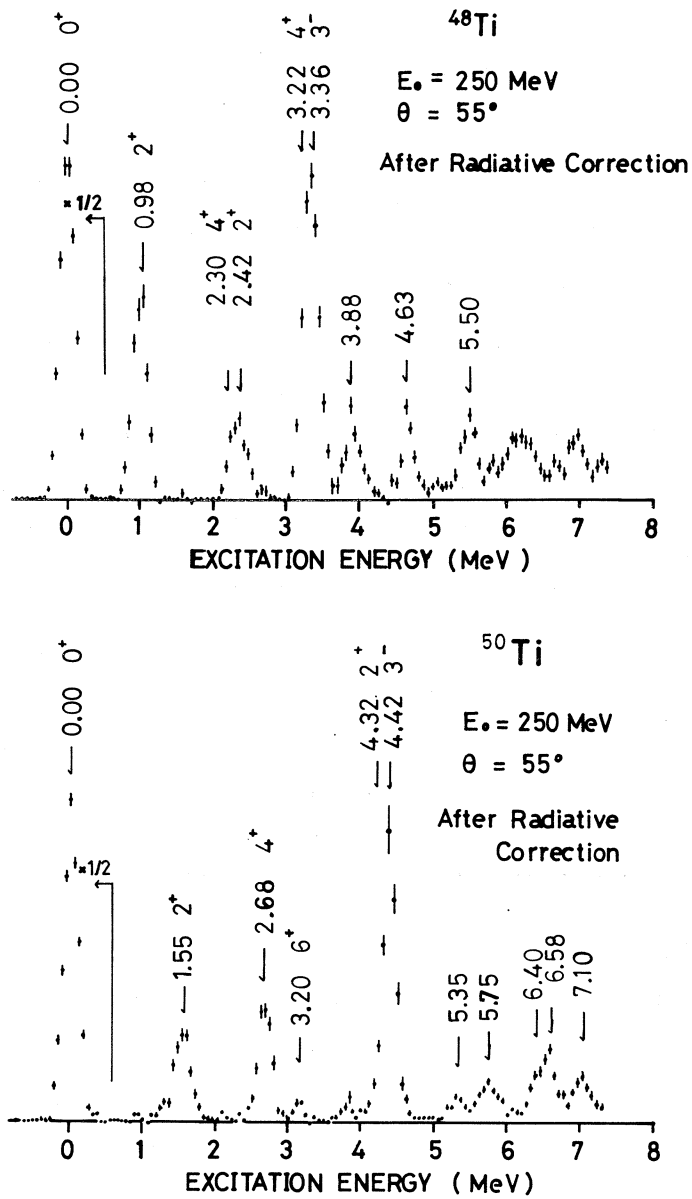
また ^{48}Ti , ^{50}Ti の弾性散乱について前回の報告²⁾ 以後新しい実験データが得られたので以前のデータと合わせてパラメータの再検索を行った。

この領域の核の電子散乱による実験は東北大核理研の他に Saclay³⁾ 及び Stanford⁴⁾ でも行なわれている。

§ 1. 実 験

実験は東北大 300 MeV 電子線形加速装置を用いて行い、今回新たに入射電子エネルギー $E_0 = 220\text{ MeV}$, 散乱角 $\theta = 75^\circ; 80^\circ; 90^\circ; 95^\circ; 100^\circ$ の各点及び $E_0 = 250\text{ MeV}$, $\theta = 70^\circ$ の点で測定を行った。使用したターゲットは純度 99.1%, 厚さ 45.8 mg/cm^2 の ^{48}Ti 及び純度 67.72%, 厚さ 49.37 mg/cm^2 の ^{50}Ti でいずれも金属板である。 ^{50}Ti のターゲットには不純物として、主に ^{48}Ti が含まれているので、 ^{50}Ti と平行して測定した ^{48}Ti のターゲットによるスペクトルを使って ^{48}Ti の寄与する成分を ^{50}Ti のスペクトルより差し引いた。第 1 図に ^{48}Ti のスペクトルと、 ^{48}Ti の寄与を差し引いた後の ^{50}Ti のスペクトルを示す。この図から ^{50}Ti のスペクトルへ寄与していた ^{48}Ti の成分が良く差し引かれていることがうかがえる。またこれらのスペクトルは、いずれも輻射補正をした後のものである。

散乱断面積の絶対値は前回報告した方法に従い、 ^{12}C の散乱断面積を用いて規格化することにより求めた。



第1図： ^{48}Ti 及び ^{50}Ti の入射電子エネルギー $E_0 = 250 \text{ MeV}$ 、散乱角 55° の輻射補正後の散乱電子スペクトル。 ^{50}Ti のスペクトルは不純物としての ^{48}Ti の成分を差し引いてある。

§ 2. 弾性散乱

前回の解析と同様に2パラメータフェルミ(2pF)型の電荷分布

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp [4.4 (r - c) / t]}$$

を使った。弾性散乱断面積の計算は部分波解析コード(TOELS)¹⁶⁾を用いて行った。パラメータ c , t の多数の組に対して計算を行い実験値との間の χ^2 を求めた。この χ^2 の最小となる点における c と t の組が実験値に最もよく適合するパラメータである。⁴⁸Ti及び⁵⁰Tiについて得られた c , t の値を自乗平均半径 $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ とともに第1表に示す。この表で誤差は統計誤差のみを示し、測定器系等の誤差から生ずる系統的誤差は考慮していない。前回の結果とは誤差の範囲内で一致している。第一表には比較のため3pF分布のパラメータ^{5,6)}も示した。

第1表：弾性電子散乱の実験データから求めた⁴⁸Ti, ⁵⁰Tiの2pF形電荷分布パラメーター及び自乗平均半径。比較のため3pF分布のパラメーター及び自乗平均半径^{5,6)}を示した。Stanford 1は文献5, Stanford 2は文献6による。

	⁴⁸ Ti		⁵⁰ Ti	
	Present	Stanford 1	Present	Stanford 2
c (fm)	3.82 ± 0.02	3.8474	3.87 ± 0.02	3.8413
t (fm)	2.53 ± 0.03	2.467	2.40 ± 0.03	2.373
w	—	-0.0761	—	-0.0381
$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	3.65 ± 0.05	3.5773	3.62 ± 0.05	3.5617

§ 3. 非弾性散乱

励起単位の形状因子は輻射補正後のスペクトルより、次の様にして求めた。スペクトルに現われるピークがガウス型をしていると仮定し、そのガウス幅を弾性散乱のピークを再現するように決め、このガウス幅を励起単位からのピークのガウス幅として採用して、各ピークの面積を求める。これらのスペクトル分離の際、実験値と計算値との適合は電子計算機を用いて χ^2 の最小値を自動的に解析する方法(PSPLIT)¹⁷⁾によった。

上記の方法により求めた各単位の面積と弾性散乱の比から弾性散乱の断面積(形状因子)を用いて、励起単位の形状因子を求めた。

3.1 ⁵⁰Tiの非弾性散乱形状因子

⁵⁰Ti及び⁴⁸Tiの多くの励起単位についての形状因子が求めたが、今回は⁵⁰Tiの1.55 MeV 2⁺, 2.68 MeV 4⁺, 4.42 MeV 3⁻の単位についての解析結果を報告する。これらの単位の形状因子の実験値を第2表に示す。

第2表： ^{50}Ti の非弾性電子散乱形状因子の測定値。 E_0 (MeV), θ (deg), q_{eff} (fm^{-1})

E_0	θ	q_{eff}	1.55 MeV 2^+	2.68 MeV 4^+	4.42 MeV 3^-
180	35	0.580	1.96 E-3 (15)	-	-
180	40	0.659	1.73 E-3 (2.8)	9.27 E-5 (86)	5.50 E-4 (13)
180	45	0.737	1.76 E-3 (3.8)	2.60 E-5 (80)	6.48 E-4 (10)
180	50	0.814	1.82 E-3 (2.2)	1.13 E-4 (12)	8.56 E-4 (4.6)
180	55	0.889	1.61 E-3 (2.0)	1.52 E-4 (6.7)	9.11 E-4 (4.2)
180	60	0.963	1.32 E-3 (2.2)	2.17 E-4 (4.1)	1.00 E-3 (3.7)
180	65	1.035	9.85 E-4 (3.0)	2.54 E-4 (4.5)	9.89 E-4 (4.4)
180	75	1.172	4.38 E-4 (3.6)	3.27 E-4 (2.8)	8.94 E-4 (4.3)
180	85	1.300	1.00 E-4 (7.7)	2.99 E-4 (4.2)	5.67 E-4 (5.4)
180	95	1.418	2.24 E-5 (2.0)	2.33 E-4 (4.4)	3.00 E-4 (6.7)
220	75	1.418	1.95 E-5 (8.6)	2.40 E-4 (1.7)	2.94 E-4 (4.7)
220	80	1.497	1.61 E-5 (15)	1.98 E-4 (2.8)	2.12 E-4 (7.4)
220	90	1.646	4.51 E-5 (8.9)	9.62 E-5 (7.0)	6.92 E-5 (21)
220	95	1.716	5.32 E-5 (4.6)	6.65 E-5 (4.3)	3.11 E-5 (21)
220	100	1.782	5.12 E-5 (5.7)	3.73 E-5 (6.3)	2.23 E-5 (22)
250	40	0.901	1.67 E-3 (2.3)	1.83 E-4 (9.2)	7.68 E-4 (9.1)
250	45	1.009	1.55 E-3 (2.1)	2.89 E-4 (3.6)	9.71 E-4 (4.5)
250	50	1.114	7.00 E-4 (2.4)	3.20 E-4 (3.0)	9.71 E-4 (4.2)
250	55	1.216	2.90 E-4 (4.0)	3.31 E-4 (3.8)	7.34 E-4 (9.1)
250	60	1.317	9.53 E-5 (8.1)	2.87 E-4 (4.5)	5.44 E-4 (5.9)
250	65	1.415	1.29 E-5 (34)	2.39 E-4 (6.0)	3.20 E-4 (10)
250	70	1.510	1.82 E-5 (30)	1.95 E-4 10	1.93 E-4 (10)
250	75	1.602	2.89 E-5 (17)	1.34 E-4 9.3	8.32 E-5 (18)

()内は統計誤差(%)であり、この他に系統的誤差2.5%が加わる。

解析には Tassie 型転移電荷分布

$$\rho_\lambda(r) = \beta_\lambda^{\frac{1}{2}} r^{\lambda-1} \frac{d}{dr} \rho(r)$$

を用いた。ここで λ は多重極度、 β_λ は転移強度に比例するパラメータである。 $\rho(r)$ として 2 pF 分布を使った。

この転移電荷分布を使い、平面波ボルン近似 (PWBA) による形状因子の計算を行って、実験値に最もよく適合するパラメータ c , z の組を求めた。このパラメータの値を出発値として、

歪曲波ボルン近似 (DWBA) の計算を計算コード DUELS⁷⁾ を用いて行い、実験値に適合するパラメータを決めた。はじめに PWBA で計算したのは次に述べる理由で計算時間の能率化をはかるためである。即ち形状因子の第 1 極小値付近までの運動量移行量 (q) 依存性及びパラメータの微小変化に対する形状因子のふるまいが PWBA と DWBA とであまり変わらない。このことに着目し計算時間が DWBA に比べてはるかに短い PWBA でまず大まかにパラメータを検索し、次に DWBA の計算にかかることにより計算の能率化をはかることができる。

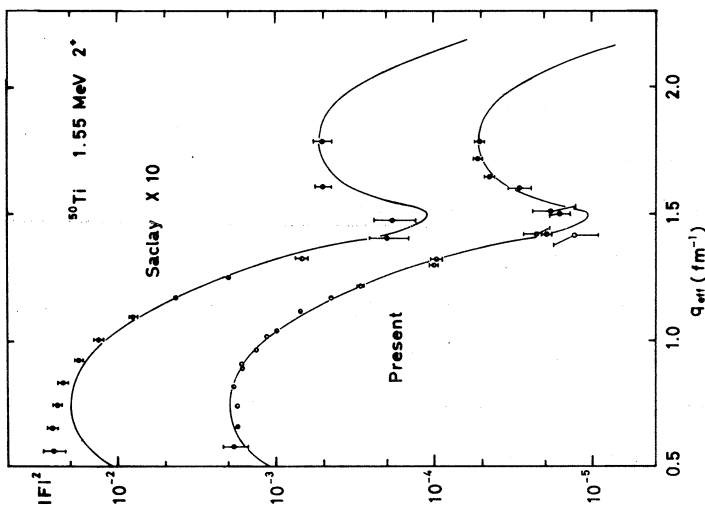
実験値に適合するパラメータ c , z の値を、同時に求めた転移強度 $B(E\lambda)$ とともに第 3 表に示す。また形状因子の実験値及び計算値を第 2 図及び第 3 図, 第 4 図に示す。

3^- 準位について, q_{eff} の低い領域 ($q_{\text{eff}} \approx 0.6 \text{ fm}^{-1}$) と高い領域 ($q_{\text{eff}} \approx 1.5 \text{ fm}^{-1}$) で形状因子の測定値が計算値より大きくなっている。これは 3^- 準位とスペクトルの上で分離できない 4.32 MeV , 2_2^+ 準位の影響があると推定される。そこで E 2 形状因子として $f_{7/2}$ 殻から $p_{1/2}$ 殻への転移形状因子を使って、前述の E 3 形状因子に加えることにより測定値の再現を試みた。この計算が第 4 図の破線である。その結果は測定値を非常に良く再現し, 4.32 MeV , 2_2^+ 準位が弱く存在していることが今回の実験でも確かめられた。

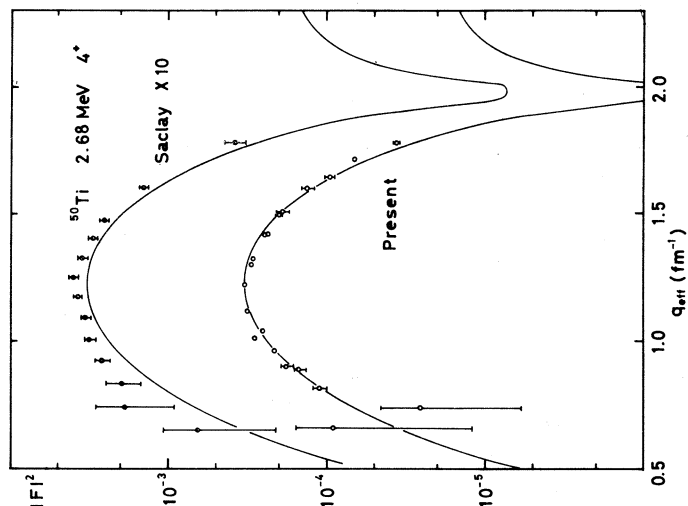
第 2 図, 第 3 図及び第 4 図には Saclay で行なった同じ準位の形状因子の実験値をも示してある。Saclay の値は我々の実験値に比べてやや大きく、特に低い q の領域では系統的に大きくなっている。このことは低い q の領域での Saclay の実験あるいは解析に問題があるように思われる。

第 3 表: ^{50}Ti の非弾性形状因子解析における Tassie 型転移電荷分布のパラメーター及び転移強度 $B(E\lambda)$ 。A は Stanford⁴⁾ の結果で, a) Gauss 形転移電荷分布, b) Tassie 型転移電荷分布を使ったものである。B は α 粒子散乱による測定値。C は E 2 に関しては Coulomb 励起による測定値, E 4, E 3 に関しては重イオン散乱による測定値である。

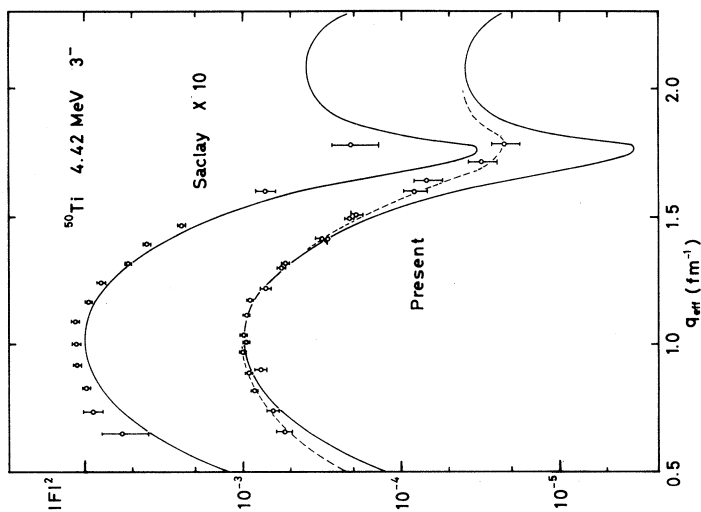
E_x (MeV)	λ	c (fm)	z (fm)	$B(E\lambda) / B_{S.P.}$			
				Present	A ⁴⁾	B	C
1.55	2	3.43	0.555	6.80	5.66 ± 0.18 ^{a)}	6.6 ± 0.9 ⁸⁾	6.03 ± 0.73 ¹⁰⁾
					9.41 ± 0.31 ^{b)}		7.31 ± 1.46 ¹¹⁾
							4.39 ± 0.37 ¹²⁾
2.68	4	3.64	0.432	5.58	4.7 ± 0.15	5.4 ⁹⁾	3.3 ± 0.7 ¹³⁾
4.42	3	3.56	0.455	6.41	3.76 ± 0.15		5.4 ± 0.7 ¹³⁾



第2図： ^{50}Ti , 1.55 MeV 2^+ 準位の形状因子。実線は計算値。Saclayの実験値は10倍してある。又計算値は今回の実験に適合した値を10倍してSaclayのデータにのせ比較した。



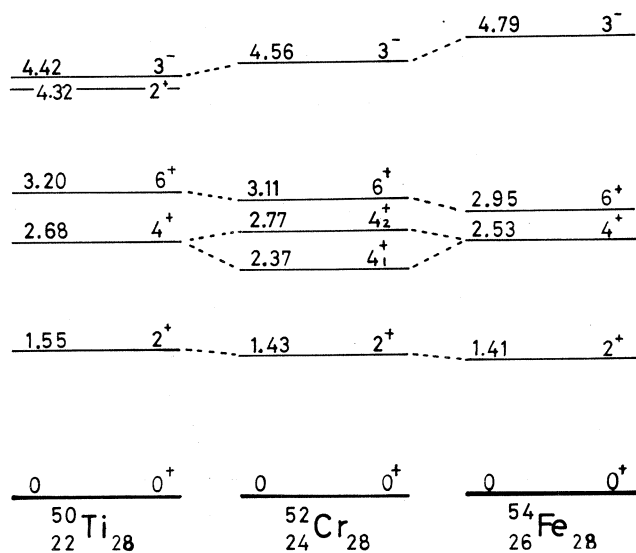
第3図： ^{50}Ti , 2.68 MeV 4^+ 準位の形状因子。実線は計算値。Saclayのデータは第2図の説明と同様。



第4図： ^{50}Ti , 4.42 MeV 3^- 準位の形状因子。実線は計算値。Saclayのデータは第2図の説明と同様。破線は $f_{7/2} \rightarrow p_{1/2}$ 転移のE2形状因子の成分を実線の計算に加えた値である。

3.2 ^{52}Cr との比較

^{50}Ti は ^{52}Cr , ^{54}Fe の同中性子核には、電子散乱で共通に強く励起される 2^+ , 4^+ , 3^- 準位があり第 5 図に示すようにその励起エネルギーもほぼ同じである。電子散乱で強く励起される準位は集団運動的な性質を持つと考えられる。このような性質を持った準位が異なった核種ではほぼ同じ励起エネルギーの所に現われるのはこれらの核の集団運動的構造が類似していることを意味する。従って前記の 2^+ , 4^+ , 3^- 準位の形状因子は ^{50}Ti , ^{52}Cr , ^{54}Fe ではほぼ同じ q 依存性を示すことが期待される。我々は以前に ^{52}Cr の電子散乱実験を行っている¹⁵⁾ ので ^{50}Ti を ^{52}Cr と比較することにする。

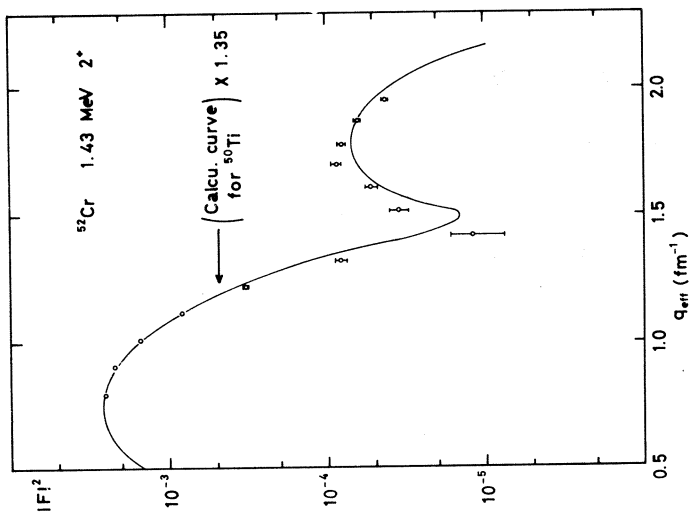


第 5 図: ^{50}Ti , ^{52}Cr , ^{54}Fe の主な励起準位。文献 1 による。

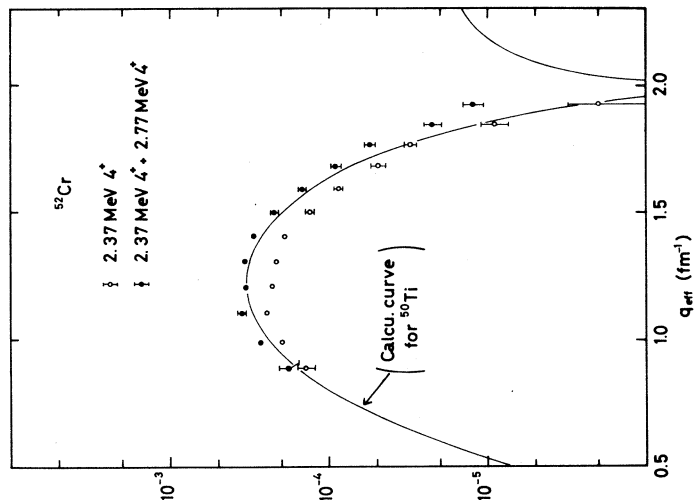
第 6 図及び第 7 図, 第 8 図に ^{52}Cr の形状因子と ^{50}Ti に適合したパラメータによる計算値を絶対値が ^{52}Cr の実験値に合うように定数倍したものを示す。

2^+ 準位の形状因子は q 依存性, 絶対値とも比較的よく似ている。

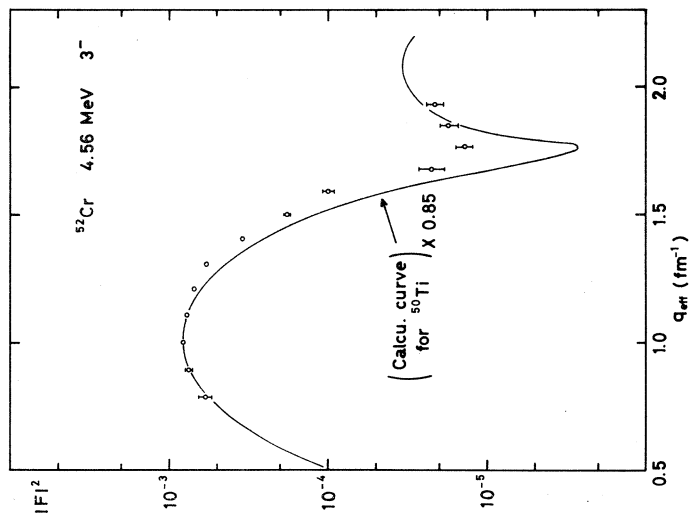
4^+ 準位について ^{52}Cr は ^{50}Ti , ^{54}Fe 等と異なり 4^+ 準位が励起エネルギーの近いところに 2 本 (2.37 MeV, 2.77 MeV)¹⁾ 現われる。これは ^{52}Cr の $f_{7/2}$ 殻に 4 個の陽子という配位がこの配位内でセニョリティー 2 及びセニョリティー 4 の 2 本の 4^+ 準位の存在を許すからである。一方 ^{50}Ti 及び ^{54}Fe ではセニョリティー 4 の準位は現われることができないので, ^{52}Cr の様な事情は生じない。転位強度は低い励起エネルギーの 4^+ 準位の方が強くなるが, この準位と



第6図： ^{52}Cr , 1.43 MeV 2^+ 準位の形状因子。実線は計算値で、 ^{50}Ti , 1.55 MeV 2^+ 準位の測定値に良く適合したものを1.35倍してある。



第7図： ^{52}Cr , 4^+ 準位の形状因子。白丸は2.37 MeV準位の測定値。黒丸は2.77 MeV準位の測定値の和である。実線は ^{50}Ti , 2.68 MeV 4^+ の測定値に良く適合した計算値である。



第8図： ^{52}Cr , 4.56 MeV 3^- 準位の形状因子。実線は計算値で、 ^{50}Ti , 4.42 MeV 3^- の測定値に良く適合したものを0.85倍してある。

^{50}Ti の 4^+ 準位の形状因子を比べると q 依存性は類似しているものの絶対値は ^{52}Cr の方がかなり小さくなっているのがわかる。そこで ^{52}Cr の上記の2本の準位の形状因子を加え合わせたものを比較すると、絶対値及び q 依存性ともよく一致する。従って ^{50}Ti では1本の準位として現われていた集団運動的な準位が ^{52}Cr では2本に分離したものと考えられる。同様に ^{52}Cr では $f_{7/2}^4$ 陽子配位で2本の 2^+ 準位が許されるが、この場合は、ほとんどの転移強度が励起エネルギーの低い準位 (1.43 MeV) に集中していると考えられる。このことは ^{52}Cr の 1.43 MeV 2^+ 準位と ^{50}Ti の 1.55 MeV, 2^+ 準位との比較より知ることができる。

3^- 準位については絶対値はほぼ同じになるが q 依存性が少し異なっている。これらが何に由来するかは今の段階では何ともいえない。

3.3 $B(E\lambda)$ について

第3表に我々の実験で得られた $B(E\lambda)$ と他の実験で得られている $B(E\lambda)$ を示した。

$B(E2)$ の Stanford の値が2つあるのは、2つの異なった型の転移電荷分布—Tassie型と Gauss型—で解析を行っているからである。我々の値は Sanford の Gauss型の転移電荷分布から得られた値に近く、またこの値は、 α 粒子散乱、Coulomb励起、重イオン散乱等の値とよく一致している。

$B(E4)$ の値は、Stanford, α 粒子散乱による値とよく一致しているが、重イオン散乱による値は30%~40%小さくなっている。

$B(E3)$ については3.1節で述べたように $E2$ の影響があるため、その値はかなりの不確定性を含んでいると考えられる。我々の値は Stanford の値に比べると7割ほど大きくなっているが重イオン散乱の値には近い。

参 考 文 献

- 1) Nucl. Data Sheets **19** (1976) 291.
- 2) 核理研研究報告 **9** (1976) 7.
- 3) Phan - Xuan - Ho, J. Bellicard, ph. Leconte and I. Sick : Nucl. Phys. **A 210** (1973) 189.
- 4) J. Heisenberg, J. S. Mc Carthy and I. Sick : Nucl. Phys. **A 164** (1971) 353.
- 5) R. F. Frosch et al. : Phys. Rev. **174** (1968) 1380.

- 6) J. Heisenberg *et al.* : Phys. Rev. **C 6** (1972) 381.
- 7) S. T. Tuan, L. E. Wright and D. S. Onley : Nucl. Instr. **60** (1968) 70.
- 8) S. Alekseev *et al.* : Soviet J. Nucl. Phys. **19** (1974) 486.
- 9) H. Rebel *et al.* : Nucl. Phys. **A 218** (1974) 13.
- 10) O. Hausser *et al.* : Nucl. Phys. **A 150** (1970) 417.
- 11) V. D. Vasil'ev *et al.* : Izv. Akad. Nauka SSSR **26** (1962) 999.
- 12) D. Pelte *et al.* : Nucl. Phys. **62** (1965) 385.
- 13) A. M. Bernstein : Adv. in Nucl. Phys. **3** (1969) 325.
- 15) 核理研研究報告 **7** (1974) 297 ; 核理研研究報告 **8** (1975) 55.
- 14) E. P. Lippincott and A. M. Bernstein : Phys. Rev. **163** (1967) 1170.
- 16) T. Terasawa and M. Oyamada TOELS code (Tohoku University).
- 17) K. Hayakawa PSPLIT code (Tohoku University).

I - 3 ^{181}Ta 及び ^{197}Au に於ける多重極 巨大共鳴の電氣的励起

核理研 三浦英美

§ 1. 序

近年、多くの実験方法によって、種々の原子核の巨大共鳴の研究が行われて来ており¹⁾、光核反応で以前から知られている E 1 巨大共鳴の他に E 2 巨大共鳴が観測されていて、更に最近 E 3 等高い多重極度の共鳴²⁾、或いは原子核の圧縮率との関連からも興味のある事であるが³⁾ エネルギーの重みつき総和則 (EWSR) を尽すようなアイソスカラー E 0 巨大共鳴の存在も示唆されている^{2,4)}。

今回は、 ^{181}Ta 及び ^{197}Au に於けるこうした色々な多重極巨大共鳴を電子散乱実験によって調べてみた。変形核 ^{181}Ta に関しては核の変形による E 1 巨大共鳴の分離が (γ , n) の実験によって観測されていて⁵⁾、こうした核の変形による効果が E 2 巨大共鳴に於いても見られるかどうか、又 ^{208}Pb 等で存在の示唆されているアイソスカラー E 0 巨大共鳴は励起エネルギーがアイソベクトル E 1 巨大共鳴とほぼ等しく、双方が重って観測されていて分離して解析するのが困難であるが、アイソベクトル E 1 巨大共鳴の分離が起こる変形核ではどのような事になるか注目された。

§ 2. 実 験

実験は ^{181}Ta については 4.75 mg/cm^2 、 14.2 mg/cm^2 及び 95.0 mg/cm^2 のターゲットを用いて、又 ^{197}Au については 22.2 mg/cm^2 及び 101.2 mg/cm^2 のターゲットを用いて行われた。薄いターゲットは弾性散乱の断面積が大きくなる前方散乱に於いて、数え落しを防ぎ且つ入射ビームの電荷量の決定を精度良く行う為と輻射補正を精度良く行う為に用いられた。入射電子エネルギー及び散乱角が 150 MeV 、 25° から 250 MeV 、 45° に渡って、有効運動量移行 (q_{eff}) の $\sim 0.37\text{ fm}^{-1}$ から $\sim 1.03\text{ fm}^{-1}$ の領域で 6~7 点実験が行われ、 ^{197}Au の場合は特にスペクトルから横成分を分離する為に 155° の後方散乱の実験も 3 点行われた。

§ 3. 解 析

解析は 2 種類の方法によって行われた。一つは、現象論的に滑らかな曲線によってバックグ

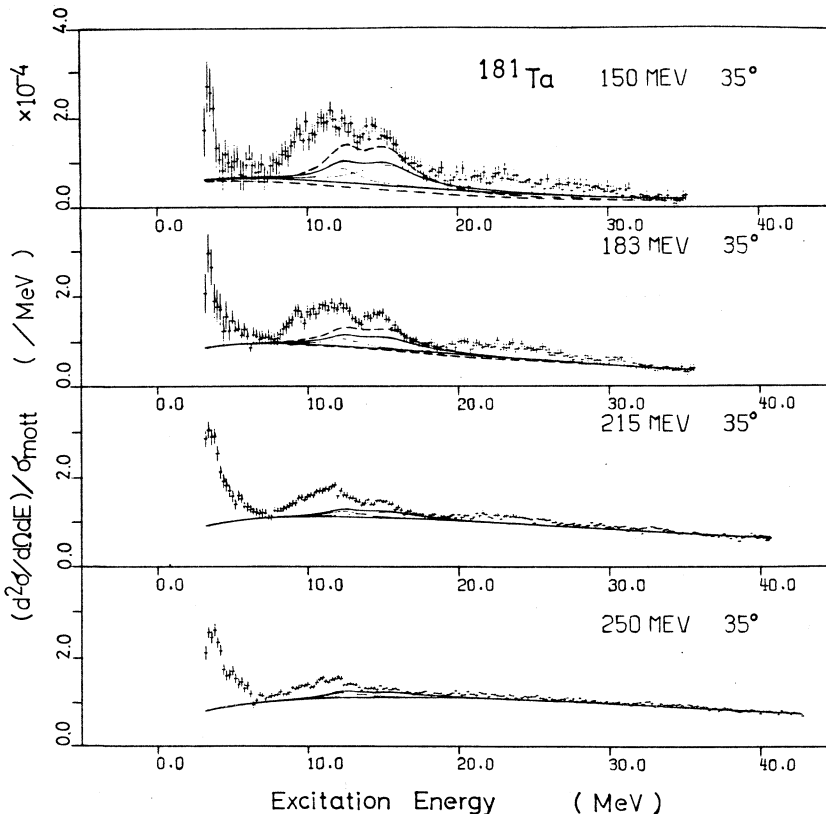
ランドを決めて、スペクトル上に現れている幅広いピークについて調べるものであり、他の一つは各多重極共鳴に対する形状因子の q 依存性を仮定する事によって、数点の実験点から最小自乗法により各多重極共鳴の寄与を分離する方法である。

現象論的にバックグラウンドを決める方法としては先ず励起エネルギーが 30 MeV 以上の実験データに対してはほぼ全てがバックグラウンドであると考え、且つ E 1 巨大共鳴の存在する領域では (τ, n) のデータ^{5,6)}に基づいて換算された E 1 巨大共鳴の断面積が電子散乱スペクトル上に矛盾なく載るように、E 1 巨大共鳴の励起エネルギーの低い方と高い方それぞれ 5~10 MeV 及び 15~20 MeV でバックグラウンドと E 1 巨大共鳴の寄与が実験データの最小の部分を通るように決定された。ここで滑らかなバックグラウンドとしては、励起エネルギーを ω とした時 3 つのパラメーター a_0, a_1, a_2 によって

$$a_0 \sqrt{\omega} + a_1 \omega + a_2 \omega^2$$

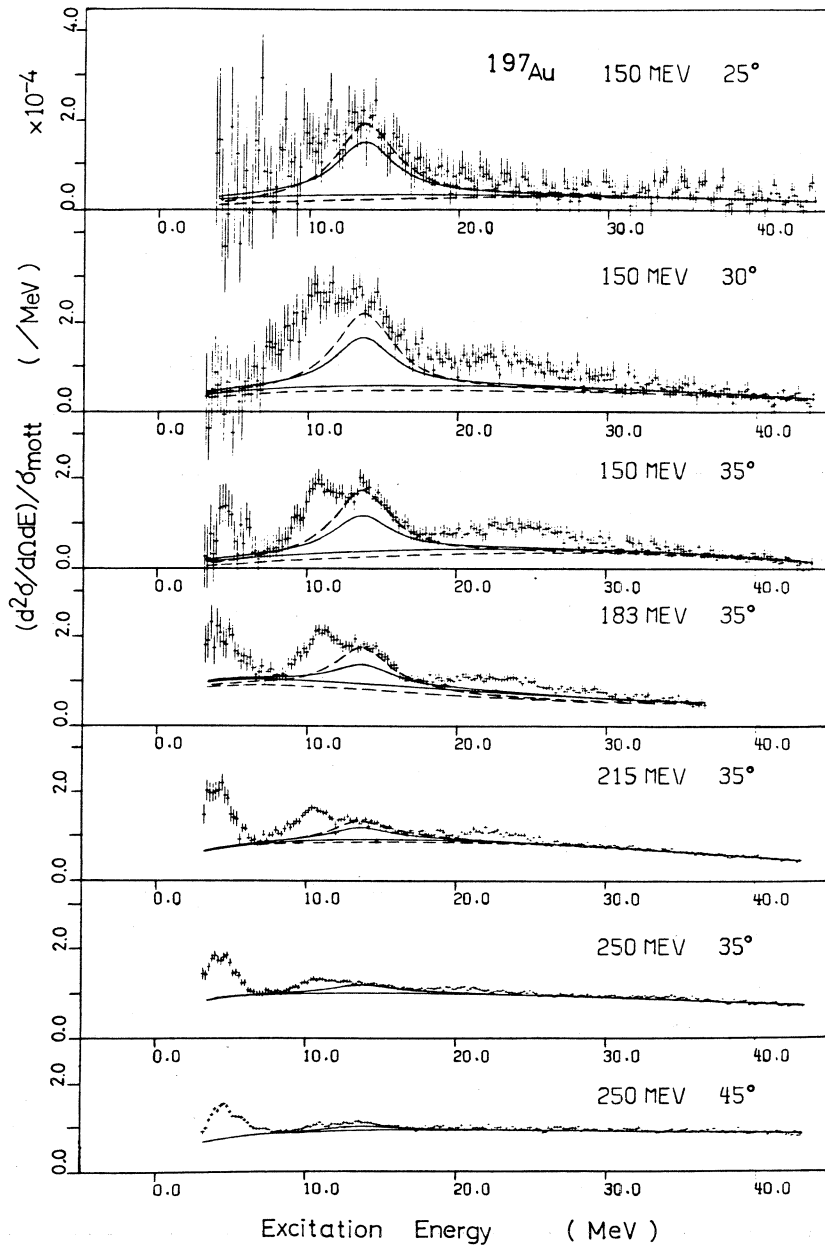
と表わされる形を用い、E 1 巨大共鳴は Breit-Wigner 型共鳴曲線を用いて表わされた。

このようにして行われた現象論的バックグラウンドの決定は¹⁸¹Ta 及び¹⁹⁷Au の場合についてそれぞれ第 1 図及び第 2 図に示す。スペクトルは輻射補正^{2,7)}を行った後のもので、0.2 MeV



第 1 図

¹⁸¹Ta に於ける現象論的バックグラウンドの決定。実線は E 1 巨大共鳴として (τ, n) のデータに基づき、G-T 模型を用いた場合で、破線は J-S 模型を用いた場合。細線は G-T 模型を用いた場合の E 1 巨大共鳴の 2 つのピークを示す。



第2図 ^{197}Au に於ける現象論的バックグラウンドの決定。実線及び破線は第1図の場合と同じ。

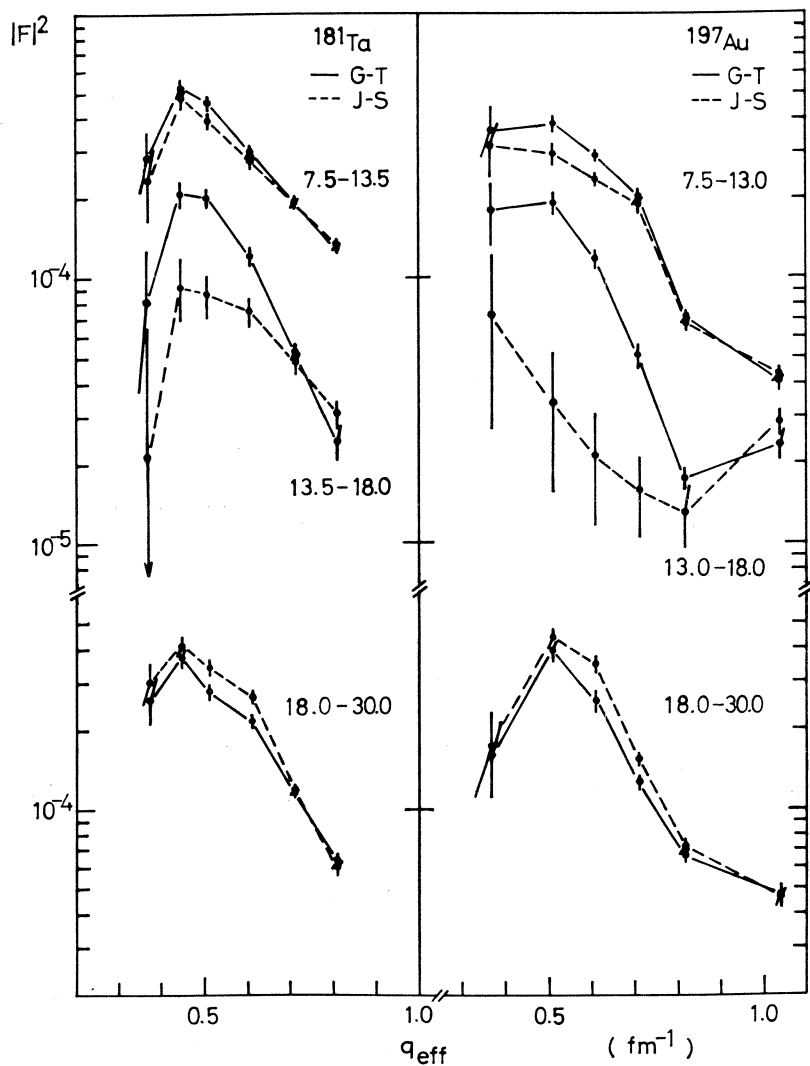
毎のチャンネル幅を持つように表わされている。又、断面積はそれぞれ同じ実験条件で測定された ^{12}C の弾性散乱の断面積で規格化しており、更に点電荷に対する断面積（Mott 断面積）

との比を取って示されている。実線は E 1 巨大共鳴の形状因子として Goldhaber - Teller 模型を用いた場合のバックグラウンドと E 1 巨大共鳴の寄与を示し、破線は Jensen - Steinwedel 模型を用いた場合を示す。

E 1 巨大共鳴の大きさは G - T 模型を用いた場合と J - S 模型を用いた場合で異なるが、スペクトルからバックグラウンドと E 1 巨大共鳴の寄与を差し引いた残りの部分に就いて、 ^{181}Ta (^{197}Au) の場合それぞれ励起エネルギーが 7.5 ~ 13.5 (13.0) MeV, 13.5 (13.0) ~ 18.0 MeV, 18.0 ~ 30.0 MeV の間で和を取り比較すると第 3 図に示されるようになる。実験値を実線で結んだのが G - T 模型を用いた場合で、破線で結んだのが J - S 模型を用いた場合である。又、実験値の誤差は (r , n) のデータに基く E 1 巨大共鳴の断面積に含まれる誤差とこの実験のスペクトルの統計誤差によるもので、バックグラウンドの決定に伴う誤差は含まれていない。

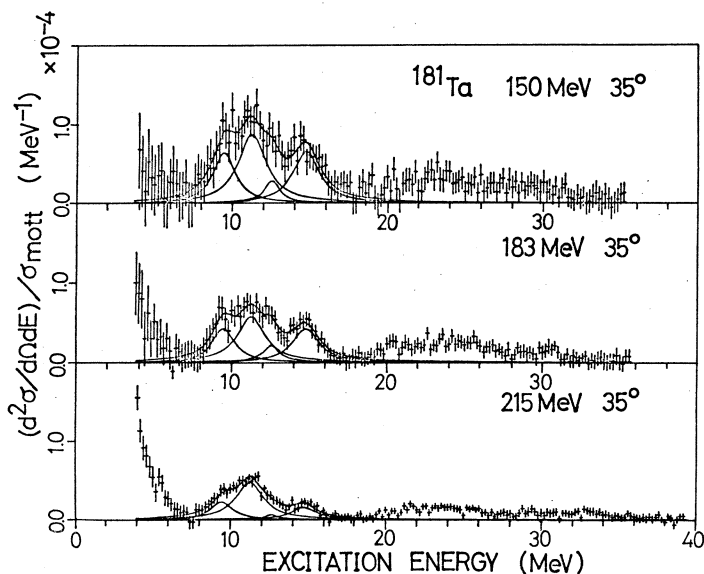
スペクトルを分割した 3 つの区間にはそれぞれ幅広いピークが含まれるが、E 1 巨大共鳴と重なる区間を除き、G - T 模型を用いた場合と J - S 模型を用いた場合とでそれぞれ殆ど同じ大きさ及び q 依存性を示す。E 1 巨大共鳴と重なる区間では、G - T 模型を用いた場合 ^{181}Ta と ^{197}Au で同じような寄与を示すが、J - S 模型を用いた場合 ^{181}Ta では E 1 巨大共鳴の分離とは独立に有意な寄与が残るのに対して ^{197}Au の場合殆ど寄与を示さない。しかし、このような現象論的にバックグラウンドを決めて行う解析には大きな不確定さが入り、後で述べるように ^{197}Au の多重極展開で E 1 巨大共鳴と重なる部分に E 2 的成分が現れる事を考えると、その部分に ^{181}Ta と ^{197}Au の双方で同じような大きさ及び q 依存性を示す寄与が残るとして矛盾がない。

又もう一つの興味ある点として、 ^{181}Ta のスペクトルで E 1 巨大共鳴より励起エネルギーの低い部分及び高い部分の共鳴に、変形の効果と考えられる分離が見られる事である。既に他の実験から知られている励起エネルギーの質量数依存性が $\sim 63 A^{-1/3}$ MeV のアイソスカラー E 2 巨大共鳴に対応する部分では、 ^{197}Au の場合半値幅 ~ 3 MeV の 1 本の共鳴曲線でスペクトルをほぼ再現出来るのに対して、 ^{181}Ta の場合は複雑な形をしていて 1 本の共鳴曲線では合わせる事が出来ない。この事は最近の (α , α')⁸⁾ 或いは (p , p')⁹⁾ の実験結果、変形核に於いてアイソスカラー E 2 巨大共鳴と考えられる共鳴の半値幅が大きくなるという事と矛盾しない。

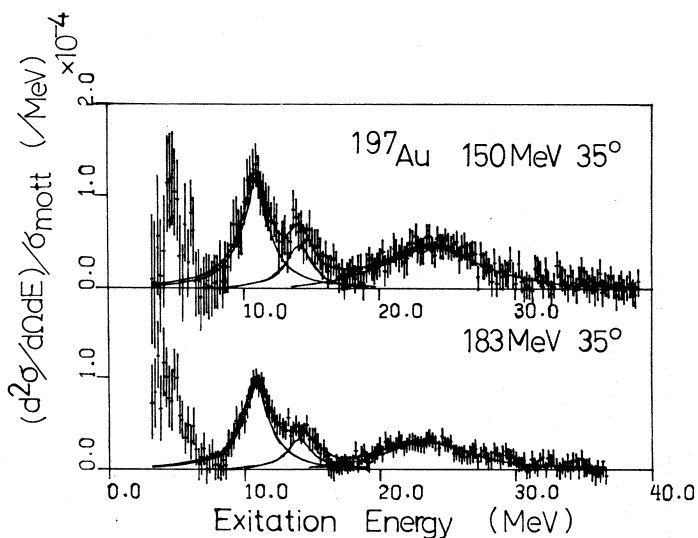


第3図 ^{181}Ta 及び ^{197}Au に於ける、励起エネルギー 7.5 ~ 13.5 (13.0) MeV, 13.5 (13.0) ~ 18.0 MeV 及び 18.0 ~ 30.0 MeV の区間 (カッコ内は ^{197}Au の場合) の寄与。実線及び破線はそれぞれ E 1 巨大共鳴として G-T 模型を用いた場合及び J-S 模型を用いた場合。

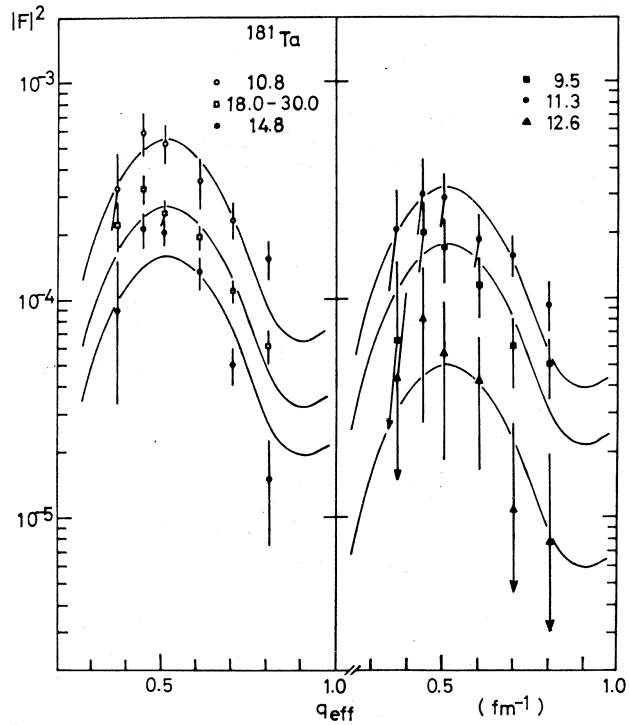
一方、理論的にもアイソスカラー E 2 巨大共鳴は 3 本に分離する事が言われており^{10,11)}, ^{181}Ta の場合この部分を 3 本の共鳴曲線で合わせる事を試みた。G-T 模型を用いた場合について、スペクトルから E 1 巨大共鳴とバックグラウンドを差し引いた残りの寄与を共鳴曲線で合わせ、 ^{181}Ta 及び ^{197}Au の場合をそれぞれ第 4 図及び第 5 図に示す。又、第 6 図及び第 7 図には



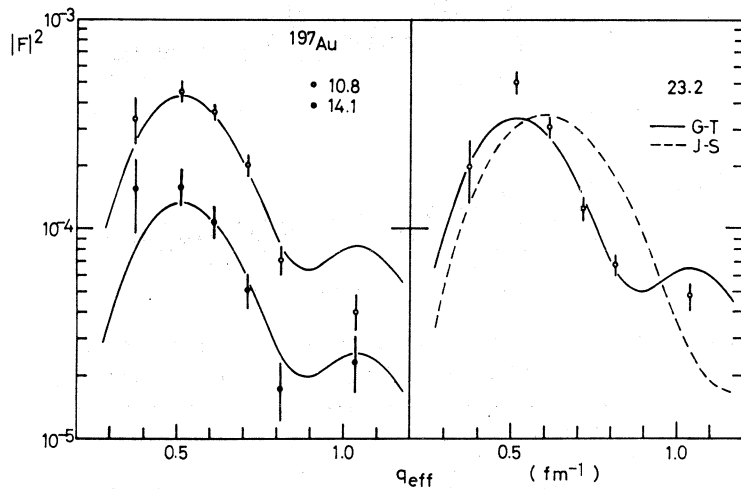
第4図 ^{181}Ta のスペクトルへの共鳴曲線の当てはめ。
 スペクトルはバックグラウンドとG-T模型を用いた場合のE1巨大共鳴の寄与を除いたもので
 励起エネルギー7~10 MeVの領域は~9.5, ~11.3, ~12.6及び14.8 MeVにピークを持つBreit-Wigner型曲線によって合わせる事が出来る。



第5図 ^{197}Au のスペクトルへの共鳴曲線の当てはめ。バックグラウンドとG-T模型を用いた場合のE1巨大共鳴の寄与を除いてある。 ^{181}Ta の場合に励起エネルギー~9.5, ~11.3及び~12.6 MeVと分離していた共鳴が~10.8 MeVにピークを持つ半値幅~2.7 MeVの共鳴に対応すると考えられる。一方, ~14.1 MeVに現れる共鳴は ^{181}Ta の場合~14.8 MeVに現れていると考えられ, 双方で半値幅が~2 MeVとほぼ等しい単一の曲線で表される。



第 6 図 ^{181}Ta に於ける形状因子。黒く塗りつぶした実験点がスペクトル上へ共鳴曲線を合わせて得られたもの。実線は $J=2$ の場合の Tassie 模型或いは拡張され G-T 模型を用いた DWBA 計算による q 依存性を示す。ブリージング・モード模型を用いた $J=0$ の場合の形状因子の q 依存性もほぼ同じものとなる。



第 7 図 ^{197}Au に於ける形状因子。実線第 6 図に於けると同じで、破線は J-S 模型を用いた場合を示す。

^{181}Ta 及び ^{197}Au に於いてスペクトルに合わされたそれぞれの共鳴曲線の示す断面積の値を図示した。共鳴曲線のスペクトルへの適合は非線形関数を扱う最小自乗法¹²⁾を用いて行われ、数点の実験点を同時に用い、共鳴の励起エネルギー、半値幅及び高さを同時に決定した。

断面積(形状因子)を図示した ^{181}Ta に関する第6図に於いて、黒く塗りつぶした実験点が共鳴曲線をスペクトルに合わせる事によって得られたもので、10.8 MeVとして示された白抜き丸印は右側の3つの実験点の和である。誤差は主として共鳴曲線をスペクトルに合わせる事に伴うもので、バックグラウンドの誤差は含まれていない。実線で示された曲線はTassie模型或いは拡張されたG-T模型を用いたDWBA計算による $J=2$ の場合の形状因子の q 依存性を示すもので、ブリージング・モード模型を用いた場合の計算でも形状因子の q 依存性は殆ど同じものとなる。 ^{197}Au の場合には破線によってJ-S模型を用いた $J=2$ の場合の形状因子の q 依存性も示す。第6図及び第7図に示されるように実験点と理論曲線との最も良く合う値から共鳴の強さ及びEWSRとの比を求め、第1表及び第2表に載せる。 ^{181}Ta 、 ^{197}Au 双方とも励起エネルギーの質量数依存性 $\sim 63 A^{-1/3}$ MeV及び $\sim 120 A^{-1/3}$ MeVに対応する共鳴はそれぞれアイソスカラー及びアイソベクトルE2巨大共鳴としてEWSRの殆どを占める事が分かる。 ^{181}Ta の場合 $\sim 63 A^{-1/3}$ MeVに対応する共鳴は3本に分離する事が出来、理論計算とも矛盾しない¹⁰⁾。一方、 $\sim 80 A^{-1/3}$ MeVの質量数依存性に対応する共鳴は ^{181}Ta 、 ^{197}Au 共に ~ 2 MeVの半値幅を持ち、アイソスカラーE0巨大共鳴としてEWSRをほぼ満たす。

第1表 ^{181}Ta に於ける共鳴の強さ及びEWSRとの比較。励起エネルギー及び半値幅は第4図に於けるように共鳴曲線をスペクトルに合わせる事により、又換算転移確率 $B(EJ)$ は第6図に於けるように理論曲線を実験値に合わせる事により得た。

E_x (MeV)	J^π	mode	Γ (MeV)	$B(EJ) e^2 \text{fm}^4$	EWSR (%)
9.47 ± 0.15	2^+	$T=0$	1.80 ± 0.56	2147 ± 334	28.6 ± 4.5
11.27 ± 0.12	2^+	$T=0$	2.20 ± 0.71	3975 ± 482	63.1 ± 7.7
12.57 ± 0.19	2^+	$T=0$	1.26 ± 0.81	634 ± 231	11.2 ± 4.1
14.75 ± 0.10	0^+	$T=0$	2.07 ± 0.32	4543 ± 371	93.8 ± 7.7
	2^+	$T=0$		1971 ± 162	40.9 ± 3.4
$18.0 \sim 30.0$	2^+	$T=1$		3282 ± 299	76.6 ± 7.5

$$J^\pi = 0^+ : B(EJ) \rightarrow |M_{if}|^2 (\text{fm}^4)$$

第2表 ^{197}Au に於ける共鳴の強さ及びEWSRとの比較。励起エネルギー及び半値幅は第5図, 又換算転移確率は第7図に於けるように共鳴曲線或いは理論曲線を合わせる事により得た。

E_x (MeV)	J^π	mode	Γ (MeV)	$B(EJ)(e^2\text{fm}^4)$	EWSR (%)
10.77 ± 0.06	2^+	$T=0$	2.65 ± 0.21	6064 ± 296	84.8 ± 4.2
14.09 ± 0.16	0^+	$T=0$	2.11 ± 0.54	4215 ± 335	77.0 ± 6.2
	2^+	$T=0$		1818 ± 146	33.3 ± 2.7
23.24 ± 0.17	2^+	$T=1$	7.09 ± 0.53	4548 ± 253	91.9 ± 5.2

$$J^\pi = 0^+ : B(EJ) \rightarrow |M_{if}|^2 (\text{fm}^4)$$

次に, ^{197}Au に関して行った多重極展開について述べる。縦成分に含まれる多重極共鳴を調べる為に, 多重極展開は横成分をスペクトルから分離し, 縦成分についてのみ行った。横成分の分離は 155° の散乱角度で行われた3点の実験点から, 分離しようとする前方散乱の実験点と有効運動量移行で等しい点の寄与を外挿又は内挿によって決め, Rosenbluth 図法によって横成分及び縦成分を求めて行った。横成分の寄与は最も大きな割合を占める $250\text{MeV } 45^\circ$ の場合でも高々10%程度である。

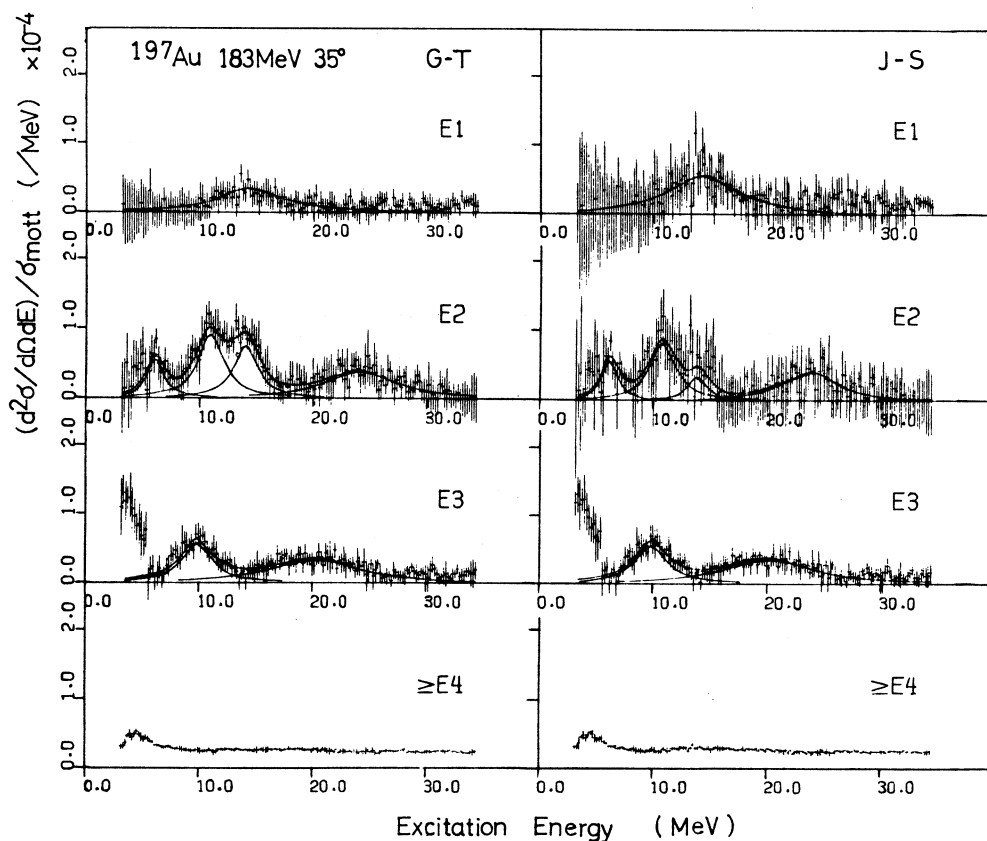
各実験点の, 励起エネルギー ω 及び運動量移行 q に於ける縦成分 $W(\omega, q)$ は, E1成分, E2成分, E3成分及びより高次の多重極成分との線型結合による和

$$W(\omega, q) = a_1(\omega) |F_{E1}(q)|^2 + a_2(\omega) |F_{E2}(q)|^2 + a_3(\omega) |F_{E3}(q)|^2 + a_4(\omega) |F_{E4}(q)|^2 + a_{\geq E4}(\omega) |F_{\geq E4}(q)|^2$$

と表わされると仮定出来る。従って, それぞれの多重極成分の形状因子の q 依存性をあらかじめ決めておいたら, それぞれの成分の励起エネルギー ω に於ける強さ $a_i(\omega)$ は q の異なる数点の実験点を用いて最小自乗法によって決定される。この際, 自由度を残しておく為に6点の実験点に対して展開は4つの成分までとした。誤差は誤差行列を用いて行われ, 換算された χ^2 に於いて $\chi^2 \leq \chi^2_{\min} + 1$ となる範囲として誤差を決めた場合にはほぼ相当する。第8図に展開の結果を $183\text{MeV } 35^\circ$ の断面積として表わす。

多重極展開の際に用いられた形状因子の q 依存性は, E1成分に対してはG-T模型を用いたDWBA計算によるものとJ-S模型を用いたDWBA計算によるものを用い, E2以上の高次の多重極成分に対してはTassie模型或いは拡張されたG-T模型によるものを用いた。前に述べた現象論的にバックグラウンドを決めて行った解析で分かる事であるが, E1巨大共鳴の q 依存性としてG-T模型を用いた場合もJ-S模型を用いた場合も, 励起エネルギー ~ 63

$A^{-1/3}$ MeV 及び $\sim 120 A^{-1/3}$ MeV に位置するそれぞれアイソスカラー及びアイソベクトル E 2 巨大共鳴と考えられる共鳴はそれぞれほぼ等しく、又 q 依存性が共に Tassie 模型或いはそれと等しい q 依存性を与える拡張された G-T 模型を用いた DWBA 計算によるものと良く合う。又、E 4 以上の高次の多重極成分はそれぞれ EWSR の比によって重みを付け、E 4 成分に換算して加え合わせたものである。



第 8 図 ^{197}Au に於ける多重極展開。左側が E 1 成分として G-T 模型を用いた場合で、右が J-S 模型を用いた場合である。多重極展開の後、それぞれの多重極成分に Breit-Wigner 型の共鳴曲線を合わせた。

第8図に於いて、左側はE 1成分の q 依存性としてG - T模型を用いた場合、右側はJ - S模型を用いた場合である。多重極展開されたE 1成分としての寄与は、用いた模型に依存して異なる断面積を示すが、換算転移確率 $B(E1)$ 或いはEWSRとの比ではほぼ等しく、 (r, n) の実験データとも矛盾するものではない。第3表及び第4表にE 1成分としてG - T模型或いはJ - S模型を用いた場合について $B(EJ)$ 及びEWSRとの比を示す。E 2成分の励起エネルギーが ~ 14 MeVの寄与を除いて、他の寄与は双方でほぼ等しく、 ~ 11 MeV及び ~ 24 MeVの共鳴はそれぞれアイソスカラー及びアイソベクトルE 2巨大共鳴としてEWSRをほぼ尽し、他の結果と矛盾しない。 ~ 14 MeVの寄与に就いても、用いた模型への依存はあるが誤差が大きく、アイソスカラーE 0巨大共鳴としてEWSRを満たすと考えて矛盾がない。

第3表 ^{197}Au に於ける多重極展開の結果。E 1成分としてG - T模型を用いた場合に、第8図に於ける共鳴曲線の適合により励起エネルギー、半値幅及び換算転移確率を得た。

(E 1 : G - T, \geq E 2 : Tassie)

E_x (MeV)	J^π	mode	Γ (MeV)	$B(EJ)(e^2 \text{fm}^{2J})$	EWSR (%)
14.17 ± 0.47	1^-	$T = 1$	6.58 ± 1.35	$8.02 \pm 1.21 \times 10$	$162. \pm 25.0$
6.03 ± 0.23	2^+	$T = 0$	1.72 ± 0.66	$2.57 \pm 0.84 \times 10^3$	20.1 ± 6.6
10.89 ± 0.21	2^+	$T = 0$	2.82 ± 0.69	$6.42 \pm 1.66 \times 10^3$	90.8 ± 23.6
13.97 ± 0.22	0^+	$T = 0$	2.64 ± 0.71	$1.09 \pm 0.34 \times 10^4$	$197. \pm 62.0$
	2^+	$T = 0$		$4.97 \pm 1.55 \times 10^3$	83.8 ± 28.2
23.98 ± 0.48	2^+	$T = 1$	7.43 ± 1.56	$6.82 \pm 1.05 \times 10^3$	$142. \pm 22.2$
$3.0 \sim 6.0$	3^-	$T = 0$	~ 2	$3.48 \pm 0.31 \times 10^5$	17.2 ± 2.4
9.73 ± 0.18	3^-	$T = 0$	3.38 ± 0.60	$4.39 \pm 0.60 \times 10^5$	49.8 ± 6.8
	3^-	$T = 1$			33.3 ± 4.6
20.21 ± 0.39	3^-	$T = 1$	9.55 ± 1.43	$7.50 \pm 0.88 \times 10^5$	$118. \pm 14.0$
	3^-	$T = 0$			$177. \pm 21.0$

$J^\pi : 0^+ : B(EJ) \rightarrow |M_{if}|^2 (\text{fm}^4)$

第4表 ^{197}Au に於ける多重極展開の結果。第3表の場合と同じで、この場合はE 1成分としてJ-S模型を用いたもの。

(E 1 : J - S , \geq E 2 : Tassie)

E_x (MeV)	J^π	mode	Γ (MeV)	$B(EJ)(e^2\text{fm}^{2J})$	EWSR (%)
14.10 ± 0.57	1^-	$T = 1$	8.28 ± 1.70	$7.64 \pm 1.16 \times 10$	$153. \pm 24.0$
6.04 ± 0.21	2^+	$T = 0$	1.64 ± 0.48	$2.55 \pm 0.64 \times 10^3$	20.0 ± 5.1
10.68 ± 0.30	2^+	$T = 0$	2.92 ± 0.84	$6.07 \pm 1.46 \times 10^3$	84.2 ± 20.4
13.77 ± 0.79	0^+	$T = 0$	2.32 ± 1.93	$4.36 \pm 3.03 \times 10^3$	77.6 ± 54.0
	2^+	$T = 0$		$1.99 \pm 1.38 \times 10^3$	35.5 ± 24.7
23.67 ± 0.58	2^+	$T = 1$	6.16 ± 1.43	$6.13 \pm 1.13 \times 10^3$	$126. \pm 23.5$
$3.0 \sim 6.0$	3^-	$T = 0$	~ 2	$3.51 \pm 0.31 \times 10^5$	17.5 ± 1.6
9.79 ± 0.18	3^-	$T = 0$	3.52 ± 0.59	$4.54 \pm 0.60 \times 10^5$	51.8 ± 6.9
	3^-	$T = 1$			34.7 ± 4.6
20.20 ± 0.39	3^-	$T = 1$	9.66 ± 1.46	$7.60 \pm 0.90 \times 10^5$	$120. \pm 14.4$
	3^-	$T = 0$			$179. \pm 21.5$

$$J^\pi = 0^+ : B(EJ) \rightarrow |M_{if}|^2 (\text{fm}^4)$$

§ 4. 結 論

以上のような実験及びその解析によって、以下の結論を得たと言える。

- (1) ^{181}Ta , ^{197}Au に於いてE 2 巨大共鳴に関する励起エネルギーの質量数依存性、及びEWSRを満たす事を確めた。
- (2) ^{181}Ta に於いては核の変形によるE 2 巨大共鳴の分離が見られ、アイソスカラーE 2 巨大共鳴については最近の理論値とも矛盾するものでなかった。
- (3) ^{197}Au の多重極展開によって $\sim 80 A^{-1/3}$ MeV の励起エネルギーの質量数依存性に従うアイソスカラーE 0 巨大共鳴としてEWSRを満たす共鳴を確認し、 ^{181}Ta に於いてはアイソベクトルE 1 巨大共鳴の分離によってアイソベクトルE 1 巨大共鳴とは独立のものとして認める事が出来た。
- (4) ^{197}Au の多重極展開でE 3 にも構造が見られた。

参 考 文 献

- 1) J. R. Satchler : Phys. Reports **14 C** (1974) No. 3.
- 2) M. Sasao and Y. Torizuka : Phys. Rev. **C 15** (1977) 217.
- 3) C. Werntz and H. Überall : Phys. Rev. **149** (1966) 762.
- 4) M. N. Harakeh *et al.* : Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 676.
- 5) R. Bergère *et al.* : Nucl. Phys. **A121** (1968) 463.
- 6) a. Veysiere *et al.* : Nucl. Phys. **A 159** (1970) 561.
- 7) J. Friedrich : Nucl. Instr. **129** (1975) 505.
- 8) D. H. Youngblood *et al.* : Phys. Rev. **C 13** (1976) 994.
- 9) D. J. Horen *et al.* : Phys. Rev. **C 9** (1974) 1607.
- 10) D. Zawisha and J. Speth : Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 843.
- 11) T. Kishimoto *et al.* : Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 552.
- 12) P. R. Bevington : *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Science* (McGraw-Hill, New York, 1969).

I - 4 (γ, π^+) 反応断面積の絶対値較正

核理研

大橋英雄・山崎正晴・中原和夫・庄田勝房

§ 1. はじめに

我々は原子核の $(e, e'\pi^+)$ 反応断面積の測定実験を行い仮想光子理論¹⁾を用いて (γ, π^+) 反応断面積を得ている²⁾。その際検出器の π^+ 検出効率として電子に対する値を用いている³⁾が、それで良いかどうかを確かめるため、よく知られている水素からの π^+ 光発生反応断面積⁴⁾を使って我々の断面積の測定値の較正をすることにした。我々は LiH を標的とした $p(e, e'\pi^+)n$ 反応断面積の測定を行ない、Adamovich 等⁴⁾による $p(\gamma, \pi^+)n$ 反応断面積の測定値と誤差の範囲内で一致する結果を得た。

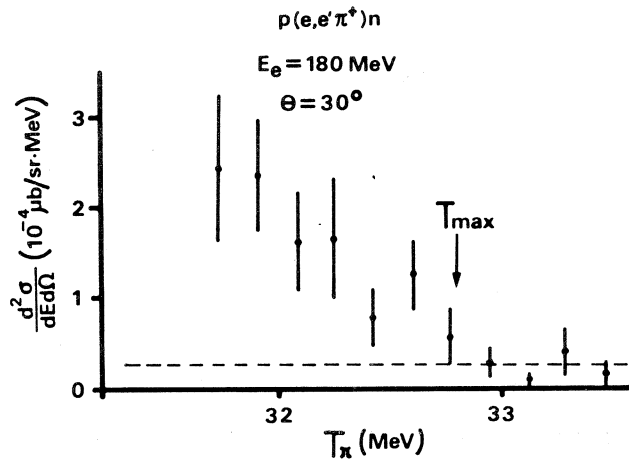
§ 2. 実験と結果の考察

実験は入射電子エネルギー $E_e = 180$ MeV, π^+ の検出角 $\theta = 30^\circ$ (重心系に変換すると $\theta_{c.m.} = 40^\circ$) で行なった。標的は LiH の粉末を東北大学金属材料研究所で 100 kg/cm² の圧力をかけて直径 3 cm の円板状に圧縮作成した厚さ 157.0 mg/cm² のものを用いた。

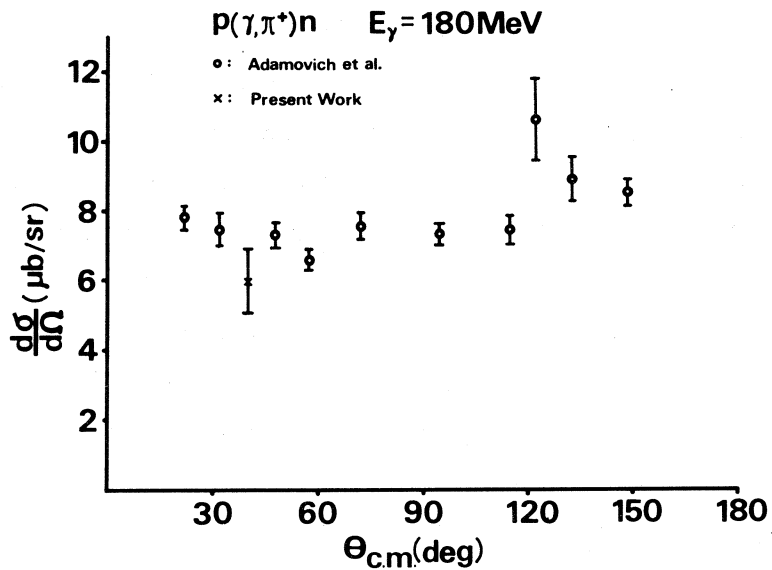
LiH の取扱いはフロン・ガスを満たした容器中で行ない、保存には同ガスを満たしたデシケーターを用いた。照射平均電流は約 10 μ A, 約 10 分後表面にキ裂ができ真空が悪化した。得られた π^+ のエネルギー・スペクトルを第 1 図に示す。

運動学によれば、⁷Li から発生する π^+ の最高エネルギーは $\theta = 30^\circ$ では、水素からの π^+ よりも 5 MeV 以上低い。しかし 50° より後方ではそのエネルギー関係は逆転するため測定は 30° でしか行なえなかった。図中に矢印で示したのは水素から発生する π^+ の最高エネルギー位置である。これよりも高いエネルギー位置にある計数を平均して求めたバックグラウンドを点線で示してある。

第 1 図のスペクトルから求めた $p(\gamma, \pi^+)n$ の断面積の値は 5.90 ± 0.88 μ b/sr である。第 2 図に 180 MeV の γ 線による p からの π^+ 生成断面積の Adamovich 等⁴⁾による測定結果と共に我々の測定値を示す (電子の静止質量 0.51 MeV は無視した)。統計誤差の範囲内で我々の測定結果は γ 線による結果と一致する。すなわち、検出器の π^+ 検出効率に対して電子に対する値を用いた³⁾ことによる誤差は統計誤差を越えないことがわかった。



第1図: $E_e = 180 \text{ MeV}$, $\theta = 30^\circ$ における $p(e, e' \pi^+)n$ 反応により得られた π^+ エネルギースペクトル, 矢印は水素から発生する π^+ の最高エネルギー位置, 点線は矢印以上の4点から求めたバックグラウンド。



第2図: $E_\gamma = 180 \text{ MeV}$ における $p(\gamma, \pi^+)n$ の微分断面積の重心系における角度分布。×印が我々の測定値, ○印は参考文献4による。

標的の厚さ、スペクトロメーターの角度及び照射電流を考慮すると、バックグラウンドが e^+ によるものとは考えにくい⁵⁾。 ${}^6\text{Li}$ から発生する π^+ の最高エネルギーは $\theta = 30^\circ$ では水素からの π^+ より2.7 MeV高いので、これをリチウムに7.4%含まれている ${}^6\text{Li}$ によるものと仮定してその断面積を計算すると $1.1 \pm 0.2 \mu\text{b}/\text{sr}$ となり、単一粒子殻模型による理論値 $5.5 \mu\text{b}/\text{sr}$ 、さらに文献6中の式

$$\sigma_{6\text{Li}} = (0.073 \pm 0.02) a_p \frac{q}{k} \cdot \frac{12.5/q}{\exp(12.5/q) - 1}$$

(k , q は重心系における光子, π^+ の運動量, $a_p = 193.5 \mu\text{b}/\text{sr}$ ⁷⁾。この式はしきい値付近の全断面積を表わす式ではあるが、概算値を求めるために k , q には我々の実験における値を代入した)から、 π^+ の角分布が等方的であると仮定して得られた値 $0.54 \mu\text{b}/\text{sr}$ と同程度である。すなわち、バックグラウンドは ${}^6\text{Li}$ に起因するものであると推定される。

今回の実験で我々の解析方法から求めた(r , π^+)反応断面積と、Adamovich等による r 線を用いて測定された反応断面積⁴⁾とは統計誤差の範囲内で一致する事が確認された。来期のマシン・タイムでは ${}^6\text{Li}$ を標的とした ${}^6\text{Li}(e, e' \pi^+){}^6\text{He}$ の実験を行ないその断面積を求めて、第1図に示されたバックグラウンドが ${}^6\text{Li}$ に起因するものであるか否かを確認する予定である。

LiH 標的の作製にあたり金属材料研究所平林研究室の浅野氏及び工業化試験室の吉井氏に全面的に御協力いただいた事を感謝します。

参 考 文 献

- 1) R. H. Dalitz and Yennie : Phys. Rev. **105** (1957) 1598.
- 2) 核理研研究報告 **9** (1976) 34.
- 3) 核理研研究報告 **9** (1976) 226.
- 4) M. I. Adamovich *et al.* : Proceedings (Turdy.) of the P. N. Lebedev Physics Institute **34** (1967) 49.
- 5) 核理研研究報告 **8** (1975) 256.
- 6) J. Deutch *et al.* : Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 316.
- 7) M. J. Adamovich *et al.* : Yad. Phys. **9** (1969) 848.

I - 5 $^{14}\text{N}(e, e'd_0)^{12}\text{C}$ 反応の研究

山形大教養, 核理研*

種市 宏・上野博昭・庄田勝房*

前回まで $^6\text{Li}(e, e'd)^4\text{He}$ 反応をしらべてE2が主であることが確認され、 α -d クラスター・モデルで大体説明できることがわかった¹⁻⁴⁾。今年度のマシンタイムを用いて ^6Li と同じく奇-奇核の ^{14}N の $(e, e'd)$ 反応をしらべた。重陽子の角分布は励起エネルギーが(20.0~22.0 MeV), (24.0~28.0 MeV)の範囲で測った。 ^6Li のときと同じくE2が主であることが認められた。又、重陽子の放出角 $\theta = 125^\circ$ で、励起エネルギーが17.0~28.0 MeVの d_0 の断面積を測定し、 $E_x = 20.0$ MeVに共鳴のあることが認められた。これは $^{14}\text{N}(e, e'p_0)$ の殻外核子による共鳴の位置と一致している。

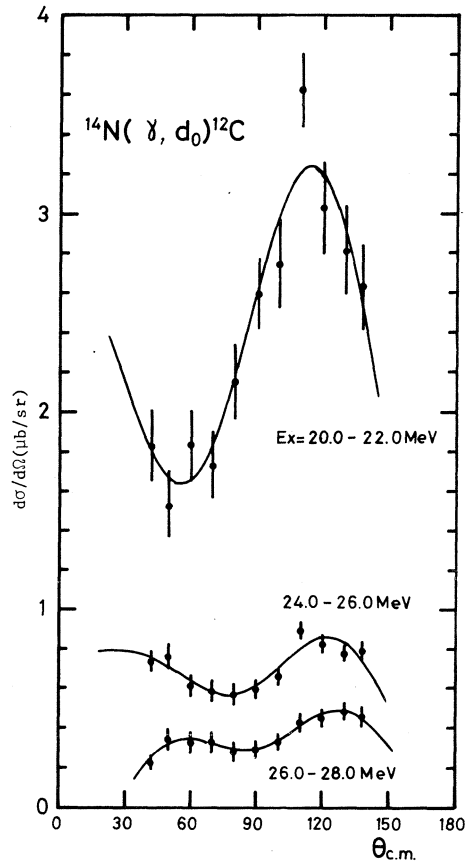
§ 1. 実験と結果

今回の実験で、ターゲットに窒化硼素(BN)の薄板を用いた。厚さは 19.4 mg/cm^2 であった。電子エネルギー23.0と29.0 MeVで角分布を測定した。測定の角度は 42° と 138° の間で12点である。 (r, d_0) に変換した結果を第1図に示してある。又角分布を

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{i=0}^4 A_i P_i(\cos\theta)$$

の形に展開したときの $A_1 \sim A_4$ の A_0 に対する比と、 $4\pi A_0$ (全断面積)を第1表に示してある。

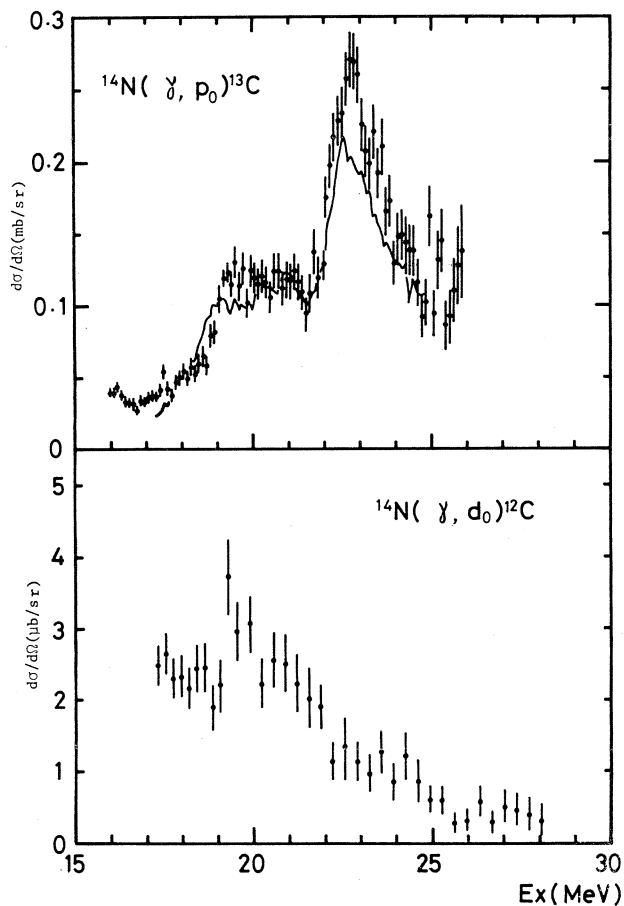
第1図 $^{14}\text{N}(e, e'd_0)^{12}\text{C}$ による (r, d_0) の角分布。励起エネルギー範囲は(20.0~22.0 MeV), (24.0~26.0 MeV), (26.0~28.0 MeV)である。



第1表 $^{14}\text{N}(e, e' d_0)^{12}\text{C}$ による (r, d_0) の角分布のルジャンドル展開の係数の比及び全断面積。

E_x (MeV)	$\bar{\sigma}$ (μb)	A_1/A_0	A_2/A_0	A_3/A_0	A_4/A_0
20 ~ 22	29.3 ± 1.9	-0.14 ± 0.10	-0.24 ± 0.25	0.60 ± 0.17	-0.04 ± 0.24
24 ~ 26	8.6 ± 0.4	0.06 ± 0.80	-0.03 ± 0.19	0.43 ± 0.13	-0.34 ± 0.18
26 ~ 28	3.9 ± 0.2	-0.47 ± 0.07	-0.56 ± 0.16	-0.08 ± 0.11	-0.89 ± 0.15

又、 $\theta = 125^\circ$ での (r, d_0) 微断面積を電子エネルギー 20.0, 23.0, 26.0, 29.0 MeV での $(e, e' d_0)$ 実験から求めた結果と、電子エネルギー 20.0, 23.0, 26.0 MeV で測定した $(e, e' d_0)$ による (r, p_0) 微断面積の比較が第2図に示されている。図中の実線は



第2図 $^{14}\text{N}(r, p_0)^{13}\text{C}$ (上図) と $^{14}\text{N}(r, d_0)^{12}\text{C}$ (下図) の $\theta = 125^\circ$ における励起曲線。上図の実線は Carr 等⁵⁾ の $\theta = 115^\circ$ における測定値。

Carr等⁵⁾の $\theta = 115^\circ$ における測定値で、両測定値が20%以内で一致していることがわかる。

データの処理の際に用いるSSDの効率は、幾何学的に計算した効率を実験によって修正した値を用いた。修正の方法については別の機会に報告したい。

§ 2. 考 察

$^{14}\text{N}(\gamma, d_0)^{12}\text{C}$ 反応も $^6\text{Li}(\gamma, d_0)^4\text{He}$ 反応と同じく $T=0$, $4T=0$ でE1転移が禁止されている。第1図の形(P_4 形)と第1表の A_4/A_0 の値からE2の寄与が大きいことがわかる。角分布の 90° 非対称性はE2-E1, E1-M1の干渉項からでる。

第2図の (γ, p_0) 反応の $E_x \approx 23$ MeV 附近のピークは ^{12}C コアのE1巨大共鳴で、19~21 MeV 近傍のピークは殻外核子の直接過程による放出に起因するものと思われる。 d_0 の励起曲線のピーク的位置が p_0 の場合と同じ $E_x = 19 \sim 21$ MeVに見られるのは興味深い。閉殻外の陽子と中性子によるdクラスターが放出され、残留核が基底状態に残されるものと考えられる。この様に p_0 と d_0 の放出機構には密接な関連があるものと思われる。

この実験に際して御援助いただいた核理研の (γ, p) グループのメンバーの方々、マシングループと測定器グループの方々に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 種市宏, 上野博昭, 庄田勝房: 核理研研究報告 **7** (1974) 62.
- 2) 種市宏, 上野博昭, 庄田勝房: 核理研研究報告 **8** (1975) 67.
- 3) 種市宏, 上野博昭, 庄田勝房: 核理研研究報告 **9** (1976) 39.
- 4) 種市宏, 庄田勝房: 山形大学紀要(自然科学) **9** (1977) 237.
- 5) R. W. Carr, J. E. E. Baglin and E. J. Bentz, Jr.: Phys. Rev. **C6** (1972) 2032.

I - 6 光核反応による α 粒子の測定

核理研 浦野隆夫・菅原真澄
玉江忠明・庄田勝房

§ 1. 序

^9Be , ^{26}Mg , ^{46}Ti , ^{54}Fe について ($e, e' \alpha$) 反応による α 粒子のエネルギー スペクトルを測定した。更に ^{46}Ti について、入射電子エネルギー 15 MeV から 43 MeV まで 1 MeV 間隔で ($e, e' \alpha$) 微分断面積を測定し、これより (r, α) 微分断面積を算出した。また、 ^{46}Ti について統計理論による計算結果と比較を行なった。

§ 2. 実験方法と測定結果

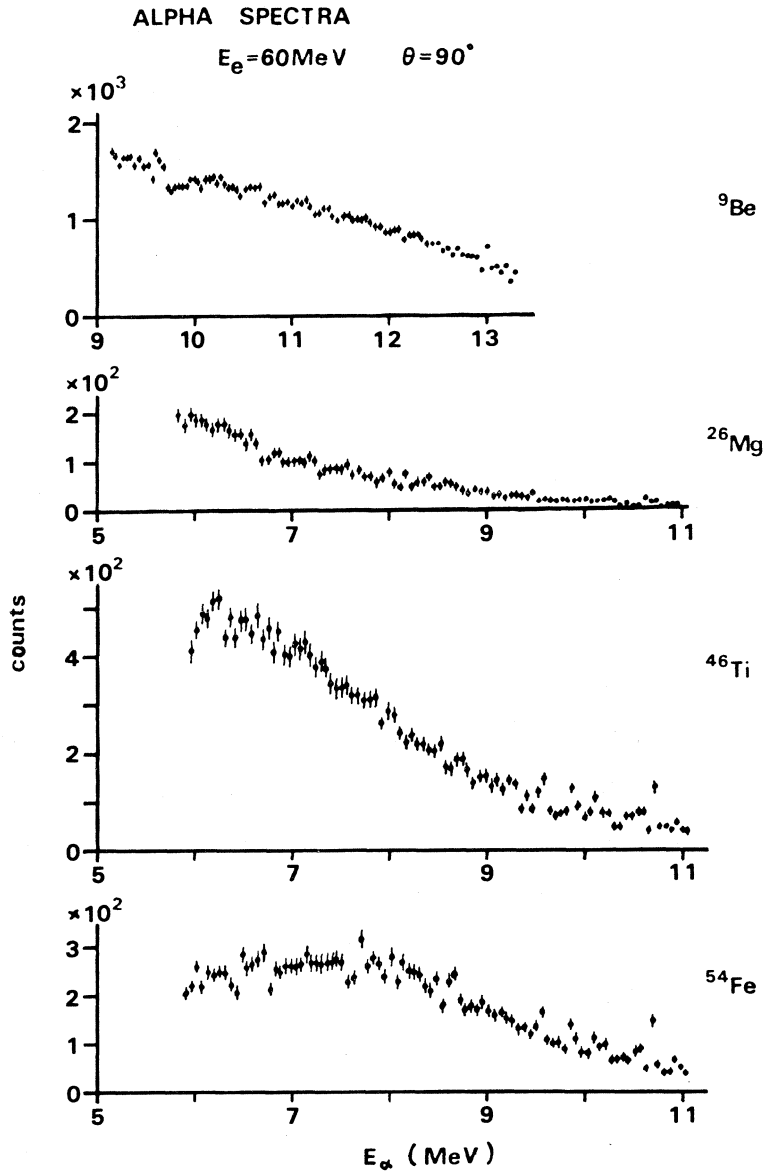
1976年6月に稼動を始めた、広帯域分析電磁石 (BDM) 用の新しい粒子検出系¹⁾を用いて、光核反応による α 粒子の測定が容易に行なえるようになった。 (r, α) 反応の研究はまだ例が少なく、今後の発展が期待されている。BDM用の粒子検出器としては、従来のリチウムドリフト型シリコン検出器 (SSD) の他に、多線比例計数管 (MWPC) が開発され²⁾ 既に使用されているが、今回は SSD を用いた測定である。陽子と α 粒子の分離には、SSD の直前に 12 μm のテトロンを置き、テトロン中でのエネルギー損失の差を利用した。

電子線の運動量分解能 1.5% で実験を行なった。用いたターゲットを第1表に示す。ターゲット面のビーム方向に対する角度は 35°、測定角 θ はすべて 90° である。

第1表 使用したターゲット

	純度 (%)	厚さ (mg/cm ²)	(r, α) のしきい値 (MeV)
^9Be	100	11.7	2.53
^{26}Mg	99.4	2.6	10.62
^{46}Ti	81.2	3.54	8.01
^{54}Fe	~ 90	3.59	8.41

第1図に測定したエネルギー スペクトルを示す。入射電子量 $36.3 \times 10^{-3} \text{C}$ に対する計数である。測定した α 粒子のエネルギーは 4.95 ~ 10.41 MeV であるがすべての α 粒子がターゲットの厚さの中央から出てきたものと近似して、ターゲットによるエネルギー損失の補正を行なっ



第1図 60 MeVの電子線で照射したときの $(e, e' \alpha)$ 反応による α 粒子のエネルギースペクトル。ターゲットの厚さの中央から全ての α 粒子が出たとして、エネルギー損失の補正をしてある。

である。この近似は、薄いターゲットについてはよいが、厚いターゲットの場合は誤差が大きいと思われる。エネルギースペクトルの測定には、なるべく薄いターゲットを用いる方がよい。

第2図に、 ^{46}Ti の $(e, e' \alpha)$ 微分断面積を示す。これは4.95～10.41 MeVの α 粒子について計数をとったものである。測定角 θ は 90° である。入射電子エネルギーは、15 MeVか

ら 1 MeV 間隔で 43 MeV まで変化させて測定した。

§ 3. $^{46}\text{Ti}(\gamma, \alpha)$ 微分断面積の算出

($e, e' \alpha$) 反応は仮想光子による核反応と考える事ができる。(γ, α) 微分断面積に仮想光子スペクトルをかけて光子エネルギーについて積分したものが、($e, e' \alpha$) 微分断面積となる。従って、適当な(γ, α) 微分断面積を仮定して($e, e' \alpha$) 微分断面積の測定値に χ^2 fit させる事にした。

第 2 図の($e, e' \alpha$) 微分断面積を見ると、15 ~ 20 MeV 間で傾きの変化が著しいので、この付近にローレンツ曲線で表わされる(γ, α) 微分断面積を仮定し、23 MeV までのデータ(9 点) を使って χ^2 fit させた。仮想光子スペクトルとしては、E 1 成分³⁾のみを考えた。ローレンツ曲線を

$$\frac{AE^2\Gamma^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + E^2\Gamma^2} \quad (3.1)$$

E : 励起エネルギー

とすると、 χ^2 を最小にするパラメータの値が次のように求められた。

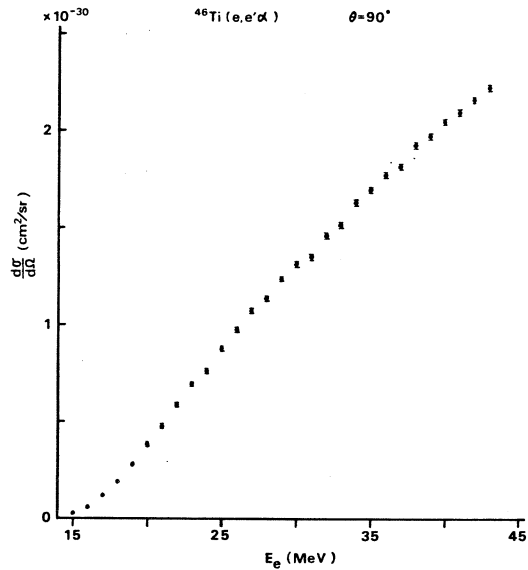
$$E_0 = 19.11 \begin{matrix} + 0.40 \\ - 0.41 \end{matrix} \text{ (MeV)}$$

$$\Gamma = 5.89 \begin{matrix} + 1.05 \\ - 0.89 \end{matrix} \text{ (MeV)}$$

$$A = 0.337 \begin{matrix} + 0.021 \\ - 0.020 \end{matrix} \text{ (mb / sr)}$$

ただし、 χ^2_{\min} を自由度で割った値は 4.47 であった。

この値を用いて再現した($e, e' \alpha$) 微分断面積、(γ, α) 微分断面積が第 3 図である。($e, e' \alpha$) 微分断面積はエネルギーの高いところでずれが大きい。第 3 図(c) にその差を示す。この差をうめるのに、ローレンツ曲線に加えて上に凸の二次曲線を仮定し、ローレンツ



第 2 図 $^{46}\text{Ti}(e, e' \alpha)$ 反応の微分断面積。
4.95 ~ 10.41 MeV の α 粒子について計数率をとったものである。

曲線は固定したままで全ての測定値 (29点) に χ^2 fit させた。 その結果二次曲線を

$$a + (E - b)^2 \times c \quad (3.2)$$

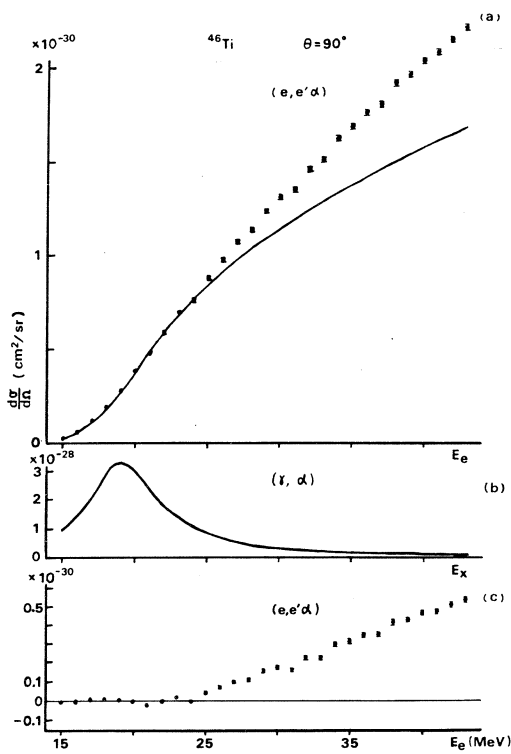
とすると

$$a = 0.120 \begin{matrix} + 0.025 \\ - 0.028 \end{matrix} \text{ (mb/sr)}$$

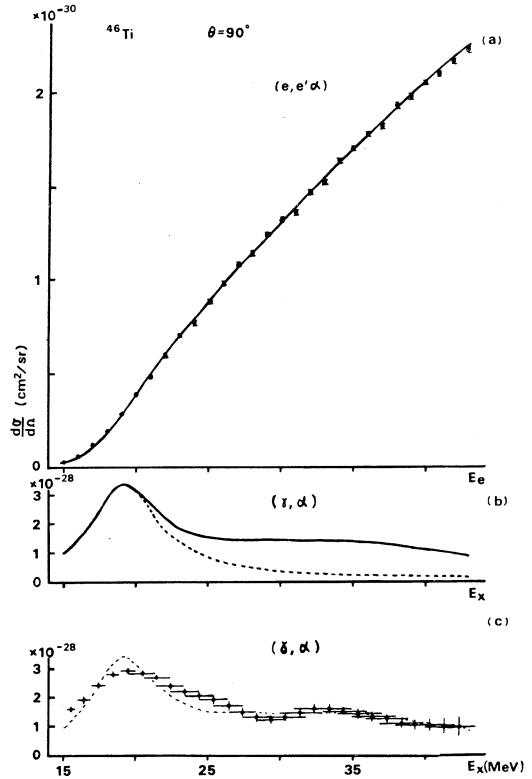
$$b = 34.0 \begin{matrix} + 2.0 \\ - 4.4 \end{matrix} \text{ (MeV)}$$

$$c = -0.60 \begin{matrix} + 0.22 \\ - 1.57 \end{matrix} \text{ (} 10^{-3} \text{mb/(MeV}^2 \cdot \text{sr))}$$

が求められた。ただし、 χ^2_{\min} を自由度で割った値は 2.23 であった。



第3図 ローレンツ曲線による χ^2 fit の結果。
(a)実線は再現された $(e, e' \alpha)$ 微分断面積。
(b)再現された (γ, α) 微分断面積。
(c)(a)における測定値と再現値の差。



第4図 ローレンツ曲線と二次曲線の和による χ^2 fit の結果。(a)実線は再現された $(e, e' \alpha)$ 微分断面積。
(b)ローレンツ曲線だけの場合(点線)と二次曲線を加えた場合(実線)との (γ, α) 微分断面積。
(c) Least Structure Method による解析結果(黒丸)との比較。

ローレンツ曲線と二次曲線の和で再現した $(e, e' \alpha)$ 微分断面積と (r, α) 微分断面積が第4図である。比較のために、CookのLeast Structure Method⁴⁾を用いて求めた (r, α) 微分断面積を第4図(c)に示す。両者は比較的良好に一致している。等方的な角分布を仮定すると、15 MeVから43 MeVまでの積分断面積は、ローレンツ曲線と二次曲線の和を仮定したものが57.8 mb・MeV、Cookの方法によるものが59.2 mb・MeVである。

§ 4. 統計理論による計算結果との比較

統計理論によれば、複合核過程を通じての核反応の断面積は、複合核形成断面積を透過係数の比で分割する事によって求められる。複合核形成断面積を σ_c とすると、 (r, α) 反応の断面積 σ_α は

$$\sigma_\alpha = \sigma_c \frac{\sum T_\alpha}{\sum T} \quad (4.1)$$

$\sum T$: 全ての反応チャンネルへの透過係数の和

$\sum T_\alpha$: α 粒子放出に関する全ての透過係数の和

となる。 (r, n) 反応も複合核過程によると仮定すれば同様の式が成り立つから、結局

$$\sigma_\alpha = \sigma_n \frac{\sum T_\alpha}{\sum T_n} \quad (4.2)$$

σ_n : (r, n) 反応の断面積

$\sum T_n$: 中性子放出に関する全ての透過係数の和

となり、比較的良好に研究されている (r, n) 断面積から (r, α) 断面積を求める事ができる。

同様に、エネルギー E_α の α 粒子を放出する光核反応の断面積 $\sigma_\alpha(E_\alpha)$ は

$$\sigma_\alpha(E_\alpha) = \sigma_n \frac{T_\alpha(E_\alpha)}{\sum T_n} \quad (4.3)$$

$T_\alpha(E_\alpha)$: エネルギー E_α の α 粒子放出の透過係数

と書ける。これに仮想光子スペクトルをかけて積分を行えば、 $(e, e' \alpha)$ 反応による α 粒子のエネルギースペクトルを計算できる。

透過係数は散乱行列要素と関係のある量で、光学ポテンシャルから計算できる。光学ポテンシャルは、Woods-Saxon型を用いた。

$$\begin{aligned}
 U(r) = & \frac{-V}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a_0}\right)} - i \left[\frac{W_v}{1 + \exp\left(\frac{r-R_w}{a_w}\right)} - 4 a_w W_s \frac{d}{dr} \left\{ \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-R_w}{a_w}\right)} \right\} \right] \\
 & + (\sigma \cdot l) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{V_{so} + i W_{so}}{r} \frac{d}{dr} \left\{ \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a_0}\right)} \right\} + V_c \quad (4.4)
 \end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned}
 R_0 &= r_0 A^{1/3} & R_w &= r_w A^{1/3} \\
 V_c &= \begin{cases} \frac{z z' e^2}{r} & r \geq R_c \\ \frac{z z' e^2}{2 R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) & r < R_c \end{cases} \\
 R_c &= r_c A^{1/3}
 \end{aligned}$$

用いたパラメータを第2表に示す。

第2表 光学ポテンシャルのパラメーター

	α 粒子	中性子
V	183.7 MeV	52.5 - 0.625 E^* MeV
W_v	26.0 MeV	5.4 + 0.4 E MeV
W_s	0	0
V_{so}	0	10.185 - 0.171 E MeV
W_{so}	0	0
r_0	1.40 fm	1.25 fm
a_0	0.564 fm	0.65 fm
r_w	1.40 fm	1.25 fm
a_w	0.564 fm	0.98 fm
r_c	1.40 fm	-

* E は中性子のエネルギー (MeV)

ΣT_w , ΣT_α は残留核の励起状態が連続状態となる領域では準位密度公式を用いて積分で置きかえる。準位密度公式としては、スピン・パリティ I^π をもった準位密度として、フェルミ気体模型を用いて表わされる次の式を用いた。

$$\rho^{I\pi}(\epsilon) = \frac{1}{48\sqrt{2}} \frac{\hbar^3 a^{1/2}}{g^{3/2}} \frac{2I+1}{(\epsilon+t-d)^2} \exp [2a^{1/2}(\epsilon-d)^{1/2}]$$

ϵ : 励起エネルギー

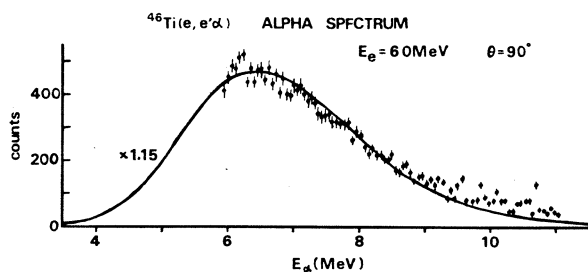
a : 状態密度係数 (= 0.127 A MeV⁻¹)

g : 慣性能率 (= $g_{\text{rig}} \times 0.7$, $g_{\text{rig}} = \frac{2}{5} r^2 M$, $r = 1.5 A^{1/3}$ fm)

t : 熱力学的温度 ($\epsilon = a t^2 - t$)

d : 対エネルギー (= $d' - 70/A$, $d' = 3.0$ MeV)

第5図は、60MeVの電子線で⁴⁶Tiを照射したときの α 粒子エネルギースペクトルについて統計理論で(r , n)断面積から求めた結果と、実験結果との比較である。(e , $e'\alpha$)断面積の角度分布は等方的であると仮定した。(r , n)断面積⁵⁾は放射化法で求められたものである。実験結果の方が15%ほど大きいが傾きの様子はよく合っている。

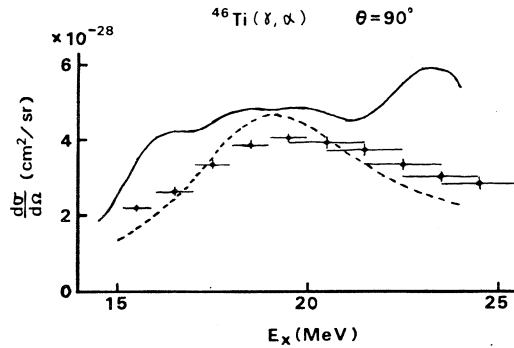


第5図 統計理論により(r , n)断面積から求めたエネルギースペクトル(実線)と測定値との比較。

第5図でわかるように、エネルギースペクトルの測定では低いエネルギーの部分を取り残しており、(e , $e'\alpha$)微分断面積の測定値及びそれから算出した(r , α)微分断面積は補正が必要である。第5図の場合、統計理論から求めた結果について計算すると、スペクトル全体の計数値は測定した範囲の計数値の1.39倍になる。入射電子エネルギーの低いところでも同様の影響があると仮定すると、(r , α)微分断面積は実験から求めた値を1.39倍する必要がある。

第6図は、(r , α)微分断面積について、実験から求めた値を1.39倍した結果と統計理論で(r , n)断面積から求めた結果とを比較したものである。後者は、実験結果と比較できるよう分解能を悪くしてある。(r , α)断面積の角度分布は等方的であると仮定した。これによれば19MeV付近での絶対値はほぼ近いが、それ以外のところでは統計理論による結果の方

がかなり大きくなり、形も異なっている。



第6図 統計理論により (r, n) 断面積から求めた (r, α) 微分断面積(実線)と実験から求めた結果(点線はローレンツ曲線と2次曲線の和。黒丸はLeast Structure Methodによる解析結果。)との比較。後者は $(e, e'\alpha)$ 微分断面積の数え落としを補正してある。

以上のように、統計理論による計算結果との比較ではエネルギースペクトルの形と絶対値はほぼ合っており、更に (r, α) 微分断面積の19 MeV付近での絶対値もほぼ等しい。これは (r, α) 反応が複合核過程でかなり説明できる事を示していると思われる。しかし、微分断面積の形は相当異なっており、この説明は今後の問題である。

参 考 文 献

- 1) 核理研研究報告 9 (1976) 330.
- 2) 核理研研究報告 9 (1976) 321.
- 3) W. C. Barber and T. Weidling : Nucl. Phys. 18 (1960) 575.
- 4) B. C. Cook : Nucl. Instr. 24 (1963) 256.
- 5) R. E. Pywell : private communication.

I - 7 A Study of the $^{50}\text{Ti}(\gamma, p)$ Cross Section

M. N. Thompson, K. Shoda,[†] M. Sugawara,[†] J. I. Weise, T. Saito,[†]
H. Tsubota,^{††} H. Miyase,^{††} T. Tamae,[†] H. Ohashi,[†] and T. Urano,[†]

Physics Department, University of Melbourne, Parkville 3052, Australia.

[†]*Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University.*

^{††}*College of General Education, Tohoku University.*

§ 1. Introduction

As the part of a systematic study of the photoproton and photoneutron cross sections of the $f_{7/2}$ even-even nuclei centred around ^{48}Ca , the proton cross section of ^{50}Ti was measured. The aim of this study is to observe isospin and deformation effects as the $f_{7/2}$ shell is filled.

Previous measurements here of the proton cross sections for this investigation have included ^{42}Ca , ^{52}Cr ,¹⁾ ^{54}Fe ,²⁾ ^{44}Ca and ^{48}Ca ,³⁾ the corresponding (γ, n) cross sections for ^{44}Ca ,⁴⁾ ^{52}Cr ⁵⁾ and ^{54}Fe ⁶⁾ being obtained using the 35 MeV Melbourne University betatron.

§ 2. Experiment

Two targets were irradiated using the electron linac facility at this laboratory. One target consisted of a thin (4.98 mg/cm²) foil enriched to 69.7% in ^{50}Ti and the other consisted of a natural titanium foil (4.345 mg/cm²) used to correct for the isotope impurity in the enriched target. The protons following electrodisintegration were analysed using the Broad Range magnetic spectrometer. Spectra were taken for electron energies ranging from 16.0 MeV to 29 MeV in 200 keV intervals and by summing all protons with energies above 3.5

MeV, a yield curve for the reaction $^{50}\text{Ti}(e,e'p)$ was obtained.

The (γ,p) thresholds for ^{50}Ti and ^{48}Ti (the main contaminant in the enriched foil) are 12.2 MeV and 11.4 MeV respectively. From each spectrum taken with the enriched foil all protons above the cutoff for protons from ^{50}Ti were assumed to be due to ^{48}Ti . Comparing this number with the number of protons in the same energy region from the natural target gave the proportion of the yield from other Titanium isotopes which had to be subtracted from the enriched ^{50}Ti yeild. The yield from the natural foil was $\sim 40\%$ greater than from the enriched foil as expected since ^{48}Ti which constitutes 74% of the natural target will have a smaller (γ,n) cross section and hence a larger (γ,p) cross section than ^{50}Ti . Since the enriched foil contains 23% ^{48}Ti , the contribution to the detected protons due to isotopes other than ^{50}Ti may be as high as 50%.

§ 3. Analysis and Discussion

As a preliminary analysis of the deduced ^{50}Ti yield curve an approximation to the cross section was made by finding the gradient of a smooth curve drawn through the data. This is shown in Fig. 1. It should be noted that a degree of subjectivity is present in this method; however, the general trends of the cross section are evident with strength at 19 MeV and at 22 - 26 MeV. This latter strength being almost certainly split to produce peaks at 21.5 and 25 MeV.

A point by point analysis of the yield curve using a variable bin Penfold Liess (VBPL) method⁷⁾ was also performed. The result is shown in Fig. 2. It should be borne in mind that this analysis is preliminary; more careful allowance of isotopic impurity contributions, error assessments, analysis optimization etc., must be made. Nonetheless, taken in relation to

Figure Captions:

Fig. 1.
600 keV
differences
derived from
a smooth
yield of the
 $^{50}\text{Ti}(e, e'p)$
reaction.

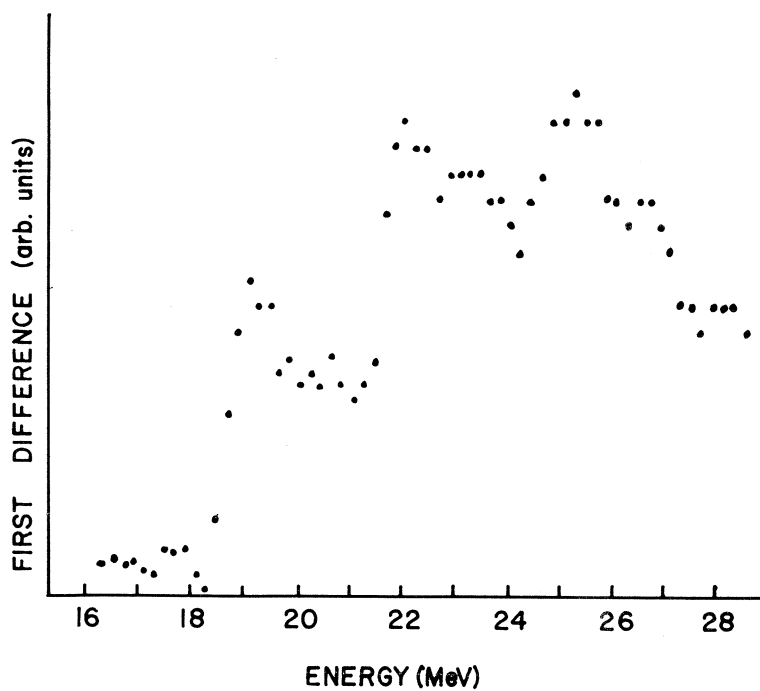
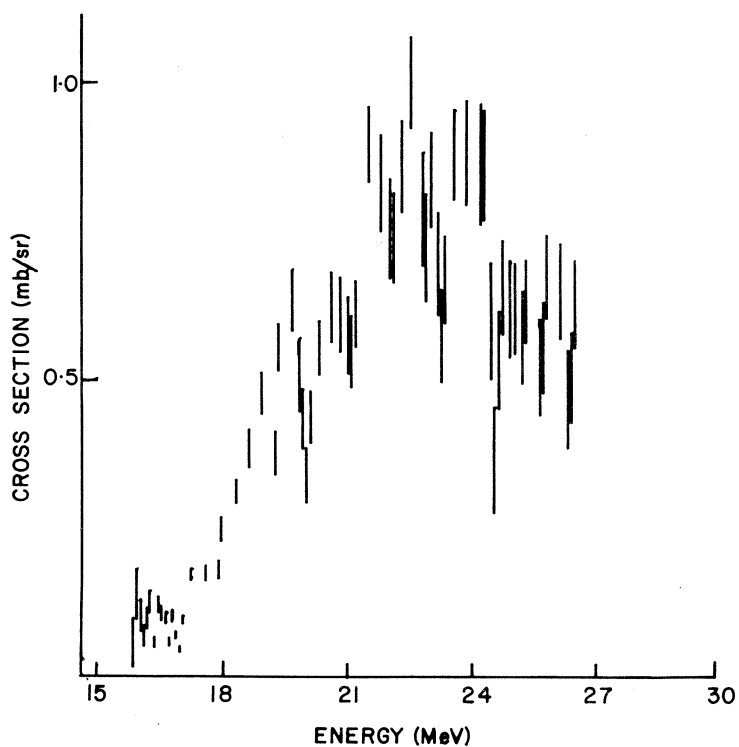


Fig. 2.

The absolute
 $^{50}\text{Ti}(\gamma, p)$
cross section
derived from
the yield
curve, using
the VBPL
method.
(Preliminary.)



the other results in this program the cross section is interesting. Of particular note is the presence of strength at 24 - 25 MeV similar to the case of $^{48}\text{Ca}^{3)}$ and in contrast to the case of ^{52}Cr and $^{42}\text{Ca}^{1)}$

The $^{50}\text{Ti}(\gamma, n)$ cross section will be measured in Melbourne this year and it is expected that early in 1978 an overall review of the project will be available.

References

- 1) M. N. Thompson *et al.*: Research Report Lab. Nucl. Sci., Tohoku Univ. **8** (1975) 266.
- 2) H. Tsubota *et al.*: Research Report Lab. Nucl. Sci., Tohoku Univ. **8** (1975) 71.
- 3) M. N. Thompson *et al.*: Research Report Lab. Nucl. Sci., Tohoku Univ. **9** (1976) 48.
- 4) R. Farmer: M. Sc. thesis. University of Melbourne 1977.
- 5) J. Weise *et al.*: to be published Aust. J. Phys.
- 6) J. Norbury: Melbourne University Research Report 1976.
- 7) E. Bramanis *et al.*: Nucl. Instr. **100** (1972) 59.

I - 8 ^{136}Ba の 2140 keV 5^- 準位の配位

理学部物理 川村暢明・大島真澄
林部昭吾・伊東芳紀
片倉純一・金沢正明
藤岡 学・石松敏之

§ 1. 序 論

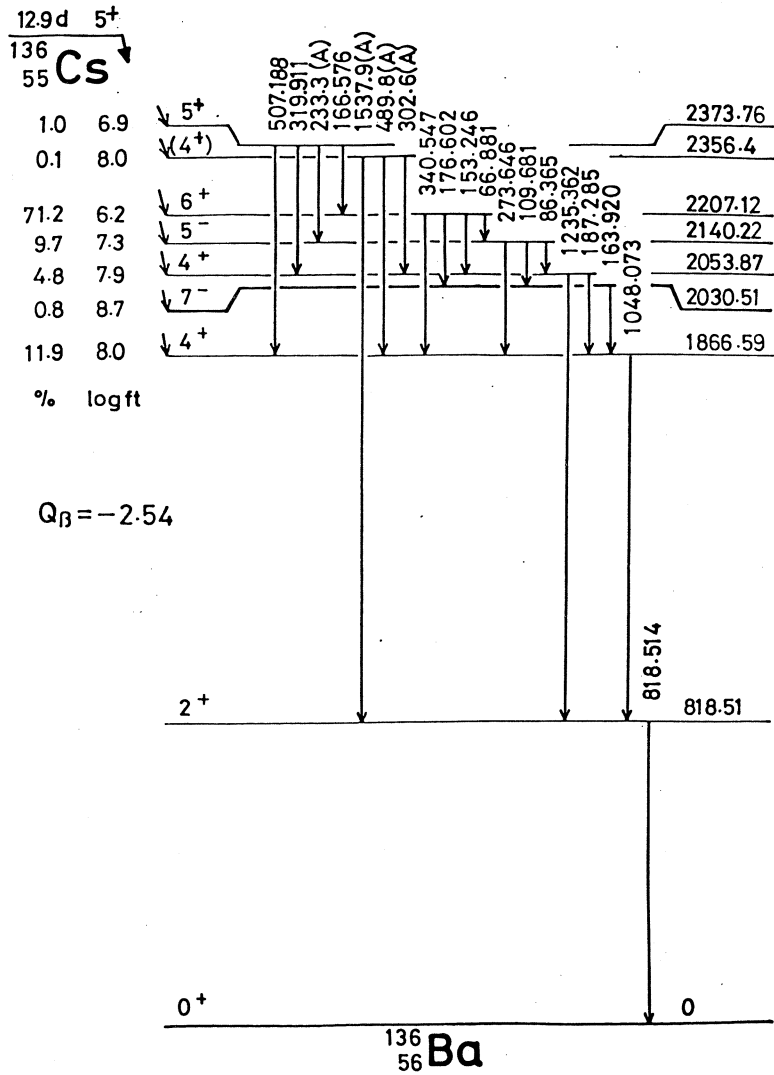
Ba の同位核は、回転領域から振動領域を経て、 $N=82$ の球形領域まで分布しているが、 $^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$ はその遷移的な核と考えられる。準位構造を見ても、低励起準位には 2_1^+ 準位の倍程度のエネルギーに 0^+ , 2^+ , 4^+ の 2 フォノン三重状態が見ついているなど振動的な様相が見られる一方、2 MeV 付近に高いスピン状態が集まった構造が見られる。このような構造は $N=80$ の同調核に共通に見られることから 2 中性子空孔状態が反映しているものと思われる。このような核構造を統一的に理解する 1 つの試みとして Meyer - Lévy と Lopac¹⁾ はフォノンと 2 中性子空孔の中間結合模型の計算を行っている。

我々は、この模型を検証するために $\beta - \gamma$ 核分光実験を行ってきたが、 $\gamma - \gamma$ 角度相関、内部変換電子測定については、別論文に譲り、特に 2140 keV 5^- 準位の配位を明らかにするために行った寿命及び g 因子測定について報告する。(第 1 図に γ 線及び内部変換電子測定から決定された準位図表を示す。)なお、 ^{136}Ba の参考文献²⁾を参照されたい。

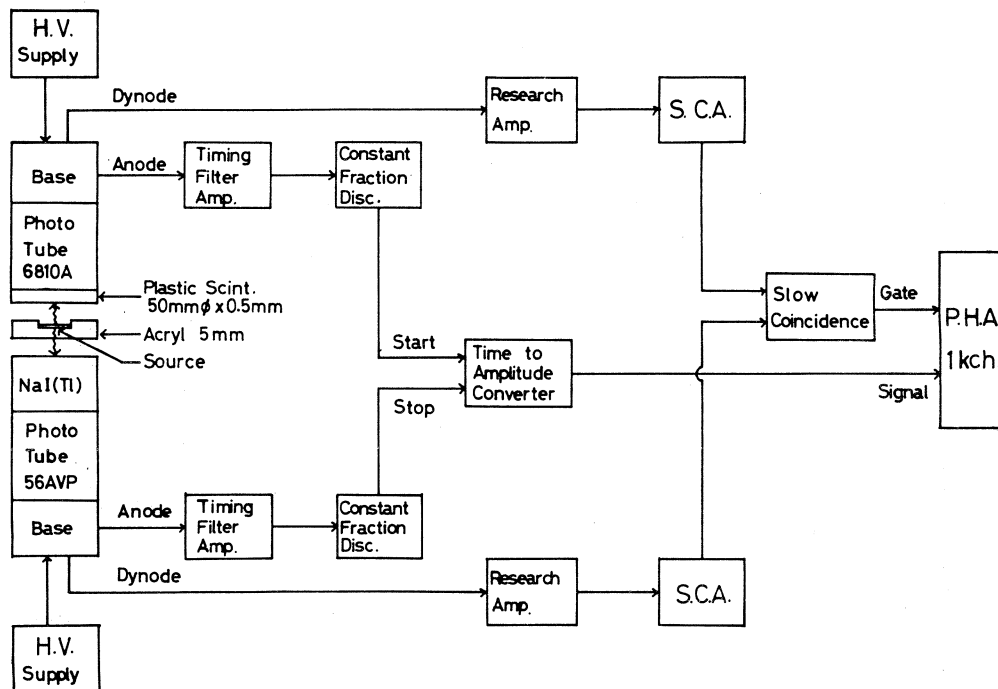
§ 2. 準位の寿命測定

^{136}Cs の線源は BaCO_3 の型の濃縮度 99.8% の ^{138}Ba を、核理研電子ライナックからの $E_{r,\max} = 60 \text{ MeV}$ の制動輻射で照射し、(r, pn) 反応で作った。Ba と Cs の化学分離を行い、無担体の β 線源を作った。それには照射試料を王水で溶解し、硝酸イオンを飛ばすために蒸発乾燥した。更に 1 N 塩酸溶液に溶かした後、陽イオン交換樹脂 DOWEX 50WX-8 に流し、Ba と Cs とを分離した。

β 線測定のために線源を厚さ 1 cm のアクリル板上に 1 cm ϕ の大きさに伸ばし、上から 5 μm マイラー膜で覆った。



第1図 内部変換電子及び角度相関測定により決定された ^{136}Ba の準位構造(Aは γ 線のエネルギーを表わす)。



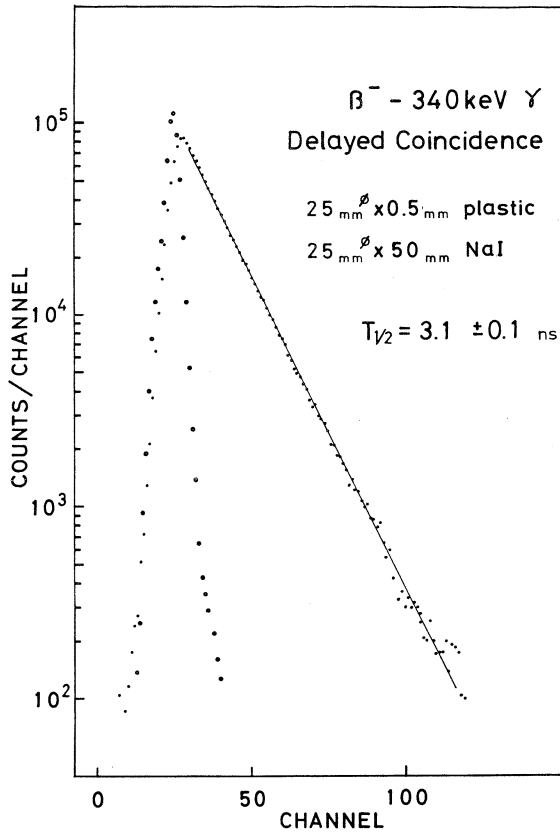
第2図 $\beta - \gamma$ 遅延同時計数に用いた測定回路図。

第2図に $\beta - \gamma$ 遅延同時計数のための回路図を示す。 β 線の測定には $25\text{ mm } \phi \times 0.5\text{ mm}$ のプラスチック・シンチレーターを使った。 γ 線の測定には $25\text{ mm } \phi \times 25\text{ mm NaI(Tl)}$ シンチレーターを使った。

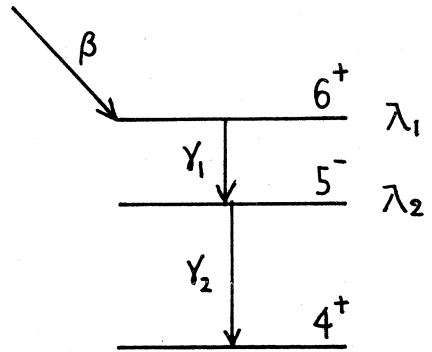
我々は $2207\text{ keV } 6^+$ 準位, $2140\text{ keV } 5^-$ 準位の2つの寿命を測定した。2つの測定において, β 線のゲートは $200 \sim 300\text{ keV}$ のエネルギーを選んだ。 γ 線のゲートは, 2207 keV 準位について 340 keV , 2140 keV 準位について 273 keV の光電ピークを選んだ。

初めに, $2207\text{ keV } 6^+$ 準位についての時間スペクトルは第3図のようになる。寿命は時間スペクトルの傾斜から最小二乗法で求められ, $T_{1/2} = 3.1 \pm 0.1\text{ n sec}$ と得られた。

$2140\text{ keV } 5^-$ 準位の場合には準位図表からわかるように 6^+ 準位から 5^- 準位へ転移する分岐があるためにその崩壊分布は 6^+ 準位の寿命の成分を含む。具体的には第4図のような崩壊のみを考えると崩壊分布は



第3図 $\beta^- - 340 \text{ keV } \gamma$ の遅延同時計数。



第4図 β 線をゲートにした崩壊図式。

$$f(t) = \begin{cases} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) & t \geq 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases} \quad (1)$$

となる。実際には β 線のゲート中には 5^- 準位へ直接転移する成分も入っているが、 β 分岐が小さいのでこの寄与は小さいと思われる。

測定した時間スペクトルは第5図のようになり、寿命の長い成分は 6^+ 準位の寿命に一致するため、 5^- 準位の成分は負の寄与を示す(第1式)。 χ^2 -fittingから求めた寿命は $T_{1/2} = 1.5 \pm 0.1 \text{ n sec}$ である。これはBargholtz等³⁾の測定した $T_{1/2} = 1.6 \pm 0.1 \text{ n sec}$ と良い一致を示した。

§ 3. 摂動角度相関測定

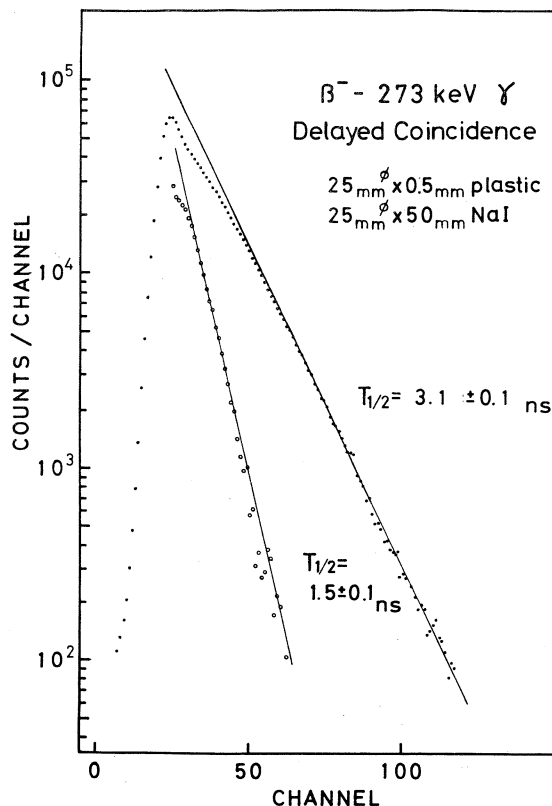
線源の作製は第2節と同様に行い $1 \text{ mm } \phi \times 1 \text{ mm}$ のサンプルホルダーに入れ、ポールピースの中心に置いた。線源の位置誤差は 0.5 mm 以下である。

第6図は新たに製作した2つのGe(Li)検出器による摂動角度相関装置系を示す。電磁石は 18 A の

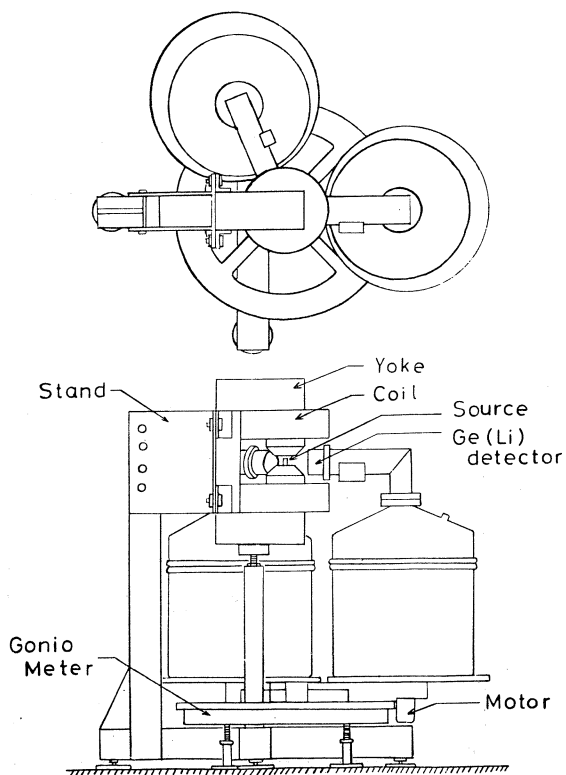
電流を流して、 17 kG の磁場を発生し得る。Ge(Li)検出器は磁場による影響が少なく、実際の測定でもエネルギー分解能、時間分解能共無磁場の場合と比べ変化が見られなかった。

中間状態の寿命が、回路系の分解時間より短い場合には積分型の摂動角度相関を行わねばならない。この場合にはむしろ回路系の分解時間を寿命より充分長くする必要がある。今回の測定では中間状態の寿命 $T_{1/2} = 1.5 \pm 0.1 \text{ n sec}$ に対し、回路の分解時間は 28 n sec にとった。

積分型の測定の場合には磁場をかけて通常の方法相関を行い、そのパターンのずれから g 因子が求められる。



第5図 $\beta^- - 273 \text{ keV } \gamma$ の遅延同時計数。



第6図 摂動角度相関装置。

2.16 ± 0.14 n sec を使って第1式から g 因子は

$$g = -0.38 \pm 0.04 \quad (4)$$

と求められた。(磁場に対する補正として, Knight shift 及び chemical shift に対する補正は行っていないが, その代りそれらに対する不確かさとして1%の誤差を見込んだ。)ここで g 因子の誤差は主に寿命によるものであり, $\Delta\theta$ によるものは小さい。

$$\Delta\theta = -4.789 \times 10^3 g \cdot B \cdot \tau \quad (2)$$

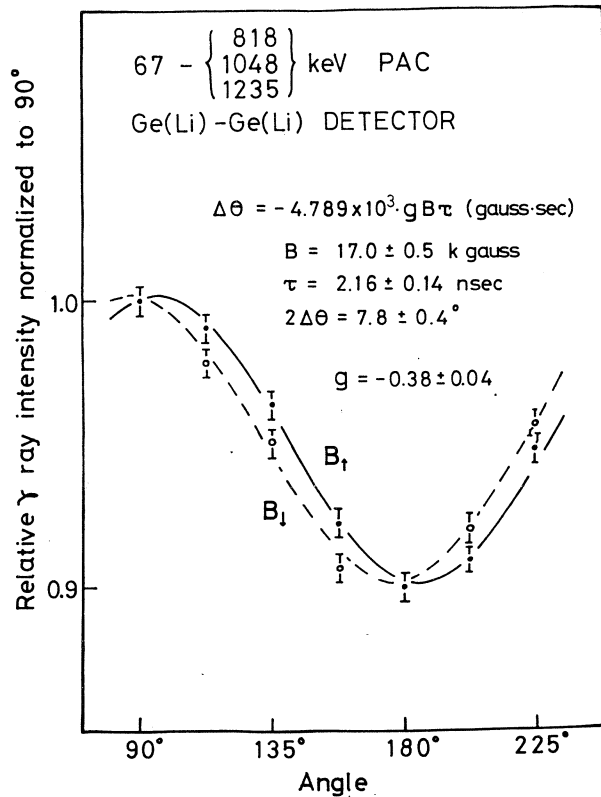
(G · sec)

測定は, 磁場の向き, 下向きに対して 90°~225°を 22.5° ステップで7点行った。磁場はホール素子により測定し 17.0 ± 0.5 kG という値を得た。

γ 線のゲートは 66keV と (818 + 1048 + 1235) keV の光電ピークを選んだ。第7図が測定結果である。 g 因子の符号は磁場の向きに対して角度相関パターンのずれる方向により決められる。磁場の向き, 下向きに対して各々パターンのずれ $\Delta\theta$ を最小二乗法で求め,

$$2\Delta\theta = 7.8 \pm 0.4^\circ \quad (3)$$

と得られた。 $\tau = T_{1/2} / 0.693 =$



第7図 67 keV γ - (818 + 1048 + 1235) keV γ
 の摂動角度相関。

§ 4. 考 察

4.1 配位混合計算

2140 keV 5^- 準位は2粒子配位を仮定すると $\nu (h_{11/2}^{-1}, s_{1/2}^{-1})$, $\nu (h_{11/2}^{-1}, d_{3/2}^{-1})$ が考えられる。これらの2中性子空孔状態について g 因子を計算し、実験値との比較を行った。

2粒子配位の g 因子は1粒子配位の g 因子から殻模型可附加性により求められる。

$$g(J) = \frac{1}{2} \{ g(j_1) + g(j_2) \} + \frac{j_1(j_1+1) - j_2(j_2+1)}{2J(J+1)} \times \{ g(j_1) - g(j_2) \} (j_1 \otimes j_2) J \quad (5)$$

1粒子配位の g 因子は0次近似では Schmidt 値で表わされる。

$$g_{\text{Schmidt}} = g_l \pm \frac{g_s}{2l+1}, \quad j = l \pm 1/2 \text{ 複号同順}$$

$$g_l = \begin{cases} 1, & p \\ 0, & n \end{cases}, \quad g_s = \begin{cases} 5.58, & p \\ -3.83, & n \end{cases} \quad (6)$$

多くの実験値はこの値からの系統的なずれを示すが、Arimaらは、このSchmidt値からのずれを配位混合によるものとして多くの実験値を良く再現出来ることを示した。この他に中間子の交換力による効果を考慮すると

$$\mu = \mu_{\text{Schmidt}} + \delta\mu_{1\text{st}} + \delta\mu_{\text{op}} \quad (7)$$

と表わせる。ここで $\delta\mu_{1\text{st}}$ は配位混合による補正、 $\delta\mu_{\text{op}}$ は中間子効果を示す。 g 因子に寄与する配位として第1表の配位を考え、Noya, Arima, Horie⁴⁾の技法に従い $\delta\mu_{1\text{st}}$ を計算し

第1表 1粒子配位での磁気モーメントの配位混合計算

j	$11/2^-$			$3/2^+$			$1/2^+$		
	π	ν		π	ν		π	ν	
Configuration	$(g_{7/2})^6$	$(h_{11/2})^{11}$		$(g_{7/2})^6$	$(h_{11/2})^{12}(d_{3/2})^3$		$(g_{7/2})^6$	$(h_{11/2})^{12} s_{1/2}$	
μ_{Schmidt}	-1.91			1.15			-1.91		
$\delta\mu_{1\text{st}}$	0.83 ^{a)}	0.97 ^{b)}	0.91 ^{c)}	-0.19	-0.23	-0.16	0.56	0.66	0.47
μ_{Cal}	-1.08	-0.94	-1.00	0.96	0.92	0.98	-1.35	-1.25	-1.44
μ_{Exp}				0.94 ^{d)}					

a) $C = 30 \text{ MeV}$; C is the interaction strength parameter for harmonic oscillator .

b) $C = 40 \text{ MeV}$; " "

"

c) $C = 90 \text{ MeV}$; " for square well .

d) μ of ^{137}Ba (G. H. Fuller & V. W. Cohen : Nucl. Data Tables A 5 ('69) 433)

た。その結果を第1表に載せる。(3つの値は仮定したポテンシャルにおける相互作用強度の採り方に対応する。)中間子の交換力による補正は多くの核種において

$$\delta g_l = -0.03 \pm 0.03 \text{ (中性子)} \quad (8)$$

であるのでこの値を採用した⁵⁾。(δg_s は無視出来る。)こうして得られた1粒子配位の g 因子を第5式に代入して2粒子配位の g 因子を求めることができる。第2表にその結果を載せる。これらの値と実験値と比較すると明らかに $\nu(d_{3/2}^{-1}, h_{11/2}^{-1})$ の配位を支持する。計算値とのずれは①集団運動的 3^- 状態のまじり、②殻模型可附加性の破れ、③配位混合計算における諸パラメーターの任意性等が挙げられるが、②についてはこの領域の核のデータが少く今後の

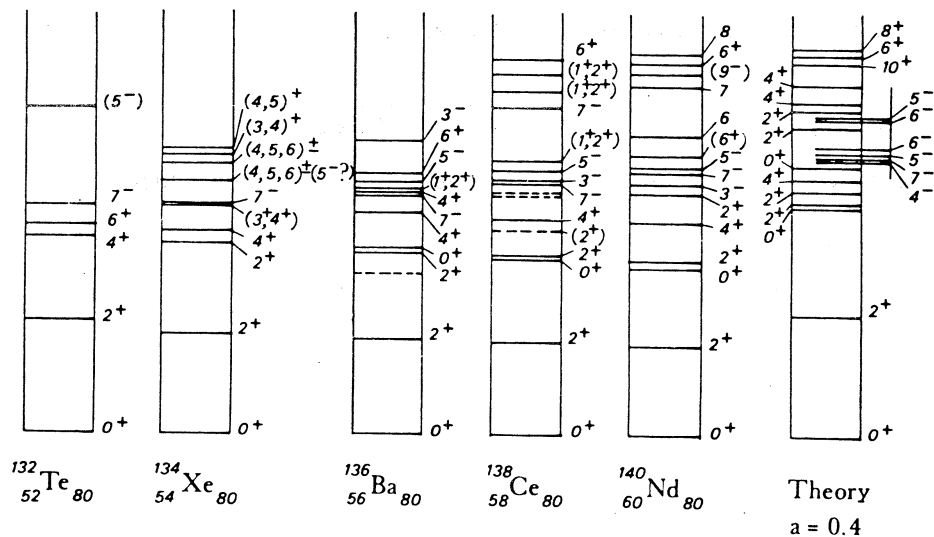
第2表 2粒子配位の g 因子。

Configuration	$\nu(d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-1})$			$\nu(s_{1/2}^{-1} h_{11/2}^{-1})$		
g_{Schmidt}	-0.39			-0.06		
g_{Cal}	-0.26	-0.23	-0.24	-0.02	-0.01	0.01
g_{Exp}	-0.38 \pm 0.04					

問題となろう。

4.2 中間結合模型との比較

Meyer - Lévy と Lopac¹⁾ は $N = 80$ 同調核についてフォノンと2中性子空孔の中間結合模型の計算を行っている。準位構造は、特に¹³⁶Ba₈₀ でかなり良く再現される(第8図)。更に彼



第8図 中間結合模型計算と $N = 80$ の同調核の比較。

らは $Q(2_1^+)$, $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_0^+) / B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ について比較し、これらの非調和効果を説明出来ることを示した。

外々は更に今回測定した 2207 keV 6^+ , 2140 keV 5^- 準位の寿命を用いていくつかの $B(E2)$ 値の比較を行ったが、これらも非常に良く再現されることがわかった。(詳細は別論文に譲る。)

今回測定した 5^- 準位のエネルギーは、この模型による $\nu(d_{3/2}^{-1} h_{11/2}^{-1}) 5^-$ 配位のエネルギーに近く、 g 因子による結果を支持している。

本実験を行うに当たり、電源の整備を手伝っていただいた栗原亮さん、測定を手伝っていただいた渋谷進君、大内吉晴君、鈴木聡一郎君、更科貞夫君、実験全般についてお世話いただいた八木益夫助教授及び近藤健次郎さんに感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Michèle Meyer - Lévy and Vjera Lopac : Phys. Rev. **C 8** (1973) 829.
- 2) 林部昭吾, 大島真澄, 山家優, 片倉純一, 金沢正明, 石松敏之 : 核理研研究報告 **7** (1974) 312.
- 3) Chr. Bargholtz , L. Eriksson , L. Gidefeldt , L. Holmberg and V. Stefánsson : Z. Phys. **260** (1973) 1.
- 4) H. Noya , A. Arima and H. Horie : Prog. Theor. Phys. **8** (1958) Suppl. 33.
- 5) T. Yamazaki : *Proc. Int. Conf. Nuclear Moments and Nuclear Structure , Osaka , 1972*, J. Phys. Soc. Japan **34** (1973) Suppl.

II. 物 性 物 理 部 門

II - 1 非晶質 Fe-Ge, Ni-Ge 合金の構造

理学部物理, 京大理学部,* 核理研**

山田和芳・遠藤康夫・田村剛三郎*・福島淳一*
遠藤裕久*・渡辺昇**

§ 1. 序

GeとFeあるいはNiの非晶質合金は金属のかなり広範囲の濃度領域(～50at.%)まで常温下地の真空蒸着で作成可能であり, 結晶状態とは異なった物性及び構造の濃度変化を調べることが可能である。Fe-Ge合金はFeの濃度が25～40at.%で電気伝導は金属的になり, かつ強磁性の出現が見られ,^{1,2)} Ni-Ge合金では同様の濃度で金属的になるが強磁性の出現はもっと高濃度側でないと見られない³⁾。このような物性の変化に伴ってこの系では非晶質相としての構造の濃度変化が期待される。すなわち非晶質Geは最近接原子の配位数(CN_1)が約4個のいわゆる四面体的構造をもち, 非晶質FeあるいはNiは CN_1 が約12個のいわゆる無秩序稠密(Dense Random Packing)構造をしており, この系では金属原子の濃度変化と共に原子の短距離秩序の変化が予想される。現在この系での一番の問題点は物性の濃度変化と原子の短距離秩序あるいは電子構造の濃度変化との関連性であり, 我々の研究の主眼もそこにある。

我々は以前から中性子準弾性散乱を用いた非晶質Fe-Ge合金の構造を調べているが⁴⁾ 部分構造についてのより正確な情報を得る目的で非晶質Ni-Ge合金においてNiの同位元素Ni⁶⁰を用いた構造解析を行ない, 部分構造の分離を行なったのでここに報告する。

§ 2. 実験及び解析

試料作成法は別の論文に書かれているので省略する³⁾。

測定した試料の濃度はNi10at.%と30at.%で次の5種類である。(天然NiをNi^{nat}と書く)

- | | | |
|--|--|--|
| ① Ni ₁₀ ^{nat} Ge ₉₀ | ② Ni ₁₀ ⁶⁰ Ge ₉₀ | ③ Ni ₃₀ ^{nat} Ge ₇₀ |
| ④ Ni ₃₀ ⁶⁰ Ge ₇₀ | ⑤ (Ni ₅₆ ^{nat} Ni ₄₄ ⁶⁰) Ge ₇₀ | |

試料の重さは約4～6g, 測定は室温で約24時間行なった。得られたデータに, 通常の補正⁴⁾

をして構造因子 $S(Q)$ を求めた。

実験的に得られる $S(Q)$ は個々の部分構造因子の一次結合として次の様に書ける。

$$S(Q) = w_{\text{Ni Ni}} S_{\text{Ni Ni}}(Q) + w_{\text{Ni Ge}} S_{\text{Ni Ge}}(Q) + w_{\text{Ge Ge}} S_{\text{Ge Ge}}(Q) \quad (1)$$

$$w_{\text{Ni Ni}} = c^2 b_{\text{Ni}}^2 / R^2$$

$$w_{\text{Ni Ge}} = 2c(1-c) b_{\text{Ni}} b_{\text{Ge}} / R^2$$

$$w_{\text{Ge Ge}} = (1-c)^2 b_{\text{Ge}}^2 / R^2$$

$$R = c b_{\text{Ni}} + (1-c) b_{\text{Ge}}$$

ここで c は Ni の濃度, b_{Ni} , b_{Ge} はそれぞれ Ni, Ge の干渉性核散乱振幅である。

実験で用いた試料の $w_{\text{Ni Ni}}$, $w_{\text{Ni Ge}}$, $w_{\text{Ge Ge}}$ の値を第 1 表に示す。 w の値が異なる 3 種の測定

表 1 実験に用いた各試料の重み因子 w_{ij} の値

	$w_{\text{Ni Ni}}$	$w_{\text{Ni Ge}}$	$w_{\text{Ge Ge}}$
$\text{Ni}_{10}^{\text{nat}} \text{Ge}_{90}$	0.0150	0.2152	0.7698
$\text{Ni}_{10}^{60} \text{Ge}_{90}$	0.0013	0.0710	0.9277
$\text{Ni}_{30}^{\text{nat}} \text{Ge}_{70}$	0.1227	0.4551	0.4222
$\text{Ni}_{30}^{60} \text{Ge}_{70}$	0.0165	0.2241	0.7594
$(\text{Ni}_{56}^{\text{nat}} \text{Ni}_{44}^{60})_{30} \text{Ge}_{70}$	0.0717	0.3922	0.5361

を行ない(1)式を用いて連立方程式を解くことによって 3 種の部分構造因子が求まる。

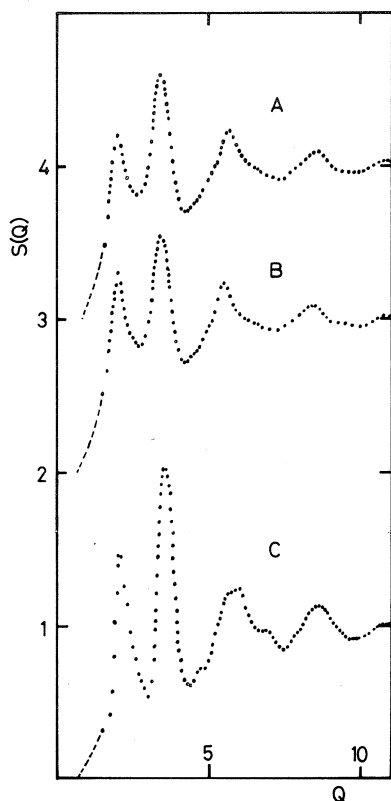
$S(Q)$ と 2 体分布関数 $g(r)$ は(2)式の様にフーリエ変換で結ばれている。

$$GT(r) \equiv 4\pi\rho_0 r(g(r)-1) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty Q(S(Q) - 1) \sin(Q \cdot r) dQ \quad (2)$$

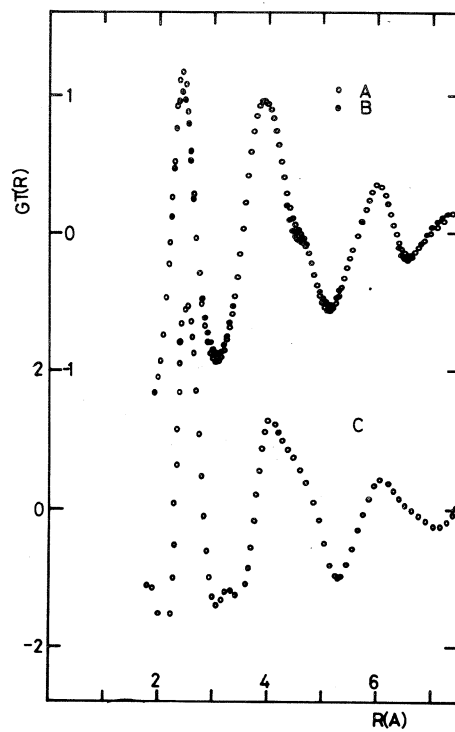
実験では有限の Q までの測定しかないので(2)式の積分は有限の値 Q_{MAX} で打切る。その効果によるリップルが $g(r)$ に生じるが、それをなるべく小さくする為に減衰因子 $\exp[-BQ^2]$ を(2)式の被積分関数に掛ける。我々の今回の解析はすべて $Q_{\text{MAX}} = 16 \text{ \AA}^{-1}$, $\exp[-BQ_{\text{MAX}}^2] = 0.1$ で行った。

§ 3. 結 果

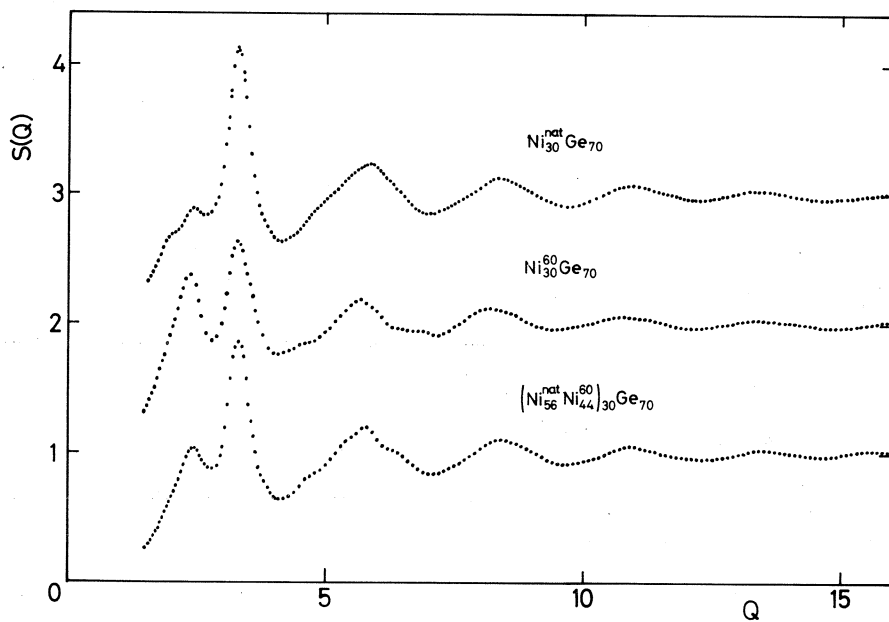
$\text{Ni}_{10}\text{Ge}_{90}$ では 2 種類の測定しか行っていないので部分構造因子を完全には分離できないが第 1 表からもわかる様に Ni^{60} の核散乱振幅の大きさ ($0.282 \times 10^{-12} \text{ cm}$) が Ni^{nat} のそれ ($1.03 \times 10^{-12} \text{ cm}$) に比べて小さい為に $S_{\text{Ni Ni}}(Q)$ の帰与が小さく, $S_{\text{Ni Ge}}(Q)$ と $S_{\text{Ge Ge}}(Q)$ がよい近似で得られる。第 1 図と第 2 図に $S(Q)$ と $GT(r)$ の結果を示す。A, B はそれぞれ大部分 Ge-Ge の位置相関を示し, わずかな Ni-Ge 及び Ni-Ni の帰与は第 2 図の $GT(r)$ の白丸と黒丸の差程度である。 c は同様に大部分 Ni-Ge の相関を示している。



第1図 $\text{Ni}_{10}\text{Ge}_{90}$ の部分構造因子 $S(Q)$
 A; $0.0567 S_{\text{Ni Ge}}(Q) + 0.9443 S_{\text{Ge Ge}}(Q)$
 B; $-0.0054 S_{\text{Ni Ge}}(Q) + 1.0054 S_{\text{Ge Ge}}(Q)$
 C; $0.0818 S_{\text{Ni Ni}}(Q) + 0.9182 S_{\text{Ni Ge}}(Q)$

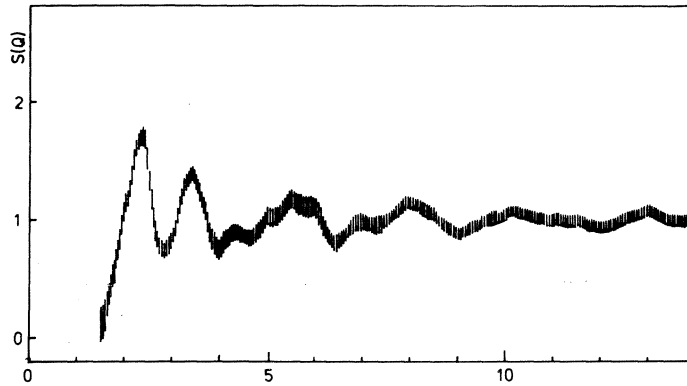


第2図 $\text{Ni}_{10}\text{Ge}_{90}$ の $GT(r) = 4\pi\rho_0 r$
 ($g(r) - 1$)
 A, B, C は第1図と同じ。



第3図 $\text{Ni}_{30}\text{Ge}_{70}$ の構造因子 $S(Q)$

$\text{Ni}_{30}\text{Ge}_{70}$ の測定データを第3図に示す。第1ピークと第2ピークの強度比の変化に明らかな同位元素効果が見られる。(1)式を用いて得られたGe-Geの $S(Q)$ 及び $GT(r)$ を第4図及び第5図に示す。Ni-Ge及びNi-Niの相関は現在解析中であり、別の機会にゆずる。第4図及び第



第4図 $\text{Ni}_{30}\text{Ge}_{70}$ の $S_{\text{GeGe}}(Q)$

5図に書き入れた $S(Q)$ 、 $GT(r)$ の幅は実験値に±1%の誤差を仮定した時に生じる最大の誤差をおよそ示している、

$\text{Ni}_{10}\text{Ge}_{90}$ で得られた $S_{\text{GeGe}}(Q)$ 及び $S_{\text{NiGe}}(Q)$ のフーリエ変換から得られる $GT(r)$ を用いると最近接原子間距離 r_1 及び CN_1 はそれぞれ次の様に求まる。

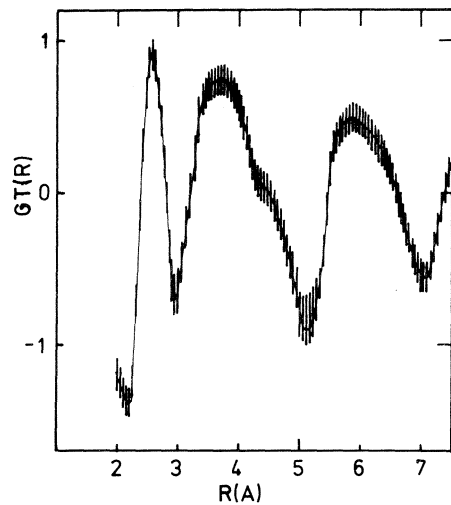
$$r_1(\text{Ge-Ge}) = 2.45 \pm 0.03 \text{ \AA}$$

$$r_1(\text{Ni-Ge}) = 2.50 \pm 0.05 \text{ \AA}$$

$$CN_1(\text{Ge-Ge}) = 3.9 \pm 0.2$$

$$CN_1(\text{Ni-Ge}) = 4.6 \pm 0.5$$

$$CN_1(\text{Ge-Ni}) = 0.5 \pm 0.5$$



第5図 $\text{Ni}_{30}\text{Ge}_{70}$ の $GT(r)$

(ただし、 $CN_1(A-B)$ はA原子から見たときのB原子の配位数を表わす。)

又、これらの部分構造は単体の非晶質Geの構造⁵⁾とよく似ている。

$\text{Ni}_{30}\text{Ge}_{70}$ では $S_{\text{GeGe}}(Q)$ はNi 10at. %のそれと比較すると第1ピークと第2ピークの高さが逆転しており $GT(r)$ にも差が見られる。 r_1 及び CN_1 は

$$r_1(\text{Ge-Ge}) = 2.55 \pm 0.05 \text{ \AA} \quad CN_1(\text{Ge-Ge}) = 4.2 \pm 0.5$$

となっており、配位数は誤差の範囲内でNi 10 at. %との差が見られないが、 r_1 はわずかに広がっており、逆に第2近接原子間距離 r_2 は縮まり、第1ピークと第2ピークの谷が埋ってきている。なお図には示していないがNi₃₀Ge₇₀の r_1 (Ni-Ge)は約2.4 ÅでNi 10 at. %の場合よりも短くなっている。

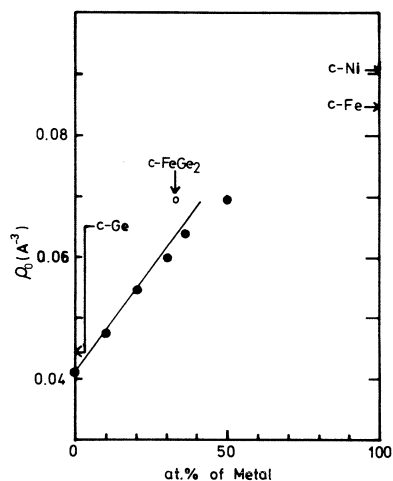
第6図にNi-Ge, Fe-Ge合金の数密度 ρ_0 の濃度変化を示す。Ni-Ge合金では測定は10 at. %と30 at. %の試料について行なったが誤差(図の黒丸の大きさ程度)の範囲内でFe-Ge合金の ρ_0 と一致している。

§ 4. 考 察

以上の結果Ni-Ge合金の構造及びその濃度変化について次の様な解釈が可能となる。まず10 at. %程度の濃度領域では ρ_0 がGeの場合よりも増加していることから、Ge-GeとNi-Geの部分構造は似ているが、NiはGeと置換して入っているのではなく、4個のGeに囲まれた、ダイヤモンド構造に存在するすきまを埋めていくと考えられる。結晶のGeは単位格子の大きさが5.66 Åでその中に8個の原子が存在するが、非晶質Ni-Ge合金の場合にGeの平均的な「単位格子」の大きさが1%増加し、Niはその大きさを変えずに4個のGeに囲まれたすきまに入るとした時の ρ_0 の濃度変化が第6図の直線である。

Ni濃度が増加し約30 at. %程度になるとGeの原子間距離を変えずに入れるすきまがなくなり、Niが入ったことによってGeの r_1 は大きくなる。このことは、 ρ_0 が30 at. %あたりで増加傾向が鈍くなることと矛盾しない。(第6図の30 at. %以上の濃度はFe-Ge合金の ρ_0 であるが同じ方法で作成し、別の方法で測定したNi-Ge合金の ρ_0 ¹⁾も同じ濃度変化を示す。)

次にNi-Ge合金とFe-Ge合金との比較であるが、第7図にFe₁₀Ge₉₀とNi₁₀Ge₉₀の $S(Q)$ を示す。両者の一致はピークの高さの違いを除けばかなりよい。30 at. %の濃度ではFe-Ge合金⁴⁾のほうが第1ピークのなくなり方が早いようであるが濃度変化の様子つまり(1)金属原子の増加と共に $S(Q)$ の第1ピークが低くなり逆に第2ピークが高くなる。(2) $S(Q)$ の第1



第6図 Fe-Ge, Ni-Ge の数密度 ρ_0 の濃度依存性、10 at. %と30 at. %はFe-GeとNi-Geの値が一致している。それ以外はFe-Geの値。c-Ge, c-Fe, c-Ni, c-FeGe₂はそれぞれ結晶のGe, Fe (b.c.c.), Ni (f.c.c.), FeGe₂を示す。

ピークが Q の高いほうへ移動するという傾向は両者とも同じである。更に ρ_0 が10 at. %と30 at. %の濃度で両者とも一致していることから、本質的な構造の差異はないと考えられるがより詳細な解析が必要である。

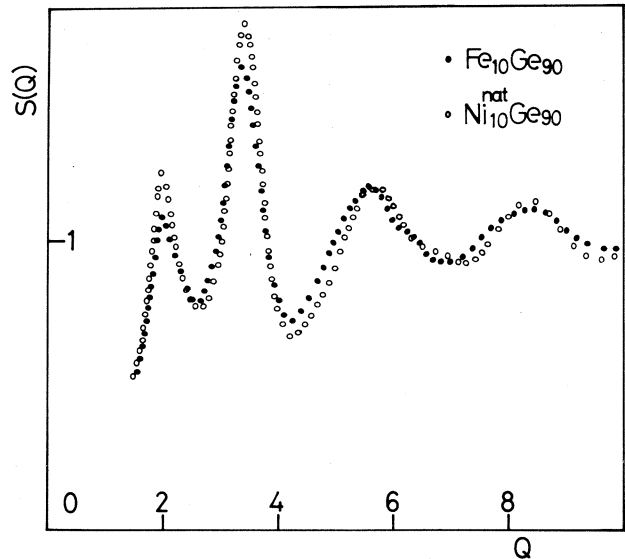
$\text{Fe}_{30}\text{Ge}_{70}$ では近くの濃度領域に FeGe_2 という結晶(c 16型構造 $a = 5.899 \text{ \AA}$, $c = 4.941 \text{ \AA}$, 単位格子に12個の原子)相があり、これとの比較が問題にされるが、この構造から計算した ρ_0 は非晶質相の ρ_0 よりかなり大きく、格

子の長さを伸ばすだけで非晶質相の ρ_0 を得ようとする平均約5%近くの伸びを必要とし、筆者の知る限り、非晶質相になった為に格子が結晶と比べて5%程度伸びた例はない、物性的にも結晶は反強磁性体であり非晶質相とは異なる。この様な点からして非晶質 $\text{Fe}_{30}\text{Ge}_{70}$ の構造を FeGe_2 の微結晶の集合体として解釈するのは無理があると考えられる。

今後、上に述べた様な線に沿ってNi-Ge, Fe-Ge合金における部分構造の詳細をモデル計算と併行して行う予定である。

最後に本研究で部分構造の解析を行なった感想を一言。部分構造の導出という作業はいわば一種の微分演算であり生データのわずかな誤差が拡大される。従って濃度が少なかったり散乱振巾が小さな原子同士の部分構造の決定には十分な注意を要し、生データのどこまでの修正が許されるかという誤差の評価を行わずに安易に部分構造を決定すべきではないというのが正直な感想である。

本研究を進めるにあたり、核理研での加速器の調整、運転をして下さった所員の方々に感謝いたします。また試料作成時に御迷惑をかけた京大遠藤研究室の皆様、密度測定を快よく許して下さいました選鉱精練研究所の南部教授、北村技官の方々に心からの御礼を申し上げます。



第7図 $\text{Fe}_{10}\text{Ge}_{90}$, $\text{Ni}_{10}^{\text{nat}}\text{Ge}_{90}$ の $S(Q)$

参 考 文 献

- 1) K. Tamura , J. Fukushima , H. Endo *et al.* : J. Phys. Japan : **36**(1974) 565.
Y. Endo , K. Yamada *et al.* : Sol. Stat. Comm. **18** (1976) 735.
- 2) G. Suran , H. Daver and J.C. Bruyère: AIP. Conf. Proc. (1976) 162.
- 3) J. Fukushima , K. Tamura , H. Endo *et al.* : J. Phys . **35**(1974) C 4 - 241.
- 4) 山田和芳, 遠藤康夫, 田村剛三郎, 福島淳一, 遠藤裕久
: 核理研研究報告 **8** (1975) 299.
- 5) M. Gandais, M. L. Theye *et al.* : Phys. Stat. Sol.(6) **58** (1973) 601.

II-2 Gd (Cu Zn) 合金の熱外中性子回折†

理学部物理, 核理研*

武井弘次††・渡辺昇*・田島圭介・

石川義和・鈴木三千郎

Gd (Cu_{1-x}Zn_x) 合金の熱外中性子回折および磁化測定を行なった。熱外中性子回折では、Gd (Cu_{0.45}Zn_{0.55}) で $[\pi \pi 0]$ 型の反強磁性構造、また Gd (Cu_{0.35}Zn_{0.65}) で強磁性構造であることが観測された。しかし磁化測定の結果と比較してみると、わずかながら cant スピン構造が実現している可能性を示唆しており、Tb (Cu Zn) 系での結果とかなりよく一致する。

§ 1. 緒 言

Gd (Cu_{1-x}Zn_x) 系合金は x の全域で CsCl 型結晶構造をとる。GdCu は反強磁性、GdZn は強磁性磁気構造を示すので、この Gd (Cu_{1-x}Zn_x) 系ではある x の値で反強磁性-強磁性の転移が期待される。このような合金系での磁氣的性質を調べることは、希土類化合物における交換相互作用等の機構を知るうえで大変興味あることである。

最近この系と類似の性質を持つ Tb (Cu_{1-x}Zn_x) 系での磁性が調べられ、強磁性、反強磁性の中間に cant スピン構造が見出された。¹⁾ 梅原、糟谷²⁾ はこの化合物での磁気構造が magnetic polaron によってある程度説明されることを理論的に示した。しかし Tb (Cu_{1-x}Zn_x) 系では磁気異方性が非常に大きいので、実験と理論との十分な比較を行なうことは難しいと考えられる。

我々は異方性の小さな Gd (Cu_{1-x}Zn_x) 系をとりあげ、中性子回折および磁気測定により、この合金系の磁氣的性質を調べることを試みた。

この合金系では、よく知られているように、Gd の熱中性子吸収断面積が極めて高いため ($\sigma_a = 10^4 \sim 10^5$)、通常の熱中性子回折の方法は使えない。熱外中性子領域では Gd の吸収断面積が中性子回折の可能な程度に小さくなることに着目して、我々はパルス中性子源による

† 武井弘次 修士論文 (1977) 東北大学

†† 現在 電々公社

Gd化合物の熱外中性子回折法を開発したが³⁻⁷⁾、この方法を用いてGd(Cu_{1-x}Zn_x)系の熱外中性子回折を行なった。

§ 2. 試料

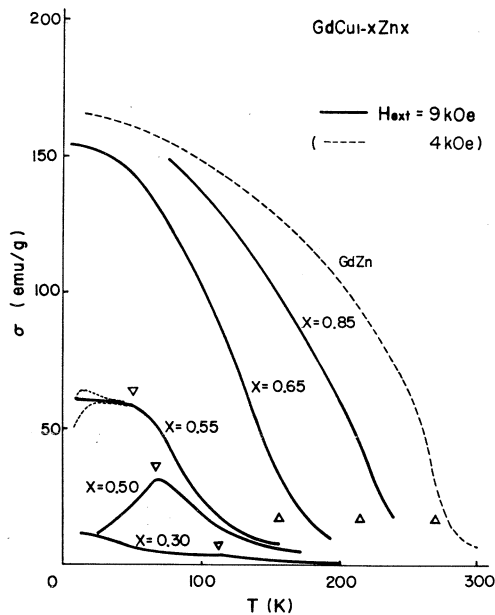
磁化測定のための多結晶試料は、当量秤量のGd, Cu, Znの小ブロックをタンタル容器に入れ、石英ガラスで希ガス封入した後、シリコニット炉で650°Cで3日間、さらに850°Cで2日間焼鈍し、約1100°Cで溶解、700°Cまで温度を下げてから水中で急冷して作った。

中性子回折のための単結晶試料はモリブデンルツボを用い、石英ガラスで2重封入し(希ガス入り)、多結晶の場合と同様の手順で溶解、約20°C/hで温度を下げ結晶化させた後、2~3日間焼鈍、水中急冷により作製した。

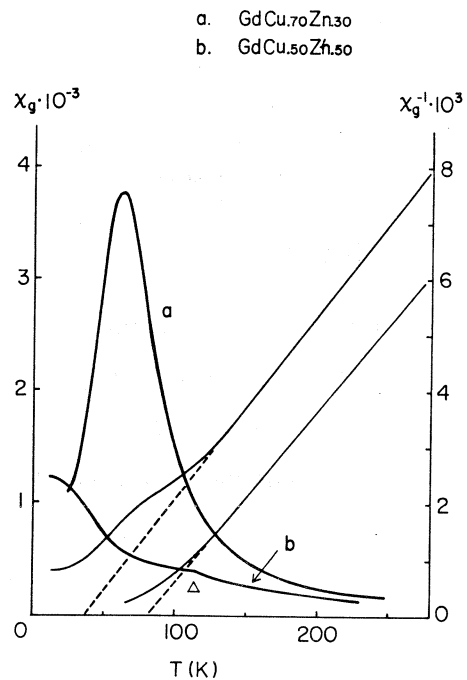
組成はX線回折による格子定数から、多結晶試料については $x = 0.30, 0.50, 0.70, 0.85$ と決定され、また単結晶は $x = 0.55$ および 0.65 と決められた。

§ 3. 磁化測定の結果

$x = 0.55$ および 0.65 の組成については中性子回折のための単結晶試料で、その他の組



第1図 Gd(Cu_{1-x}Zn_x)の磁化の温度変化



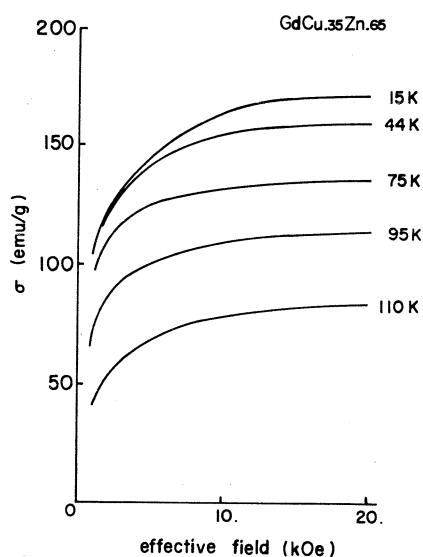
第2図 Gd(Cu_{0.7}Zn_{0.3})およびGd(Cu_{0.5}Zn_{0.5})の磁化の温度変化

成については多結晶試料で磁化測定が行なわれた。測定結果の概略を第1図に示す。

$x = 0.30$ および 0.50 では低温側で自発磁化はみられず反強磁性的である。 T_N はそれぞれ 112 K , $60\sim 70\text{ K}$ と求められ, また θ_p はそれぞれ 36 K , 80 K と決められた(第2図)。

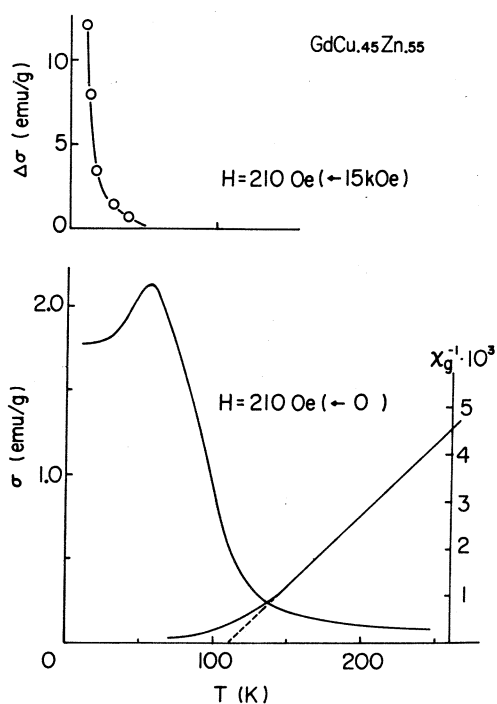
$x = 0.70$ および 0.85 では強磁性で, M^2-T プロットより T_C を求めると, それぞれ 168 K , 215 K となった。 $x = 0.85$ の試料の飽和磁化は約 $7\ \mu_B/\text{Gd atom}$ である。

$x = 0.65$ の試料は強磁性を示し(第3図), M^2-T プロットより $T_C = 156\text{ K}$ が得られた。各方向の磁気異方性は測定精度内でみられなかった。

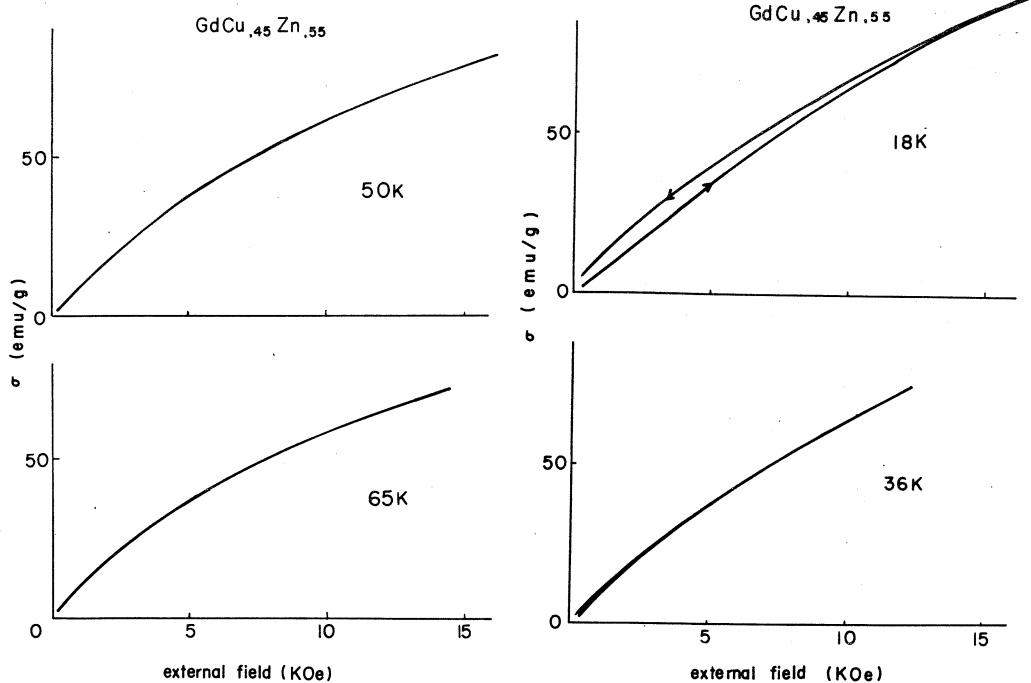


第3図 $\text{Gd}(\text{Cu}_{0.35}\text{Zn}_{0.65})$ の磁化の温度変化

$x = 0.55$ の試料について低磁場 (210 Oe) での磁化温度変化を第4図に示す。約 55 K に極大値を持ち, それより低温でヒステリシス特性がみられる(第5図)。



第4図 $\text{Gd}(\text{Cu}_{0.45}\text{Zn}_{0.55})$ の磁化の温度変化



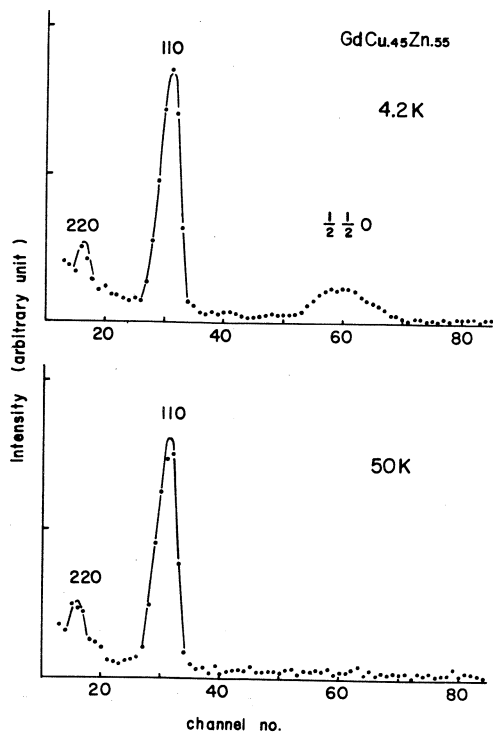
第5図 種々の温度におけるGd(Cu_{0.45}Zn_{0.55})の磁化の磁場変化

§ 4. 熱外中性子回折の結果

特に興味あると思われる $x = 0.55$ および $x = 0.65$ について単結晶試料を作製し、熱外中性子回折を行なった。

4.1 Gd(Cu_{0.45}Zn_{0.55})

4.2 K および 50 K における測定結果を第6図に示す。4.2 K においては核散乱以外に $(\frac{1}{2} \frac{1}{2} 0)$ に磁気散乱が見られる。この回折線の強度の温度変化を調べると第7図の如くなり、 $T \sim 50$ K で消滅するが、この温度は第4図において磁化の温度変化にピークの生ずる点と一致する。このことから $x = 0.55$ では 50 K 以下で $[\pi\pi 0]$ 型反強磁性構造が実

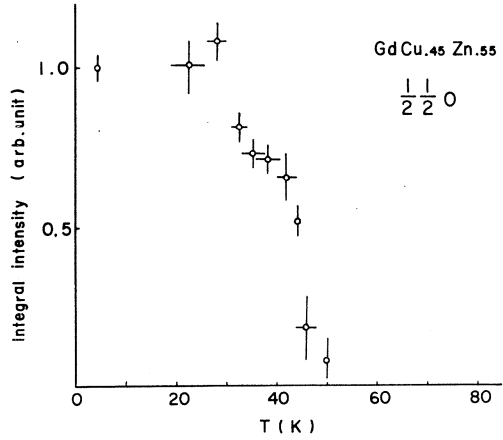


第6図 Gd(Cu_{0.45}Zn_{0.55})の熱外中性子回折パターン

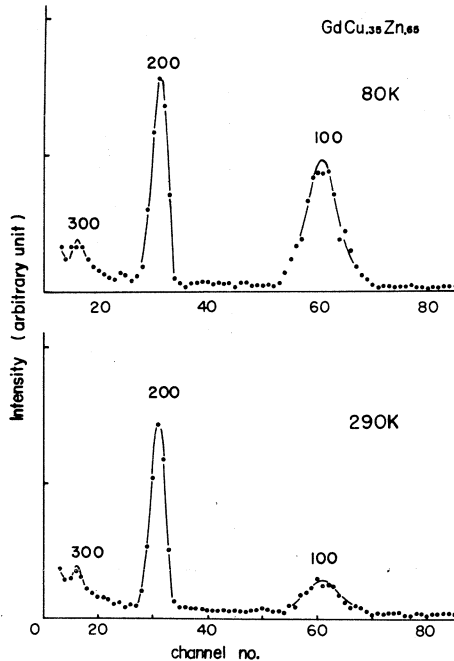
現していることがわかる。 $\langle 110 \rangle$ 以外の方向には磁気散乱は観測されず、また強磁性成分も測定にかゝらなかった。しかしながら、50 K 以下の磁化曲線には第5図に示したようにヒステリシスがあらわれるので、単純な反強磁性構造ではないことを示唆している。

4.2 Gd (Cu_{0.35}Zn_{0.65})

第8図に80 Kおよび290 Kにおける測定結果を示す。図から明らかな如く、低温では強磁性による散乱が見られる。100 散乱強度から核散乱



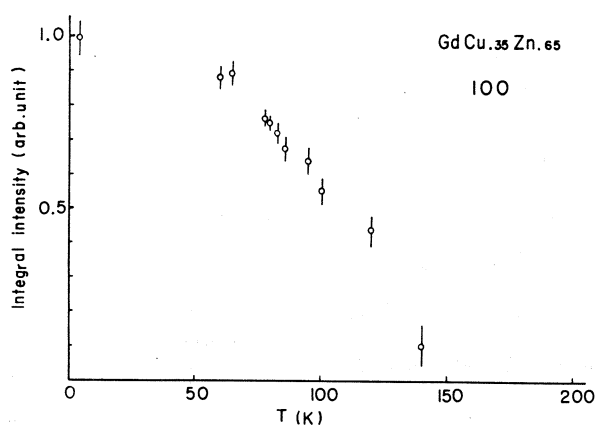
第7図 Gd (Cu_{0.45}Zn_{0.55}) の $\frac{1}{2} \frac{1}{2} 0$ 回折線強度の温度変化



第8図 Gd (Cu_{0.35}Zn_{0.65}) の熱外中性子回折パターン

による寄与を差引いて、磁気散乱の強度の温度変化を調べると第9図のようになる。これより $T_c \sim 150$ Kと決定した。なお $\langle 100 \rangle$ 以外の方向についても測定を行なったが、強磁性成分以

外の散乱は観測されなかった。

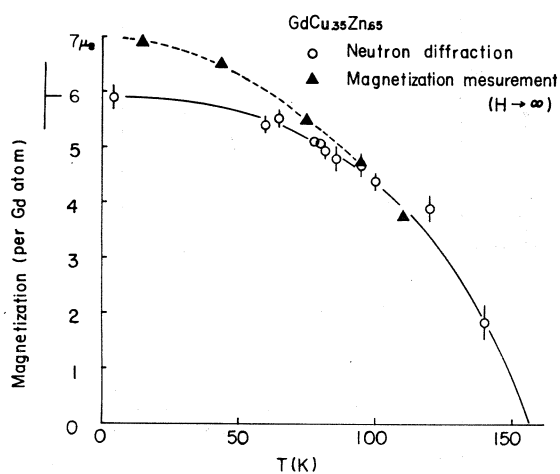


第9図 $\text{Gd}(\text{Cu}_{0.35}\text{Zn}_{0.65})$ の100回折線磁気散乱成分の温度変化

§ 5. 検 討

Tb(CuZn)系と同様に、Gd(CuZn)系においても強磁性 - 反強磁性相の中間に、cant 構造をもつ相が存在するかどうかを検査することは非常に重要である。cant 構造が現れれば当然それに対応した磁気散乱が観測されるはずであるが、熱外中性子の強度が弱いために、わずかなスピンの傾きを中性子回折で観測するのは非常にむずかしい。そこで磁化測定の結果とあわせて考察し、cant 構造の可能性を調べてみる。

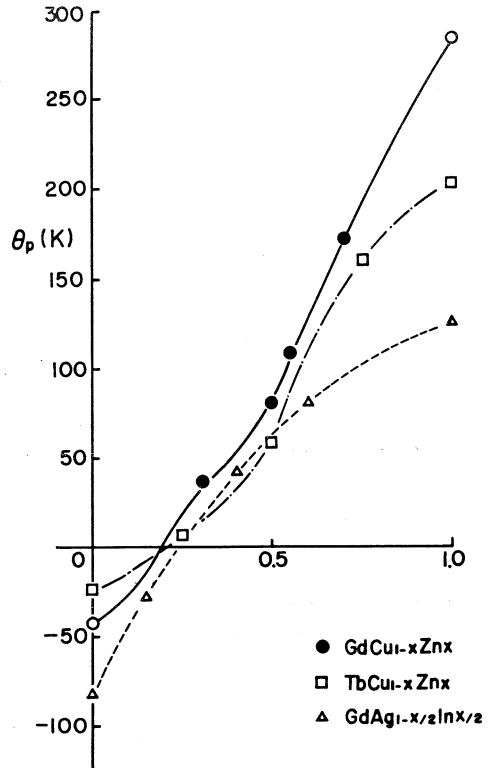
$x = 0.65$ の試料について、中性子回折と磁化測定から得られた磁化の温度変化を比較して第10図に示す。ここで中性子回折から得られた磁化の大きさは100核散乱強度を基準とし、熱外中性子領域でのGdの核散乱振幅を $b_{\text{Gd}} = 0.95 \times 10^{-12} \text{ cm}^5$ として求め、また磁化測定の結果は $H \rightarrow \infty$ の外挿より求めたものである。高温側で両者はよく一致しているが60 K以下では一致せず、0 Kでは約10%磁化測定の結果の方が大きい値を示している。このことは熱外中性子回折における



第10図 中性子回折および磁化測定による $\text{Gd}(\text{Cu}_{0.35}\text{Zn}_{0.65})$ の磁化温度変化の比較

測定誤差だけからは説明できず、 $x = 0.65$ の試料のスピンの低温では完全に平行に揃っていないことを示唆している。前節で触れたように、反強磁性を示す $x = 0.55$ の試料においても、磁化曲線にヒステリシスが現れて自発磁化が存在することとあわせると、この両方の試料とも完全な強磁性あるいは反強磁性ではなく、スピンのわずかに傾いている cant 構造である可能性が非常に強い。

第11図は本実験で求められた各組成での常磁性キュリー温度 θ_p を、同系統の合金である $Tb(Cu_{1-x}Zn_x)^{11)}$ や $Gd(Ag_{1-x/2}In_{x/2})^8)$ の場合と比較して示したもので、

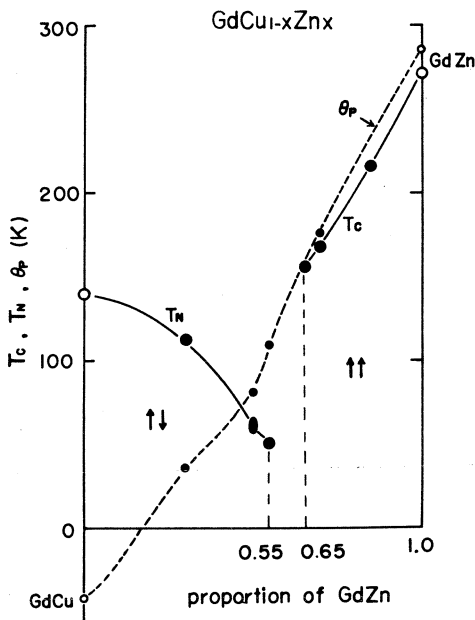


第11図 $Gd(Cu_{1-x}Zn_x)$ の常磁性キュリー温度の組成依存性

ほぼ同様の傾向を示し、 $\theta_p = 0K$ となる組成は同様に $x = 0.2$ 近傍である。

第12図はこれまでになかった $Gd(Cu_{1-x}Zn_x)$ の磁気状態図である。 $Tb(Cu_{1-x}Zn_x)$ の場合と比較すると、 $x = 0.55$ で $[\pi\pi 0]$ 型反強磁性構造をとること、 $x > 0.65$ で強磁性を示すこと、反強磁性相では x が増すにつれて T_N が減少し、強磁性相では x が増すにつれて T_C が増大する特性を示すことなど $Tb(Cu_{1-x}Zn_x)$ に共通する点である。

一方、 $Tb(Cu_{1-x}Zn_x)$ と異なる点は



第12図 $Gd(Cu_{1-x}Zn_x)$ の磁気状態図

Tb系では反強磁性相からcant構造の相にかけて θ_p が相転移温度(T_N, T_F)と同程度かそれ以下であるのに対し、Gd系ではこの組成領域にあるGd($\text{Cu}_{0.45}\text{Zn}_{0.55}$)で θ_p が T_N を大きく上まわっていること等があげられる。

Gd($\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x$)について得られた結果を理論と比較するには、 $0.55 \leq x \leq 0.65$ におけるcant構造の確認とそれらの温度変化の振舞いを知る必要がある。

上述した様に、熱外中性子の強度が弱いため、これは容易ではないが、組成の異なる試料による測定によって、より詳細な結果が得られることが期待される。

参 考 文 献

- 1) T. Yashiro *et al.*: J. Phys. Soc. Japan **40** (1976)1699.
- 2) M. Umehara and T. Kasuya: J. Phys. Soc. Japan **40** (1976)13.
- 3) 石川義和 他 : 核理研研究報告 **6** (1973) 276.
- 4) Y. Ishikawa *et al.*: Phys. Lett. **48 A** (1974) 159.
- 5) 渡辺昇 他 : 核理研研究報告 **8** (1975) 302.
- 6) 渡辺昇 他 : 核理研研究報告 **8** (1975) 309.
- 7) Y. Ishikawa *et al.* : *Proc. Conf. Neutron Diffraction* (Petten, 1957) 360.
- 8) K. Sekizawa *et al.*: J. Phys. Soc. Japan **21** (1966) 684.

II - 3 TOF法による高圧下の中性子散乱

理学部物理, 核理研* 水木純一郎・遠藤康夫
渡辺昇*

§ 1. 序 論

高圧下での中性子散乱は、物性研究にとって非常に有効な手段であることは知られているが、大がかりな装置、及び豊富な高圧技術を要し我国では未開発の分野である。しかし今回かなり手軽に行なえる「クランプ方式」による中性子回折が可能になったので報告する。これは、約10kbr迄の圧力を小型の圧力容器に、試料と圧力媒体を共に封じ込めるものである。しかしこの方法では中性子回折に適した圧力媒体およびピストンの構造等に未だ改良の余地が残されており、特に等圧条件下における温度変化の研究には若干の問題も残るが、我国で最初の高圧条件下で中性子回折の実験が行えた。

TOF法を使うことの利点は、ある結晶軸を入射方向にセットしてしまえば同時にたくさんのブラッグ散乱を観測することが出来、又適当な中性子の波長を選択することによってバックグラウンドを与える容器からの回折像と試料からのそれとを完全に分離して観測することが出来る点にある。

最初にTOF法による高圧条件下での中性子回折の概要を述べ、次に今回使用した圧力容器について、最後に実験例を示す。

§ 2. 実 験

中性子源は、東北大核理研 300 MeVの電子加速器を使い、ここの4軸中性子回折装置を使用した。

2.1 試 料

今回のような開発段階での試料としては、圧縮率が大きく、大きないい単結晶が比較的簡単に得られるものを選ぶ必要があり、そのため我々は、東北大物理の平井助教授よりいただいたKClの単結晶を用いた。圧力容器に入れるため、長さ20mm、直径3mmφにけずった。

KClの300 Kでの圧縮率は、 $5.62 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{dyn}$ であり

$$\Delta a/a \cong 1.87 \times 10^{-6}/\text{br}$$

となる。

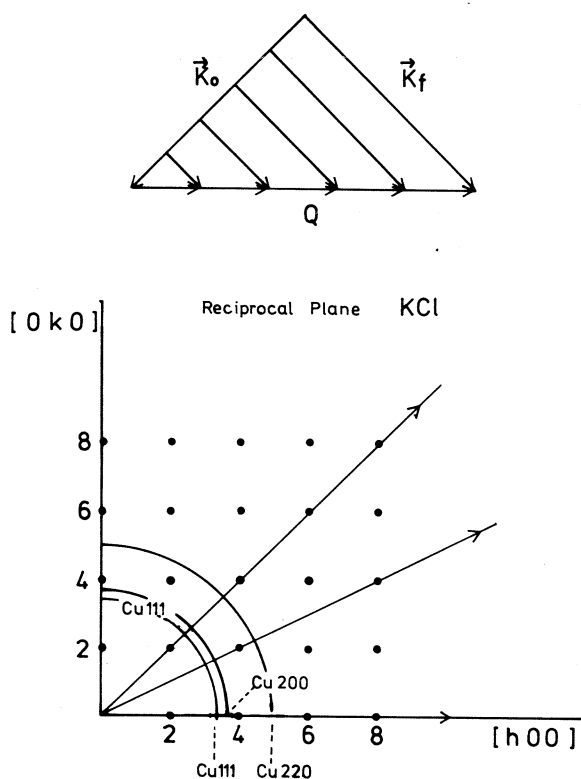
2.2 TOF法の原理

言うまでもなく、TOF法では白色中性子を試料にあて、散乱されたものをエネルギー分析する方法で、これを逆格子空間で表現したのが第1図である。バックグラウンドを与える容器からの寄与は、容器が多結晶体であり等方的であるため、波数ベクトル k の大きさだけで、方向にはよらないので回折像は、ディバイリングになり、第1図には円弧で示してある。これで見られるように、KClの200、400は容器の回折像からは完全に分離でき、カットオフが使える。さらに今回の実験では 2θ を 140° にセットし、分解能をよくした。

2.3 圧力容器

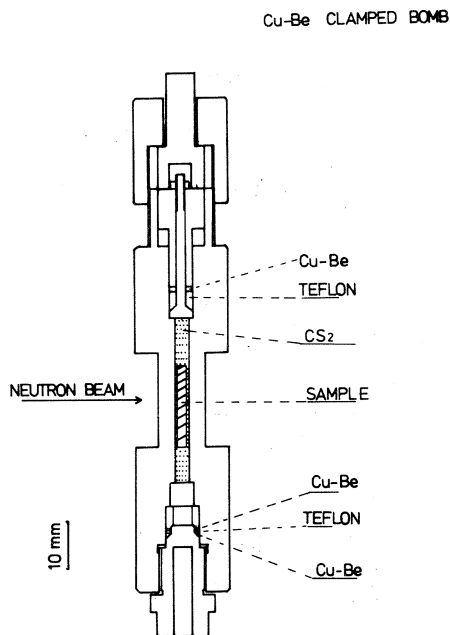
マイクロポンベの圧力容器は、すでに発表されたもの¹⁾と原理は同じものであり、今回使用した容器の断面図を第2図に示す。容器本体は、Cu-Beでできており、全長11cmほどである。試料室の壁の厚さは3.5mmで他の部分よりも薄くしており、中性子の吸収、バックグラウンドを少なくしている。ピストンの部分及び下部のプラグの部分に

Diffraction Of T.O.F. Method



第1図 上 TOF法でのブラッグ散乱
下 KCl, Cuの逆格子面

あるガスケットは、テフロンのリングをCu-Beのリングではさんでおり、このリングの厚さ、型などでパッキングの良し悪しが決まり大変重要な部分である。圧力媒体は、この種の方法では普通ケロシンのような粘性の高い液体を使っているが、中性子回折を行う場合非弾性散乱や吸収の少ないものを選ばねばならず、我々はCS₂（二硫化炭素）を使用した。しかしこの物質は揮発性が高くさらさらしており工夫が必要である。試料は、長さ16mm直径2.8mmφのアルミ棒の先端にアルルダイトで固定し、さらにアルミ棒を同じように下部のプラグに固定して、試料室の中心に、試料の中心がくるようにセットした。圧力発生は、上部のピストンをプレス機でおし、それをやはり上部のキャップでロックし、圧力を封じ込めることができる。



第2図 マイクロボルベ圧力容器

§ 3. 結 果

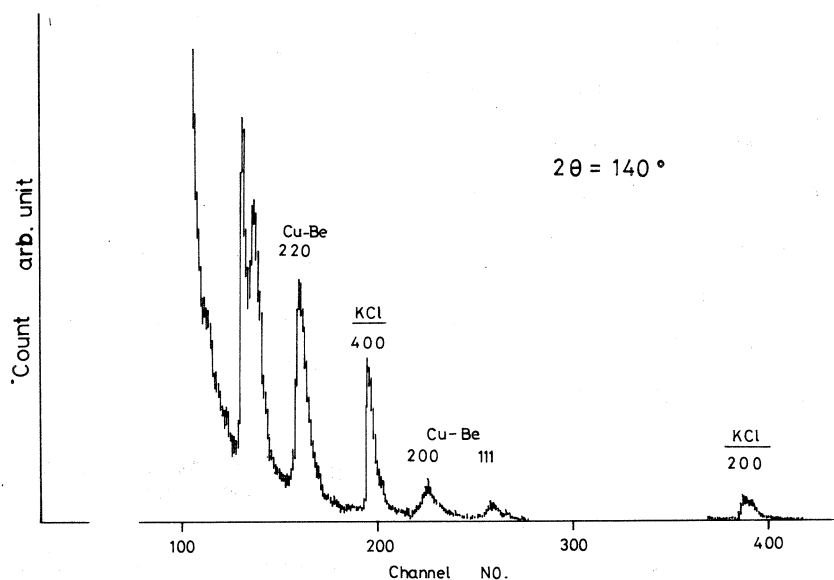
実際に得られた回折像を第3図に示す。

このようにカットオフによって、容器とKClのそれぞれの回折像を分離して観測することができた。測定時間は、8時間から10時間である。バックグラウンドは試料の回折像が得られたセッティングから試料を鉛直方向の軸のまわりに5°回転することにより測定し、バックグラウンドのさっ引きを行った。このようにして得られたKClの回折像は非対称形になっており、これはパルス中性子源の特徴で中性子の減速熱化に関係したものである。

我々は回折線のピークの位置の、圧力による変化を精度よく定量的に見るために、回折強度を次の関数で表現し、最小自乗法によりパラメータ5つを定めていった。

$$Y = A + BZ + C(e^{-\alpha Z} - e^{-\beta Z})$$

第1項、第2項は上記の方法でバックグラウンドをさっ引いても完全には零にすることができないためつけ加えたものであるが、ほとんど零に近い値となる。Zは、相対的なチャンネル数



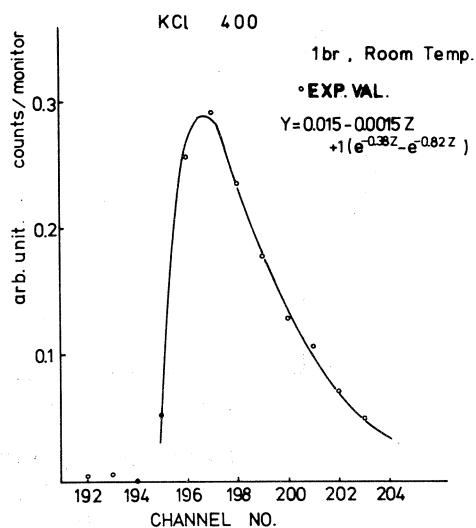
第3図 2θ = 140° でのKClの200方向の回折像

を表わし、 I を実験で得られるチャンネル数
 I_0 をピーク位置を与えるそれとすれば

$$Z = |I - I_0|$$

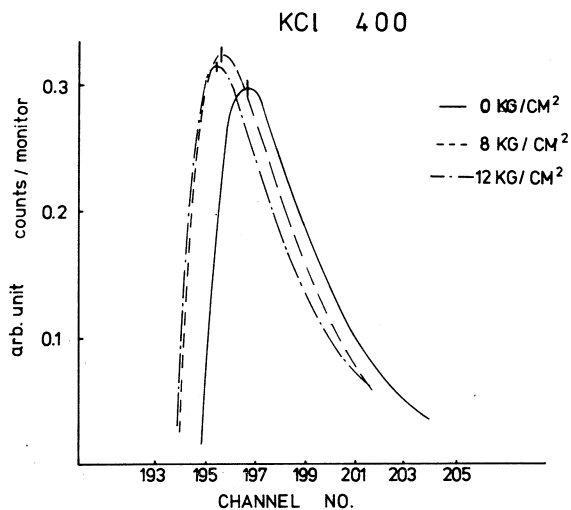
である。この結果、第4図に示されるように
 実験結果をかなりよく表現する関数が得られ
 た。それぞれの圧力での回折線に対して同じ
 ように行い、その結果、第5図に示すように
 明らかに圧力による回折線の位置の変化を観
 測することができた。

我々は圧力校正を、上の関数から求められ
 るピーク位置の相対的なずれから行ない、第
 6図の結果を得た。今のところ、満足のいく
 ように関数が定められるのは、400の回折線
 だけであるため、他の回折線については、目
 感でピーク位置を定めてプロットしてある。

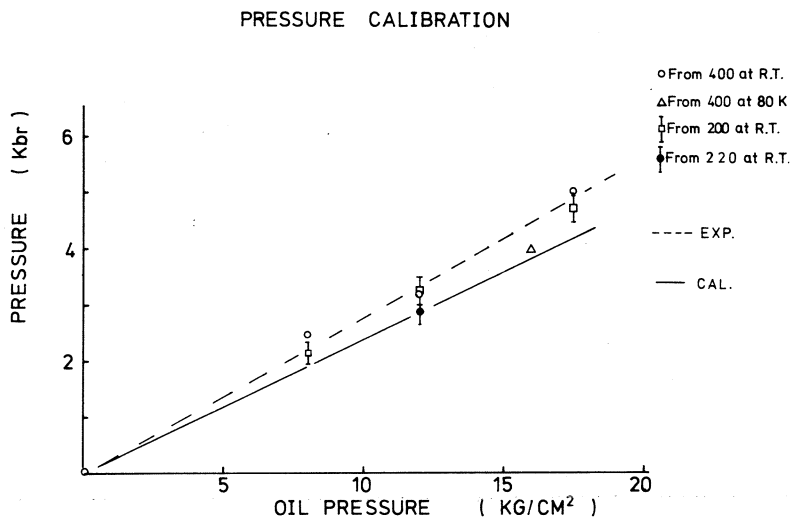


第4図 400回折線のプロフィール
 フィッティング

しかし、この方法の問題点は、温度を変えれば等圧条件が成立しないことにある。特に圧力媒体が固化する時、等圧条件に対して最も大きな影響を及ぼすと考えられる。実際 CS_2 は、120 K付近で固化し、今回80 Kでの実験で、定量的にはまだデータ不足ではあるが、室温の圧力と比べ、10数%減圧される結果を得た。



第5図 KCl 400 ピーク位置の圧力変化



第6図 KCl の圧力較正曲線。実線はプレス機と圧力容器のピストン比から計算される圧力

§ 4. 議 論

今回の実験で、低い圧力で敏感に変わる構造の、中性子回折には、この方法でかなりうまくいくことがわかった。しかし、まだ改良すべき点が残されている。まず、今回の圧力の限界は、ピストンの部分で決定されており、特にピストンのガスケットの改良が必要である。第2に、圧力媒体の問題である。先にも述べたように CS_2 は、粘性が低いためパッキングをむつかしくしており、さらに活性化で、アラルダイトを長時間 CS_2 につけておくと、軟化してしまう。これにかわるものとして、 C_6F_{12} や、 C_6D_{12} などを考えている。第3に、温度変化の際の圧力較正の問題である。現在、どの程度圧力を較正できるか研究中であり、中性子回折の実験をしながら同時に圧力を測定する方法を確立しなければならない。

参 考 文 献

- 1) R. S. Carmichael , A. Sawaoka and N. Kawai : Japan.J.appl. Phys. **7**(1968)

II - 4 TOF 法中性子回折による単結晶構造解析 — 波長一定法による測定

金 研 富吉昇一

§ 1. 序 論

単結晶試料による TOF 法中性子回折はこれまで数多く試みられてきた。そして TOF 法の特徴を生かした、色々な面白い実験結果が得られている。しかし、相対強度を直接問題とする、いわゆるオーソドックスな構造解析の問題になると、消衰効果の問題も含めて、TOF 法があまり有利でないようである。それはこれまで使用されてきた中性子源の強度としては、パルス中性子源が、比較的弱いことも一因と考えられるが、測定方法にも問題があり、これまでのような散乱角一定の測定法では本質的に測定精度を上げることは困難であると考えられる。

TOF 法のブラッグ反射の積分強度は

$$I_{hkl} = C i(\lambda) \eta(\lambda) A(\lambda) \frac{\lambda^4 F^2}{\sin^2 \theta} Y \quad (1)$$

で与えられる。

ここで $i(\lambda)$ は入射中性子のスペクトル、 $\eta(\lambda)$ はカウンターの効率、 $A(\lambda)$ は吸収、及び、 Y は extinction である。

ここで散乱角一定の測定では、各回折線は lattice spacing d_{hkl} に対応する波長のところからわれ、従って F^2 を求めるためには、 $i(\lambda)$ 、 $\eta(\lambda)$ 、 $A(\lambda)$ 及び Y の波長依存性をあらかじめ知らなくてはならない。 $i(\lambda)$ 、 $\eta(\lambda)$ 、 $A(\lambda)$ は測定によって求められるが、たとえば $i(\lambda)\eta(\lambda)$ については、単結晶の場合と V sample による測定では、カウンターに入るスポットの大きさが異なり、従って単結晶測定中の $i(\lambda)\eta(\lambda)$ の値とは異った波長依存性を示す可能性がある。そして消衰効果に関しては、 $i(\lambda)\eta(\lambda)A(\lambda)$ の補正が完全ではないので、どこまでがそれらの補正で、どこから消衰効果なのか区別がつかないこともあり、また、消衰効果は波長依存性でみるとかなり強調され、たとえば $1/10 \sim 1/20$ くらいに強度が減少することもあり、消衰効果の広い波長領域における波長依存性の補正は大変むづかしい。¹⁾

これらの問題点を解決する一番良い方法は、波長を固定して測定することである。すなわちブラッグピークの最大の位置の波長が、各回折線に対して一定になるように、散乱角 2θ を変

えてやる。このようにすることによって、(1)式の $i(\lambda)\eta(\lambda)A(\lambda)$ はある定数として取扱うことができ、データ解析が非常にすっきりしてくる。実際に測定されるのは $F^2 Y$ であり、観測値と計算値の組織的なずれは、すべて温度因子と消衰効果のせいにはできる。すなわち、結晶法による場合と同等に問題を考えることができる。

消衰効果に関しては、TOF法に適用できる理論が未だないのでX線に対して開発されたものを、経験的に応用するしかない。しかし、この方法では、短い波長から長い波長まで自由に波長を選んで測定でき、しかも、 $\lambda/2$ の混入は全くない。さらに結晶法ではむづかしい 0.7 \AA 以下の短い波長まで十分に測定できるので消衰効果を実験的に補正するには適した方法ではないかと考えられる。

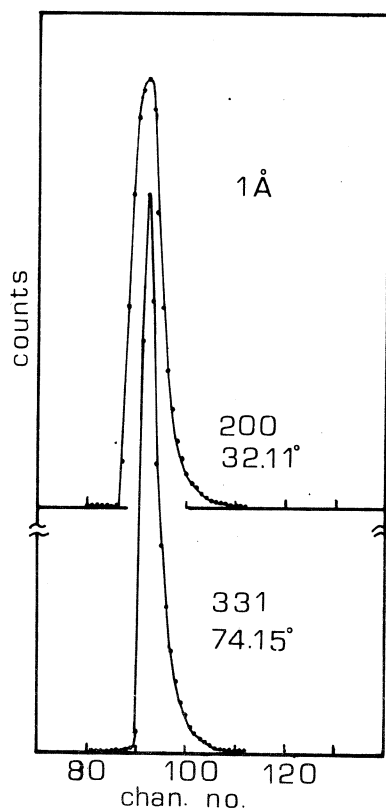
ここでは、はじめて波長一定法を用い、Cu単結晶の測定を行い良い結果を得たので報告する。

§ 2. 実験結果

Cu単結晶はブリッチマン法で作ったものを放電加工機で切り出したもので、 3.2 mm ϕ の棒状で $\langle 110 \rangle$ 軸がその軸方向に一致している。モザイクネスはかなりシャープであることがX線写真より分っている。

測定装置は、これまでも単結晶測定用に使用していた2軸の装置で、 θ 、 2θ は動かせるが、単結晶の姿勢制御は出来ない。カウンターは He^3 比例計数管で、横方向から散乱ビームが入るように垂直に立てて用いた。従って、短波長に対する検出効率はそれほど良くない。

第1図は $\lambda = 1 \text{ \AA}$ にピークが来るよう散乱角を設定した200、と331ピークを示す。200の方が低角であるので、線幅が広がっている。線幅の広りは、パルス中性子の熱化過程による広りを別にするれば、 $4\lambda/\lambda = \cot\theta \cdot \Delta\theta$ であらわされ、入射ビームの広り ($\Delta\theta \sim 0.01$) と、モザイクネスの

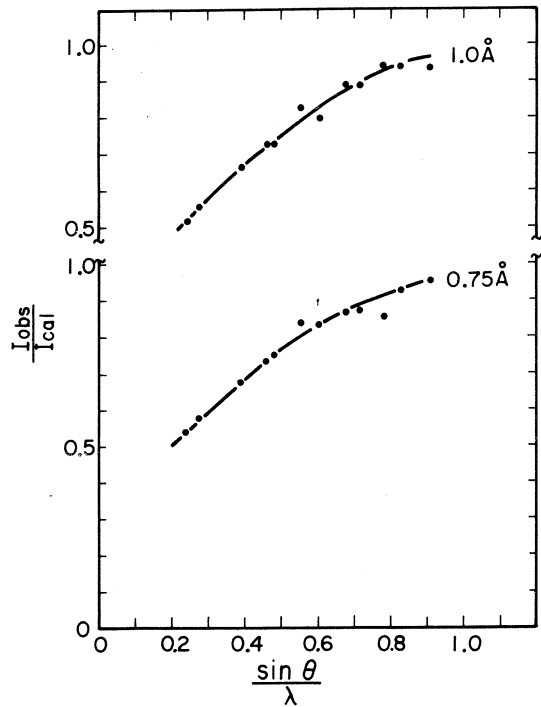


第1図 Cu単結晶のTOF回折図
200は $2\theta = 32.11^\circ$ 、331は
 $2\theta = 74.15^\circ$ で測定し、ピーク
の最大が 1 \AA に重なるようにし
てある。

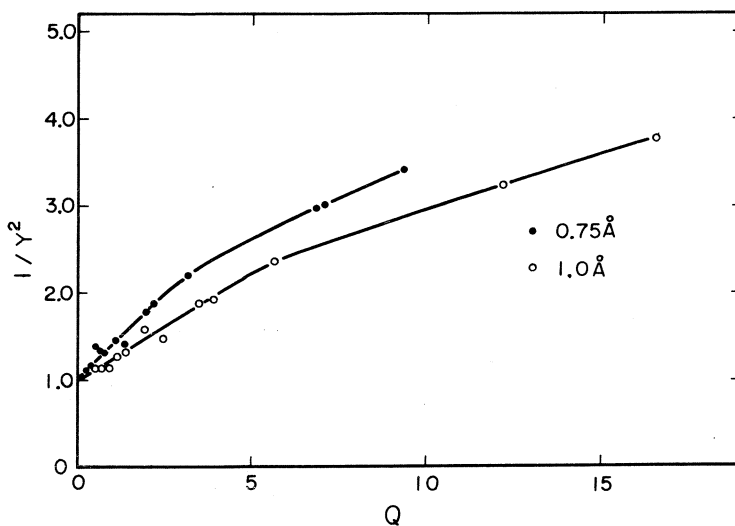
拡りによるものであるが、200と331の線幅の差 ($\Delta\theta \sim 0.016$) は主として、入射ビームの拡りによるものである。モザイクネスは入射スリットとして、fineなスリットを用いると、TOF法によっても、低角と高角の線巾の差より、精度良く求めることが出来る。

第2図は $\lambda = 1.0 \text{ \AA}$ と 0.75 \AA で測定した積分強度の測定値と計算値の比を $\sin \theta / \lambda$ をパラメーターとして示した。ここで I_{cal} を求める際に、 $\theta_D = 343 \text{ K}$ として、Debye-Waller因子を計算した。

第3図は $1/Y^2$ vs. Q のグラフを示す。ここで消衰効果が小さいとき ($Y \geq 0.8$)、 $Y = (1 + AQ)^{-\frac{1}{2}}$



第2図 Cuの消衰効果で $\lambda = 1.0 \text{ \AA}$ と 0.75 \AA で測定したものを示す。 $\sin \theta / \lambda$ の大きい所では Q が小さくなるので Y は1に近づく。



第3図 $1/Y^2$ vs. Q をプロットしたもので $Q \rightarrow 0$ での $1/Y^2$ の値より第2図を規格化した。

であることが Zachariazen によって示されており,^{2,3)} 消衰効果が小さいとき $1/Y^2$ は Q に対して直線になるかどうかを示したものである。我々は $Q \rightarrow 0$ での $1/Y^2$ の外挿値より $Y=1$ とし第2, 第3図の値を規格化した。

図を見て明らかのように $\lambda = 1 \text{ \AA}$ の方が 0.75 \AA より消衰効果がきいている。しかし, 0.75 \AA に対しても, 111 ピークで約45%程度の消衰効果による強度の減少がみられ, 0.75 \AA でも決して消衰効果が小さくないことを示している。

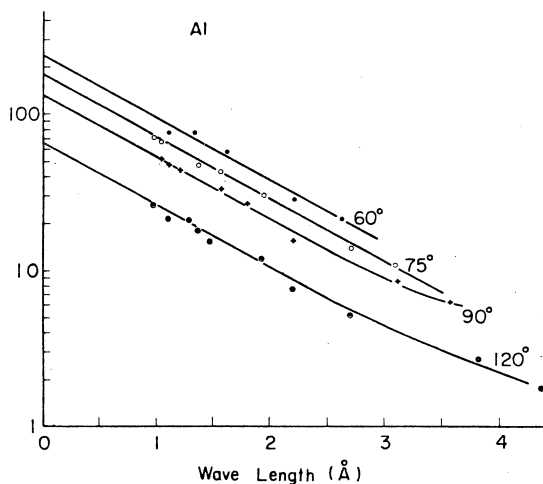
§ 3. 議 論

第4図は文献1の第1図を示したもので, Al の消衰効果を散乱角一定の下に測定したものである。Al のモザイクネスはCuより拡がっているので, Al の方が消衰効果は利かないと思われるが, 図を見て明らかのように, 3 \AA での強度は 1 \AA に比べて $1/10 \sim 1/8$ 程度の強度しかない。Cu の場合 0.75 \AA で 111 は 333 に対して 0.6 程度であるから, 角度一定法の方がいかに消衰効果が強いかわかる。

これは波長の変化に対応して, Q が大巾に変わることで, coherent domain の大きさが変わって, 消衰効

果のふるまいがより強調されることによるものと思われるが詳細は明らかではない。消衰効果の利き方が少ない方が秀れた測定法であるといえるので, TOF 法では, 構造解析のためには, 波長一定法を取るのが良いであろう。

波長一定法というのは特別な意味を持つわけではなく, TOF 法でデータを取る際, 一定波長にデータを規格化するための1つ便法にすぎない。従ってTOF法の特徴である全体的なパターンが同時にみられるという点は変わらない。ただ, 角度一定では, 111, 222, …… という回折線は一度の測定で良いが, この場合には, 数回の測定を必要とする。しかし, 2 \AA



第4図 文献1の第1図のAlの消衰効果を示す。散乱角一定の条件で測定されたものである。

で 111 を測定したとき 1 \AA で 222 も同時に測定されているので、注目している波長の回折線以外にも多くのデータが生きている。また、サテライトピークの測定とか、対称性の低いピークの測定では 1 ケのピークしかひかからないので、波長一定法が損な測定法ではない。

TOF 波長一定法は、通常モノクロビームを入射ビームとして用いる結晶法中性子回折と類似な方法に見えるが、積分強度を求める手段として前者が波長を scan するのに対して後者は $\theta - 2\theta$ scan を行う点が根本的に異っている。結晶法ではモノクロビームを得るのにモノクロメーターを使用しなければならず、常に $\lambda/2$ の混入の心配があり、波長の選択は波長一定法に比べて自由でない。また、短波長中性子線を利用することによって消衰効果は小さくできるが、モノクロメーターを使えば、短波長でモノクロビームの強度が弱くなる。それに対し、TOF 法では、白色ビームをそのまま使用するのでかなり短波長まで測定できる。今回の実験はまだ初歩的なものであるが、これによって構造解析の問題にも TOF 法が十分使えることが明らかになった。

参 考 文 献

- 1) 富吉, 新村, 八代 : 核理研研究報告 **6** (1973) 101.
- 2) P. J. Becker and P. Coppens : Acta cryst. **A 30** (1974) 129.
- 3) W. H. Zachariasen : Acta cryst. **23** (1967) 558.

II - 5 Sr Co O_{3-x} の磁気構造

金 研 織田 仁・富吉昇一
山内 宏・武居文彦
渡辺 浩

§ 1. 緒 言

Co⁴⁺ イオンを含む立方晶ペロブスカイト型酸化物SrCoO₃は約200 Kのキュリー点を持つ強磁性体で、Co⁴⁺イオンは約1 μ_Bの磁気モーメントを持ち low-spin 状態 (t_{2g}^5) に近いと考えられている。またその比抵抗は 10⁻³ Ω・cm の order で金属的伝導性を示す。¹⁾ 一方 Co³⁺ イオンのみを含む SrCoO_{2.5} は酸素欠損による空格子点が規則配列したブラウンミレライト構造と呼ばれる斜方晶で 575 K のネール点を持つ G 型反強磁性体である。Co³⁺ イオンは約 3.3 μ_B (77 K) の磁気モーメントを持ち high-spin 状態 ($t_{2g}^4 e_g^2$) に近いと考えられている。これは半導体的伝導性を示す。^{1,2)}

我々は SrCoO_{3-x} 系の磁性を調べるためその単結晶試料及び粉末試料を作成し磁化測定、中性子回折を行なった。

§ 2. 実 験

2.1 試料作成

2.1.1 単結晶試料

SrCO₃ と CoO をモル比混合したものを 1050 °C で空气中焼成したものを母試料とした。母試料の組成は SrCoO_{2.52} でブラウンミレライト構造であった。この母試料を直径 10 mm, 長さ 100 mm にプレスし 1250 °C, 酸素気流中で 1 時間焼成し赤外線集中加熱炉で F. Z 法により単結晶を作成した。融点は 1335 °C であった。得られた単結晶の組成は SrCoO_{2.70} で立方晶ペロブスカイト型であった。³⁾

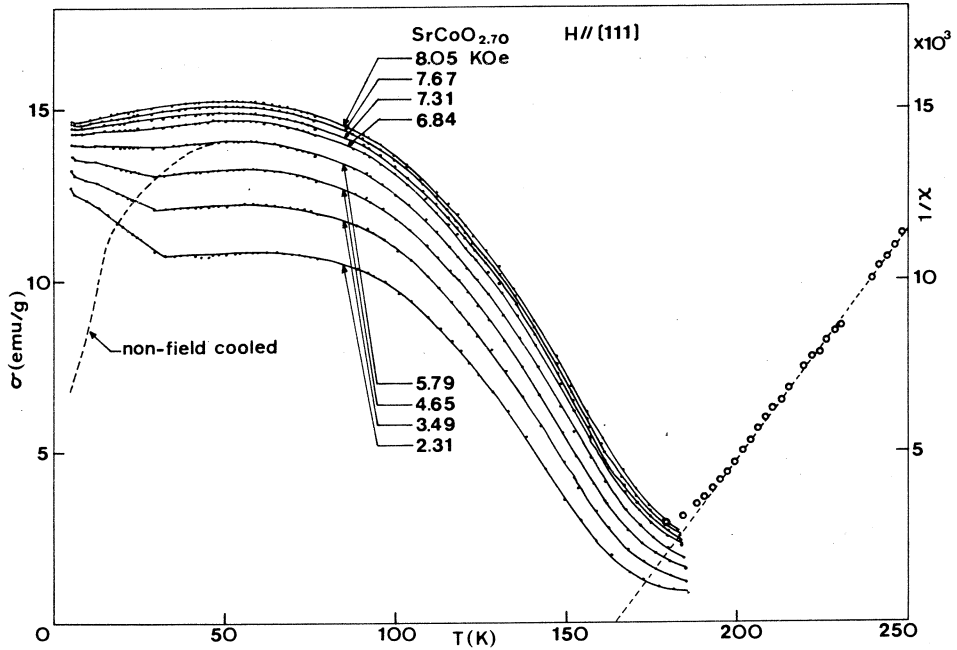
2.1.2 粉末試料

上述の母試料をオートクレーブに入れ 350 ~ 400 °C で約 50 ~ 300 気圧酸素雰囲気中で各組成の SrCoO_{3-x} 粉末を作成した。

2.2 磁化測定

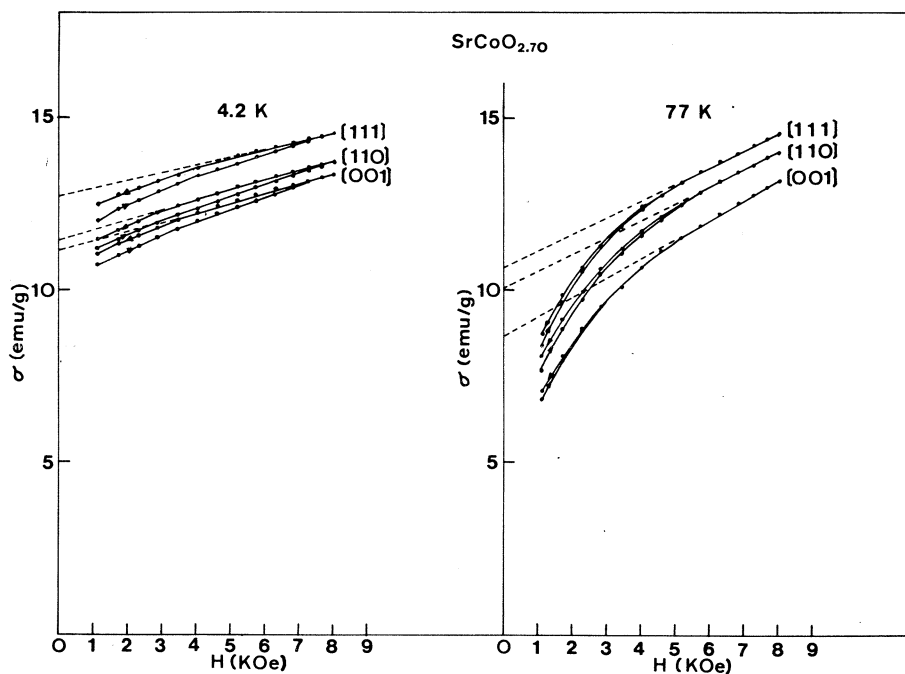
2.2.1 単結晶試料

SrCoO_{2.70}単結晶の各軸方向での磁化測定を行なった。第1図に $H \parallel [111]$ のときの結果を示す。実線は7 KOe で磁場中冷却をしたときの各磁場での磁化-温度曲線である。低磁場側で30 K付近に異常がみられ、また60 K付近で極値を持つ。破線は磁場中冷却をしないもので4.2 Kにおける磁化の値は磁場中冷却をしたものの約半分であり、また60 K付近で磁場中冷却したものとは一致する。 $\sigma^2 - T$ plot をし外部磁場を0に外挿して求めたキュリー温度は約150 Kであった。250 K以下から求めた常磁性キュリー温度は約165 Kであった。



第1図 SrCoO_{2.70} 単結晶の $H \parallel [111]$ のときの磁化-温度曲線。
実線は7 KOe で磁場中冷却したもので破線は磁場中冷却しないもの。

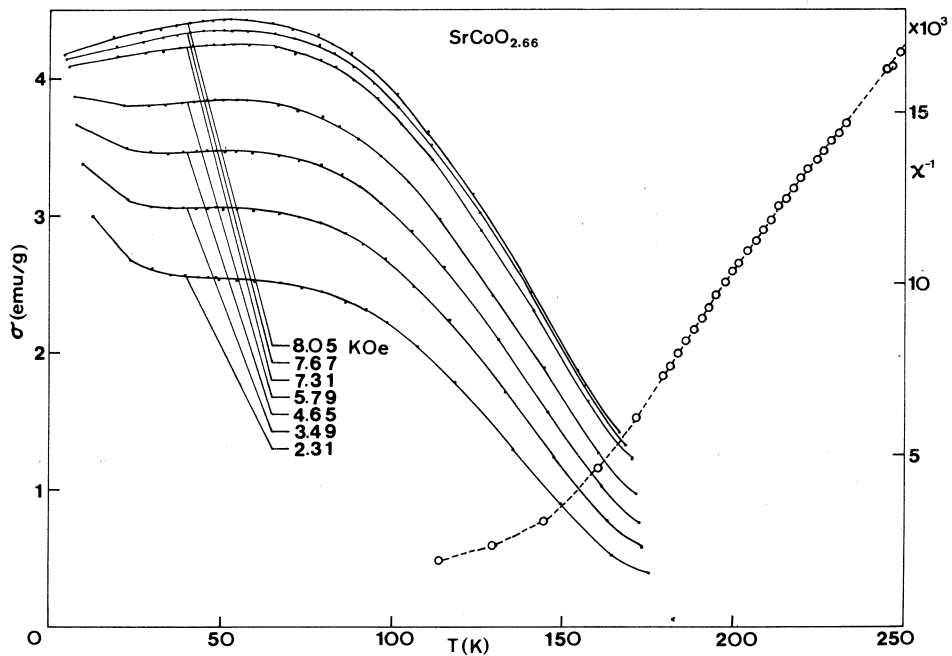
第2図に4.2 Kと77 Kにおける各軸方向での $\sigma - H$ 曲線を示す。キュリー温度以下における磁化の大きさは $[111]$ 、 $[110]$ 、 $[001]$ の順であり強磁性成分が $[111]$ 方向を向いていると考えられる。また磁化曲線は $\sigma = \sigma_0 + \chi H$ なる形をしており4.2 Kにおける帯磁率 χ は約 $2.5 \times 10^{-4} \text{ emu/g}$ 、77 Kにおけるそれは約 $5 \times 10^{-4} \text{ emu/g}$ と4.2 Kの値の2倍となっている。



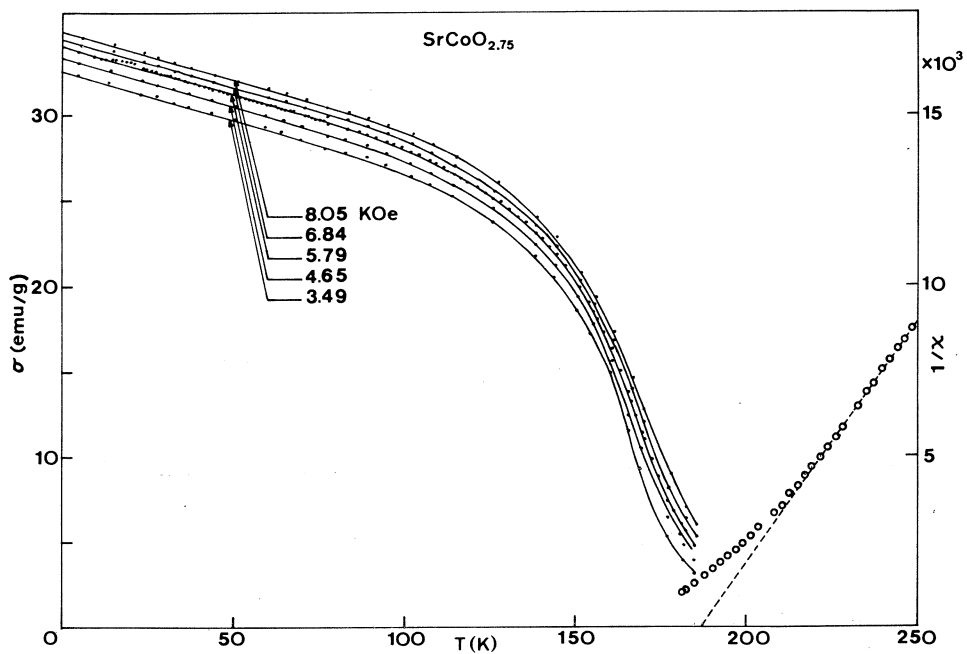
第2図 $\text{SrCoO}_{2.70}$ 単結晶の4.2 Kと77 Kにおける各軸方向の磁化曲線

2.2.2 粉末試料

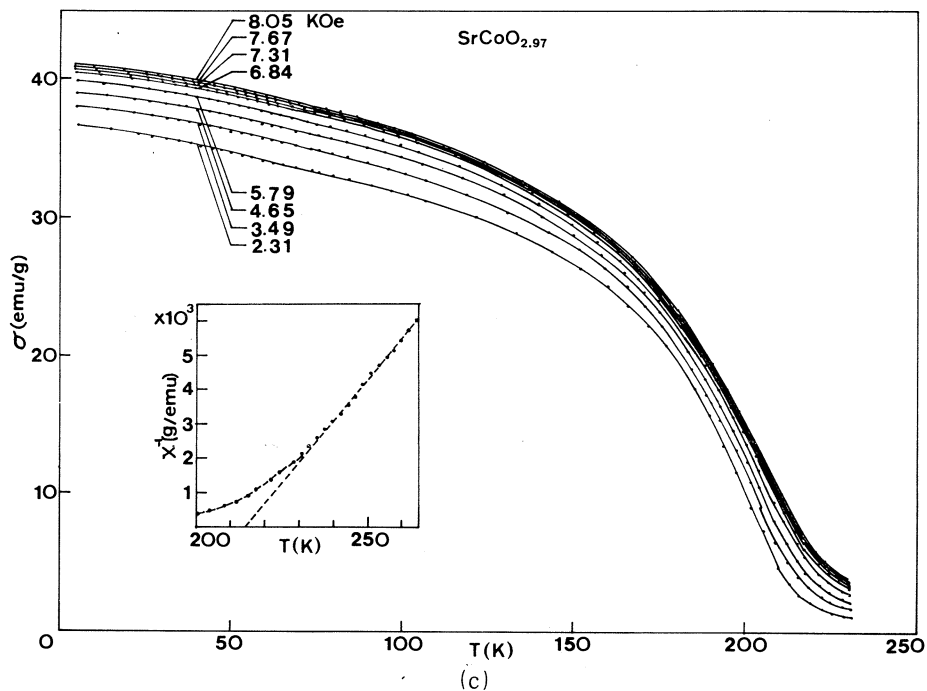
第3図 a, b, cにそれぞれ $\text{SrCoO}_{2.66}$, $\text{SrCoO}_{2.75}$, $\text{SrCoO}_{2.97}$ の磁場中冷却をしたときの磁化-温度曲線を示す。 $\text{SrCoO}_{2.66}$ (第3図 a)においては $\text{SrCoO}_{2.70}$ と同じように低温で異常を示す。 $\text{SrCoO}_{2.75}$ (第3図 b), $\text{SrCoO}_{2.97}$ (第3図 c)においては異常は観測されなかったが第4図に示すようにその温度変化はブリルアン曲線とはかなり異なっている。4.2 Kにおいて各組成の試料とも磁化 σ は $\sigma = \sigma_0 + \chi H$ なる磁場依存性を持つ。第5図に σ_0 と χ の組成依存性を示す。



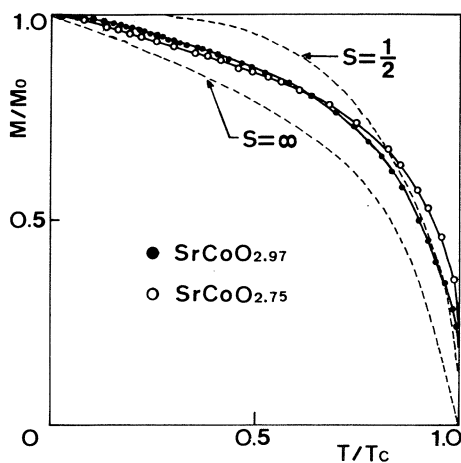
(a)



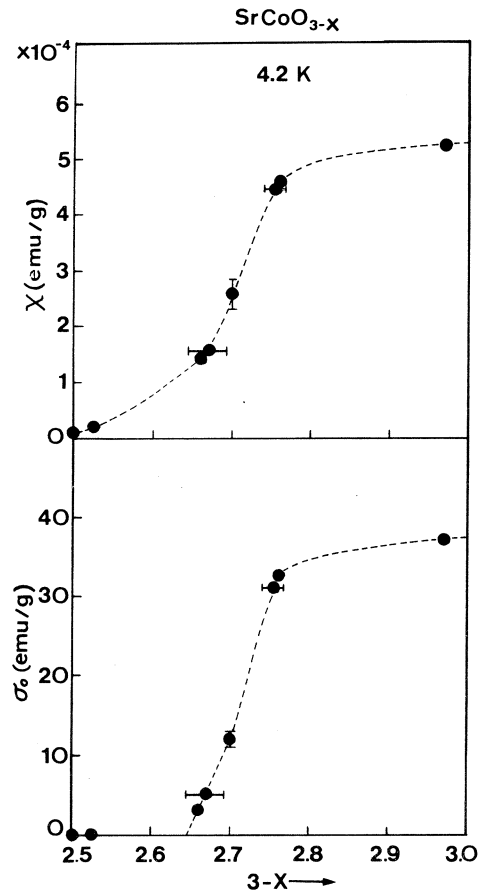
(b)



第3図 $\text{SrCoO}_{2.66}$ (a), $\text{SrCoO}_{2.75}$ (b), $\text{SrCoO}_{2.97}$ (c) の磁化-温度曲線



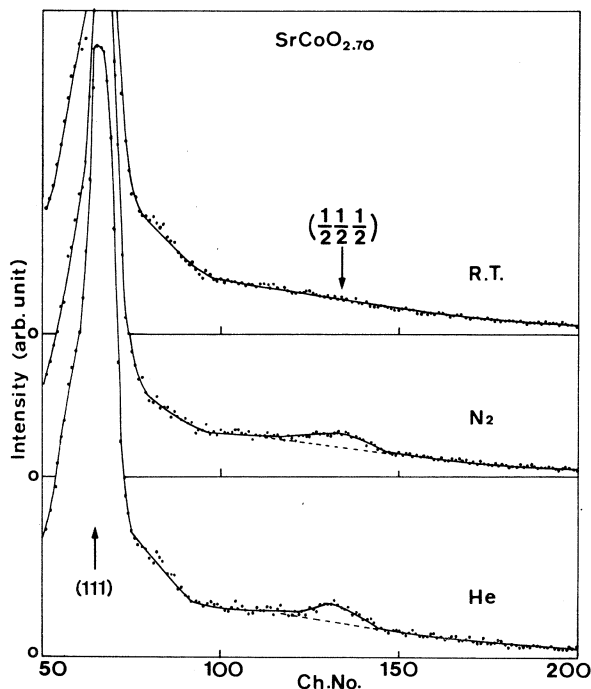
第4図 $\text{SrCoO}_{2.97}$ と $\text{SrCoO}_{2.75}$ の磁化の温度変化。
破線は $S = \frac{1}{2}$ と $S = \infty$ のブリルアン曲線



第5図 SrCoO_{3-x}の4.2 Kにおけるσ₀とxの組成依存性

2.3 中性子回折 (SrCoO_{2.70} 単結晶)

中性子回折は東北大学核理研の中性子回折装置を用いてTOF法で行なった。用いた試料はSrCoO_{2.70}の単結晶で〔111〕,〔110〕,〔001〕の各軸方向の測定をlig. He温度, lig. N₂温度, 室温の3定点で行なった。その結果第6図に示すように〔111〕方向でlig. He温度, lig. N₂温度において($\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$)ピークが観測され室温では消失した。また〔110〕,〔001〕方向では超格子線は観測されなかった。



第 6 図 $\text{SrCoO}_{2.70}$ 単結晶の TOF 法による中性
 子回折図 ($2\theta = 19^\circ$)。散乱ベクトルは
 $[111]$ 方向に平行

§ 3. 考 察

3.1 $\text{SrCoO}_{2.70}$ の磁気構造

低温において ($\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}$) ピークが観測され (第 6 図) かつ自発磁化 σ_0 を持つことにより $\text{SrCoO}_{2.70}$ の磁気構造は $[111]$ 方向に伝播ベクトルを持つ cant-spin 構造であると考えられる。また $\sigma = \sigma_0 + \chi H$ における帯磁率 χ は 2.2.1 に述べたように 10^{-4} emu/g の order で Co^{3+} イオンの磁気モーメントによる帯磁率よりかなり大きく (Co^{3+} イオンが low-spin 状態 (t_{2g}^6) である $\text{LaCoO}_3^{4,5)}$ や high-spin 状態 ($t_{2g}^4 e_g^2$) である $\text{SrCoO}_{2.5}^{1,2}$ の帯磁率は 10^{-5} emu/g の order である) Co^{4+} イオンによる帯磁率とみなされ、 Co^{4+} イオンの磁気モーメントが cant-spin 構造をとるものと考えられる。また T_c に近づくにつれ帯磁率 χ が増大する傾向 (第 2 図) や磁場で冷却をしないと magnetic domain がそろわないということ (第 1 図) は他の cant-spin 構造を持つ物質⁶⁾ と類似している。第 2 図に示したように磁化の大きさは $[111]$, $[110]$, $[001]$ 方向の順に小さくなっており cant-spin 構造の強磁性成分は $[111]$ 方向を向いていると考えられる。

3.2 SrCoO_{3-x}系の磁性

La_{1-x}Sr_xCoO₃系においては $x = 0.125$, つまり $\text{Co}^{4+}/\text{Co} = 12.5\%$ 付近で強磁性成分が出現し室温におけるメスバウアー効果の測定では Co^{3+} と Co^{4+} イオンの mixed valence 状態に対応する1本のピークのみが観測される。⁷⁾ したがって La_{1-x}Sr_xCoO₃系では $\text{Co}^{3+} - \text{Co}^{4+}$ イオン間の電子移動によって強磁性成分が出現すると考えられる。これに対して SrCoO_{3-x}系においては第5図からわかるように $3 - x = 2.65$, つまり $\text{Co}^{4+}/\text{Co} = 30\%$ 付近で強磁性成分 σ_0 が出現する。また室温のメスバウアーでは Co^{3+} と Co^{4+} イオンのアイソマーシフトに対応する2本のピークが観測され⁷⁾ Co^{3+} と Co^{4+} イオンが独立に存在するものと考えられる。 $\text{Co}^{4+}/\text{Co} = 30\%$ という組成は1個の Co^{4+} イオンに隣り合っている6個のCoイオンのうちの1個が Co^{4+} イオンであるときに対応するため, SrCoO_{3-x}系では Co^{4+} イオン間の交換相互作用の経路が結晶全体に通じるとき強磁性成分が生ずるものと考えられる。

また SrCoO_{3-x}系の 4.2 Kにおける σ_0 と χ はほぼ同じような組成依存性を示す(第5図)。したがって 3.1で述べたように SrCoO_{2.70} が cant-spin 構造をとっていると考えられることから他の組成の SrCoO_{3-x} ($3 - x > 2.65$) においても cant-spin 構造が実現されている可能性がある。このことは第4図に示したように SrCoO_{2.75} や SrCoO_{2.97} の磁化の温度変化がブリルアン曲線とかなり異なっていることから推察される。

正八面体配位にある Co^{4+} イオンの low-spin 状態での基底状態は ${}^2T_2 (t_{2g}^5)$ である。この3重に縮退した軌道状態は fictitious orbital angular momentum $L = 1$ で記述されスピンの $\frac{1}{2}$ による縮退と合わせて全部で6重に縮退している。スピン-軌道相互作用により 2T_2 状態は2重縮退の $J = \frac{1}{2}$ (基底状態) と4重縮退の $J = \frac{3}{2}$ に分れる。 $T = 0$ K のとき, 基底状態の $J = \frac{1}{2}$ の状態のみが占有されそのときのキュリー一定数は SrCoO₃ に対して 1.93×10^{-3} emu·K/g であり T が大きくなるにつれ $J = \frac{3}{2}$ の状態の占有確率が大きくなりキュリー一定数は増す。 $T = 200 \sim 300$ K において計算されたキュリー一定数は約 $3.2 \sim 3.7 \times 10^{-3}$ emu·K/g (スピン-軌道相互作用定数 ζ , 及び g 値は BaCoO₃ の値を用いる⁸⁾ : $\zeta = 650 \text{ cm}^{-1}$, $g = 2.4$) である。しかし第3図cに示した SrCoO_{2.97} の常磁性状態 ($T = 230 \sim 260$ K) から求めたキュリー一定数は約 8.4×10^{-3} emu·K/g で上記の計算値よりかなり大きく t_{2g}^5 状態の外に励起状態の $t_{2g}^4 e_g$ 状態を含ませる必要があると考えられる。また実測されたキュリー一定数より求めた1個のCoイオン当たりの磁気モーメントは g 値を $2 \sim 2.4$ と仮定すると約 $2.5 \sim 2.7 \mu_B$ であり秩序状態 ($T = 4.2$ K, $H = 8.05$ KOe) より求めた磁気モーメント $1.43 \mu_B$ よりかなり大きい。これは前述したように秩序状態においては cant-spin 構造が実現されているため全磁気

モーメントのうちの強磁性成分のみを見ているためであると解釈することもできる。

Co^{4+} イオンを共に 50% 含む $\text{La}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CoO}_3$ と $\text{SrCoO}_{2.75}$ (第3図 b) を比較することは興味深い。前者は $T_c = 228\text{K}$, $\mu/\text{Co} = 1.5\mu_B$ ($T = 4.2\text{K}$, $H = 10\text{KOe}$) で 17KOe までの磁場では飽和しない。^{9) 10)} 後者は $T_c = 167\text{K}$, $\mu/\text{Co} = 1.18\mu_B$ ($T = 4.2\text{K}$, $H = 8\text{KOe}$) でやはり 8KOe までの磁場では飽和しない。Goodenough⁹⁾ らは $\text{La}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CoO}_3$ は band 模型で記述されるべき物質で 5.5 個/Co の $3d$ 電子を $\pi^*(\uparrow)$ band に 3 個, $\pi^*(\downarrow)$ band に 2 個, $\sigma^*(\uparrow)$ band に 0.5 個入れることにより $1.5\mu_B/\text{Co}$ の磁気モーメントを説明している。そして 17KOe まで飽和しないのは $\pi^*(\downarrow)$ band の電子が磁場が大きくなるとともに $\sigma^*(\uparrow)$ band へ流れ込むためであるとしている。これに対して $\text{SrCoO}_{2.75}$ はメスバウアー効果の測定で 2 種のアイソマーシフトに対応するピークが観測されることから Co^{4+} と Co^{3+} の 2 つの独立なイオン状態から成っていると考えられ、また 8KOe まで飽和しないのは cant-spin 構造によるものと考えられる。

本研究に用いた粉末試料の一部を提供して下さった久保武治氏に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) T. Takeda and H. Watanabe : J. Phys. Soc. Japan **33**(1972)973.
- 2) T. Takeda, Y. Yamaguchi and H. Watanabe : J. Phys. Soc. Japan **33** (1972) 970.
- 3) H. Takei, H. Oda, I. Shindo and H. Watanabe: to be published.
- 4) N. Menyuk, K. Dwight and P. M. Raccach : J. Phys. Chem. Solids **28**(1967)549.
- 5) V. G. Bhide, D.S. Rajoria, G. Rama Rao and C. N. R. Rao : Phys. Rev. **B6** (1972) 1021.
- 6) T. Yashiro, Y. Hamaguchi and H. Watanabe : J. Phys. Soc. Japan **40** (1976) 63.
- 7) V. G. Bhide, D. S. Rajoria, C. N. R. Rao, G. Rama Rao, and V. G. Jadhao : Phys. Rev. **B 12**(1975)2832.
- 8) G. A. Candela, A. H. Kahn and T. Negas : J. Solid State Chem. **7** (1973) 360.
- 9) P. M. Raccach and J. B. Goodenough: J. appl. Phys. **39** (1968)1209.
- 10) N. Menyuk, P. M. Raccach and K. Dwight: Phys. Rev. **166** (1968)510.

II — 6 V_2H の中性子非弾性散乱

宮城工専 佐藤建太郎
 金 研* 安部芳文* 浅野肇* 平林真*
 核理研** 渡辺昇**

§ 1. 緒 言

V族遷移金属V, Nb, Taは多量の水素を固溶し, 金属水素化物を形成する。水素原子は体心立方金属結晶の四面体格子間位置, または八面体格子間位置に存在する。Nb-H, Ta-H系に関する中性子非弾性散乱の結果¹⁻³⁾では, エネルギー遷移120, 170 meV付近に2つの光学フォノンピークが観測され, その強度比およびエネルギー比は四面体格子間位置を占有している水素原子の局在モードによるものとして説明されている。また, Ta-H合金に関する我々の研究³⁾によると, 局在振動エネルギーの値は温度, 水素濃度, あるいは四面体位置での水素原子の配列様式にほとんど依存しないことが知られている。

バナジウム中の水素は, α 相ではNb-H, Ta-H合金と同様に, 四面体位置を占有しているが, β 相 VH_x ($x = 0.4 - 0.8$)では八面体位置を占有していることが他の実験結果⁴⁻⁶⁾から示唆されている。事実, α V-H合金の非弾性散乱の結果^{1,7,8)}はNb-H, Ta-H合金の結果と一致しているが, β VH_x のスペクトル^{2,7)}には, これらの系では見られないピークが50 meV付近に観測されている。Rushら⁷⁾は数種の β - VH_x 合金について, 20, 50, 100 meV付近に3つのピークを観測し, 20 meVのピークはバナジウム母格子の音響モード, 50と100 meVのピークは八面体位置および四面体位置にある水素によるものと推論している。

最近, 著者ら⁵⁾は熱量測定, X線回折によりV-H系の状態図を決定し, 従来 β 相と考えられていた組成域に β_1, β_2 の2つの規則相が存在すること, および $VH_{0.5}$ 付近の組成では, 水素原子の再配列により $\beta_1 - \beta_2 - \alpha$ という2段階の変態が175°Cおよび220°Cでおこることを見出した。中性子回折の結果によると, 水素原子は β_1 $VH_{0.5}$ では体心正方金属格子の c 軸上の八面体位置(O_z -位置)を選択的に占有した規則構造をとるが, β_2 $VH_{0.5}$ ではすべての O_z -位置に確率1/2で分布した不完全規則構造をとっている。⁶⁾また高温 α 相では, 水素はすべての四面体位置に無秩序に分布している。これらの水素原子の配列の変化と振動スペクトルとの関係を

明らかにする目的で、 $\text{VH}_{0.5}$ の β_1 , β_2 , α の各相について中性子非弾性散乱の実験を行った。

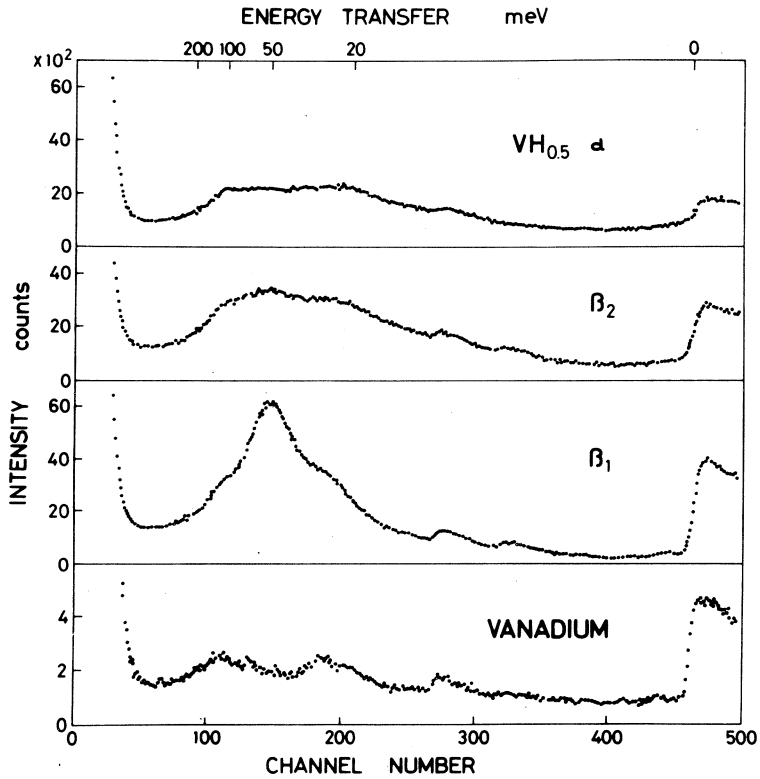
§ 2. 試料と実験方法

電子ビーム炉で溶解したバナジウムを圧延し、水素を吸わせて粉碎、細粉にした後、脱水素処理をほどこした。この後再び既知量の純化した水素を吸わせて粉末 $\text{VH}_{0.5}$ を作製し、試料として用いた。測定は、 20°C (β_1 相), $195 \pm 10^\circ\text{C}$ (β_2 相), $245 \pm 10^\circ\text{C}$ (α 相) で行った。試料は厚さ 1 mm, 断面積 $20 \times 10 \text{ cm}^2$ のアルミニウム容器に入れ、真空中 (β_1 , β_2 相) あるいは平衡圧の水素ガス中 (α 相) で測定を行った。

中性子散乱スペクトルの測定は Be O 逆フィルター TOF 法によって行った。⁹⁾ 1 回の測定時間は約 24 時間であった。

§ 3. 実験結果および考察

$\text{VH}_{0.5}$ の β_1 , β_2 , α 相および純バナジウムについて得られた TOF スペクトルを第 1 図に示す。 β_1 相のスペクトルには、50 meV の主ピークとその両側 100 , 25 meV 付近に 2 つのこぶが観測される。25 meV 付近のこぶは β_2 , α 相でも同様に観測され、これはバナジウムの音響モードによるものである。 β_1 相で最も顕著に見られる 50 meV 付近の主ピークは、 β_2 相ではその強度が減少し相対的に 100 meV のピーク強度が増大している。 α 相では 50 meV のピークは消失している。50 meV のピークは八面体位置に存在する水素の局在振動によるもので、一方 100 meV 付近のピークは四面体位置に存在する水素によるものと考えられる。測定されたスペクトルは、室温 β_1 相で八面体位置を規則的に占有していた水素が、温度上昇と共に $\beta_1 \rightarrow \beta_2 \rightarrow \alpha$ 相転移に伴って八面体位置から四面体位置に無秩序に再配列する確率が増大することを示している。最近、著者らは β_1 , β_2 - $\text{VH}_{0.5}$ の格子定数の解析から、八面体位置および四面体位置を占める水素の存在確率を決定したが、¹⁰⁾ その結果によると、八面体位置と四面体位置での占有確率の比は、室温 (β_1 相) で 9 : 1, 195°C (β_2 相) では 6 : 4 となり、本実験結果の解釈を支持している。



第1図 $VH_{0.5}$ の β_1 (室温), β_2 (195°C), α (245°C) および V (室温) の TOF スペクトル。270 および 320 チャンネル付近のこぶは、BeO フィルターの全断面積の異常によると思われる。

参 考 文 献

- 1) G. Verdán, R. Rubin and W. Kley: *Proc. IAEA Symposium on Neutron Inelastic Scattering* **1** (1968) 223.
- 2) N. A. Chernoplekov, M. G. Zemlyanov, V. A. Somenkov and A. A. Chertkov: *Soviet Physics-Solid State* **11** (1970) 2343.
- 3) R. Yamada, N. Watanabe, K. Sato, H. Asano and M. Hirabayashi: *J. Phys. Soc. Japan* **41** (1976) 85.

- 4) R. R. Arons, H. G. Bohn and H. Lütgemeier : J. Phys. Chem. Solids **35** (1974) 207.
- 5) H. Asano, Y. Abe and M. Hirabayashi : Acta Metallurgica **24** (1976) 95.
- 6) H. Asano, Y. Abe and M. Hirabayashi : J. Phys. Soc. Japan **41** (1976) 974.
- 7) J. J. Rush and H. E. Flotow: J. Chem. Phys. **48** (1968) 3795.
- 8) R. Rubin, J. Peretti, G. Verdán and W. Kley: Phys. Lett. **14** (1965) 100.
- 9) 木村他 : 核理研研究報告 **2** No 2 (1969) 89.
- 10) 浅野, 平林 : 未発表

II - 7 Density Effect in Inner-Shell Ionization by Ultrarelativistic Electrons

M. Kamiya, S. Morita, K. Ishii, M. Oyamada[†]
K. Sera^{††} and H. Tawara^{†††}

Department of Physics, Tohoku University.

[†]Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University.

^{††}The Research Institute for Tuberculosis, Leprosy and Cancer, Tohoku University.

^{†††}Department of Nuclear Engineering, Kyushu University.

§ 1. Introduction

Cross sections for inner-shell ionization by ultrarelativistic electrons increase logarithmically as the electron energy increases and have shown good agreements with the semiclassical virtual proton theory of Kolbenstvedt.¹⁾

On the other hand, it is well known that the energy loss of ultrarelativistic projectile shows saturation at high energy limit in condensed matter such as solid, liquid or high pressure gas. This fact has been interpreted by density effect which was pointed out by Swann and developed by Fermi and Sternheimer. The interaction range between an incident electron and atomic electrons extends to a distance longer than several hundred times of an atomic radius at high electron energy and thus, the influence of neighbouring atoms in condensed media should be considered.

Dangerfield²⁾ predicted theoretically that the density effect plays an important role in the K-shell ionization by electrons in the energy region above 100 MeV and that the ionization cross section should increase less rapidly than logarithmically, whereas the experimental results of Middleman et al.

don't show such density effect.

However, the density effect, which had been observed in energy loss, is expected to appear also in inner-shell ionization of light target atoms of low binding energy with incident energy of ~ 100 MeV.

§2. Experiment and Results

Experimental details have been described in reference 3. Here, the L-shell ionization cross sections of Se, Y, Mo, Pd, and Sn have been measured at an electron energy of 150 MeV with Si(Li) detector and the K-shell ionization cross sections of Al, Si, and Ca electron energies of 150 and 210 MeV with the proportional counter. The results obtained are shown in Table I.

Table I. Ionization cross sections in barns

Target	$E_e = 150$ MeV	210 MeV
Al K	2.77 10^3	2.84 10^3
Si K	2.58 10^3	2.52 10^3
Ca K	7.80 10^2	8.76 10^2
Se L	2.29 10^4	
Y L	1.52 10^4	
Mo L	4.08 10^3	
Pd L	3.38 10^3	
Sn L	3.92 10^3	

§3. Discussion

The L-shell ionization cross sections, shown in Fig. 4b

of reference 3, for Mo and Pd are smaller than the theoretical prediction without the density effect. However, those for the other elements almost agree with the predictions and the contribution from density effect is not conclusive. On the other hand, K-shell ionization cross sections, shown in Fig. 8 of reference 3, are smaller than the theoretical prediction, though the saturation property is not so remarkable as predicted. The experimental errors of cross sections are large because of big uncertainties in absorption correction and detection efficiency for lower x-ray energy. Thus, in this experiment, the evidence for the density effect is not still conclusive. In order to obtain a conclusive evidence of the effect, measurements of energy dependence of inner-shell ionization cross section on one element is expected to be effective to avoid the difficulties from large errors mentioned above and the measurement is to be continued.

Acknowledgement

We would like to express our sincere gratitude to the staff of Laboratory of Nuclear Science for the operation of the accelerator during the course of experiment.

References

- 1) L. M. Middleman, R. L. Ford and R. Hofstadter: Phys. Rev. **A 2** (1970) 1492.
- 2) G. R. Dangerfield: Phys. Lett. **46 A** (1973) 19.
- 3) K. Ishii, M. Kamiya, K. Sera, S. Morita, H. Tawara, M. Oyamada and T. C. Chy: Phys. Rev. **A 15** (1977) 906.

III. 放 射 化 学 部 門

Ⅲ - 1 固相ニッケルテトラフェニルポルフィン錯体 における $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$ および $^{57}\text{Ni} \xrightarrow{\text{EC}, \beta^+} ^{57}\text{Co}$ 過程に伴う化学的効果

東京教育大理学部

池田長生・酒井陽一*・荘司 準

§ 1. 緒 言

固相におけるテトラフェニルポルフィン錯体(以下 TPP 錯体と略記する)の(n, r)反応に伴う反跳化学は Rosenberg ら¹⁾により広汎に報告された。筆者らはコバルト, ニッケル, 銅を中心金属とする TPP 錯体の純度を高め, 結晶形についての情報を得, それを考慮しての(n, r)反応に伴う反跳化学について報告した²⁾。更に Co TPP, Cu TPP に関しては, 光核反応に伴う化学的効果についても報告した³⁾。(r, n)反応, (r, n)反応のような核反応プロセスにおいては, 固相 Co TPP, Cu TPP は比較的低いリテンション値を示した。それに対して, Co TPP および Ni TPP における $^{58\text{m}}\text{Co} \xrightarrow{\text{IT}} ^{58\text{g}}\text{Co}$, $^{57}\text{Ni} \xrightarrow{\text{EC}, \beta^+} ^{57}\text{Co}$, $^{60\text{m}}\text{Co} \xrightarrow{\text{IT}} ^{60\text{g}}\text{Co}$ の自発核壊変プロセスの場合について, 結晶形, 照射温度あるいは壊変の際の保存温度, 化学分離操作等の条件を常に一定にしてリテンション値を測定し, 核反応プロセスの場合のリテンション値と比較した⁴⁾。これらの3プロセスのうち核異性体転移の場合には内部転換率が高く($^{58\text{m}}\text{Co} \xrightarrow{\text{IT}} ^{58\text{g}}\text{Co}$, $\alpha = \sim 2000$, $^{60\text{m}}\text{Co} \xrightarrow{\text{IT}} ^{60\text{g}}\text{Co}$ $\alpha = \sim 50$), Auger 効果に伴う静電的な効果が反跳挙動に大きく寄与する可能性が考えられるが, 測定の結果は 80~90% という高いリテンション値となり, 核反応プロセスの値(4.0, 7.5%)とは著しい差を示した。この結果から固相 Co TPP 錯体の反跳挙動においては, 中心金属の配位子からの離脱に対して, 反跳プロセスによる力学的寄与の方が, クーロン爆発モデル⁵⁾に代表される静電的寄与よりもはるかに大きいと考えられた。

今回は Ni TPP における光核反応 $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$, また軌道電子捕獲反応 $^{57}\text{Ni} \xrightarrow{\text{EC}, \beta^+} ^{57}\text{Co}$ に伴う化学的効果について報告する。第1図に本研究に関する核プロセスおよび核種を示す。 $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$ 反応に伴う固相 Ni TPP のリテンション値は, r線スペクトロメトリーを利用し, 放射化学的な解析法を考案して求めた。その解析法の原理およびその結果, さらに(r, n), (r, p)反応ならびに EC, β^+ 壊変プロセスのすべてを含む "over-all" のリテンション値と, 各プロセス

* 現在東京都立大学理学部

の個々のリテンション値との比較について述べる。また固相 TPP 錯体における反跳化学で、反跳原子（ホットアトム）の周囲の環境とリテンション値との関係について検討する。

§ 2. 実 験

2.1 照 射 試 料

Ni TPP はさきに報告した³⁾ CoTPP, CuTPP の合成と同様、酢酸-クロロホルム系において酢酸ニッケルと H₂TPP をリフラックスして合成し、得られた粗製物をさらに昇華精製したものを、200~400 mesh の粒度として照射試料とした。結晶形は昇華精製した場合には CoTPP, Ni TPP, CuTPP とも $a = b = 15 \text{ \AA}$, $c = 14 \text{ \AA}$ の正方晶系であることを粉末 X線回折法で確認した。

2.2 照 射

光核反応のための制動 r 線照射は東北大学理学部原子核理学研究施設の LINAC によった。60 MeV に加速した電子を白金コンバーターに当てて得られる制動 r 線を使用した。未転換電子はスィープマグネットにより除去した。照射試料はドライアイスで冷却し、照射中の熱アニリングを極力おさえるようにした。照射時間は6時間であった。

2.3 照射後の化学分離操作

制動 r 線照射後の反跳生成物の化学分離はさきに報告した³⁾ クロロホルム+メタノール溶液中でのアルミナカラムクロマトグラフィによった。すなわち担体として Ni²⁺, Co²⁺ を含むクロロホルム+メタノール (50 : 1) に照射済みの Ni TPP を溶解して、アルミナカラムに通じ、流出してくる TPP 錯体フラクションを分取した。化学分離操作は、試料の一部については、照射後、直ちに行い、また試料の残部については、照射後、ドライアイス中に20日間保存して、⁵⁷Ni (半減期36 h) の壊変が終るのを待って行った。

2.4 放射能測定

化学分離した試料につき、⁵⁷Ni の 127 keV, 1370 keV の光電ピーク、⁵⁷Co の 122 keV の光電ピークの放射能を、Ge(Li) 半導体検出器+4096 ch 波高分析器で測定した。

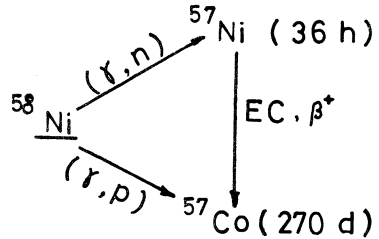
§ 3. 結果と考察

3.1 ⁵⁸Ni (r, n) ⁵⁷Ni プロセス

光核反応 ⁵⁸Ni (r, n) ⁵⁷Ni に伴うリテンション値を上述の方法で求めたところ、14%の値が得られた。

3.2 $^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$ プロセス

第1図からわかるように、照射終了時からいくらか時間が経過したときの ^{57}Co には直接 $^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$ プロセスで生成したものと、 $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni} \xrightarrow{\text{EC}, \beta^+} ^{57}\text{Co}$ プロセスで生成したものと2種類がある。



第1図 Nuclear processes of nickel concerned.

$^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$ 反応に伴う ^{57}Co のリテンション値を求めることは、照射終了直後に化学分離を行い、 ^{57}Co の 122 keV の光電ピークを測定することにより、原理的には可能である。しかし実際には ^{57}Co の 122 keV の光電ピークは、 ^{57}Ni の 127 keV の光電ピークをはじめとして短寿命核種の妨害のため、照射直後には測定できない。そこで照射終了後、直ちに化学分離を行い、その時点をも $t = 0$ とし、ある程度

時間が経ったときの ^{57}Co と ^{57}Ni の放射能の比から、 $t = 0$ での原子比を求め、その値を使って、 $^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$ プロセスのリテンション値を求めた。以下にその原理および結果を述べる。 $t = 0$ における、照射済みの固体試料を溶媒に溶かし化学分離していない測定試料(トータル)中、あるいはリテンション部分の測定試料中の ^{57}Co の原子数を A 、 ^{57}Ni の原子数を B とする。ある時間 t における ^{57}Co の 122 keV の光電ピークの測定値を x_{cpm} 、 ^{57}Ni の 127 keV の光電ピークの測定値を y_{cpm} とする。使用した測定器において、122 keV と 127 keV はエネルギーが近いので、この2本の r 線に対する計数効率 (k) は、ほぼ同じであると考えてよい。さらに ^{57}Co 、 ^{57}Ni の 122 keV、127 keV の r 線分岐比がそれぞれ 87、14%⁶⁾ であること(第2図)を考慮すれば、 x 、 y に対し次の2式が成立する。

$$x = k\lambda_{\text{Co}} \times 0.87 \times \{ A + B(1 - e^{-\lambda_{\text{Ni}}t}) \} \dots\dots\dots (1)$$

$$y = k\lambda_{\text{Ni}} \times 0.14 \times B e^{-\lambda_{\text{Ni}}t} \dots\dots\dots (2)$$

ただし λ_{Co} 、 λ_{Ni} はそれぞれ ^{57}Co 、 ^{57}Ni の壊変定数である。122 keV、127 keV の両光電ピークの様子を第3図に示す。式(1)、(2)の商をとり $\frac{A}{B}$ について解くと

$$\frac{A}{B} = 29.0 e^{-\lambda_{\text{Ni}}t} \times \left(\frac{x}{y} \right) - (1 - e^{-\lambda_{\text{Ni}}t}) \dots\dots\dots (3)$$

となり、さらに変形して

$$\ln \left(29.0 \times \frac{x}{y} + 1 \right) = \lambda_{\text{Ni}}t + \ln \left(\frac{A}{B} + 1 \right) \dots\dots\dots (4)$$

式(4)において、 $\ln \left(29.0 \times \frac{x}{y} + 1 \right)$ を t に対しプロットすると直線となり、その切片より

$\ln\left(\frac{A}{B} + 1\right)$ が求まり $\frac{A}{B}$ 値が得られる。この方法では ^{57}Co の 122 keV, ^{57}Ni の 122 keV の光電ピークの比 $\frac{x}{y}$ と経過時間 t を変数としているので、長期間 (~10 日間) の連続測定を必要とする場合に、測定器の安定性に依らないという利点をもつ。また途中で測定器を換えてもこの方法は使え、現実的な面でも利点をもつ。本研究において得られた $\ln\left(29.0 \times \frac{x}{y} + 1\right) vs. t$ プロットの結果を第 4 図に示す。よい直線が得られ、その勾配は $\lambda_{\text{Ni}} (= \frac{0.693}{36 \text{ h}})$ の値とよく一致した。これより、トータル (白丸)、リテンション部分 (黒丸) の切片 $\ln\left(\frac{A}{B} + 1\right)$ を読み、それぞれ 2.7, 4.8 の $\frac{A}{B}$ 値を得た。

そこで $t=0$ におけるトータルの ^{57}Co , ^{57}Ni 数をそれぞれ $2.7N$, N , リテンション部分においては $4.8n$, n とすると $^{58}\text{Ni}(r, n)^{57}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni}(r, p)^{57}\text{Co}$ プロセスのリテンション値はそれぞれ式(5), (6)で表わされる。

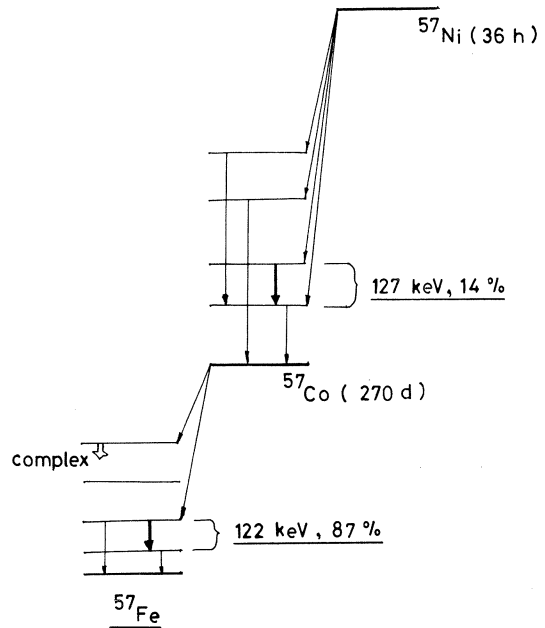
$$R(^{57}\text{Ni}) = \frac{n}{N} \dots\dots\dots (5)$$

$$R(^{57}\text{Co}) = \frac{4.8n}{2.7N} \dots\dots\dots (6)$$

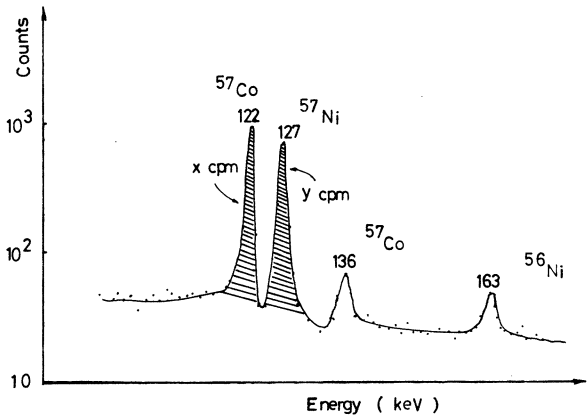
ところで、3.1 項で $R(^{57}\text{Ni}) = \frac{n}{N} = 0.14$ が別の方法により得られている。そこで $R(^{57}\text{Co})$ は

$$R(^{57}\text{Co}) = \frac{4.8 \times 0.14}{2.7} = 0.25 (25\%) \dots\dots\dots (7)$$

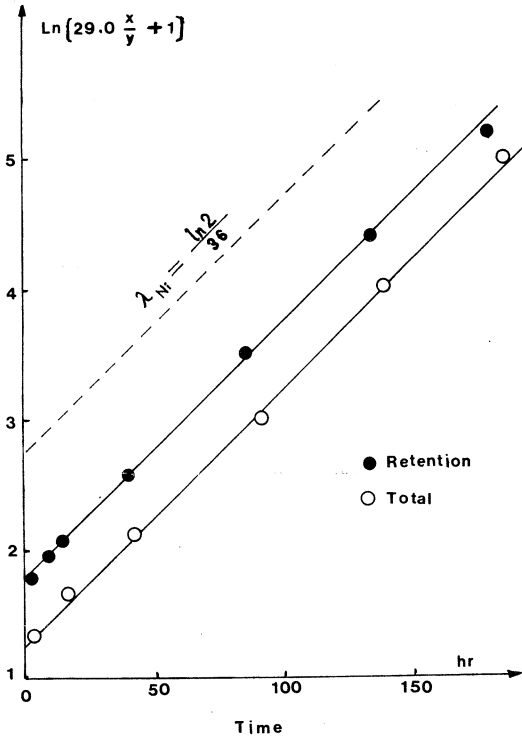
と求められた。



第 2 図 Simplified decay scheme of ^{57}Ni and ^{57}Co .

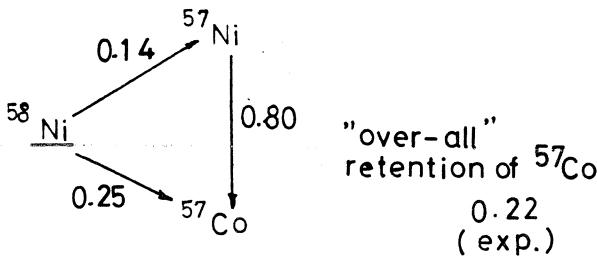


第 3 図 γ -ray Spectrum of ^{57}Ni and ^{57}Co .



第4図 Determination of A/B values.

収率は22%であった。これは (r, n) , (r, p) 反応および EC, β^+ 壊変をすべて含む “Over-all” の ^{57}Co の固相におけるリテンション値といえる。この結果を、3.1, 3.2, 3.3 項で得られた結果と比較する。第5図に (r, n) , (r, p) 反応および EC, β^+ 壊変の個々に求めたリテンション値をまとめて示す。尚、 $^{58}\text{Ni}(r, n)^{57}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni}(r, p)^{57}\text{Co}$ 反

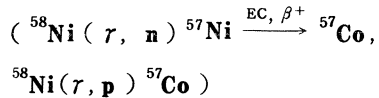


第5図 Retention values of NiTPP following nuclear processes concerned.

3.3 $^{57}\text{Ni} \xrightarrow{EC, \beta^+} ^{57}\text{Co}$ プロセス

このプロセスについては、さきに、 $^{58}\text{Ni}(r, n)^{57}\text{Ni}$ 反応で ^{57}Ni をつくり、同時に $^{58}\text{Ni}(r, p)^{57}\text{Co}$ 反応で生成する ^{57}Co を分離除去して ^{57}Ni を精製し、これを用いて標識した $^{57}\text{NiTPP}$ を合成し、リテンション値を求めた結果、80%という値を得た⁴⁾

3.4 “Over-all” プロセス



NiTPP 結晶に制動 r 線を照射し、そのままドライアイス中に20日間保存して ^{57}Ni の壊変を待ったのち、化学分離を行い、 $^{57}\text{CoTPP}$ フラクシヨンの放射化学的収率を測定した。

^{57}Co の 122 keV の光電ピークの錯体

収率は22%であった。これは (r, n) , (r, p) 反応および EC, β^+ 壊変をすべて含む “Over-all” の ^{57}Co の固相におけるリテンション値といえる。この結果を、3.1, 3.2, 3.3 項で得られた結果と比較する。第5図に (r, n) , (r, p) 反応および EC, β^+ 壊変の個々に求めたリテンション値をまとめて示す。尚、 $^{58}\text{Ni}(r, n)^{57}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni}(r, p)^{57}\text{Co}$ 反

応で生成する ^{57}Ni と ^{57}Co の原子比は、

3.2 項で述べたように、 $t=0$ で 1:2.7

である。そこでドライアイス中に保存

後、分析した NiTPP 中の照射終了

時 ($t=0$) における ^{57}Ni , ^{57}Co の

原子数を、それぞれ N , $2.7N$ とする

と、 $t=0$ での $^{57}\text{NiTPP}$ の数は $0.14N$,

$^{57}\text{CoTPP}$ の数は $0.25 \times 2.7N$ となる。

また保存時間 t のとき N の ^{57}Ni のうち

$N(1 - e^{-\lambda_{Ni}t})$ が ^{57}Co に EC, β^+ 壊変している。3.3項の結果を考慮すれば、 ^{57}Ni TPP から生じる ^{57}Co TPP の数は $0.80 \times 0.14N(1 - e^{-\lambda_{Ni}t})$ と表わされる。したがって、保存時間 t 後に化学分離したものの ^{57}Co のリテンション値は式(8)で表わされる。

$$R_{o.a} = \frac{0.25 \times 2.7N + 0.80 \times 0.14N(1 - e^{-\lambda_{Ni}t})}{2.7N + N(1 - e^{-\lambda_{Ni}t})} \dots\dots\dots (8)$$

ここで保存時間 $t = 20$ d は、 ^{57}Ni の半減期 36 h に比べて十分長いので、 $1 - e^{-\lambda_{Ni}t} = 1$ と考えてよい。したがって 20 日後に化学分離した ^{57}Co のリテンション値は、計算上は次の式となる。

$$R_{o.a} = \frac{0.25 \times 2.7N + 0.80 \times 0.14N}{2.7N + N} = 0.21 \text{ (21\%)} \dots\dots\dots (9)$$

この値は以上述べた様に $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$, $^{57}\text{Ni} \xrightarrow{\text{EC}, \beta^+} ^{57}\text{Co}$ のプロセスについて個々に求めたリテンション値と、両光核反応によって生成する ^{57}Ni と ^{57}Co の原子比から計算によって得られたものである。この値 21% は実測によって得られた値 22% とよい一致を示す。これより、筆者らの $^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$ 反応のリテンション値を求める上での放射化学的な考察が妥当であり、また得られたリテンション値についての実験値はそれぞれ十分信頼しうるものといえる。

3.5 核反応プロセスのリテンション値に対する周囲の影響について

Ni TPP において、筆者らは $^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$ 反応の場合のリテンション値がかなり高い結果を得た。 $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$ 反応のリテンション値 14% も、Co TPP の $^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$ 反応の 4% に比べれば高い。この点について先ず反跳エネルギーの面から検討してみる。光核反応に伴う反跳エネルギーの算出においては、粒子が等方的に放出されると仮定して、Libby⁷⁾ により次の式が提案されている。

$$E_r = \bar{E}_M - A \cos \theta$$

$$\bar{E}_M = \frac{1}{2} \frac{M}{(M+m)^2} \frac{E_r^2}{c^2} + \frac{1}{2} \frac{m}{(M+m)^2} \left\{ (E_r + Q) 2(M+m) - \frac{E_r^2}{c^2} \right\}$$

$$A = \frac{E_r M m}{2c(M+m)^2} \sqrt{\frac{(E_r + Q) 2(M+m) - E_r^2/c^2}{mM}}$$

ただし E_r : 反跳エネルギー

\bar{E}_M : 平均反跳エネルギー

A : 角度 (θ) 依存項

M : 反跳原子の質量

m : 放出粒子の質量

E_r : 入射 r 線のエネルギー

c : 光速度

Q : 核反応の Q 値

θ : 入射 r 線方向に対する放出粒子の角度

以上の式から、もっとも高い確率で (r, n) , (r, p) 反応を起こす r 線のエネルギーを、実験的に得られた $E_r = 17.8 \text{ MeV}$ として⁸⁾, $^{58}\text{Ni}(r, n)^{57}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni}(r, p)^{57}\text{Co}$ 反応の反跳エネルギーを計算すると、それぞれ次の値となる。

$$^{58}\text{Ni}(r, n)^{57}\text{Ni} \quad E_r = (1.0 \pm 0.2) \times 10^5 \text{ eV}$$

$$^{58}\text{Ni}(r, p)^{57}\text{Co} \quad E_r = (1.7 \pm 0.2) \times 10^5 \text{ eV}$$

また同様に計算される $^{59}\text{Co}(r, n)^{58}\text{Co}$ 反応の反跳エネルギーは次の値である。

$$^{59}\text{Co}(r, n)^{58}\text{Co} \quad E_r = (1.2 \pm 0.2) \times 10^5 \text{ eV}$$

この計算結果からは、この3光核反応のリテンション値の差を力学的な反跳エネルギーの差により説明することはできない。その理由は 10^5 eV のオーダーの反跳エネルギーは 10^0 eV のオーダーの化学結合のエネルギーよりもはるかに大きく、たとえば $1.0 \times 10^5 \text{ eV}$ と $1.7 \times 10^5 \text{ eV}$ の差が、結合解裂または再結合に対し、それほど大きな意味をもつとは考え難いからである。

第1表に CoTPP, NiTPP, CuTPP および CoPc (Pc : フタロシアニン), NiPc, CuPc, ZnPc をドライアイス温度で照射した場合の (n, r) 反応, (r, n) 反応, (r, p)

第1表 Retention values of TPP and Pc complexes following various nuclear reactions.

	CoTPP	NiTPP	CuTPP
(n, r)	7.5	20 ***	20
(r, n)	4.0	14	11
(r, p)		25	

	CoPc	NiPc	CuPc	ZnPc	
(n, r)	3.0 **	3.5 *	4.5 **	17.7 *	11.9 *
(r, n)	2.0 **	2.0 *	3.4 **	9.5 *	9.0 *
(r, p)		2.1 *		4.8*	

* Reference 9
 ** " 10
 *** " 11

反応のリテンション値を示す。尚、実験の2.1項でも述べたように、いずれの金属の TPP 錯体も正方晶系で同形である。また各Pc錯体とも α 型の同じ結晶形をもっている。この際、起こる核反応および生成する放射性核種の半減期を第2表に示す。

第2表 Nuclear Reactions.

Nuclear Reaction	Half Life
$^{59}\text{Co} (n, r) ^{60}\text{Co}$	5.26 y
$^{59}\text{Co} (r, n) ^{58}\text{Co}$	71.3 d
$^{64}\text{Ni} (n, r) ^{65}\text{Ni}$	2.6 h
$^{58}\text{Ni} (r, n) ^{57}\text{Ni}$	36 h
$^{58}\text{Ni} (r, p) ^{57}\text{Co}$	270 d
$^{63}\text{Cu} (n, r) ^{64}\text{Cu}$	12.8 h
$^{65}\text{Cu} (r, n) ^{64}\text{Cu}$	12.8 h
$^{64}\text{Zn} (n, r) ^{65}\text{Zn}$	245 d
$^{68}\text{Zn} (n, r) ^{69\text{m}}\text{Zn}$	13.8 h
$^{64}\text{Zn} (r, n) ^{63}\text{Zn}$	38 m
$^{70}\text{Zn} (r, n) ^{69\text{m}}\text{Zn}$	13.8 h
$^{68}\text{Zn} (r, p) ^{67}\text{Cu}$	58.5 m

第1表において、NiTPP における

$^{58}\text{Ni} (r, p) ^{57}\text{Co}$ 反応のリテンション値

25%は、Yangら⁹⁾の報告したNiPcの同

核反応のリテンション値2.1%と著しい差

を示している。このことは、反跳による結

合解裂あるいは再結合の程度が、力学的な

機構よりも、研究対象化合物の化学的性質

に依存することを示すものと思われる。

$^{58}\text{Ni} (r, p) ^{57}\text{Co}$ 反応だけでなく、

$^{64}\text{Ni} (n, r) ^{65}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni} (r, n) ^{57}\text{Ni}$ 反

応においても TPP 錯体の方が Pc 錯体よ

り高い値を示している。また Pc 錯体にお

いては CoPc, NiPc, CuPc の (n, r) ,

(r, n) , (r, p) 反応に伴うリテンション値は2~4%の範囲と、ほぼ同じくらいであるが、TPP 錯体の場合、NiTPP と CuTPP のリテンション値は似ているが、CoTPP では比較的小さい値を示している。この事実も TPP 錯体と Pc 錯体の化学的性質の違いが反跳効果に対し影響を与えていることを示すと思われる。

また TPP 錯体における $^{58}\text{Ni} (r, p) ^{57}\text{Co}$ 反応のリテンション値25%は、CoTPP の (n, r) , (r, n) 反応のリテンション値より、むしろ NiTPP の (n, r) , (r, n) 反応のリテンション値に近い。これは生成する核種は ^{57}Co であるが、そのマトリックスは NiTPP であり、その化学的性質を反映しているためではないかと考えられる。Pc 錯体の場合では、CoPc, NiPc とも同じ程度のリテンション値であるので、この傾向は明らかでない。ZnPc においては、 $^{68}\text{Zn} (r, p) ^{67}\text{Cu}$ 反応のリテンション値は4.8%で、ZnPc のマトリックスの効果を判定する程の差を示していない。マトリックスの効果が具体的にどの様な機構によるものであるかは固相 TPP 錯体、Pc 錯体の化学的、物性的な研究が待たれるが、両錯体とも有機半導体としての性質を有しており、中心金属の違いによる電気伝導度の違い、すなわち固相での電子の動き易さの度合等も、反跳による化学的効果を支配する主要な因子のひとつとして考えら

れる。このマトリックスと反跳挙動の相関についてはさらに実験，検討を重ねる予定である。

本研究にあたり御援助をたまわった東北大学理学部・塩川孝信教授，八木益男助教授，近藤健次郎博士，大森巍博士，核理研のマシングループの方々に厚く感謝の意を表す。

参 考 文 献

- 1) E. E. Rosenberg and T. T. Sugihara ; Chemical Effects of Nuclear Transformations. IAEA **2** (1965) 151 .
- 2) N. Ikeda, S. Nakajima, Y. Sakai and H. Shoji : Radiochem. Radioanal. Lett. **28** (1977) 115 .
- 3) 池田， 荘司， 酒井， 中島：核理研研究報告 **9** (1976) 177 .
- 4) 池田， 荘司， 酒井， 中島： ibid. **9** (1976) 253 ;
酒井：東京教育大学 修士論文 (1977. 3)
- 5) S. Wexler : J. Chem. Phys. **36** (1962) 1992 ;
T. A. Carlson and R. M. White : ibid. **36** (1962) 2883 .
- 6) C. M. Lederer, J. M. Hollander and I. Perlman : *Table of Isotopes*, 6 th. ed. (John Wiley and Sons. Inc. 1968) .
- 7) W. F. Libby : J. Amer. Chem. Soc. **69** (1947) 2523 .
- 8) 日下：放射化分析. 共立全書 (1973) 27 .
- 9) M. H. Yang, K. Yoshihara and N. Shibata : Radiochem. Acta **15** (1971) 17 .
- 10) O. Kujirai, N. Ikeda and H. Shoji : Radiochem. Radioanal. Lett. **26** (1976) 5 .
- 11) 中島；東京教育大学 博士論文 (1977. 3)

Ⅲ-2 気相における核異性体転移で生成する⁸⁰Brおよび⁸²BrとCH₃X (X=H, F, Cl, Br)の反応 …… (I)

核理研 八木益男, 近藤健次郎

§1. 緒言

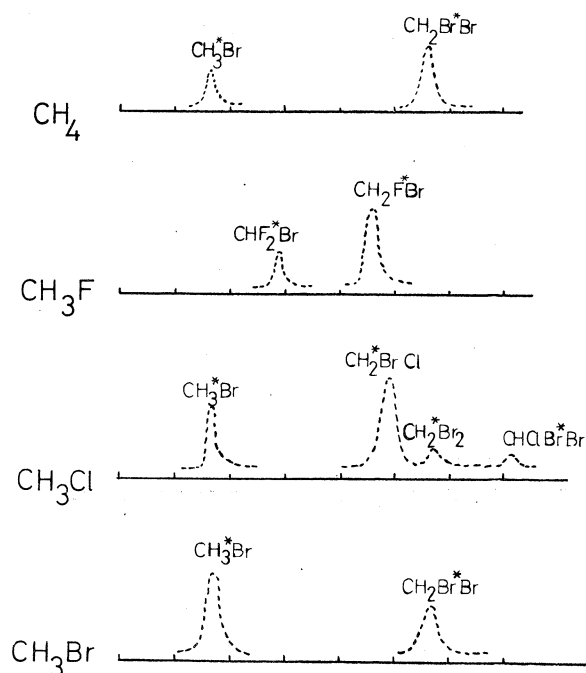
著者らはこれまでCH₄-H^{80m}Br系において^{80m}Brの核異性体転移にともなって生成するCH₃⁸⁰Br, CH₂⁸⁰BrBrの生成機構について種々の観点から検討を加えてきた。¹⁻⁴⁾ 種々の添加物のこれら生成物の収率分布に及ぼす効果から, その生成機構はthermal⁸⁰Br⁺ionとCH₄の反応で生成するcomplex ion, CH₄⁸⁰Br⁺がprecursorとなり, このcomplex ionの関与する反応(H-transfer reactionおよびCH₄, HBrとのion-molecule reaction)によって説明された。⁴⁾ 本研究では上記系で得られた知見をもとに, さらに系としてCH₃X (X=F, Cl, Br)およびCCl₂F₂を選び, H^{80m}Br, H^{82m}Brをsource moleculeとし各系において得られる生成物の種類, 収率の大小関係から気相における⁸⁰Br⁺および⁸²Br⁺ionの再結合機構についてより統一的な見解を得ることを目的とした。

また併せて^{82m}Br, ^{80m}Br両者の核異性体転移の崩壊型式の相違に起因する同位体効果についても言及する。

§2. 実験および結果

H^{80m}BrおよびH^{82m}Brは常法^{3,4)}に従って調製した。他の各種ガス類は高干穂化学K.Kより購入した最高純度のものを用いた。生成物の同定は常法に従って抽出した有機層の一部を柳本5 DHラジオガスクロマトグラフを用いて行った。放射能検知器の出力を4 K.PHAに入れマルチチャンネルスケーリング法で各生成物の放射能強度を求めた。分離条件は60~80メッシュCelite 545にSilicone DC-550(20%)をcoatingしたものを充填剤としたカラム(75 cm×7)を用いHeキャリアーガス流量は約10 ml/minで, 80°C一定温度で行った。

第1図にCH₃X-H^{80m}Br (X=H, F, Cl, Br, HBr/CH₄=0.1±0.01, 圧力660±30 mmHg)系のラジオガスクロマトグラムを示した。CH₃F系でCH₃^{*}BrとCH₂^{*}BrBrの間に認められる2つのピークおよびCH₃Cl系でCH₂^{*}BrBrの後のピークの同定はまだ行われていないがそのretention timeからそれぞれCH₂F^{*}Br (b.p. 19°C, m.w. 112.9), CHF₂^{*}Br (b.p. - m.w. 130.9) およびCHClBr^{*}Br (b.p. 119°C m.w. 208.3)と考



第1図 $\text{CH}_3\text{X}-\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}$ 系におけるラジオガスクロマトグラム
(*印は ^{80}Br であることを示す)

えられた。第1表に得られた結果をまとめて示めた。 CH_4 以外の各系について特徴的なことは CH_3F 、 CH_3Cl ではハロゲン置換よりもH-置換が起りやすく、一方 CH_3Br ではハロゲン置換の方が起りやすいことである。とくに CH_3F ではF-置換生成物は全く認められずHおよび2H-置換生成物のみであった。有機収率は CH_3F の10.4%が飛びぬけて高く他は~4%であった。一方第3表に $\text{CH}_3\text{X}-\text{H}^{82\text{m}}\text{Br}$ 系の結果をまとめて示した。有機収率は少くとも5回の実験結果の平均値であり、第1表に示した $\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}$ の場合と有意な差が認められた。しかし各生成物

第1表 $\text{CH}_3\text{X}-\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}$ ($\text{HBr}/\text{CH}_3\text{X}=0.1 \pm 0.01$) 系における生成物収率分布

CH_3X	有機収率(%)	$\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ (%)	$\text{CH}_2^{80}\text{BrBr}$ (%)	$\text{CH}_2^{80}\text{BrCl}$ (%)	$\text{CH}^{80}\text{BrBr}_2$ (%)	その他
CH_4	4.25	1.60	2.65	—	< 0.1	
CH_3F	10.4	0	0	—	0	CH_2FBr 2.1 % CHF_2Br 8.3 %
CH_3Cl	4.6	1.05	0.16	3.28	—	CH_3CHBrCl 0.11 %
CH_3Br	4.0	2.74	1.26	—	0	
CCl_2F_2	< 0.2	—	—	—	—	CClF_2Br

第2表 実験に使用した各種化合物のイオン化電圧および dipole moment

CH_3X	イオン化電圧 (eV)	dipole moment (debyes)	C-X bond energy (Kcal/mol)
CH_4	12.99	0	104
CH_3F	12.85	1.85	108
CH_3Cl	11.25	1.87	84
CH_3Br	10.5	1.81	70
CCl_2F_2	11.8	0.51	
Br	11.8	0	—
HBr	11.6	0.82	H-Br 87

収率については CH_4 系以外はまだ精度の高い結果を得るに至っておらず、今後 $\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}$ の場合同様 MCS 法による測定を行う予定である。

第3表 $\text{CH}_3\text{X} - \text{H}^{80\text{m}}\text{Br}$ ($\text{HBr}/\text{CH}_3\text{X} = 0.1 \pm 0.01$)
系における生成物収率分布)

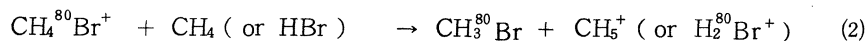
CH_3X	有機収率 (%)	$\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ (%)	$\text{CH}_2^{80}\text{BrCl}$ (%)	$\text{CH}_2^{80}\text{BrBr}$ (%)	その他 (%)
CH_4	4.5	0.8	3.7	~ 0	
CH_3F	13.8	0	-		$\text{CH}_2\text{FBr} \sim 2.8$ $\text{CHF}_2\text{Br} \sim 11$
CH_3Cl	9.8	1.9	5.8	1.3	0.8
CH_3Br	2.8				
CH_3CH_3	3.3				

§ 3. 考 察

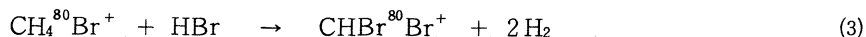
3.1 生成物の生成機構

著者らはこれまで $\text{CH}_4 - \text{H}^{80\text{m}}\text{Br}$ 系における生成物 $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$, $\text{CH}_2^{80}\text{BrBr}$ の生成機構について種々の観点から検討を加えてきた。^{1~4)} 既に報告したように系に対する Kr, Xe 添加実験から、これら生成物が $^{80}\text{Br}^+$ の関与する thermal ionic (ion-molecule) reaction によってもたらされることを明らかにした。⁵⁾ しかし最終的に $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$, $\text{CH}_2^{80}\text{BrBr}$ を与える reaction paths の中で ion-molecule reaction で生成した一次イオンの分解生成物 ($\text{CH}_2^{80}\text{Br}$, CH^{80}Br etc.) の果す役割についてはこれまで不明な点が多く残されていたが、既報のように HCl , $\text{CH}_2 = \text{CH}_2$ 添加実験から反応中間段階にこれらラジカルを precursor とし上記生成物を与える反応経路はないことが明らかにされた。⁶⁾

かわって $^{80}\text{Br}^+$ (thermal ion) と CH_4 の反応(1)で生成する complex ion $\text{CH}_4^{80}\text{Br}^+$ を precursor と考えることにより、 $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ の生成は $\text{CH}_4^{80}\text{Br}^+$ からの H-transfer reaction (2)によって



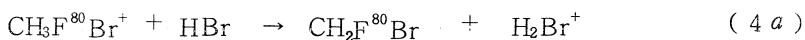
また $\text{CH}_2^{80}\text{BrBr}$ については HBr との ion-molecule 反応(3)で生成する $\text{CH}^{80}\text{BrBr}^+$ が最終的には系に存在する不純物、あるいは器壁との間の電荷中和反応と、それに引き続く H-abstraction reaction で $\text{CH}_2^{80}\text{BrBr}$ を与えるものと考えられた。



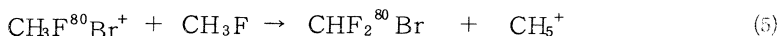
以上の生成機構は反応(1)で生成する $\text{CH}_4^{80}\text{Br}^+$ の $\text{CH}_4-^{80}\text{Br}^+$ 結合を electrostatic force でゆるく結合した charged complex と仮定し、かつ通常の ion-molecule reaction が進む条件 $\Delta E \geq 0$ であることを考慮し、種々の ion-molecule reaction の中から熱力学の見地から最も妥当な反応を抽出したものである。そこでこのような考え方をもとに各系における生成物の生成機構を検討してみる。

a) CH_3F 系：前項で述べたように生成物は $\text{CHF}_2^{80}\text{Br}$ 、 $\text{CH}_2\text{F}^{80}\text{Br}$ と考えられる。 CH_4 系同様 thermal $^{80}\text{Br}^+$ ion はまず CH_3F と反応し persistent complex ion $\text{CH}_3\text{F}^{80}\text{Br}^+$ を生成するものと考えられる。考えられる反応として 4a, 4b および 5 があげられる。なおこ

H-transfer reaction



ion-molecule reaction with CH_3F



こで $\text{CH}_3\text{F} \cdots ^{80}\text{Br}^+$ の結合エネルギーは dipole moment を持つ分子に対する式 (A) から算出される。⁷⁾

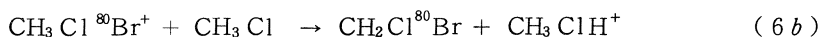
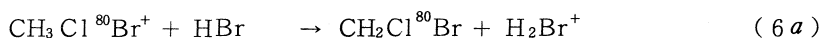
$$-V = \frac{\mu e \cos r}{4\pi E_0 r^2} + \frac{\alpha e^2}{8\pi E_0 r^4} \quad (A)$$

こで E_0 : dielectric const. α : polarizability. μ : permanent dipole である。たとえば HBr については $E_0 = 1.003$, $\alpha = 3.6 \times 10^{-24} \text{cm}^3$, $\mu = 0.82 \times 10^{-8} \text{esu}$, $r = 3 \text{\AA}$, $\cos r = 1/\sqrt{2}$ としてその値は 0.9 Kcal/mol となる。 CH_3F については μ および α の値が HBr のその約 1~2 倍であると考えられることから数 Kcal/mol の order と推定される。反応 4a, 4b および 5 はおよそ 64, 71 および 78 Kcal/mol の発熱反応である。 $\text{CH}_3\text{F}^{80}\text{Br}^+$ と HBr の反応では反応 (4a) のように H-transfer reaction ばかりでなく F-transfer による F-置換生成物 ($\text{CH}_3^{80}\text{Br}$) の生成も考えられるが、この反応はおよそ 180 Kcal/mol の吸熱反応で起りえない。かつ $\text{CH}_3\text{F} + ^{80}\text{Br}^+ \rightarrow \text{CH}_3^{80}\text{Br}^+ + \text{F}$ 型の反応も約 20 Kcal/mol の吸熱反応である。このようなことから F-置換生成物である $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ の生成はないものと考えられる。以上のような考えから $\text{CH}_2\text{F}^{80}\text{Br}$ は 4a, 4b の H-transfer reaction によって、また $\text{CHF}_2^{80}\text{Br}$ は反応 (5) によるものと考えることができる。こで F-置換生成物が確認されなかったことは少くとも ^{80}Br の electronical excitation は $^1\text{D}_2$ より低い励起状態であることを示しており、このことは先に Kv, Xe 添加系の実験から $^{80}\text{Br}^+$ はおそらく ground

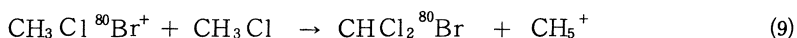
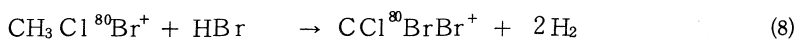
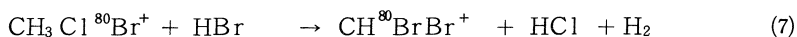
atate (3P_2) のものが大部分であるとした見解⁴⁾とも一致している。

b) CH_3Cl 系：生成物は $CH_3^{80}Br$, $CH_2^{80}BrBr$, $CH_2^{80}BrCl$ および $CHCl^{80}BrBr$ である。 CH_4 , CH_3F 系の場合と同様の反応機構を考え次のような反応によってもたらされるものと考えられる。

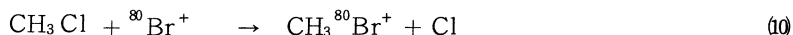
H - transfer reaction



ion - molecule reaction with CH_3Cl and HBr



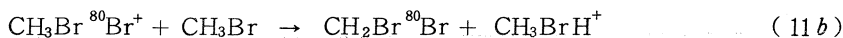
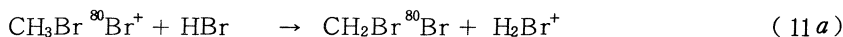
反応(7)(8)で生成する ion 種は CH_4 系で述べたと同様何らかの経路で中和反応を経て、引き続く H-abstraction reaction によってそれぞれ $CH_2^{80}BrBr$, $CHCl^{80}BrBr$ を最終的に与える。中和に伴う発熱(数 eV) は先に報告したように、このようなイオン種が本実験のような高圧下では単独では存在せず ion - cluster を形成¹⁾していることを考慮すれば中和に伴う励起エネルギーの解消がすみやかに進み C - ^{80}Br 解裂を伴う分解反応は起らないものと考えられる。上記(6)~(9)の反応では $CH_3^{80}Br$ の生成は説明がつけられない。これはいままでとは異った反応(10)がおおよそ 16 Kcal/mol の発熱反応であり、これが $CH_3^{80}Br$ を与えるものと考えられる。



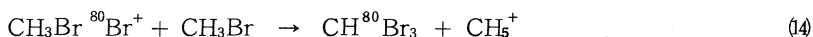
すなわち CH_3F 系の場合と違って CH_3Cl , CH_3Br 系で X⁻ 置換生成物が生成する理由は以上のように説明できる。

c) CH_3Br 系：生成物は $CH_3^{80}Br$, $CH_2^{80}BrBr$ である。

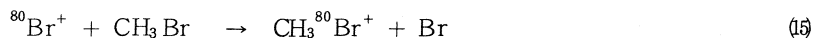
H - transfer reaction



ion - molecule reaction with CH_3Br and HBr



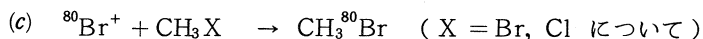
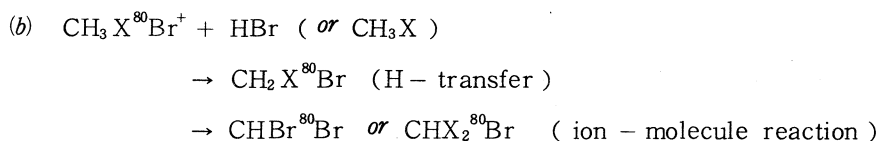
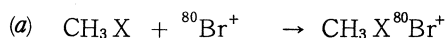
reaction of $^{80}Br^+$ with CH_3Br



CH_3Br の生成は CH_3Cl 同様反応(9) $\Delta H = \sim 30 \text{ Kcal/mol}$ によるものと考えられる。一方 $\text{CH}_2^{80}\text{BrBr}$ の生成は反応(11a), (11b)によるものと考えられる。

上記反応は全て発熱反応で反応としては起りうるものであるが当然各反応の反応速度はそれぞれの反応についての k の違いによって異なる。⁸⁾ 反応(13)(14)からは $\text{CH}^{80}\text{BrBr}_2$ の生成も想像されるが図 1 に示したように $\text{CH}^{80}\text{Br}_3$ は全く検知されなかった。このことは反応(11)が反応(13)(14)に比較して起りやすいことを示すものと考えられる。同様のことは CH_3Cl 系において反応(9)による $\text{CHCl}_2^{80}\text{Br}$ の生成は同様の理由で起らないものと推測される。

以上のことをまとめると反応生成物は全て persistent complex ion $\text{CH}_3\text{X} - ^{80}\text{Br}^+$ を precursor として生成し、かつ complex ion と系に存在する添加物間で起る H-transfer reaction および ion-molecule reaction によってもたらされる。



一方表 2 に使用した添加物のイオン化電圧, dipole moment, および C-X 結合エネルギーを示した。有機収率は CCl_2F_2 以外は 4% 以上で特に CH_3F で高収率が得られた。イオン化電圧の低い CH_3Cl , CH_3Cl 系においてもかなりの有機収率を与えていることは既に報告したように thermal $^{80}\text{Br}^+$ ion について capture collision complex の形式が charge neutralization reaction と競争関係にありイオン化電圧の低い添加物系でも complex ion $\text{CH}_3\text{X}^{80}\text{Br}^+$ の形成か中和反応に先行し十分起りうることによる。⁹⁾ CCl_2F_2 において特に有機収率が小さいことはおそらくそのイオン化電圧が 11.8 eV と Br のそれとほぼ同じことからその中和反応も共鳴中和反応に近いものと考えられ、大部分の $^{80}\text{Br}^+$ は中性 ^{80}Br となるためと考えられる。

3.2 同位体効果

$\text{CH}_3\text{X} - \text{H}^{82\text{m}}\text{Br}$ 系については第 3 表に示したように $^{80\text{m}}\text{Br}$ の場合に比較し、有機収率の間に明らかに有意な違いが認められたがまだ個々の生成物についての分析結果がえられておらずどの生成物にその同位体効果が顕著に表われているのか明らかでない。しかし収率間の違いの大きい CH_3F , CH_3Cl 系は非常に興味ある系と考えられる。これまで著者らが明らかにしてきたように $^{80\text{m}}\text{Br}$, $^{82\text{m}}\text{Br}$ の核異性体転移で観測される同位体効果はそれらの崩壊型式の違

い、すなわち ^{80m}Br の中間レベル (半減期: 7.4 rsec) からの遷移が大きな役割を果していることによる。¹⁰⁾ 中間レベルでのイオン種 ($\text{CH}_3\text{X}^{80}\text{Br}^+$ など) の ion-cluster の形式が収率分布に大きな影響を及ぼしているものと考えられるが、詳細は ^{82m}Br 系におけるより精度の高い実験結果が得られれば明らかになるものと考えられる。

参 考 文 献

- 1) M. Yagi and K. Kondo : Radiochem Radioanal. Lett. **20** (1975) 299.
- 2) M. Yagi and K. Kondo : ibid. **5** (1970) 75.
- 3) 八木, 近藤, 小林 : 核理研研究報告 **4** (1971) 102.
- 4) 八木, 近藤 : ibid. **7** (1974) 179.
- 5) 八木, 近藤, 小林 : ibid. **6** (1973) 129.
- 6) 八木, 近藤 : ibid. **9** (1976) 150.
- 7) H. J. Knust A. Halpern and G. Stöcklin : J. Amer. Chem. Soc. **94** (1972) 2518.
- 8) *Mass Spectrometry of Organic Ions* ed. F. McLaflerty. (Academic Press New York 1963) p.63
- 9) K. Kondo and M. Yagi : Submitted to J. Bull. Chem. Soc.
- 10) M. Yagi, K. Kondo and K. Kobayashi : Radiochem. Radioanal. Lett. **7** (1971) 275.

Ⅲ—3 $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)$ 反応による無担体 ^{67}Cu の調製

核理研 八木益男・近藤健次郎

The $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ reaction by the use of isotopically enriched ^{68}Zn (98.97%) target has proved to be useful for preparation of the carrier-free ^{67}Cu in highly radionuclidic purity. The production rates were determined as functions of maximum energies of bremsstrahlung between 30 and 60 MeV and chemical separation of the carrier-free ^{67}Cu was studied. As a result, the production rate at an electron energy of 60 MeV was given to be 0.36 mCi/Coulomb in the integrated electron beam current for 100 mg of ^{68}ZnO .

§1. 序

銅の放射性同位体としては半減期 12.7 時間の ^{64}Cu が多く利用されてきたが、長期にわたる実験には利用できないという欠点があった。しかし銅の放射性同位体のうちで最大の半減期をもつ、半減期 61.9 時間の ^{67}Cu が利用できればそれは解決される筈である。従来無担体 ^{67}Cu は原子炉で $^{67}\text{Zn}(n, p)$ 反応を利用して^{1,2)}製造供給されてきたが、この場合には ^{67}Zn の存在比が小さいことと、上記反応断面積が小さいため、その生成量は原子炉の速中性子密度と使用した ^{67}Zn の濃縮度に依存し、超高濃縮度の ^{67}Zn を使用しない限り、同時に起る $^{67}\text{Zn}(n, p)$ 反応で ^{64}Cu を含んでしまうという欠点があった。

無担体 ^{67}Cu を製造する他の核反応としては、存在比の大きい ^{68}Zn の高エネルギー制動輻射照射で起る $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)$ 反応が効果的であると考えられる。事実 Malinin³⁾ らあるいは Marceau⁴⁾ は、多量の天然組成の亜鉛金属を 25 または 35 MeV 制動輻射で照射して、mCi オーダーの ^{67}Cu の調製を試みた。しかし彼等は多量のターゲットを照射したため、 $^{65}\text{Zn}(\gamma, p)$ 反応で生成された ^{64}Cu の生成量が ^{67}Cu のそれをうわまわり、さらに用いたターゲットおよび分離試薬不純物に由来する微量の非放射性銅が無視できない位混入し、結局無担体 ^{67}Cu の調製に失敗した。

ここでは ^{64}Cu の汚染の少ない無担体 ^{67}Cu を調製することを目的として、まず天然組成の亜鉛ターゲットにたいする 30~60 MeV 制動輻射による各生成核種の生成率を求め、ついでえ

られた結果を基礎にして高濃縮 ^{68}Zn を用いた高純度 ^{67}Cu の分離・調製法を、使用した ^{68}Zn の回収法と共に検討した。

§ 2. 実 験

各核種の生成率同定には天然組成亜鉛金属箔（純度：99.99%）を、また無担体 ^{67}Cu の調製には98.97%濃縮 ^{68}Zn (^{68}ZnO) をターゲットとして用いた。これらはいずれも直径10 mmの石英管に封入して照射した。

照射は電子線パルス幅3 μ 秒、繰り返し数300回毎秒で最大30~60 MeVの制動輻射でおこなった。制動輻射は0.7 輻射長の白金コンバーターによって発生させ、そのすぐ後に照射試料をおき、照射中両者は強制水冷した。照射中の電子電流値は無妨害形ビームカレントコアモニターと積算計により測定し、各試料とも一定電流値のもとで0.313クーロンの積分値になるまで照射した。⁵⁾

生成核の放射能はGe(Li)検出器と4096区分波高分析器を用いて測定した。生成率は計数効率およびガンマ線分岐比等^{6,7)}の補正をおこなったあと、照射終了時の亜鉛金属1 g当り、毎クーロン電流積分値当りの μCi 数を算出して求めた。

無担体 ^{67}Cu の分離は照射した約100 mgの濃縮 ^{68}ZnO を少量の塩酸にとかし、蒸発乾固後残渣を2 M塩酸溶液とし、これをあらかじめ準備したDowex 1 \times 8陰イオン交換樹脂柱（直径1.3 cm；長さ14 cm；50~100メッシュ）に通しておこなった。毎分0.5 mlの流速で試料液を流したあと、2倍樹脂容積の2 M塩酸で樹脂柱を洗って無担体 ^{67}Cu を流出させ、最後に3倍樹脂容積の0.005 M塩酸を流して亜鉛を溶出分離した。えられた銅フラクションは蒸発濃縮し、ついで利用に便な化学形に適宜かえて利用者に供した。一方亜鉛フラクションは蒸発乾固後、少量の水にとかし、少量ずつの炭酸ナトリウム溶液を注意して加え、加温沈殿後、沈殿を分離し濃縮 ^{68}Zn の完全回収をはかった。沈殿は洗滌後灰化して酸化亜鉛にかえ、ターゲットとして再び使用した。

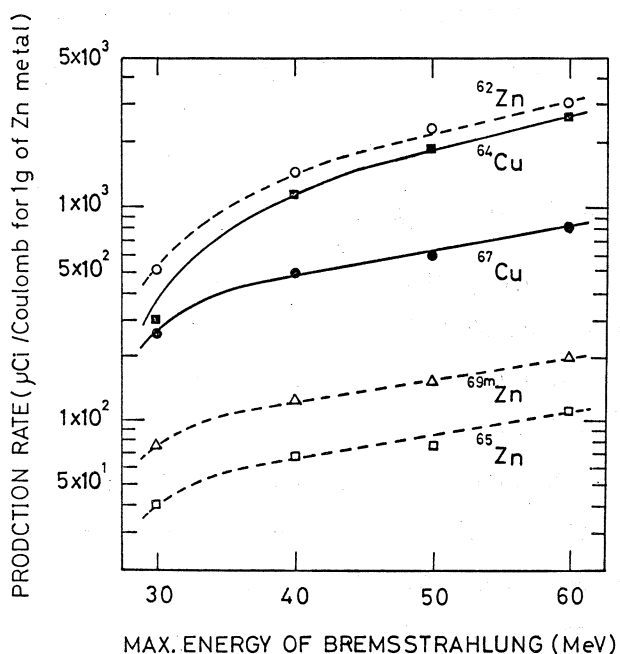
§ 3. 結果と考察

亜鉛を照射した場合、生成が期待される光核反応および生成核の核資料は第1表に示した。

各核種生成率の検討は、約200 mgの亜鉛金属箔を照射し化学分離することなく、それぞれの特徴あるガンマ線を測定することでおこなった。えられた結果は制動輻射の最大エネルギーの関数として第1図に示した。 ^{66}Ni の生成はこの実験では観測されなかった。図から明らか

第1表 Photonuclear reactions on zinc

Target nuclide (abundance:%)	Reaction type	Q value (MeV)	Product nuclide	Half-life of product	Decay mode	Principle γ -ray (MeV)
^{64}Zn (48.89)	($r, 2n$)	21.03	^{62}Zn	9.255 hr	EC, β^+ (daughter ^{62}Cu)	0.596
^{66}Zn (27.81)	($r, 4n$)	40.04	^{62}Zn	9.255 hr		
^{66}Zn (27.81)	(r, n)	11.05	^{65}Zn	244.1 days	EC, β^+	1.115
^{67}Zn (4.11)	($r, 2n$)	18.10	^{65}Zn	244.1 days		
^{68}Zn (18.56)	($r, 3n$)	28.29	^{65}Zn	244.1 days		
^{70}Zn (0.62)	($r, 4n$)	35.91	^{65}Zn	244.1 days		
^{70}Zn (0.62)	(r, n)	9.21	$^{69\text{m}}\text{Zn}$	14.0 hr	IT β^-	0.439 (no γ)
			^{69}Zn	57 min		
^{66}Zn (27.81)	(r, pn)	18.81	^{64}Cu	12.71 hr	EC, β^+ , β^-	(1.346)
^{67}Zn (4.11)	($r, p2n$)	25.86	^{64}Cu	12.71 hr		
^{68}Zn (18.56)	($r, p3n$)	36.06	^{64}Cu	12.71 hr		
^{68}Zn (18.56)	(r, p)	9.99	^{67}Cu	61.88 hr	β^-	0.093, 0.185
^{70}Zn (0.62)	($r, p2n$)	25.68	^{67}Cu	61.88 hr		
^{68}Zn (18.56)	($r, 2p$)	18.51	^{66}Ni	54.6 hr	β^- (daughter ^{66}Cu)	(no γ) (from ^{66}Cu , 1.039)
^{70}Zn (0.62)	(r, α)	5.92	^{66}Ni	54.6 hr		



第1図 The production rates of radionuclides on the zinc target as a function of the maximum energy of the bremsstrahlung.

なように各生成率は制動放射エネルギーの増加にたいして増大する傾向を示した。しかし ^{64}Cu の生成は常に ^{67}Cu の生成を上まわった。それ故 ^{64}Cu の汚染を ^{67}Cu 生成量の10%以下にするためには、照射後約80時間冷却して ^{64}Cu を減衰させる必要があり、その時点で ^{67}Cu の放射能は始めの約40%になってしまうということになった。天然組成の亜鉛を照射すると、このように常に ^{64}Cu の汚染が問題となり、その汚染をさけることはできない。 ^{64}Cu の汚染を最小にするためには濃縮 ^{68}Zn を利用

して ^{65}Zn (r, p) 反応をさける以外、他に解決の手段はない。そこで高濃縮 ^{68}Zn を用いた場合の ^{67}Cu 生成量と ^{64}Cu による汚染の関係を実際に求めることを試みた。約25mgの ^{68}ZnO を30, 40, 50および60 MeV 制動輻射で照射し、えられた結果は第2表に示した。これから明

第2表 The production rates of ^{64}Cu and ^{67}Cu in the isotopically enriched ^{68}ZnO

Max. energy of bremsstrahlung (MeV)	Production rate ($\mu\text{Ci}/\text{Coulomb}$ for 100mg of ^{68}ZnO)		Ratio, (%)
	^{64}Cu	^{67}Cu	$^{64}\text{Cu}/^{67}\text{Cu}$
30	0.3	113.7	0.26
40	1.1	215.1	0.51
50	2.4	256.2	0.93
60	2.4	357.5	0.67

らかなように、 ^{64}Cu の汚染は遥かに減少し、高純度の ^{67}Cu を調製することができることがわかった。以上から100mgの高濃縮 ^{68}ZnO を60 MeV, 150 μA の電子ビームで10時間照射すれば、約1.9 mCiの ^{67}Cu を調製できると推定された。

一方無担保 ^{67}Cu の化学分離操作を通しての収率は94%以上で、その分離所要時間は約4時間であることが実験的に確かめられた。また高濃縮 ^{68}Zn の回収率は約80%以上で、それは繰り返し使用できることがわかった。

参 考 文 献

- 1) Jr. H.A. O'Brien : Int. J. appl. Radiat. Isotopes **20** (1969) 121.
- 2) L.C. Brown and A.P. Callahan : Ibid. **23** (1972) 535.
- 3) A.B. Malinin, L.N. Kurchatova, A.M. Litvitskii, M. Abdukayumov and V.I. Levin : Radiokhimiya **12** (1970) 780.
- 4) N. Marceau, T.P.A. Kruck, D.B. McConnell and N. Aspin : Int. J. appl. Radiat. Isotopes **21** (1970) 667.
- 5) M. Yagi and K. Kondo : J. Radioanal. Chem. **36** (1977) 247.
- 6) H. Verheul : Nucl. Data Sheets **13** (1974) 443.
- 7) R.L. Auble : Ibid. **12** (1974) 305 ; **16** (1975) 351 ; **16** (1975) 417, **17** (1976) 193.

Ⅲ-4 酸化トリフェニルホスフィンの分配係数

選 研

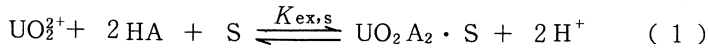
秋葉健一・菅野卓治・和田幹雄

§ 1. 緒 言

先に水相に分配した微量の trioctyl phosphine oxide (TOPO) を協同効果を利用して有機相に抽出して間接的に TOPO を定量した。¹⁾ 同様の方法は他の付加剤にも適用できると考えられることから、ウラニル-TTAキレート (UO_2A_2) と 1:1 付加体を生成することが知られている triphenyl phosphine oxide (TPPO)²⁾ の定量について検討し、TPPO の水相-有機相間の分配係数を求める。

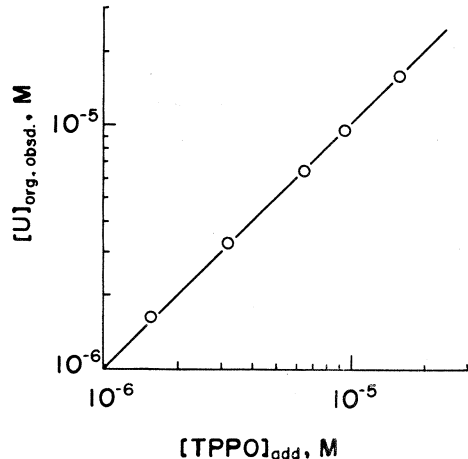
§ 2. TPPO の定量

ウラニル-TTAキレートの TPPO(S) との協同効果抽出は、



で表わされ、その平衡定数はヘキサン溶媒で $\log K_{\text{ex},s} = 4.49$ であり TOPO の場合 ($\log K_{\text{ex},s} = 6.36$) に比べてかなり小さく定量条件は厳しくなる。

第1図は TPPO を付加錯体 $\text{UO}_2\text{A}_2 \cdot \text{S}$ として有機相に抽出し、²³⁷U の r 放射能の測定から有機相のウラン濃度を求めたものである。水相に加えた TPPO の量と有機相のウラニル濃度は一致し、この方法による TPPO の定量が可能である。ただし、TOPO の場合に比べて TTA 濃度および pH が若干高い条件なのでブランク抽出もふえ、 10^{-6} M 以下の TPPO の定量は困難である。



第1図 Determination of TPPO as the adduct complex. Org. ph. 2×10^{-2} M TTA in hexane; Aq. ph. $[\text{UO}_2^{2+}]_{\text{init}} = 10^{-4}$ M, pH = 2.3

§ 3. TPPOの分配

3.1 分配平衡

TPPO の有機相—水相間の二相間分配は約4時間のふりまぜで平衡に達する。正平衡 (TPPO の有機溶液と水溶液との平衡) による分配比は逆平衡 (水相に分配した TPPO を新しい有機溶媒とふりまぜる) および再平衡 (水相と平衡させた TPPO 有機溶液を再度新しい水相とふりまぜる) の値と一致することを確認した。

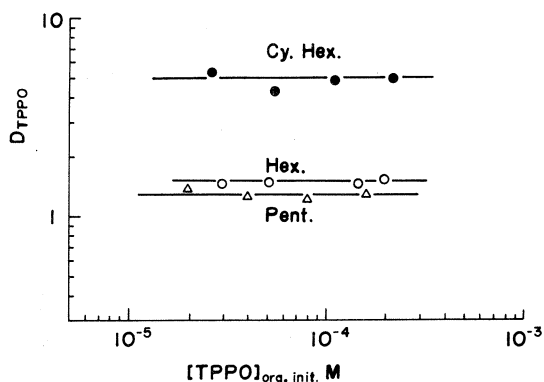
また TPPO の水相 ($\text{pH} = 2.3$, $\mu = 0.1$, 25°C) への溶解度は $1.3 \times 10^{-3} \text{M}/\ell$ となり, 15 ~ 150 時間の振りまぜで一定値を示し, 非常に安定な試薬と考えられる。

3.2 分配比

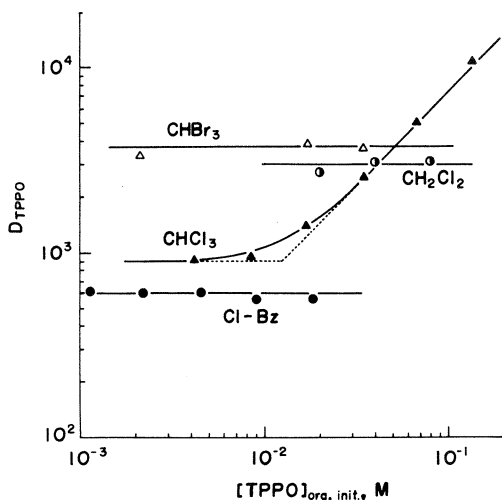
TPPO の分配比は水相の pH (1 ~ 3) の影響を受けないことをたしかめた。

ヘキサンなどのパラフィン系溶媒への TPPO の溶解度が小さく, 10^{-3}M 以下の TPPO 濃度でしか実験できない。第2図にはこれらの TPPO の溶解度の小さい溶媒についての濃度依存性を示すが, いずれの場合でも分配比は一定値をとる。

これら分配比の小さい溶媒の場合には水相の TPPO を定量しても有機相の TPPO 濃度を定量しても結果は一致することを確認した。その他の溶媒での TPPO 濃度の分配比への影響を第3図に示す。クロロホルム以外の溶媒では濃度に関係なく一定値を示し, 分配に関与するのは TPPO のみで分配比は分配係数に等しいとみなせる。クロロホルムでの分配比の増大は TPPO と溶媒との水素結合生成によるものと考えられる。濃度依存性のない低濃度領域では遊離の TPPO の分配であると考えられる。



第2図 Effect of TPPO concentrations on distribution ratios. $\text{pH} = 2.3$



第3図 Effect of TPPO concentrations on distribution ratios.

3.3 分配係数

各溶媒について得られた TPPO の分配係数を第 1 表に示す。TPPO の分配係数に対しても TOPO の場合と同様に溶媒の溶解度パラメーター (δ) により整理できると考えられる。

$$\frac{\log P_{\text{TPPO}}}{\delta_{\text{aq}} - \delta_{\text{org}}} = \frac{V_{\text{TPPO}}}{2.30RT} (\delta_{\text{aq}} + \delta'_{\text{org}} - 2\delta_{\text{TPPO}}) \quad (2)$$

$$\delta'_{\text{org}} = \delta_{\text{org}} + \frac{RT}{\delta_{\text{aq}} - \delta_{\text{org}}} \left(\frac{1}{V_{\text{org}}} - \frac{1}{V_{\text{aq}}} \right)$$

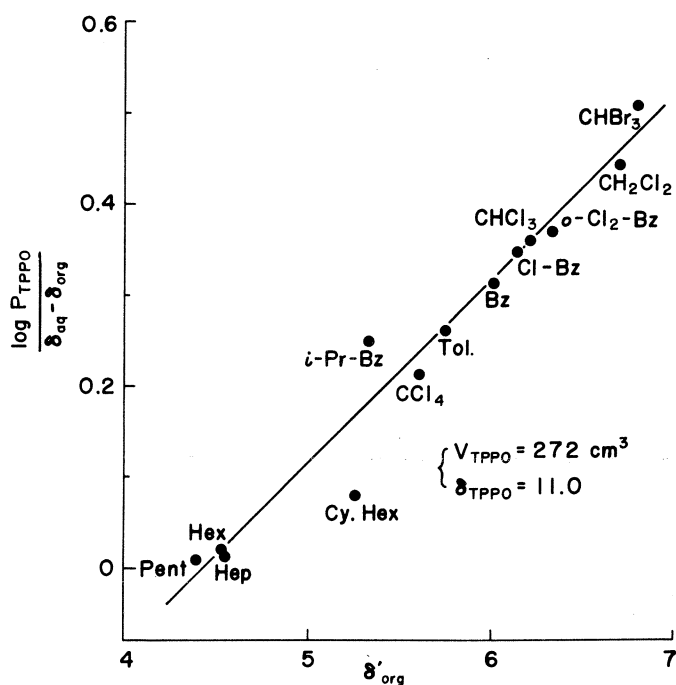
分配係数を(2)式にしたがって整理し、 δ'_{org} に対してプロットすると第 4 図が得られる。

シクロヘキサンでずれが認められる以外は直線とほとんど一致しており、TOPO の場合のようなパラフィン溶媒でのずれはない。クロロホルムでも低濃度領域で求めた分配係数は直線に一致している。この直線の勾配から TPPO の分子容 $V_{\text{TPPO}} = 272 \text{ cm}^3$ および切片から溶解度パラメーター $\delta_{\text{TPPO}} = 11.0$ が得られる。これらの値は付加錯体生成定数への溶媒の影響を考察するうえで大切である。

第1表 Distribution coefficients of TPPO.

25 °C ; $\mu = 0.1 (H, Na)ClO_4$; pH = 2.3

Solvent	δ_{org}	δ'_{org}	$\log P_{TPPO}$
Pentane	7.05	4.40	0.097
Hexane	7.3	4.54	0.176
Heptane	7.4	4.58	0.167
Cyclohexane	8.2	5.27	0.681
Methylene chloride	9.7	6.69	3.46
Chloroform	9.3	6.20	2.95
Carbon tetrachloride	8.6	5.61	2.04
Bromoform	10.5	6.80	3.58
Benzene	9.15	6.03	2.65
Toluene	8.9	5.74	2.28
Isopropylbenzene	8.5	5.33	1.95
Chlorobenzene	9.5	6.14	2.78
o-Dichlorobenzene	10.0	6.34	2.25



第4图 Correlation between the distribution coefficients of TPPO and solubility parameters.

参 考 文 献

- 1) 秋葉, 菅野: 核理研研究報告 **9** (1976) 272.
- 2) 秋葉, 和田, 菅野: 核理研研究報告 **4** (1971) 126.

III-5 $^{40}\text{Ar}(\gamma, p)$ 反応による無担体 ^{39}Cl の調製

理学部 RI 中央実験室, 核理研*, 理学部化学**

山寺亮・八木益男*・近藤健次郎*

塩川孝信**

§ 1. 序

放射性の塩素としては $^{34\text{m}}\text{Cl}$, ^{38}Cl 及び ^{39}Cl がある。生体内では塩素は重要な位置を占めており、代謝研究ではこのアイソトープのどれかを利用しなくてはならない。半減期は前二者の場合それぞれ 32.4 m, 37.5 m と短かくて使いにくい上に、 ^{38}Cl の場合には適当な生成核反応がなく、比放射能の高いアイソトープを得ることができない。一方、 ^{39}Cl の場合、半減期は 55 m と前二者より長くて使いやすく、ライナックを用いれば (γ, p) 反応で容易に比放射能の高いアイソトープを作ることができるかと期待される。

そこで筆者らは、アルゴンから (γ, p) 反応を利用してキャリアフリー ^{39}Cl を製造するための基礎として、 $^{40}\text{Ar}(\gamma, p)^{39}\text{Cl}$ 反応で生成する ^{39}Cl の生成率 (制動輻射最大エネルギー 25 ~ 65 MeV の関数として) を求めた。又、 ^{39}Cl のガス相でのキャリアフリー分離法をあわせ検討した。

§ 2. 実 験

2.1 ターゲットおよび照射アンブル

生成率測定には高純度アルゴンガス (天然存在比のもの, ^{40}Ar , 99.6%) を用いた。アルゴンガスを脱水処理した後、内径 50 mm 長さ 100 mm の石英アンブルに 600 mmHg 封入し、照射試料とした。本実験に用いたその他の試薬類は、すべて最純品を用いた。

2.2 照 射

照射はライナックで加速した 25 MeV ~ 65 MeV の電子を、厚さ 1.5 mm の白金コンバーターで制動輻射に変換し、その直後に照射試料をおくことで行った。両者はいずれも水冷した。照射条件を一定にするためには、あらかじめファラデーカップで校正したフェライトコアモニターの電流を積算することで全ビーム電流値を求めた。照射時間は 30 ~ 60 m とした。

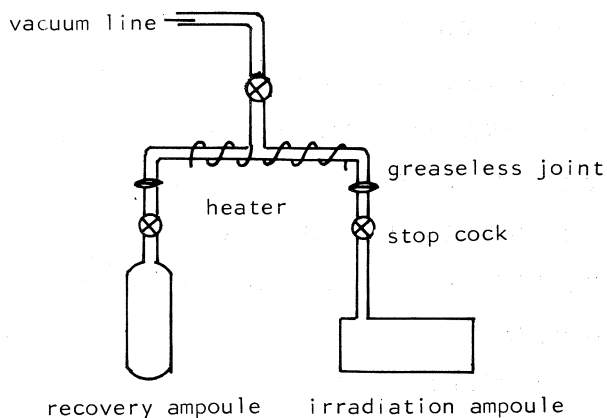
2.3 化学操作

生成率は、まず照射した石英アンプルを液体窒素で冷却し、開封し、ただちに以下の操作を行なって求めた。

- ① 0.5N Na_2SO_4 50 ml と飽和 NaCl 水溶液 6 ml の混合液 2.5 ml で 2 回洗浄
- ② 蒸留水 2 ml で 2 回洗浄
- ③ 10% H_2O_2 10 ml と 1N H_2SO_4 10 ml との混合液 1 ml で 2 回洗浄
- ④ 蒸留水 2 ml で 3 回洗浄
- ⑤ 洗液を集め、 AgNO_3 及び $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ で沈殿を作り、遠心分離
- ⑥ 生成した AgCl 及び BaSO_4 の沈殿の放射能を測定

以上の操作についての予備実験で石英アンプル開封時に ^{39}Cl が揮散しない事、および、化学的収率は 99% 以上である事を確かめた。

^{39}Cl のガス相でのキャリアフリー分離は次のとおり行った。即ち、第 1 図において、照射アンプルは液体窒素で冷却した後、真空ラインにつなぎ、未反応のアルゴンガスを除去した後、室温又は 70°C ~ 88°C に加温し、一方回収用アンプルは液体窒素温度に冷却して、40 分間放置した。途中のパイレックス管内にキャリアフリー ^{39}Cl が吸着しないよう、パイレックス管はリボンヒーターで 80°C ~ 95°C に加熱した。40 分後に、前記と同様の作学操作を行ない、回収用アンプルでのキャリアフリー ^{39}Cl の回収を求めた。



第1図 Apparatus of transport system

2.4 放射能測定

測定は 70 cc Ge(Li) 検出器と PHA を用いて行なった。

^{39}Cl は、1.27 MeV, 1.52 MeV, 及び 0.246 MeV の γ 線を放出するが、生成率は 1.27 MeV の光電ピーク面積を積分して求めた。 $^{40}\text{Ar}(\gamma, 2p)$ 反応で同時に生成する ^{38}S については、1.95 MeV 光電ピーク面積を積分することで求めた。

2.5 生成率

生成率は内径 50 mm, 長さ 100 mm の石英セルに 1 気圧のアルゴンを封入し、これを、1 クーロンの電子で照射した時の生成放射能 (μCi) として求めた。誤差は 5% 以下であった。

§ 3. 結果と考察

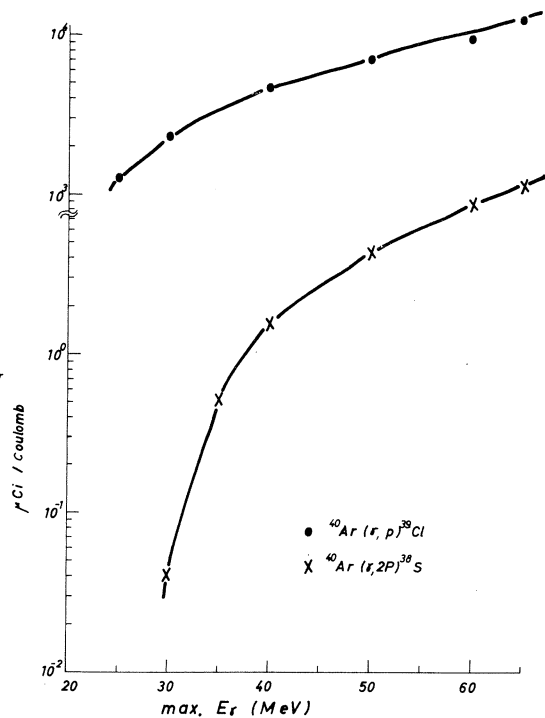
3.1 ^{39}Cl の生成率

$^{40}\text{Ar}(\gamma, p)^{39}\text{Cl}$ および $^{40}\text{Ar}(\gamma, 2p)^{38}\text{S}$ 反応による ^{39}Cl および ^{38}S の生成率は第 2 図に示す。後者の生成率が低エネルギー側で急激に減少していることから、そのしきいエネルギー 22.8 MeV 以下で照射すれば ^{38}S を含まない ^{39}Cl を生成することができると期待される。ただしこの場合、 ^{39}Cl の生成率が若干減少することはやむをえない。一方、高エネルギー側では常に ^{38}S が同時に生成され ^{39}Cl と ^{38}S の化学分離が必要となることを示した。

3.2 ^{39}Cl と ^{38}S との分離

Cl が容易にガス化しやすい点に着目し、湿式の化学分離操作を使わないで ^{39}Cl と ^{38}S を分離する方法について検討した。

- 1) 第 1 図において、回収用アンプルの温度は液体窒素温度とし、高純度 Ar を照射した照射アンプルの温度は室温に保って 40 分放置し、 ^{39}Cl を照射アンプルから回収用アンプルに回収することを試みた。(実験 2)
- 2) 照射アンプルの温度を約 80°C にし、他は実験 2 と同様にして検討した。(実験 3)



第 2 図 Production yields vs maximum energy of bremsstrahlung

3) 高純度 Ar のかわりに、約 8% の H_2 を混合した Ar を用い、他は実験 2 と同様にして検討した。(実験 4)

これらの場合についてとられた回収用アンプルへの ^{39}Cl 及び ^{38}S の回収率を第 1 表に示す。

第 1 表 ^{38}S と ^{39}Cl の回収率

実験番号	2	3	4
^{39}Cl	0.7 %	18.3 %	24.4 %
^{38}S	0 %	0 %	0 %

高純度 Ar を用いた場合(実験 2, 3) 反応で生成したホットな ^{39}Cl は Ar 分子と衝突して急速に運動エネルギーとチャージを失い中性の Cl 原子として石英セル表面に附着するものと考えられる。照射セルを室温に放置(実験 2) した場合には、表面から離脱させるのに充分な熱エネルギーがないので、回収率が低いものと考えられる。照射セルを加温した実験 3 の場合には、回収率は高くなっているが、18.3% と、まだ満足すべきほど高くはない。実験 4 では生成した ^{39}Cl は HCl の化学形になったと推定される。回収率は、照射セルを加温しないにもかかわらず 24.4% と実験 3 の結果より高くなっている。これから照射アンプルを加温することによってより高い回収率を得ることができると期待される。

一方、 ^{38}S の回収率はいずれの実験においてもゼロであり、照射アンプルの方に ^{38}S が 100% 残留していた。このことは、回収用アンプルには、放射能的に高純度の ^{39}Cl がキャリアフリーで回収されたことを示している。

^{39}Cl と ^{38}S との分離については、データーにまだかなりのばらつきが見られ、回収率も満足すべきものではないので、今後、より詳しい実験を必要とする。

Ⅲ-6 電子ライナックにおける光核反応による 核医学上有用な二三の放射性同位体製造 とカロリメーターによる線量測定を試み

原 研 天野恕・四方英治・馬場澄子
山林尚道・石川勇・館盛勝一

東北大学理学部原子核理学研究施設の電子ライナックの制動放射線により酸化スカンジウム、酸化ガリウム、および酸化イットリウムを照射し、それぞれ $^{45}\text{Sc}(\gamma, 2p)^{43}\text{K}$, $^{69}\text{Ga}(\gamma, 2n)^{67}\text{Ga}$, および $^{89}\text{Y}(\gamma, 2n)^{87\text{m}, 87}\text{Y}$ の反応により ^{43}K , ^{67}Ga および ^{87}Y の製造を試みた。照射後それぞれの目的同位体と、同時に生成する他種同位体の生成量を求めた。また ^{87}Y についてはこれをクエン酸錯体として陰イオン交換樹脂柱に吸着させ、これよりミルキングされる $^{87\text{m}}\text{Sr}$ の純度についても検討した。酸化スカンジウムの照射では、 ^{43}K がターゲット物質1gあたり35.1 μCi 得られ、他に $^{44\text{m}}\text{Sc}$ が762 μCi 生成した。酸化ガリウムでは ^{67}Ga が678 μCi , ^{66}Ga 269 μCi , $^{69\text{m}}\text{Zn}$ 126 μCi , また酸化イットリウムでは ^{87}Y が489 μCi , ^{86}Y 414 μCi , $^{87\text{m}}\text{Y}$ 1300 μCi , ^{88}Y 233 μCi が生成した。 ^{87}Y を含むイオン交換樹脂柱からミルキングされた $^{87\text{m}}\text{Sr}$ は0.3%のイットリウム同位体以外には不純物は検出されなかった。

ライナックの放射線を利用した放射線化学の研究の一環として行われたカロリメトリーによる吸収放射線量測定の実験では、試作したカロリメーターを ^{60}Co 照射線源により校正したのち、ライナックによる温度応答性を検討した。rad/h単位に換算したカロリメーターの出力は、cpmで表わされたライナックビームモニターの指示と良い直線性を示し、この種の線量測定の可能性を示した。

§ 1. まえがき

放射性同位体を診断や治療に利用する核医学において、最近サイクロトロンにより製造される陽電子線放出あるいは短半減期の放射性同位体の利用が盛んになってきている。このような放射性同位体の利用は、短半減期のためサイクロトロン設備のある都市およびその周辺の医療施設に限定される。したがって広く核医学診療の実をあげるには、サイクロトロン以外にも利用の可能性のある加速器について放射性同位体製造の研究を進める必要がある。

このような理由から、東北大学理学部原子核理学研究施設の電子ライナックにおける制動放射線による光核反応を利用し、 ^{43}K 、 ^{67}Ga 、および ^{87}Y などの核医学上有用な放射性同位体の製造を試みた。これら同位体の収量を求めるとともに副成する放射性同位体の同定と定量を行った。 ^{87}Y は陰イオン交換樹脂柱に吸着させて $^{87\text{m}}\text{Sr}$ 発生器¹⁾として用いられることから、ライナックの照射により得られた ^{87}Y をクエン酸錯体として陰イオン交換樹脂柱に吸着させ、これからミルクした $^{87\text{m}}\text{Sr}$ 中の不純物を検討した。

ライナックのエネルギーの高い制動放射線はまた放射線化学的にも特異な効果が期待される。著者らは、核燃料再処理工程から排出される高レベル廃液の処理処分の研究の一環として、溶媒抽出法による高レベル廃液に含まれる放射性同位体の分離の研究を進めている。この過程で抽出剤の放射線分解生成物が抽出に大きな影響を及ぼすことがわかり、 ^{60}Co の γ 線照射により抽出剤の放射線分解についても研究を行った。この放射線分解の本質を解明するために、LETの異なる放射線の利用を考え、ライナックの制動放射線による抽出溶媒の照射を計画した。放射線分解の定量的取扱いには、照射試料に吸収された放射線のエネルギー量を正確に知らなければならない。このためライナックによる放射線分解の研究の第一段階として、カロリメトリーによるライナック制動放射線量の測定を行い、その結果を ^{60}Co の γ 線による照射と比較してカロリメトリーの応用の可否を検討した。

§ 2. ライナックによる放射性同位体の製造

2.1 放射性同位体・核反応・ターゲットおよび照射

最近核医学で利用が増加している ^{43}K 、 ^{67}Ga および ^{87}Y を取りあげた。ターゲット元素はスカンジウム、ガリウムおよびイットリウムである。それぞれの同位体を生成する核反応および同時に起る主要な核反応のデータを第1表に示す。

ターゲット物質には J HONSON MATTHAY 社の "Specpure" の酸化物を使用した。それぞれの酸化物を内径 0.3 cm の石英管に正確に秤りとり石英管を溶封した。石英管をアルミニウム箔で包み、東北大学核理研の電子ライナックの白金コンバーターから約 10 cm の位置で流水中で 3 時間照射した。この時ピーク電流 200 mA、パルス巾 3 μs 、パルス周期 300 Hz であった。

第1表 放射性同位体製造のターゲット物質，核反応データおよび結果

Target	Weight (g)	Reaction	Abundance (%)	Q value (MeV)	T 1/2	Yield ($\mu\text{Ci/g}$)
Sc_2O_3	0.0942	$^{44}\text{Sc}(\gamma, n)^{44\text{m}}\text{Sc}$	100	- 11.3	2.44d	} 762
		$^{44}\text{Sc}(\gamma, n)^{44}\text{Sc}$	100	- 11.3	3.96hr	
		$^{45}\text{Sc}(\gamma, 2p)^{43}\text{K}$	100	- 19.1	22.4hr	35.1
Ga_2O_3	0.0480	$^{69}\text{Ga}(\gamma, 3n)^{66}\text{Ga}$	60.2	- 29.8	9.4hr	269
		$^{69}\text{Ga}(\gamma, 2n)^{67}\text{Ga}$	60.2	- 18.6	78 hr	678
		$^{71}\text{Ga}(\gamma, pn)^{69\text{m}}\text{Zn}$	39.8	- 17.1	13.8hr	126
Y_2O_3	0.2002	$^{89}\text{Y}(\gamma, 3n)^{86}\text{Y}$	100	- 32.7	14.6hr	34
		$^{89}\text{Y}(\gamma, 2n)^{87}\text{Y}$	100	- 20.8	80 hr	489
		$^{89}\text{Y}(\gamma, 2n)^{87\text{m}}\text{Y}$	100	- 20.8	14 hr	1300
		$^{89}\text{Y}(\gamma, n)^{88}\text{Y}$	100	- 11.5	108 d	233

2.2 照射後処理

照射した試料は約24時間後に処理を開始した。

酸化スカンジウムは0.052gの塩化カリウムを含む濃塩酸に溶解した。溶液を蒸発濃縮したのちメスフラスコで10cm³に薄めた。この5cm³をとり、沸騰させたのち(1:1)のアンモニア水を加えて水酸化スカンジウムを沈殿させた。沈殿を遠心分離したのち上澄み液をビーカーにとり、沈殿を少量の塩化アンモニウムを含む温湯で洗浄した。沈殿を遠心分離して上澄み液を前の上澄み液に合せ、これを蒸発濃縮したのちメスフラスコで10cm³に薄めた。

酸化ガリウムは濃塩酸に溶解した。溶液を蒸発濃縮したのちメスフラスコで10cm³に薄めた。

酸化イットリウムは濃塩酸に溶解した。溶液を蒸発濃縮したのちメスフラスコで10cm³に薄めた。この1cm³をとり、0.5% pH 5.5のクエン酸20cm³を加えた。水20cm³を加えたのちpH 2.5に調整した。この溶液を陰イオン交換樹脂柱に流した。樹脂柱は内径1.5cm，長さ15cmのガラス管にDowex 1 X 8 (100 - 200メッシュ)をつめたもので、あらかじめ2M塩酸，2M水酸化ナトリウム，2M塩化ナトリウム各100cm³，水50cm³，0.5M炭酸

水素ナトリウム 70cm³, 水 50cm³ をこの順に流して前処理した。イットリウム溶液について 0.005% pH 5.0 のクエン酸 20cm³ を流して樹脂柱を洗浄した。40 時間後に再び 0.005% クエン酸 20cm³ を流して^{87m}Sr を溶離した。

2.3 放射能測定

それぞれ照射したターゲット物質の溶液およびスカンジウムから分離した⁴³K とイットリウムからミルキングした^{87m}Sr 溶液の一部をポリエチレンビンにとり, Ge(Li) 半導体検出器により γ 線スペクトルを測定した。測定結果は同時に測定した¹⁵²Eu 標準線源の γ 線スペクトルとともに BOB-73²⁾ により解析し, スペクトルに含まれる光電ピークのエネルギーを求めて核種を同定するとともにその量も求めた。またそれぞれの試料溶液の 0.1 cm³ をステンレス鋼板にとり, 乾燥後ガスフロー 2 π カウンターにより β 線の減衰を測定した。

2.4 結果

β 線の減衰および γ 線スペクトルを解析した結果確認された放射性同位体と, 照射直後に換算したそれらの生成量を第 1 表に示した。 γ 線スペクトルの測定が照射後約 2 日経過してから行われたために半減期の短い同位体は最初から考慮されておらず, また検出もされなかった。

⁴³K の製造では, 照射直後の値で酸化スカンジウム 1 g あたり 35.1 μ Ci の⁴³K が得られた。同時に 762 μ Ci の^{44m}Sc-⁴⁴Sc が生成した。⁴³K の生成量を見ることが主目的であったため,⁴³K の分離にはカリウムの担体を加えて単純な沈殿法を用いた。⁴³K の 99.6% が回収されたが約 1% の^{44m}Sc-⁴⁴Sc の汚染をともなった。スカンジウムに対する分離係数は 4.7×10^{-4} であった。

酸化ガリウムの照射では, 678 μ Ci の⁶⁷Ga の他に⁶⁶Ga 269 μ Ci と^{69m}Zn 126 μ Ci が生成した。^{69m}Zn は容易に化学分離できるであろうが,⁶⁶Ga を⁶⁷Ga の 1% 以下にするには 57 時間以上放置するしか方法がない。この間に⁶⁷Ga は最初の量の 60% に減少する。

酸化イットリウムの照射では, ⁸⁷Y 489 μ Ci, ^{87m}Y 1300 μ Ci の他に, ⁸⁶Y 414 μ Ci, ⁸⁸Y 233 μ Ci が生成した。⁸⁷Y は核医学では直接人体に投与されず, その娘同位体である^{87m}Sr が用いられる。したがって^{87m}Y-⁸⁷Y 以外の放射性イットリウムの存在は取扱者の放射線管理以外には問題はない。⁸⁷Y を装荷した陰イオン交換樹脂柱からは, 樹脂柱内で⁸⁷Y の崩壊で著積した^{87m}Sr の 55% が溶離された。この中には, ⁸⁶Y, ^{87m}Y, ⁸⁷Y, ⁸⁸Y を含む樹脂柱内イットリウムの 0.073%, 溶離された^{87m}Sr の約 0.3% に相当する放射性イットリウムが検出された。サイクロトロンで製造される無担体の⁸⁷Y と違って比放射が低く, 樹脂柱の容量が不十分であ

ったと考えられる。

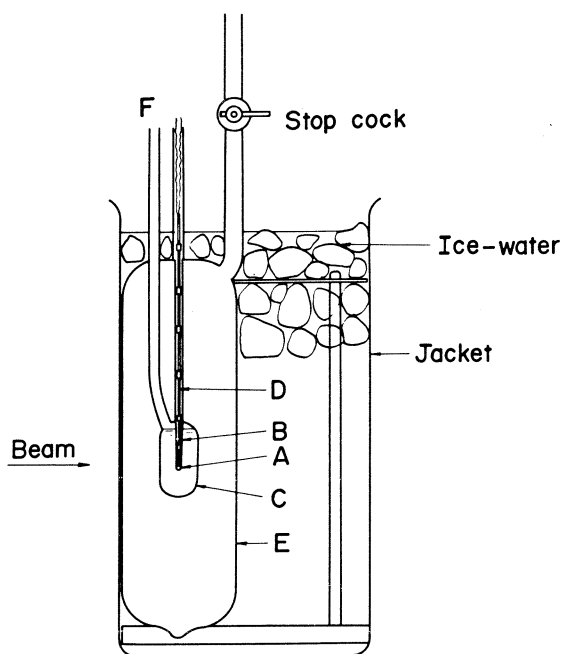
照射した3種のターゲット物質について、予想した以外の放射性同位体の生成は認められなかった。 ^{87}Y の場合には、ミルクした $^{87\text{m}}\text{Sr}$ 中にイットリウム以外の放射性不純物は見出されなかった。

全体的に、核医学利用を目標とした放射性同位体の製造としては、ターゲット物質1gあたり1mCi以下という収量は小さ過ぎる。特に ^{43}K の $35\mu\text{Ci/g}$ ターゲットという値は、ターゲットの量を増加しても、実用量の製造は困難であろう。また ^{67}Ga も、照射法を改善して収量を増加したとしても、その比放射能は実用には低く過ぎよう。 ^{87}Y は $^{87\text{m}}\text{Sr}$ ミルクのための親核種として使用される。したがって ^{87}Y の比放射能が低いと $^{87\text{m}}\text{Sr}$ -ゼネレーターの容積が大きくなる欠点はあるが、放射エネルギーを増すことができればストロンチウムの短寿命同位体の親核種として用途があろう。

§ 3. カロリメトリーによる線量測定

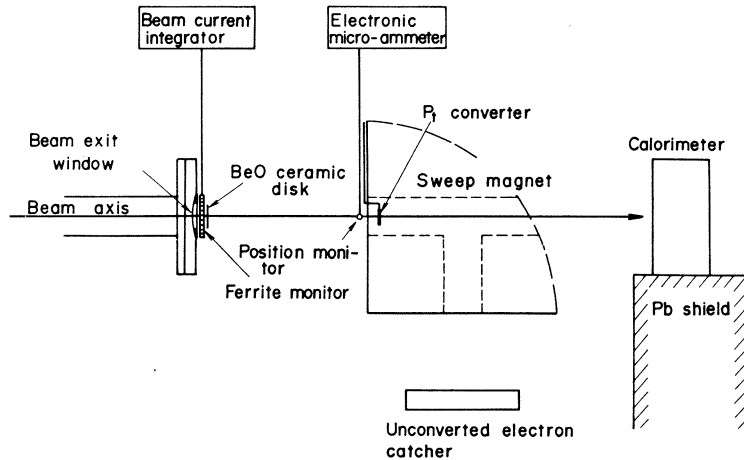
3.1 カロリメーターの構成と照射

第1図にこの実験に使用したカロリメーターの構成を示す。カロリメーターは、氷水で冷却された外套E、円筒形の試料セルC、毛管Bを介して試料中に挿入されたサーミスターAなどから構成されている。試料セルは約 7cm^3 の容積を持ち、導入管Fを通じて照射試料を入れる。外套と試料セルの間は照射直前に排気される。サーミスターは宝工業製TE-30-0.5ガラスビード型で、ビードの直径2.3mm、 $29.64\text{K}\Omega/0^\circ\text{C}$ 、 $1.015\text{K}\Omega/100^\circ\text{C}$ 、温度係数 $\beta = 4.4\%$ の



第1図 カロリメーターの構造。

特性を持つ。これは導線Dによりホイートストンブリッジにその1辺を形成するよう結合される。このサーミスターは指数関数形の温度/抵抗特性を持つが、この特性は小さな温度間隔(2°C)では直線的と見なすことができる。ホイートストンブリッジに4Vの定電圧をかけ、温度変化により生じたブリッジの不平衡電位を直流増巾器により記録する。カロリメーターは45 KCiの ^{60}Co 線源を用いて 1×10^5 から 1.5×10^6 R/hの線量率に対して較正された。



第2図 カロリメーターの照射位置。

ライナックによる照射の位置関係を第2図に示す。カロリメーターはスィープマグネットをへだてて白金コンバーターの後方に、試料セルの中央がビームの中心軸に位置するように置かれた。ライナックの運転は先に述べたものと同じである。照射試料はコンバーターからの制動放射線と、コンバーターを通過した電子ビームの両方で、あるいはスィープマグネットにより電子を除いた制動放射線のみにより照射した。

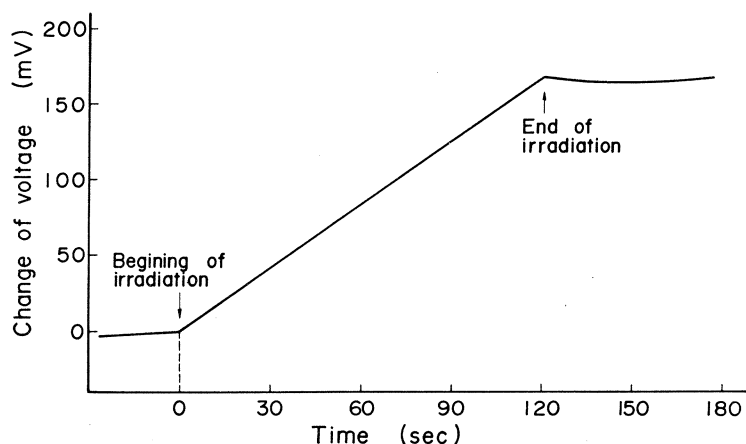
3.2 結 果

この実験に使用したような定温型のカロリメーターにおいて半断熱状態を仮定すると、照射試料によるエネルギー吸収速度はニュートンの冷却の法則³⁾から次のように表わすことができる。

$$C \cdot dT_a / dt \propto dE/dT$$

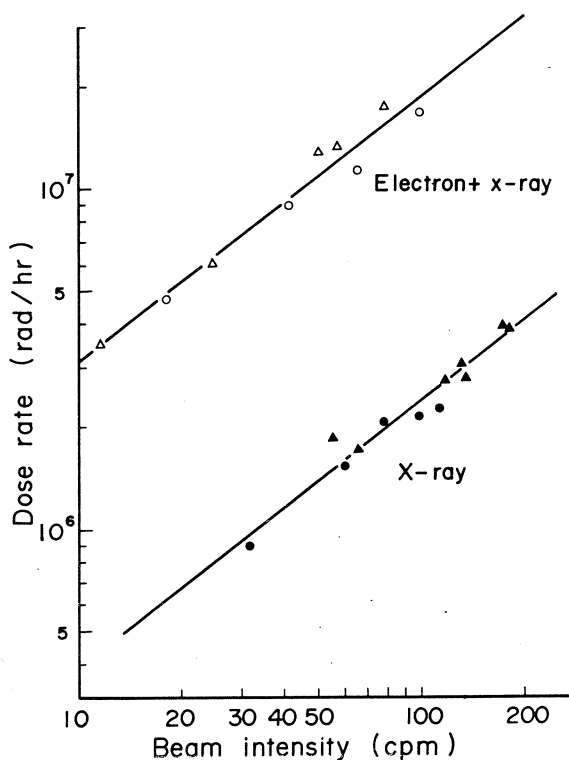
この式で C は照射試料の熱容量を、 T_a はその温度である。この式により、 C が知られていれば温度の上昇速度の測定から吸収線量率を求めることができる。

再処理廃液の処理に使用する抽出剤 DEHPA(di(2-ethylhexyl) phosphoric acid)を照射試料とした時のカロリメーターの温度上昇の1例を第3図に示す。このような mV/min を単



第3図 DEHPAを電子-制動放射線混合線束で照射した際のカロリメーター出力 (ビーム強度 99.0cpm で照射)。

位として測定した温度応答を、あらかじめ ^{60}Co 線源の既知の線量率に対する校正曲線により線量率 (rad/h) に換算し、ライナックのビームポジションモニターで計ったビーム強度 (cpm) に対してプロットすると第4図が得られる。図には、DEHPA (三角印) とともに水 (丸印) を照射した結果、およびそれぞれを制動放射線と電子線の混合線束および純粋な制動放射線で照射した結果を示した。吸収線量はDEHPAと水との間で大差ない。また純粋な制動放射線に対して、電子線と制動放射線の混合線束の吸収線量は7.9倍である。このことは混合線束における制動放射線の寄与は全吸収線量の13%であることを示す。



第4図 線量率とビーム強度の関係 (丸印はDEHPA, 三角印は水)。

第4図の直線の傾きは混合線束に対しては 0.779 ± 0.064 ，制動放射線に対しては 0.783 ± 0.078 である。これら数値の一致は線束強度に対する吸収エネルギーの依存性が両線種で等しく，またエネルギー吸収の機構に光子と電子の間で本質的な差のないことを意味する。

線束強度と吸収線量の直線の傾きが1でないことは吸収線量が線束強度に比例しないことを意味する。この原因には，線束のエネルギー分布，境界放射線効果，熱損失などが考えられる。

^{60}Co の γ -線で較正したカロリメーターを使用することにより，ライナックにおける照射中に試料が吸収する放射線量を直接測定することができた。またライナックに備えつけられているビームモニターをカロリメーターで較正することにより，ビームモニターからも吸収線量を求めることができる。

この実験では，実験の系を簡単にし，また測定結果の取扱いを容易にするため種々の仮定を設けた。この種のカロリメーターの信頼性を増し，あるいは精度を高めるためには，光核反応，放射線化学的反応，壁効果，熱損失，試料中の線量の不均一など種々の要因の効果を細かく解析する必要がある。

§ 4. 結 論

ライナックによる放射性同位体の製造では，この実験で試みた ^{43}K ， ^{67}Ga ，および ^{87}Y の3種の同位体については，照射条件の改善により収量が多少増しても，核医学の診療には収量の点で利用は困難であろう。 ^{87}Y は $^{87\text{m}}\text{Sr}$ をミルクキングする親同位体として少量でも用途がある。

カロリメーターによる線量測定では，幾つかの仮定をおいたうえでライナックによる照射の結果を ^{60}Co の γ -線照射と関係づけることができた。さらにカロリメーターによりライナックのビームモニターを較正することにより，ビームモニターの読みから吸収線量を求めることもできる。しかし，ここで設けた仮定を実証する実験が必要であろう。

本実験は東北大学理学部原子核理学研究施設のライナック共同利用を通じて行われた。ライナックのビーム実験に際して同施設助教授八木博士および近藤博士の御助力を頂いた。ここに厚く御礼申し上げる。

参 考 文 献

- 1) M. Hillmann, M.W. Greene, W.N. Bishop and P. Richards: *Int. J. Appl. Radiat. Isotope* **17** (1966) 9 - 12.
- 2) H. Baba, T. Sekine, S. Baba and H. Okashita: J AERI 1227 (1973).
Japan Atomic Energy Research Institute.
- 3) J. S. Laughlin and S. Genna: *Colorimetry, Radiation Dosimetry Vol. II*
(Academic Press, New York, 1966) p. 389

IV. 加速器・測定器部門

IV-1 エネルギー幅圧縮装置 (ECS) の 加速管・立体回路系

核理研 小山田正幸

§ 1. はじめに

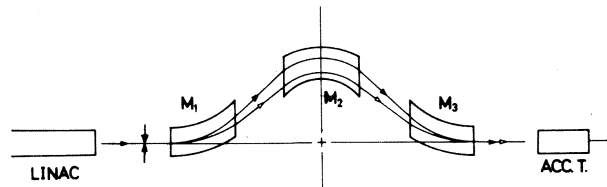
電子リニアックは円形加速器に較べて数多くの点で勝れていることは良く知られている。

数少い欠点の一つにエネルギー幅の大きさが上げられ、その値は多くの場合1~3%程度であるが低エネルギーのリニアックでは更に大きくなる。電子エネルギーの均一性が要求される実験、例えば電子散乱実験ではエネルギー分析系を用いて0.1%のエネルギー幅の電子のみを取出して実験室へ導く。結果的には全電流のほんの一部しか利用していない事になる。この欠点を改善する方法がいくつか提案され又取入れられてきている。¹⁻⁶⁾

核理研の場合にも小島によって提案されて以来種々の検討が行なわれてきた。⁷⁻¹¹⁾ 建設に着手したのが昭和50年で、翌年7月に成功裏に完成した。¹²⁾ このエネルギー幅圧縮装置 (ECS) の電磁石系については他に詳細な報告があるので参照されたい。¹³⁾ 本報告ではECSの加速管・立体回路系を中心に詳述する。

§ 2. ECS の動作原理

第1図にECSの基本的構成を示す。電子リニアックで加速された電子ビームは加速マイクロ波によって良く集群 (バンチ) されている。(位相角5°程度) この電子がECSの電磁石

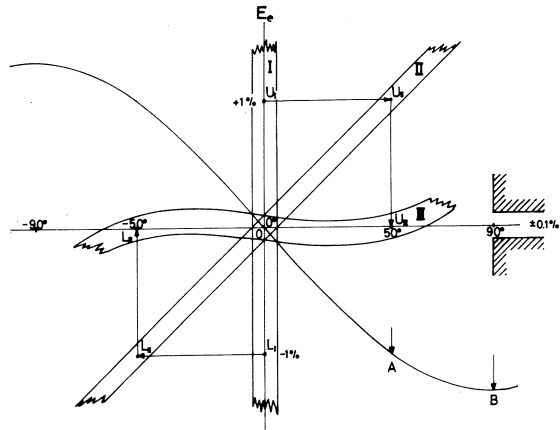


第1図 ECSの基本的構成

系を通ることによりエネルギーの値による行路差によりデバンチされる。すなわちエネルギーの高い電子が早く、低い電子が遅くエネルギー補正用の加速管に到達する。この加速管に電力・位相を適切に調節したマイクロ波を入力することにより、中心エネルギーからのずれを補正することが出来る。この様子を位相空間で考察すると理解し易い。(第2図参照) 最初のビー

μのバンチ幅を10°と仮定すると位相空間ではIの領域に入る。

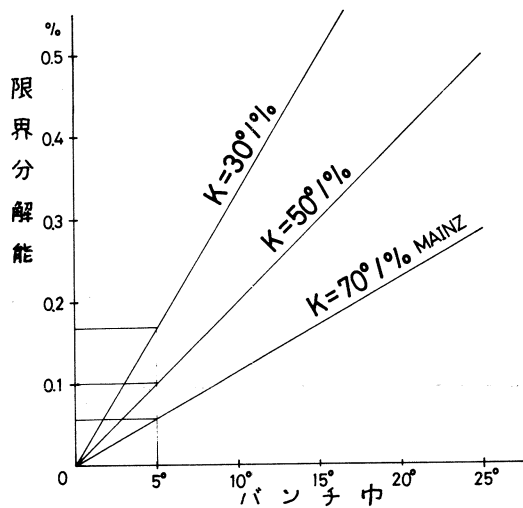
エネルギー軸方向は上下にある程度まで分布しているとしよう。これが電磁石系を通ることによりIIの領域に移動する。ここでエネルギーの差1%につき50°の位相分散(デバンチング係数 K)を仮定した。更にエネルギー補正用の加速管を通ることにより適切な減速



第2図 ECSの動作の原理的説明図

・加速を受けてIIIの領域に移る。すなわち位相空間での回転によりエネルギー幅を大幅に圧縮することが出来る。第2図で領域IIIが曲っているのは電子の入射位相角に対してマイクロ波によるエネルギー補正量が正弦波であるためである。

ここでECSの性能の極限を検試してみる。加速管によるエネルギー補正量の曲りを無視して第3図の領域IIが縦軸から切取る線分を限界分解能と呼ぶ。この値がこのECSによって到達出来る最良のビームエネルギー幅である。これは第2図から容易に理解出来るように電子リニアックから出てくるビームのバンチ巾に比例し、電磁石系のデバンチング係数に反比例する。デバンチング係数は電磁石系を決めてしまうと決ってしまう量で、建設後の変更は非常に難しい。デバンチング係数の数例とバンチ幅に対する限界分解能を第3図に示した。バンチ幅を5°と仮定するとデバンチング係数 $K=50^\circ/\%$ の時限界分解能が0.1%になる。マインツの例⁵⁾は70°/%であるのでバンチ幅が同じであれば限界分解能は0.07%と高くなる。デバンチング係数を大きくとればそれだ



第3図 電磁石系の分散能(K)及びバンチ幅とECSの限界分解能の関係 $K=70^\circ/\%$ は Mainz⁵⁾の例。

け限界分解能は向上するがECSが許容する入射エネルギー幅は反比例して小さくなる。逆にデバンチング係数を小さくとれば限界分解能が下る代りに許容出来るエネルギー幅が広がるので、エネルギー安定化装置としての性格をECSに持たせることが出来る。

§ 3. ECS用加速管

ここで用いる加速管はリニアック本体と同じ進行波型 $2\pi/3$ モードを考える。マイクロ波に対して位相 ϕ で入ってきた電子に対する加減速度は

$$\Delta E(\phi) = -\sqrt{2IrP_0} \cdot L \frac{1-e^{-IL}}{IL} \sin\phi - irL \left(1 - \frac{1-e^{-IL}}{IL}\right) \alpha \cos(\phi-\theta) \quad (\text{MeV})$$

.....(1)

で表される。

ここで L (m) : 加速管の実効長

I (neper/m) : 電圧減衰定数

r (M Ω /m) : シャントインピーダンス

P_0 (MW) : 供給するマイクロ波電力

i (A) : 電子ビーム電流

ϕ (rad) : 電子の位相角

θ (rad) : バンチの中心の位相角

α (≤ 1) は次のように求められる。バンチ幅を 2Δ (rad) とし ϕ に対する電子密度を $f(\phi)$ とすると

$$\alpha \equiv \frac{\int \cos(\phi-\theta) f(\phi) d\phi}{\int f(\phi) d\phi} \quad \dots\dots\dots(2)$$

もし電子の密度が 2Δ 間で一様であれば、

$$\alpha = \sin \Delta / \Delta \text{ であり } \Delta = 0 \text{ で } \alpha = 1 \text{ となる。}$$

$$\Delta = \pi/4 \text{ (45°) なら } \alpha = 0.90 \text{ である。}$$

ここで云うバンチ幅 Δ とは電磁石系を通過してデバンチされたビームのバンチ幅なので、リニアック出口でのバンチ幅と混同しないよう注意が必要である。(1)式の第1項は電子の位相により大きく変るエネルギー補正項であり、第2項はビームローディングの影響の項であり出来るだけ小さくしなければならぬ。

この項が無視出来ない場合はマイクロ波の位相を相対的に進めることにより補正することは出来るが、 ϕ について非対称になるなどの現象が出てくる。

検討を進めるに当たって、いくつかの条件を設定する。

- 条件 1. $E_{0\max} = 250 \text{ MeV}$
- 2. $P_{0\max} = 3 \text{ MW}$
- 3. K (デバンチング係数) = $50^\circ/\%$
- 4. バンチ幅 = 10° (悪くとも)
- 5. $\pm \Delta E / E_0 = \pm 1\%$ (を 0 に圧縮)

(1)式で $\alpha \cos(\phi - \theta) \approx 1$ とし、更に一般に $IL \ll 1$ として指数関数を展開すれば

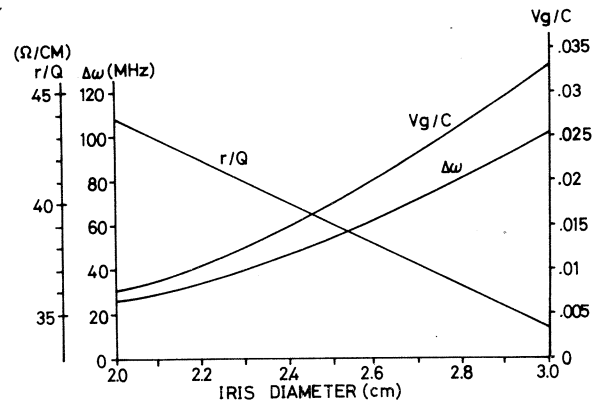
$$\Delta E \approx -\sqrt{2IL^2 r P_0} \left(1 - \frac{IL}{2}\right) \sin\phi - \frac{IL^2 r}{2} i \dots\dots\dots(3)$$

となる。ここでビーム電流の影響を小さくすべく $IL^2 r$ を小さくすればそれに反比例してマイクロ波電力を大きくしなければならないことがわかる。マイクロ波電力は 3 MW , $I = 0.26 \text{ neper/m}$, $r = 59 \text{ M}\Omega/\text{m}$ (ライナック本体と同じ) とすれば $L = 35.7 \text{ cm}$ となるが加速管長は空洞 (3.5 cm) の整数倍なので 11 空洞, 38.5 cm となる。ビームに対する加速管の内部インピーダンスは $1.1 \text{ M}\Omega$ (マインツは $1.6 \text{ M}\Omega$) なのでビーム電流変動 100 mA で 0.11 MeV のエネルギー変動になる。このように供給可能なマイクロ波電力を決めれば $IL^2 r$ が決り更にビームローディングの影響を表す内部インピーダンスも決る。しかし $IL^2 r$ を一定とした場合でも色々な長さの加速管が考えられる。加速管の型式を前記の $2\pi/3$ モード進行波形とすれば I と r は或る関係があ

る。加速管の電氣的パラメータをローディングディスクの孔径 (2 a) をパラメータに第 4 図に示した。電圧減衰定数 I はマイクロ波の群速度 v_g 、周波数 ω 及び加速管の Q と

$$I = \frac{\omega}{2v_g Q} \dots\dots\dots(4)$$

の関係にある。
リニアックから出た電子がビーム
径限定スリットを通り、電磁石系



第 4 図 加速管のディスクの孔径と主要な電氣的パラメータの関係 (S バンド)

を通った後 E C S 加速管に入ることを考えればローディングディスク孔径は大きい方が望ましい。一方現用の 1 m 加速管より幾分短かめにしてビーム軸上に各種のモニターを挿入する予地

を残すことも望ましいので、ECS用加速管の長さを20空洞70cmと決め、 $2a = 26.2$ mmと決めれば、 I 、 r が決り、 $P_0 = 3$ MWとすれば

$$\Delta E (\phi = 50^\circ) = -2.93 - 1.04 i \text{ (MeV)} \dots\dots\dots (5)$$

となる。これから解くことは3 MWの入力で $E_e = 293$ MeVまでECSが使える、内部インピーダンスは 1.04 M Ω とマインツの65%と小さく出来るのでビームローディングの影響はそれだけ小さい。又実効加速電界の最高値も250 MeVの場合で49kV/cmとリニアック本体の123 kV/cmに較べて非常に低く、放電に強い加速管になる。主要パラメータを第1表にまとめて示す。

第1表 ECS用加速管(製作予定)のパラメータ

加速管のパラメータ	設 計 値
周 波 数	$f = 2856$ MHz
モ ー ド	$2\pi/3$
シャントインピーダンス	$r = 49$ M Ω / m
電圧減衰定数	$I = 0.110$ neper / m
長 さ	$L = 0.70$ m (20 空洞)
ローディングディスクの厚み	$t = 5.84$ cm
” の内径	$2a = 26.20$ mm
スパーサーの内径	$2b = 83.44$ mm
マイクロ波群速度	$v_g / c = 0.0233$
加速管の Q	$Q = 13,000$
” 内部インピーダンス	1.04 M Ω
必要マイクロ波電力	$P_0 (E_e = 250 \text{ MeV}) = 2.2$ MW

§ 4. システム設計上の検討

前述の議論をふまえて、現実に核理研でECSを設置する場合の各種選択パラメータの得失を検討する。

(i) 先ずECSの性格を決定づける電磁石系として

- (A) $K = 45 \sim 60$ / %として $\Delta E / E = 0.1$ %内の電流を増やすことを目的とする。バンチ幅位相安定度、位相制御の点で有利
- (B) $K = 24 \sim 30$ / %として $\Delta E / E = 0.1$ %内の電流は犠牲にしてみリニアック出口での

広いエネルギー幅のビームを受入れる。バンチ幅等の点で不利。エネルギー安定化（或程度）のシステムの性格が強い。

(ii) 加速管の選択の面から

- (a) 1 m加速管のスペアを利用する。
- (b) 新しい専用加速管を作る。現用の1 m管より I , L 共に小さく。ビームローディングの影響小。電磁石系のスペースにゆとり。

(iii) E C S 加速管に供給するマイクロ波源

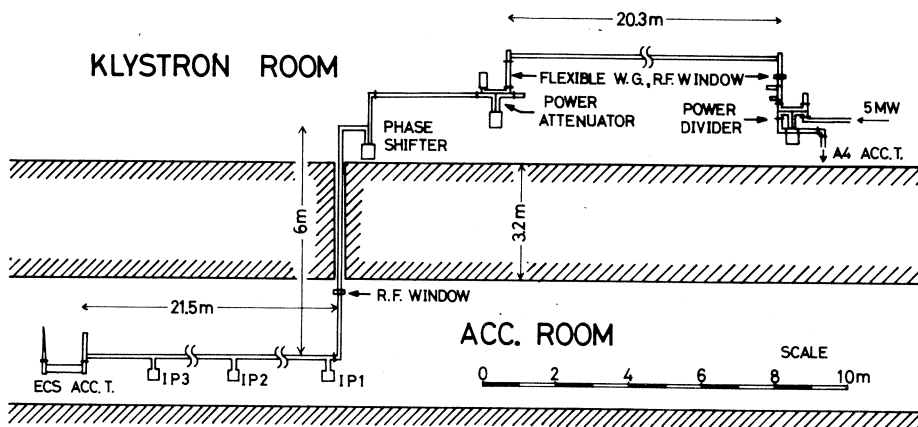
- (1) B 12 又は A 4 加速管より分割
- (2) 新しく数 MW の専用クライストロン増設
- (3) 新しく 20 MW クライストロン増設して A 1 加速管, バンチャー, プリバンチャーにも供給

以上の組合せの中から核理研の E C S として次の組合せを選択した。 $\Delta E / E = 0.1\%$ 内の電流を大きくすることを主目的とするため $K = 50^\circ / \%$ とする。（実現値は $51.2^\circ / \%$ ）現在の5台のクライストロンパルサー及び入射器は出来るだけ早く安定化, 高信頼性化することでリニアックのみの $\Delta E / E$ を小さくすることを期待する。バンチ幅を更に小さく出来れば限界分解能がそれだけ向上する。……(A) 加速管は当面 1 m 管のスペアを活用して E C S の有用性を実証し, 将来専用の加速管を製作する。当初費用が少なくてすむ。……(a) 将来 (b) マイクロ波源は (1) 以外は多額の費用がかかる上に, 相当のスペースを必要とするので見送り, マイクロ波と電子の位相関係を安定にするため (1) でもバンチャーと同じクライストロンから供給している A 4 加速管の電力の一部を利用することとした。B 12 から分割する場合に比べて立体回路が長くなり約 60 m にも達する。この立体回路で位相を安定に保つにはクライストロンドライバーの周波数安定度が最も重要なので, 原発振回路を固体化し, C W 発振・増幅回路に改造した¹⁴⁾ 周波数は常時カウンターで監視しているが, 安定度は従来に比し格段に向上し, E C S の動作にとって不安はない。次に立体回路の温度変化による位相シフトがあるが, これは立体回路の温度を 40°C 一定とすることで防止する。以上で E C S の基本的設計が終った。

§ 5. 立体回路系の設計・製作

前述のシステム設計で当面はスペアの 1 m 加速管を利用することにしたので必要なマイクロ波は $E_e = 250 \text{ MeV}$ として 0.5 MW であり, 長い立体回路のロスを考慮しても 1 MW あれば充分である。又将来専用加速管を用いる場合はより大電力が必要になってくる。リニアックの

運転でECSを必要としない時は全電力をA4加速管に供給したいことも合せ考えて、可変電力分割器を用いてA4加速管、ECS加速管の電力を分割することにした。この電力分割器は移相器と2ケの3dB結合器とから構成されている。この電力分割器は分割比を変えると位相が変化する。ECS用の電力を調節する時にA4の位相が変化するのはリニアックの運転をいたづらに複雑にするのでECS系には更に別に減衰器を用意した。この減衰器は分割器と全く同じ構成で出力の一つはダミーロードに結合している。ECSのマイクロ波位相を制御するための移相器を設け、移相量はリニアックの永年の運転経験から 540° (3π rad) と大きくした。これらの可動の部分は計算器制御を考慮してパルスモータ駆動型とした。立体回路の真空部分とSF₆ガス加圧部分を分けているRF窓はリニアック本体室の走行クレーンのコンクリート製ガードの裏で加速管から直接見通せない個所に設置し、ゴムガスケットの放射線による劣化を少くした。真空部分を引くため3個所に引口をつけ3台のイオンポンプで引くことができる。立体回路の真空部分は工場製作後、核理研において200°C 24時間のベーキングを行った後組立てたので、真空度が非常に良く 3×10^{-7} Torrであり、現在2台のイオンポンプで十分である。立体回路系の概要を第5図に示した。このように長大な立体回路を設置する場合に

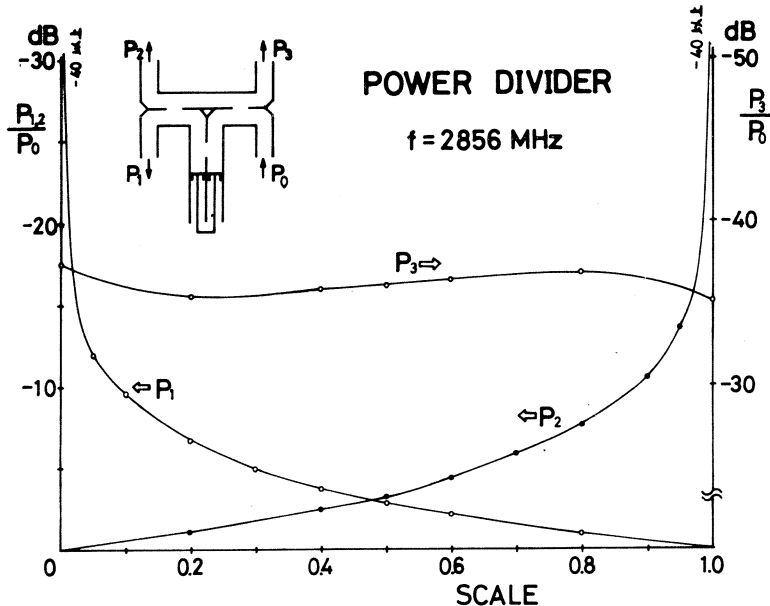


第5図 ECSの立体回路系の概要図

起る重大な問題に熱膨張の問題がある。前にも触れたように位相の安定化の為に立体回路を温水を用いて一定温度(40°C)に保つのであるが、室温から40°Cまで上げた場合、冬期最悪の場合その温度差は30°C以上にも達する。両端の加速管、電力分割器の位置は不動であり、減衰器、移相器がほぼ中央に位置するので、この部分も不動としたい。そのため前半、後半の水平部分の伸びはそれぞれ20mとして無酸素銅の線膨張率 $1.68 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ を用いて $\Delta T = 30$

℃とすれば夫々 $L = 10 \text{ mm}$ となる。リニアック本体室では加速管近くで固定し他はローラーに乗せて水平方向に自由に動けるようにし、この伸びを本体室とクライストロン空間の垂直部（約6 m）のベンディングで逃げる。この角度変化分は約 0.1° である。加圧部の伸びは電力減衰器の直上に92 cmの可撓導波管を入れて吸収した。この可撓導波管の耐ガス圧は 2.8 kg/cm であるが信頼度寿命の点を考慮し、又この部分での電力はさほど大きくないので SF_6 のガス圧を 1.0 kg/cm^2 ($2.0 \text{ kg/cm}^2 \text{ abs}$) とした。10 MWの立体回路は 2.8 kg/cm^2 加圧なのでこの部分とガス圧を分離するため電力分割器の後にRF窓を設置した。

次に立体回路の電気的特性について述べる。可変電力分割器、電力減衰器単独のVSWRの値はプランジャーの位置全てにわたって1.05よりも良好であった。又分割、減衰比は中心周波数で -40 dB 以上が達成出来た。電力分割器の例を第6図に示す。図からわかるように漏洩電



第6図 電力分割器の性能

力は約 -35 dB である。移相器のVSWRはプランジャーの全位置で1.05以下であった。他の直線導波管、バンド類は全てVSWR = 1.03以下であった。立体回路系全体のVSWRはHP社の直視装置を用いて測定した。電力減衰器、移相器のプランジャーの全位置において1.06以下を達成した。系全体でのロスの実測値は 2.0 dB (~ 0.63 倍) であった。立体回路系の動作をモニターするため要所（電力分割器、電力減衰器、移相器の各出力腕、計7ヶ所）に結合度 -66 dB のベータ・ホール型方向性結合器を設け、検波器を接続してある。更に系全体のVSWRを監視する目的で電力分割器の直後にマルチ・ホール型の方向性結合器（結合度

−45dB, 方向性 30dB) を設置した。なお立体回路系の材質は全て 4 mm 厚の無酸素銅 (OFHC) を用いた。

§ 6. ECS 運転法の概略

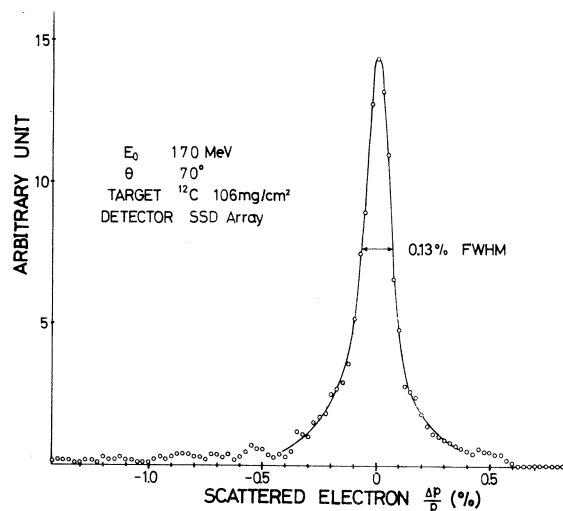
- (1) ECS 電磁石系を完全に消磁する。
- (2) 電力分割器によって指定されたエネルギーで ECS が動作出来るだけの電力を A 4 導波管から分割して ECS 系へ送る。
- (3) 電力減衰器をしばり ECS 加速管に電力が行かないようにする。
- (4) リニアックの調整を行い指定エネルギーのビームを出す。
- (5) ECS 電磁石系を励磁してビームが定められたコースを通るように電流を調整する。
- (6) 電力減衰器を操作して ECS 加速管に電力を送り込むと同時に移相器を調整して最適位相を求める。この操作をビームのスペクトルが最良になるまで続ける。(エネルギー分析系スリットを通過する電流が最大になるように)

§ 7. ECS の性能テスト

ECS を用いてビームのエネルギー幅をどこまでせばめられるかのテストを行った。ビームのスペクトルの測定には大型電子線スペクトロメータ (LDM) を利用した。¹⁵⁾

散乱槽の中にグラファイトのターゲット (106 mg/cm^2) を置き 170 MeV の電子が 70° 方向に散乱されたのを SSD を用いて

計数した。勿論エネルギー分析系のスリットは全開したので ECS から出た電子は全てターゲットに当たると考えて良い。測定したスペクトルを第 7 図に示した。このピークは ^{12}C の弾性散乱によるもので、第 1 励起準位 4.44 MeV からの非弾性散乱のピークは左にはづれてここには見えていない。だからこのスペクトルは ECS の出口のスペクトルがターゲットと LDM 固有の分解能のため若



第 7 図 ECS を用いた時の出力電子のスペクトルの例

干広がったと考えられる。ターゲット及びLDMの分解能が約0.07%なので図中の0.13% FWHMを補正してECSの最高性能としては0.11%となる。この値はECS設計時に期待していた値とほとんど同じであり、この幅が全てリニアックのバンチ幅によるものと仮定すればバンチ幅は5.5°FWHMと推定される。

参 考 文 献

- 1) A.J. Lichtenberg : CEA (MIT-Harvard) - 22, Cambridge Electron Accelerator, Cambridge 38, Mass. (1957)
- 2) O. A. Altenmueller, R. R. Larsen and G. A. Loew : Stanford Accelerator Center, Report No. SLAC-17 (1963)
- 3) R. H. Miller *et al.*: IEEE **NS-18** (1971) No. 3 604.
- 4) M. C. Crowley -Milling : *Linear Accelerators* ed. P. M. Lapostolle and A. L. Septier (North-Holland, Amsterdam, 1970) p. 495.
- 5) H. Ehrenberg *et al.* : Nucl. Instr. **105** (1972) 253.
- 6) H. Herminghaus and K. H. Kaizer : Nucl. Instr. **113** (1973) 189.
- 7) 小島融三 : unpublished (1972).
- 8) 菅原真澄 : unpublished (1972).
- 9) 小山田正幸 : unpublished (1973).
- 10) 小山田正幸 : unpublished (1975).
- 11) 鳥塚賀治他 : 第一回加速器科学研究発表報告集 (1975) p. 90.
- 12) 鳥塚賀治他 : 「リニアック技術研究会報告集, 昭和51年7月」核理研研究報告 **9** (1976) 増刊号 32.
- 13) 菅原真澄, 寺沢辰生 : 核理研研究報告 **9** (1976) 313.
- 14) 今野収, 浦沢茂一, 小山田正幸 : 「リニアック技術研究会報告集, 昭和51年7月」核理研研究報告 **9** (1976) 増刊号 8.
- 15) M. Kimura *et al.*: Nucl. Instr. **95** (1971) 403.

IV - 2 BEAM BLOW UPの研究(I)

核理研, 高エネルギー研*

小山田正幸・佐藤勇*・稲垣慈見*・松本浩*
今野 収・浦沢茂一・一戸 隆・栗原 亮
根本重伸・柴崎義信・鳥塚賀治

§ 1. はじめに

大電流電子リニアックの開発の歴史に於て, 加速電流値を大きくして行った時, 或る閾値を越えると電流パルス波形の後縁から欠け始め, ついにはリニアックの出力電流のほとんどが加速途中で失われてしまうという現象につき当った。¹⁻³⁾ この現象はPulse Shortening 又はBeam Blow-up (BBU) と呼ばれている。これが起る閾電流値は色々なパラメータによって決るのであるが, 特に加速管の電氣的構造及びパルス幅が密接に関連している事が早くから気付かれていた。この困難を克服する方法として二つの潮流があった。第一はBBUの発生電流閾値は加速の周波数の二乗に逆比例する経験則¹⁾を基にLバンド(約1300 MHz)を採用した大電流電子リニアックがYale 大学, N. B. S. 等に建設された。一方BBUは加速管の中で加速電子流とTM₁₁(後にHE M₁₁と判明)モードのマイクロ波との相互作用によって発振することがつきとめられた。当時の加速管は $\pi/2$ モードが主流であり, 位相速度(v_p) = 光速(c)の線はTM₁₁モードの曲線と群速度(v_g)が負の所で交叉するためBackward Wave Oscillation (BWO)を起すと考えられた。この考え方でBBUの閾値を定量的に計算したのはStanfordのWilsonである。⁴⁾ このBWO理論に基けば加速管のモードとしては $\pi/2$ よりは $2\pi/3$ の方が有利であると考えられた。^{4,8)} その後のSバンドの加速管は, $2\pi/3$ モードを採用するものが大多数を占めるようになってきた。更に定勾配型(Constant Gradient)はTM₁₁モードと電子流との相互作用距離が短くなるのでBBUの防止に効果があると考えられてきている。

§ 2. 核理研加速管のパラメータの選定

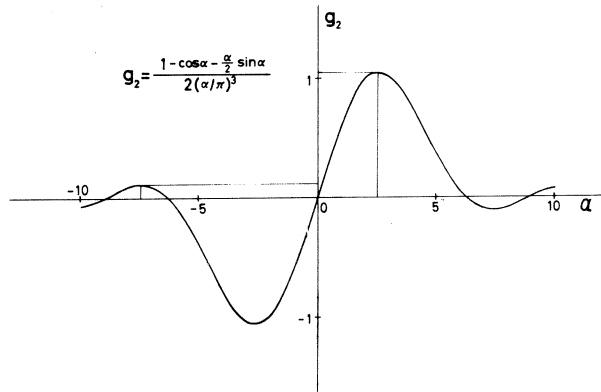
定勾配型の加速管は全てのディスク, スペーサーの寸法が異なるために核理研規模のリニアックでは加速管のコストが高価となる。そのため核理研の加速管は $2\pi/3$ モード定インピーダンス型を選定した。¹¹⁾ BWO理論に基くWilsonの考え方によればTM₁₁モードと電子流の結

合を表わす係数 g_2 が電子と波との位相のずれを示す Slip parameter ($\alpha = \beta \ell (1 - v_p/c)$) の関数として $\alpha = 2.65$ の時最大値をとり、この周波数が最も発振し易いことになる。(第1図参照) 加速管のディスクの孔径を或程度小さくすると、 $v_p = c$ の線はもはや TM_{11} モードの $v_g < 0$ の部分とは交叉しなくなる。しかし $\alpha < 0$ の領域の周波数でも $g_2 > 0$ となり、やはり BBU を起す可能性がある。^{5,6,}

^{7, 12} 又 BBU の発振電流の閾値は加速管の長さ (電子と TM_{11} モードの相互作用する距離) の三乗に逆比例するので一本の加速管をいくつかの部分に分けそれらのインピーダンスを変えて実効的な長さを短くすることをはかった。^{5, 6)}

パラメータの選定はテスト空胴の測定と BBU の計算を繰返し検討した結果、加速管を2つの部分に

分け夫々のパラメータを第1表のように選んだ。加速周波数は 2856 MHz で温度は 40 °C とした。



第1図 ビームと TM_{11} (HEM_{11}) モードの結合係数 g_2 。横軸はスリップパラメータ α 。

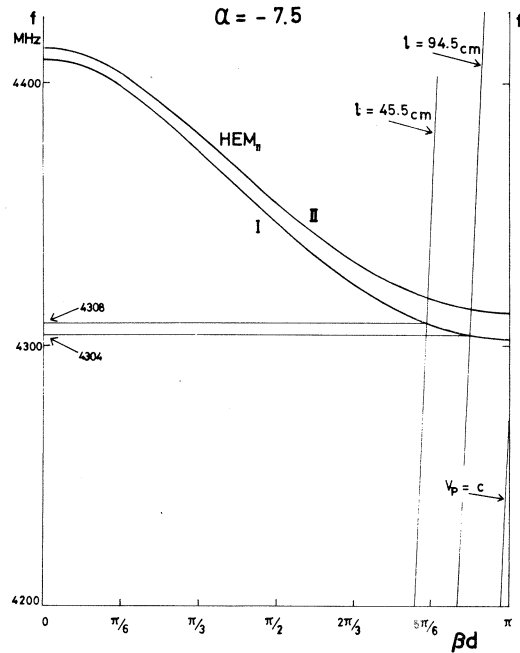
第1表 2 段定インピーダンス型加速管のパラメータ

	I 部	II 部
$2a$	21.082 mm	20.726 mm
d	5.842 "	5.842 "
D	34.990 "	34.990 "
$2b$	82.051 "	81.978 "
Q	13,000 以上	13,000 以上
v_g	0.0091 c	0.0085 c
l	0.253 neper / m	0.271 neper / m
r	58.2 $M\Omega$ / m	60.3 $M\Omega$ / m

TM_{11} モードの周波数

0	4408.70 MHz	4413.17 MHz
$\pi / 6$	4398.59 "	4403.58 "
$\pi / 3$	4373.71 "	4380.37 "
$\pi / 2$	4345.78 "	4353.84 "
$2\pi / 3$	4322.46 "	4331.51 "
$5\pi / 6$	4307.70 "	4317.13 "
π	4302.35 "	4312.30 "

第2図に加速管のI部(前方), II部(後方)の TM_{11} モードの分散特性を示す。図から明かなように $v_p = c$ の線は $\beta\alpha \leq \pi$ では交叉しない。 $\alpha < 0$ を与える周波数でのBBU発振の閾値電流の計最結果から核理研リニアックの加速電流の仕様書の値以内ではBBUを起さないものと期待された。しかしビーム加速テストの結果パルス巾 $3\mu s$, ピーク電流値 110 mA 以上でBBUを起すことがわかった。^{11,12)} 同じ頃Stanfordの2マイル加速器の試運転の結果もBBUが発生し, このBBUは従来のBWO理論で説明出来る型のものではなく, 長い電子リニアックに特有のBBUであることがわかった。¹⁰⁾ この型のBBUを防止するにはQ電磁石等を増強してビームの収束を良くすることが効果的である



第2図 加速管の分散特性(TM_{11} モードのみ)とBBU発振周波数との関係

あることをStanfordで実証した。核理研の場合もStanfordと同じ型のBBUと考えてQ電磁石を加速管列に増強して加速電流の増加に効果があることを認めた。¹²⁾ 又BBUの発振が起った場合に出力ビームには 4301 MHz と 4266 MHz の成分が検出された¹²⁾

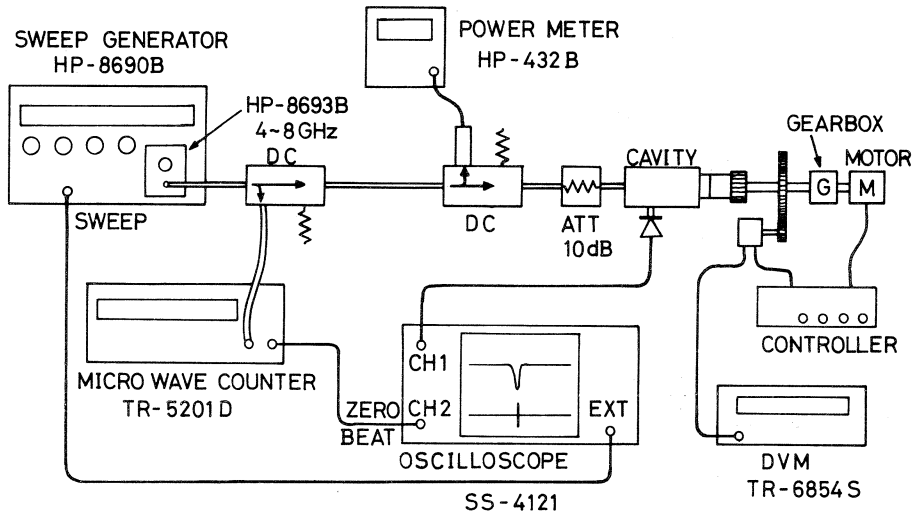
§ 3. BBU発振周波数の再測定

BBUの現象を解明することは現在のリニアックの性能向上に役立つと共に将来建設されるリニアックにとって重要である。今回核理研と高エネルギー研とは共同でこの研究に着手した。最も重要な手がかりとなるBBU発振周波数の測定を行い簡単な解析を行ったので報告する。

3.1 空洞波長計の較正

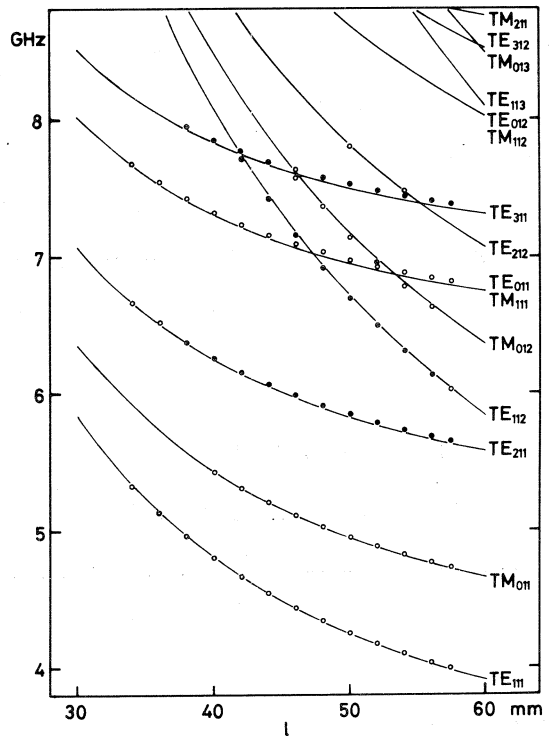
リニアックはパルスの加速を行うのでBBUの周波数の測定には空洞波長計を用いた。この波長計はリバーシブルモーターによりリモートドライブ出来るように改造してある。空洞の目盛の位置を知るために10回転式のポテンショメータをギアで接続して離れたところでもディ

デジタル電圧計で読みとることが出来る。空洞の長さ (l mm) と電圧計の読み (x V) の関係は実験式 $l = 58.444 - 2.5081 x$ で表され直線性は非常に良い。



第 3 図 空洞波長計を較正するためのブロック図

次に空洞長に対する共振周波数の較正を行った。ブロック図を第 3 図に示す。空洞長の可動範囲 34 ~ 57 mm にわたっての共振周波数を第 4 図に示した。図中○印は 1 ケの共振, ●印は 2 ケの近接した共振が観測されたものを表す。更に実線は TE_{111}, TM_{011} が良く合うような空洞半径 ($a = 29.2$ mm) での計算値を表わしている。図からもわかるように基本モード TE_{111} の他にかなりの共振モードが見られた。計算では 13 GHz まで 50 本近い共振曲線が求められる。

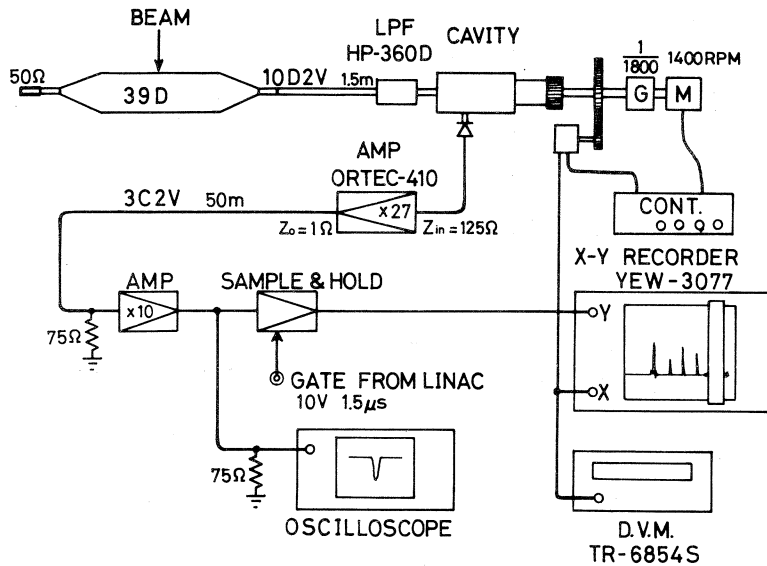


第 4 図 空洞波長計の長さ (l mm) と各モードの共振周波数との関係。実測 (○印は 1 つの共振, ●印は接近した 2 つの共振を示す) と計算値。

3.2 BBU 共振周波数測定

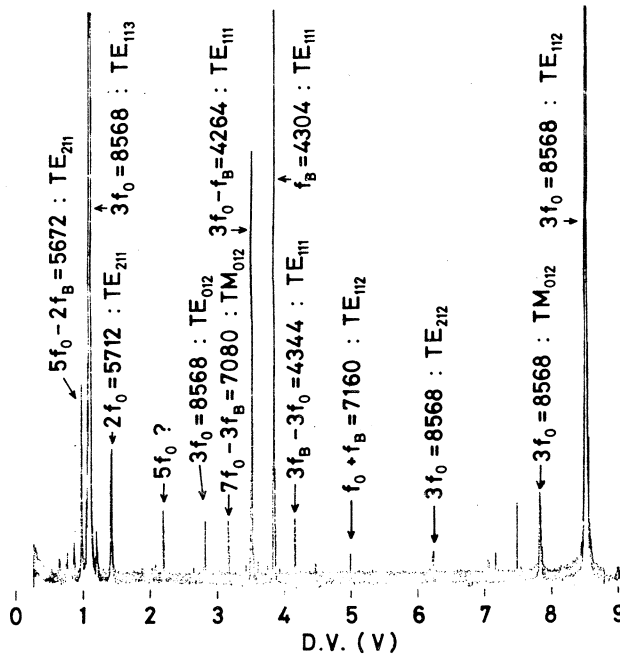
本測定は第 2 電磁石室で行った。全部

の加速管を用いて加速を行い、BBUが発振している状態でビームを同軸管（39 D）に当てこれに誘起されたマイクロ波を空洞波長計に導き周波数を測定した。第5図に測定のプロック

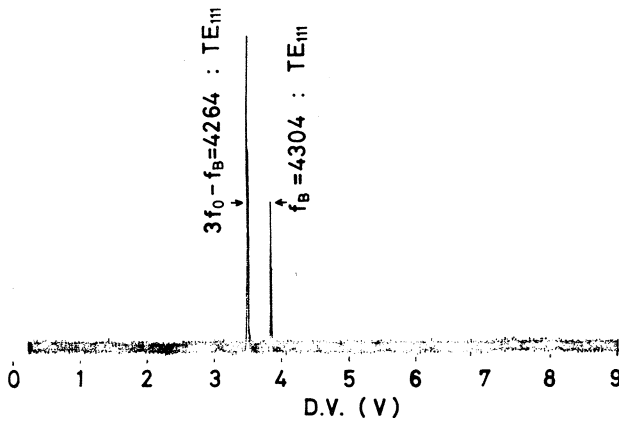


第5図 BBU発振周波数測定のプロック図

図を示す。検波器からの信号を増幅器に入れ積分増幅 ($\tau = 2\mu s$) して 50 m の 3 C 2 V ケーブルによって制御室へ送る。更に 10 倍に増幅しモニターすると同時にサンプルアンドホールド回路に入れ出力を X-Y レコーダの Y 入力へつないだ。一方波長計の目盛に相当するポテンショメータの出力はデジタル電圧計でモニターすると同時に X-Y レコーダの X 入力とした。このようにして得られたチャートを第6図に示す。この図はピックアップ用の同軸管と空洞の間にはローパスフィルターを入れない場合である。この図に見られる多数のピークは BBU の発振周波数 (f_B) の他に加速の周波数 ($f_0 = 2856.034 \text{ MHz}$) の高調波は勿論、それらの間のビート成分が波長計の TE_{111} 共振だけではなく、他の高次の共振モードによって検出されたものである。夫々のピークの周波数と波長計の共振モードを推定して図中に示した。次に波長計の直前にローパスフィルター (HP-360 D, -3dB at 4.3 GHz) を入れた場合が第7図である。結局約 4.3 GHz 以下には2つの周波数しかない事がわかった。これらの周波数を精密に測定してみると高い方が $f_1 (x = 3.873 \text{ V}) = 4304.05 \text{ MHz}$, 低い方が $f_2 (x = 3.511 \text{ V}) = 4264.66 \text{ MHz}$ でリニアック完成当時測定した値¹²⁾ $f_1 = 4301 \text{ MHz}$, $f_2 = 4266 \text{ MHz}$ に相当するものと考えられる。いずれの測定値も和をとると加速の周波数の第3高調波の周波数とほとんど一致することから、どちらか一方が BBU の発振周波数であり、



第6図 LPFの無い場合の測定チャート。各ピークには周波数と波長計の共振モードを推定して示した。



第7図 LPF ($f_c = 4.3\text{GHz}$) の有る場合の測定チャート。4304, 4264 MHz の2つのピークだけが残る。

他は $3f_0$ とのビートにちがいない。第2図の HEM_{11} のパスバンドと合せ考えれば周波数の高い方がBBUの発振周波数と断定出来る。マイクロ波周波数測定技術の進歩と加速管の温度条件 (40°C) や加速の周波数 (2856.034MHz)¹⁵⁾ をきちんと押えてあることから推して、

今回の測定の方が信頼度が高いと考えられる。

3.3 簡単な解析

Wilson の論文に従って簡単な解析を行ってみる。BBU が $f_B = 4304 \text{ MHz}$ 附近で発振しているとするとパスバンドの関係から加速管の I 部（前方）で起っていることになる。1 m 管 2 m 管いずれも $\alpha < 0$ の線しか引けないので、最大の g_2 を与える $\alpha = -7.5$ の線を引いてみると第 2 図の如く I 部との交点は 1 m 管の場合は約 4308 MHz 、2 m 管の場合は奇しくも 4304 MHz になる。この様な立場で解析するならば今回測定した BBU はリアックの B 部（2 m 管 12 本）のいずれかの加速管が起しているか又は複数の 2 m 管がかかわり合っ起していると結論される。

§ 4. 今後の研究の進め方

今回の BBU の発振周波数測定は A 部 + B 部による加速の場合だけであったが A 部だけで BBU を起しその周波数を測ることが必要である。又周波数の測定時に今回の波長計と LPF の組合せの範囲（ $4.0 \sim 4.3 \text{ GHz}$ ）外の周波数でも BBU が発振しているかどうか調べたい。そのため他のカットオフ周波数の LPF を数個用意すると共に測定周波数の高い波長計も準備する予定である。

解析の方向としては、Wilson が BBU の発振の説明に BWO 理論を用いたが、これは BBU 発振の必要条件でないことがわかっている。すなわち加速管と導波管との結合器が BBU の周波数帯では必ずしも整合がとれていないので、進行波と電子が相互作用した場合でも、この波が後部結合器又は加速管のパスバンドの終る処から反射するので、入口の方に電力が輸送されるので発振する可能性がある。入口の結合器との間で反射をくり返し定在波になって BBU の発振又は増幅を起している例が Stanford で知られている。^{13,14} 我々もこの線に沿った解析を進める為に加速管の 4 GHz 帯でのコールドテストを準備中である。

追記：原稿締切後、第一実験室に於て BBU 発振周波数測定を行った結果、本論文に若干の訂正が必要な事が判明した。

第 6 図に於て D.V. の値で $2.8 \sim 4.1 \text{ V}$ の範囲に見られる 5 本のピークのうち、左 2 本の周波数、モードを

$$3f_0 = 8568 : \text{TE}_{012} \text{ を } 9f_0 - 5f_B = 4184 : \text{TE}_{111} \text{ に、}$$

$$7f_0 - 3f_B = 7080 : \text{TM}_{012} \text{ を } 6f_0 - 3f_B = 4224 : \text{TE}_{111} \text{ に訂正する。}$$

参 考 文 献

- 1) M. G. Kelliher and R. Beadle : Nature **187** (1960) 1099.
- 2) J. C. Nygard and R. F. Post : Nucl. Instr. **11** (1961) 126.
- 3) M. C. Crowley -Milling *et al.* : Nature **191** (1961) 483.
- 4) P. B. Wilson : Stanford High Energy Physics Laboratory report HEP L - 297 (1963).
- 5) 小山田正幸 : unpublished (1963).
- 6) 小島融三, 小山田正幸 : TL - Report 102 (1963).
- 7) 小山田正幸 : unpublished (1964).
- 8) 平川浩正 : Japan J. appl. Phys. **3** (1964) 27.
- 9) 上富勇, 戸田哲雄 : 私信 (1964).
- 10) R. B. Neal : Phys. Today **20** (1967) No 4, 27.
- 11) 鳥塚賀治, 小島融三, 浦沢茂一 : 応用物理 **37** (1968) 690.
- 12) 後藤正之, 秋葉稔光, 入江浩一, 上田孝 : 三菱電機技術 **42** (1968) 320.
- 13) R. H. Helm, G. A. Loew and W. K. H. Panofsky : *The Stanford Two - Mile Accelerator* ed. R. B. Neal (W. A. Benjamin, New York, 1968) p. 163.

Ⅳ-3 CdTe γ 線検出器及びその特性

東北工大, 阪大工学部*

庄司忠良・田口常正*・大羽克彦・平館幸男

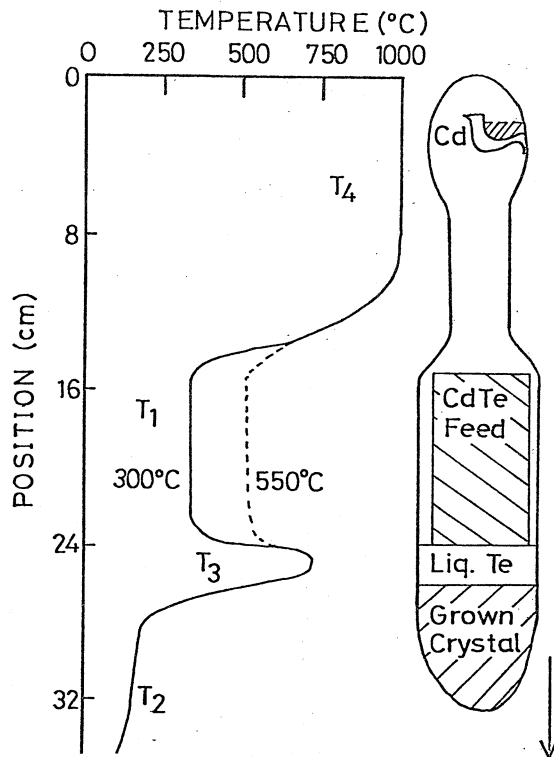
§ 1. 序 論

CdTe は平均原子番号が50で, Si(14), Ge(32)に比較して大きく, 又, バンドギャップも大きい ($E_g = 1.5\text{ eV}$) ために, 常温で動作する低エネルギーの γ 線, および X 線の検出器として有望視されている。このため放射線医療用及び核分光用の半導体検出器として有益であると考えられる。

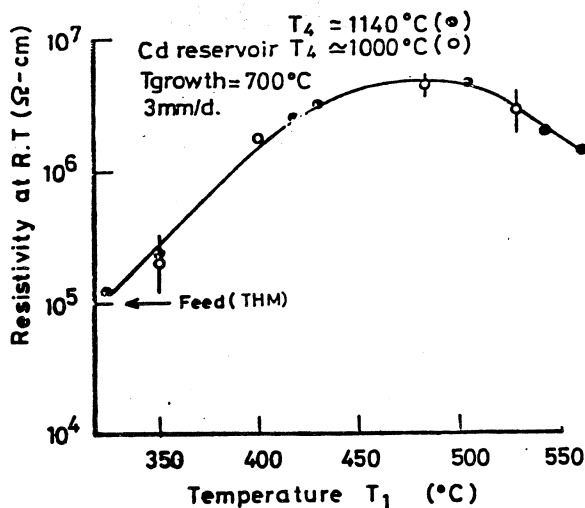
筆者らは, Cd補給器を有する新しい THM¹⁾ 法により undoped 高抵抗 CdTe を育成し, 表面障壁型及び MS M 型 CdTe 検出器を試作し, 常温で γ 線を検出した。

§ 2. 結晶成長とその特徴

素材の Cd と Te は 99.9999% の高純度のものを用い, 石英成長管はカーボンコーティングを施したものを使用した。検出器用高抵抗 CdTe 単結晶は第 1 図に示す様な温度制御された 4 ゾーン THM 溶液結晶炉で育成した。結晶成長は, 成長温度 $675 \sim 700^\circ\text{C}$ 成長速度 3 mm/day の下で行なった。この成長法は通常の Te を用いた THM 法を改良したもので, Cd 蒸気圧を適当に制御することによって, undoped で $10^7\ \Omega\text{cm}$ 位の比抵抗が得られる²⁾ 結果の一例を第 2 図に示す。フィード CdTe のある T_1 の温度が約 480°C 位のとき, もっとも比抵抗が高い。



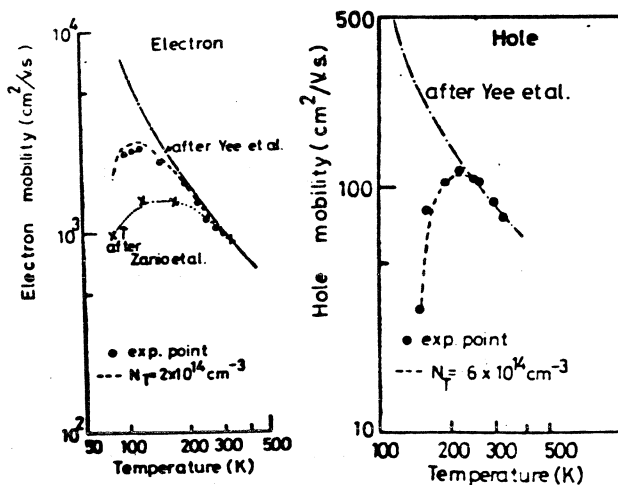
第 1 図 4 ゾーン THM 溶液単結晶成長炉の温度分布と石英成長管。この実験では T_1 を 300°C から 550°C まで変化させた。



第2図 ゾーン1の温度 T_1 の関数による室温抵抗の変化。黒丸は、ゾーン T_4 の温度が 1140°C の時、白丸は 1000°C の時の抵抗の変化、実線は最小2乗法で測定点を結んだものである。

§ 3. CdTe の電気的特性

第3図は窒素レーザー照射による走行時間法から求めた電子、正孔のドリフト移動度 μ_d の温度依存性の結果を示す。電子、正孔共にある温度（電子 120k 、正孔 270k ）以下になるとトラップ制御の移動度になり、強いトラップ-デトラップ効果を生じるが、常温では、電子に対してこの効果は非常に弱く、電荷捕獲時間 (τ^+) の大きなものが得られる。第1表に第2図



第3図 電子、正孔のドリフト移動度の温度特性。黒丸が実験点を示す。

で得られた2種類の試料の電気特性を列記する。尚電子, 正孔に対する捕獲単位はそれぞれ $E_c - 0.05\text{eV}$, $E_v + 0.14\text{eV}$ である。

第1表

Sample	ρ ($\Omega \cdot \text{cm}$)	μ_H	μ_{de} ($\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$)	μ_{db} ($\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$)	τ_{e^+}	τ_{h^+}
$T_1 = 400^\circ\text{C}$	2×10^6	84	650	80	400	600
$T_1 = 480^\circ\text{C}$	8×10^6	110	970	104	360	1000

§ 4. CdTe 検出器の製作

結晶を整形し, 粒径 $3\mu\text{m}$ のアルミナ粉末で鏡面研磨後, Br-メタノールで数分間エッチングを施した。 10^{-6} Torr の真空度で Au を両面に蒸着し, M-S-M 構造の表面障壁型検出器を試作した。検出器自体の大きさは $5 \times 5 \times 0.4\text{mm}^3$ 程度のものである。

§ 5. CdTe 検出器による γ 線の検出ならびに検討

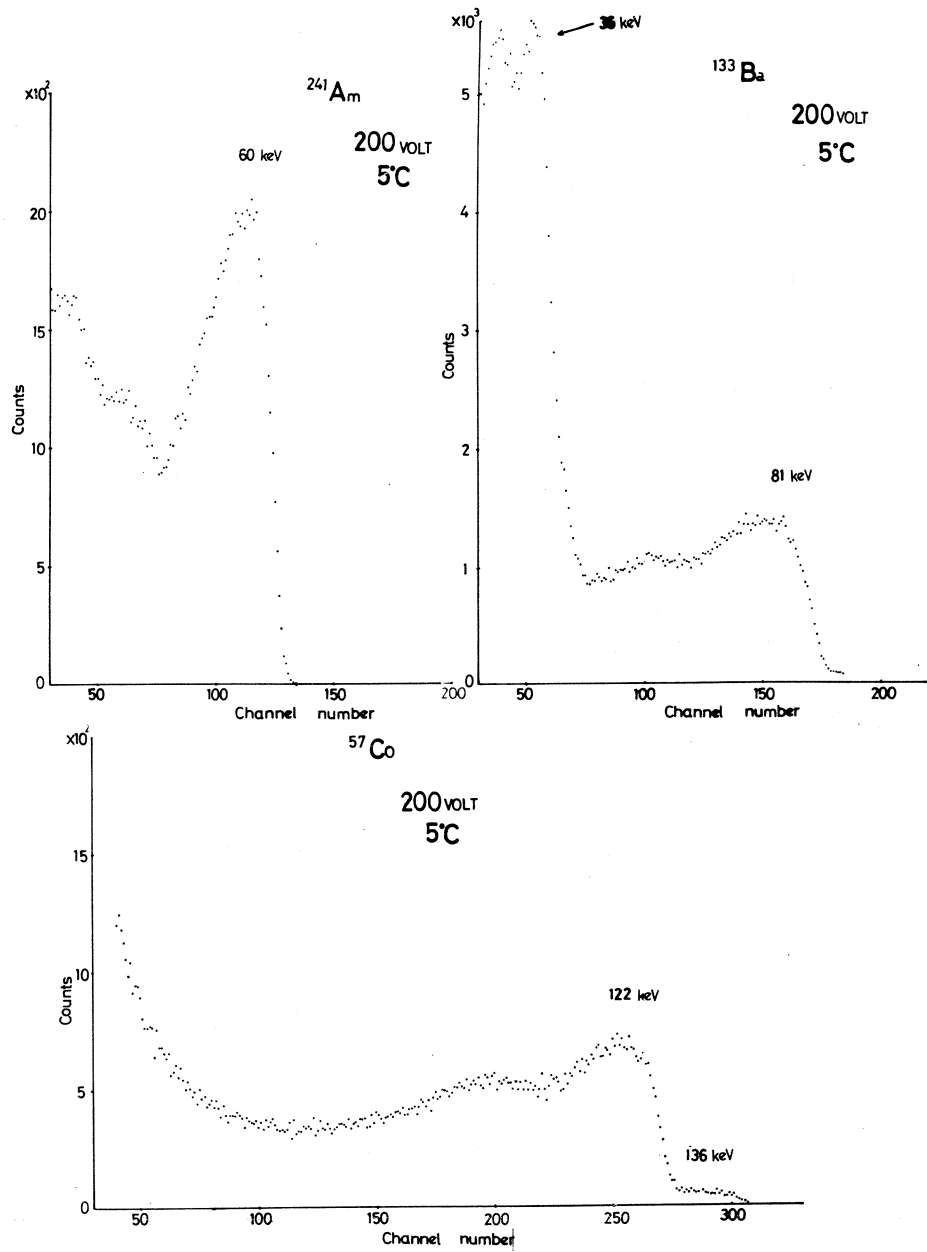
線源は ^{241}Am , ^{133}Ba , ^{57}Co の $10\mu\text{Ci}$ 線源を用い, CdTe 検出器を 5°C で使用した場合のスペクトルを示す。(第4図)

第5図は ^{241}Am の 60keV をバイアス電圧に対する FWHM を, 常温と冷却した場合の特性を示す。FWHM を見る限りにおいては, それほど常温と冷却した場合の変化はみられなかった。

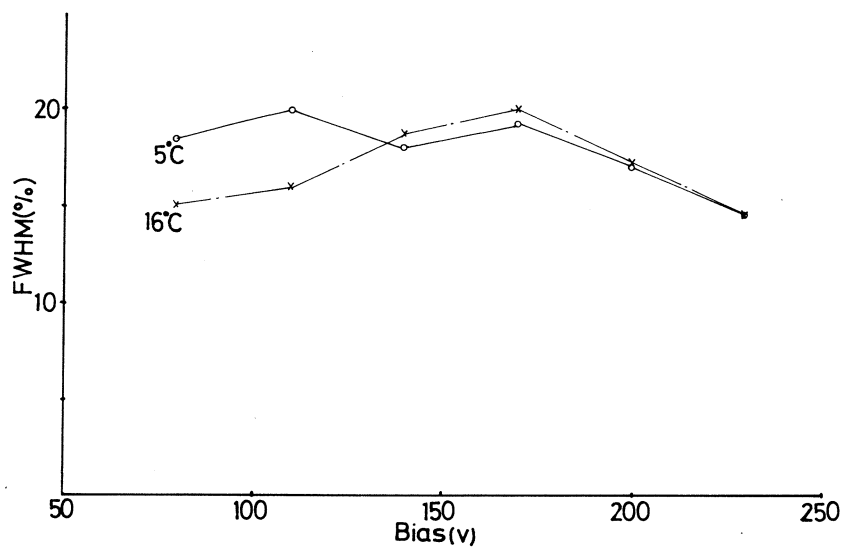
今後放射線損傷を受けて, CdTe 検出器の特性が, どのように変化するかを当面の課題としている。

参 考 文 献

- 1) R.O.Bell, N.Hemmat and F.Wald : Phys.State.Solidi A , **1** (1970) 375; R.O.Bell and F.Wald: Proc. Intern. Symp. on CdTe, Strasbourg 1971, ed. by P.Siffert and A. Cornet.
- 2) T. Taguchi : J. Phys. **12** (1977) 117.



第4図 線源を ^{241}Am , ^{133}Ba , ^{57}Co の γ 線を使用して, CdTe検出器を5°Cで使用した場合のスペクトル。



第 5 図 ^{24}Am の γ 線 (60 keV) を使って検出器電圧に対するピークの FWHM の測定結果を示す。検出器温度は 16 °C と 5 °C とで測定した。

V. 加速器・データ処理装置稼動状況

V-1 昭和51年度後期マシン報告

核理研マシングループ

浦澤茂一・今野 收・一戸 隆
栗原 亮・根本重伸・柴崎義信

○概 況

マシン改造等の予算要求が認められ、52年度から実施することになった。

水漏れ事故後の状態は徐々に耐電力が回復し、3月末現在連続運転で220 MeVのビームが加速出来る。

○マシンタイム実施状況

課 題 (責任者)	割 当	実 施	備 考
e s (有 田)	9	9	
e s (鳥 塚)	8	8	
e s (堀 田)	7	7	
e s (小 山 田)	2	2	
r p (Thompson)	6	6	
r p (斎 藤)	5	5	
r p (坪 田)	3	3	
r p (宮 瀬)	2	2	
r π (庄 田)	6	5	未実施1日
r α (菅 原)	8	8	
r n (阿 部)	3	3	前期からの繰越
r x (種 市)	3	3	
I O N (森 田)	2	2	
T O F (梶 山)	6	6	
R I グ ル ー プ	26	25	未実施1日
N D グ ル ー プ	24	24	
B B U (鳥 塚)	2	2	
合 計	122	120	

○ 保 守

	予 定	実 施	
工 事 及 故 障	49	47	水漏工事, 13日, 1月工 事4日, 3月工事3日
定 期 点 検	5	4	
マ シ ン 停 止 日	3	4	
計	57	55	

I系分析系ダクト溶接部分に亀裂が生じた。このため同部分の修理を4月工事に実施する。

(4月19日完)

1月工事は導波管気密窓の古い製品の残12個を新品と交換した。B部の加速管(B9-2m管)を新品と交換した。

V-2 データ処理装置稼動状況

核理研 小山田正幸・窪田健雄・佐藤新悦
佐藤 正幸・菅原真澄・武藤正勝

オンラインデータ処理装置 (T-3400), オンラインデータ集積装置 (O-4500) の昭和 51 年度用途別利用実績を第 1 表に示す。

○O-4500 関係で目につくのは保守・故障時間の増加である。これは BDM, ND 関係のインターフェース改造による調整時間, グラフィックディスプレイ高速化の為の改造調整時間が分類の都合で保守の項目に入った為である。通常の保守・故障時間は前年同様である。又加速器トラブル及び ECS 工事により利用時間は前年より減っている。

○T-3400 は合計 2200 時間と前年より 1000 時間の減少である。又故障時間が少なくなっているが、この表に出てこないトラブルがかなりある。今年度より保守契約は行わず故障修理は核理研で行うことにしたが、部品等の都合で修理時間の増加が見込まれる。又核理研での修理が困難になった時点で運用を停止する予定である。現在使われている方は早急に O-50 (後述) 又はセンター向にプログラムを書変えてほしい。

尚 5 月中に ON-LINE TYP, PTP, PLOTTER は、システムより切離す予定である。

○O-50 前回報告した 2400BPS リモートバッチステーションは検討の結果 OKITAC-SYSTEM-50 を導入することになり、52 年 3 月よりリモートバッチのソフトディバックを行い 4 月より運用している。現在はリモートバッチ及びローカルバッチに共用している。

説明書等は、計算機室に用意してありますので御利用下さい。

尚今年度はメモリー増設等一部増強を行う予定にしている。

(窪田)

第1表 昭和51年度用途別利用実績表

(単位：時間)

機種名 月	OKITAC - 4500				TOSBAC - 3400		
	オンライン	データ処理	保守・故障	月合計	データ処理	保守・故障	月合計
4	138	153	31	322	114	6	120
5	3	146	25	174	66	19	85
6	34	185	61	280	98	9	107
7	213	172	12	397	116	9	125
8	277	139	27	443	115	10	125
9	205	256	70	531	223	8	231
10	152	149	9	310	194	11	205
11	240	113	12	365	233	27	260
12	240	204	12	456	286	12	298
1	136	160	8	304	398	13	411
2	173	32	32	237	80	8	88
3	243	144	11	398	116	10	126
合計	2,054	1,853	310	4,217	2,039	142	2,181
月平均	171	154	26	351	170	12	182
%	48.7	43.9	7.4		93.5	6.5	

核理研研究報告 第10巻 第1号

昭和52年6月発行

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

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

Research Report of Laboratory of Nuclear
Science Tohoku University Vol. 10 No.1 June 1977
Laboratory of Nuclear Science,
Tohoku University
1, Kanayama, Tomizawa, Sendai, Japan