

RESEARCH REPORT  
OF  
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCES  
TOHOKU UNIVERSITY

# 核 理 研 究 報 告

VOL. 2 No. 1 June. 1969

東 北 大 学 理 学 部

原 子 核 理 学 研 究 施 設

# 核理研研究報告 Vol. 2 No. 1 目次

## I 原子核物理学部門

- I-1 電子散乱による原子核の研究 ..... 1  
(核理研) 鳥塚賀治, 木村一治, 小島融三, 小山田正幸  
中原和男, 寺沢辰生, 伊藤広平, 山口 晃  
中田 章, 中田芳明, 光延信二
- I-2 ( $\gamma, p$ ) 反応によるアナログ状態の研究 ..... 30  
(核理研) 庄田勝房, 菅原真澄, 斉藤悌二郎, 宮瀬晴久
- I-3 ( $\gamma, \alpha$ ) 反応実験 ..... 47  
(教養部, 理学部物理) 阿部 健, 川村暢明, 坪田博明
- I-4 原子核からの $\pi$ 中間子の光発生 ..... 52  
(理学部物理) 北垣敏男, 本間三郎, 渡瀬芳行
- I-5 飛行時間分析法による photoneutron spectra ..... 57  
(理学部物理, 京大化研, 教養部)  
陸路 直, 川村暢明, 大沢孝夫, 坪田博明
- I-6  $^{143}\text{Sm}$  及び  $^{142}\text{Sm}$  の崩壊 ..... 64  
(理学部物理) 林部昭吾, 吉川宣治, 遠藤順政  
日野原 力, 山口 武
- I-7  $\text{Sm}^{120}$  の準位構造 ..... 73  
(工学部原子核) 梶山一典, 板垣新治郎, 山崎尚宏, 掛樋 勲

## II 物性物理学部門

- II-1 電子リニアックによる中性子回折 ..... 81  
(核理研, 工学部, 金研, 東大物性研)  
木村一治, 小山田正幸, 山田幸男, 渡辺 昇, 武田征一  
富吉昇一, 鈴木隆司, 石川義和
- II-2 TOF-中性子回折法による炉物理実験 ..... 97  
(核理研, 金研, 工学部)  
木村一治, 渡辺 昇, 小山田正幸, 武田征一, 富吉昇一  
山田幸男, 鈴木隆司, 高橋文信
- II-3 パルス電子線によるイオン結晶の光学的研究(3) ..... 108  
(理学部物理) 上田正康, 平井正光, 近藤泰洋, 吉成武久

## III 放射化学部門

III-1	$^{47}\text{Ca}$ 等特殊RI 調製に関する研究	113
	(理学部化学, 核理研) 塩川孝信, 伊沢郡蔵, 大森 巍	
III-2	残留核法による光核反応の研究	114
	(理学部化学) 岡 好良, 斉藤達弥, 佐藤武雄	
III-3	光量子放射化分析法の研究	122
	(理学部化学) 岡 好良, 野村紘一, 斉藤達弥 河南良英, 彭 通均	
III-4	$\text{IT}$ , $\beta^+$ , $\text{EC}$ 壊変等の核変換に伴う化学的效果	128
	(理学部化学) 大森 巍, 佐々木貞吉, 呉 紹起 高橋秀逸, 鶴巻邦輔	
III-5	$\text{U(III)}$ の化学的挙動に関する研究	132
	(金研) 鈴木 進, 佐藤明子	
III-6	オキソニウム溶媒系におけるウラニル錯体の分配	134
	(選研) 鈴木信男, 秋葉健一, 浅野宏子, 菅野卓治	
III-7	フッ素樹脂への放射線グラフ重合	138
	(非水研) 安川民男, 村上謙吉	
III-8	光核反応の核化学的研究	141
	(理学部化学) 鍛冶東海, 滝田祐二, 塩川孝信	
IV 生物医学部門		
IV-1	小動物に対する電子線照射の生物学的影響III 60MeVの電子線照射によるイモリの生殖巣の変化について	143
	(理学部生物) 山本穆彦, 元村 勲	
IV-2	生物照射用電子ビーム内の線量分布	148
	(医学部放射線基礎医学, 核理研) 栗冠正利, 猪股つや子, 左田勝房	
IV-3	60MeV電子線による哺乳動物の超急性死亡(記録映画)	150
	(医学部放射線基礎医学, 医学部附属病院中央放射線部) 栗冠正利, 遠藤久勝	
IV-4	部分照射法による超急性死亡時間の分析(予報)	151
	(医学部放射線基礎医学) 栗冠正利	



# I. 原子核物理学部門



## I-1 電子散乱による原子核の研究

核理研 鳥塚 賀治・木村一治・小島融三  
 小山田正幸・中原和夫・寺沢辰生  
 伊藤 広平・山口 晃・中田 章  
 中田 芳明・光延信二

電子線散乱による原子核の研究は前期に引き続き $^9\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{46}\text{Ti}$ 及び $^{60}\text{Ni}$ 等について行なわれたが今期間のめぼしい成果をひろうと

1)  $^{12}\text{C}$ について14.1 MeVの $4^+$ といわれている準位について非弾性散乱の実験を行いその形状因子を測定した。この準位を基底状態( $0^+$ )及び4.43 MeV  $2^+$ の第1励起準位と関連する回転準位を考えて各準位の形状因子の解析を行い変形している $^{12}\text{C}$ の電荷密度分布を求めた。

2)  $^{12}\text{C}$ の16.11, 16.58及び19.4 MeVの $T=1$ の準位について非弾性散乱の実験を行い特に16.11 MeV準位については形状因子の縦方向と横方向成分を分離した。各々の準位の形状因子はparticle-hole模型及び中間結合模型を用いて解析された。

3)  $^{12}\text{C}$ の巨大共鳴領域について電子散乱の実験を、形状因子の縦方向又は横方向の成分が主として寄与する散乱角度を選んで行いその断面積を求めた。結果は上村等による巨大共鳴と表面振動との結合を考慮した理論と比較された。

4)  $^{40}\text{Ca}$ について実験を行いその結果をGillet et al.のparticle-hole模型と比較した。 $^{40}\text{Ca}$ 附近に於いては荷電スピンの混合があると考えられているが電子散乱の結果は $^{40}\text{Ca}$ の附近でも荷電スピンはよい量子数として保存されていることを示している。

5)  $^{60}\text{Ni}$ について電子散乱の実験を行いその低い準位の断面積をAuerbach及びCohen et al.による殻模型を基礎とした計算と比較した。又5.05 MeVに集団的な性質を持つ $6^+$ 準位を測定した。

§ 1 変形した $^{12}\text{C}$ の電荷密度分布

$(p, p')$ ,  $(\alpha, \alpha')$ ,  $(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}')$ ,  $(^3\text{He}, p)$ 等によって観測されている14.08 MeV準位は、励起エネルギーが第一励起準位(4.43 MeV,  $2^+$ )の約3.2倍であって、spin parityが $4^+$ らしいことから基底状態をbaseにする回転帯の3番目のmemberであると考えられる<sup>1-3)</sup>。以下の議論では、一つの回転対称軸を持つ剛体の回転模型のみ考える。非弾性散乱の実験dataの

解析には一般に核の表面が

$$R = R_0 \left( 1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta') \right) \quad (1)$$

になる様に変形させた Saxon-Woods potential が使われる<sup>4)</sup>。

Garvey et al.<sup>1)</sup> の行った  $^{12}\text{C}$  による  $^{12}\text{C}$  の非弾性散乱の実験 data を Bassel et al.<sup>2)</sup> が解析した所によると、 $4^+$ 準位の励起は、回転模型で考えて、 $2^+$ 準位を経由する double excitation と考えると実験に合う。但しこの場合実験誤差がかなり大きいので、散乱断面積のだいたいの高さは全体として合っているが、diffraction pattern は合っているのかどうかはよくわからない。Petersen et al.<sup>5)</sup> によって行なわれた非弾性陽子散乱実験の結果に対する Satchler<sup>3)</sup> の解析によると、 $4^+$ 準位の励起断面積は、大きさは全体としてまあまあ合うが、diffraction pattern はまるで合わない。また我々の得た電子散乱の実験結果についても同様のことが言える。即ち、弾性電子散乱の form factor をよく再現することが知られている harmonic oscillator 型の電荷密度分布を一樣に  $Y_2$  変形させて、 $2^+$ 準位励起の form factor の実験値を再現できるようにきめた変形の parameter を使って  $4^+$ 準位励起の form factor を計算すると、peak の値はだいたい良い所にくるが、peak の位置が momentum transfer  $q$  の高い方へずれる。この傾向は変形の parameter を多少変えても同様である。これ等の事から（剛体の回転模型を仮定する場合には）核子密度（或は電荷密度）分布が核の内部でも表面近くでも一樣に変形しているのではなくて、それからかなりずれているのではないかと考えられる。そこで我々は、非弾性電子散乱の実験結果を剛体の回転模型で説明するには、 $^{12}\text{C}$  の電荷密度分布がどのように変形しているとしなければならないかを考えた。

$^{12}\text{C}$  は回転対称軸と、それに垂直な対称面を持っていると仮定する。内部運動の角運動量が 0 である場合の規格化された波動関数は

$$|IM\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} D_{M0}^I(\alpha\beta\gamma) \chi(x') \quad (2)$$

と書ける<sup>6)</sup>。  $\chi$  は内部状態の波動関数、 $x'$  は核に固定した座標、 $\alpha\beta\gamma$  は観測系の座標  $x$  から  $x'$  への変換の際の Euler 角である。電荷の演算子を  $\hat{\rho}$  とすると

$$\rho(\vec{r}') = \frac{1}{Z} \int \chi^*(x') \hat{\rho}(\vec{r}', x') \chi(x') dx' \quad (3)$$

は核の電荷密度であって

$$\int \rho(\vec{r}') d\vec{r}' = 1 \quad (4)$$

と規格化されている。(3)式の積分は核子の座標について行なわれる。



電子散乱による Coulomb 励起の演算子は

$$M(C_{\lambda\mu}) = e j_{\lambda}(qr) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}) \quad (5)$$

である。\$Y\_{\lambda\mu}(\hat{r})\$ を核に固定した座標系に書きなおすと、

$$Y_{\lambda\mu}(\hat{r}) = \sum_{\mu'} D_{\mu\mu'}^{\lambda}(\alpha\beta r) Y_{\lambda\mu'}(\hat{r}') \quad (6)$$

したがって、同じ回転帯内での \$|00\rangle\$ から \$|IM\rangle\$ への \$C\lambda\$ 励起の matrix element は

$$\begin{aligned} & \langle IM | M(C_{\lambda\mu}) | 00 \rangle \\ &= \frac{Ze}{\sqrt{2I+1}} \int j_{\lambda}(qr') Y_{\lambda 0}(\hat{r}') \rho(\vec{r}') d\vec{r}' \end{aligned} \quad (7)$$

となる。ここで

$$\begin{aligned} & \int D_{M_1 M_1'}^{I_1*}(\alpha\beta r) D_{M_2 M_2'}^{I_2}(\alpha\beta r) D_{M_3 M_3'}^{I_3}(\alpha\beta r) d\Omega \\ &= \frac{8\pi^2}{2I_1+1} (I_2 I_3 M_2 M_3 | I_1 M_1) (I_2 I_3 M_2' M_3' | I_1 M_1') \end{aligned} \quad (8)$$

なる関係を使った。\$C\lambda\$ 励起の squared form factor は (7) より第 1 次 Born 近似で

$$\begin{aligned} |F(C\lambda, q)|^2 &= \frac{4\pi}{Z^2 e^2} \sum_M |\langle IM | M(C_{\lambda\mu}) | 00 \rangle|^2 \\ &= 4\pi \left| \int j_{\lambda}(qr') Y_{\lambda 0}(\hat{r}') \rho(\vec{r}') d\vec{r}' \right|^2 \end{aligned} \quad (9)$$

ここで電荷密度を

$$\rho(\vec{r}') = \rho_0(r') Y_{00} + \rho_2(r') Y_{20}(\hat{r}') + \rho_4(r') Y_{40}(\hat{r}') + \dots \quad (10)$$

と展開すれば、

$$|F(C\lambda, q)|^2 = 4\pi \left| \int j_{\lambda}(qr') \rho_{\lambda}(r') r'^2 dr' \right|^2 \quad (11)$$

が得られる。

電子散乱による励起の場合には、double excitation の断面積は一般に非常に小さくなるので、direct excitation のみ考えればよい。したがって、(11) からわかるように、(10) の右辺の各項は各準位の励起に一対一に対応する。即ち、\$\rho\_0(r)\$ は弾性散乱の form factor から、\$\rho\_2(r)\$ は 4.43 MeV \$2^+\$ 準位励起の form factor から、\$\rho\_4(r)\$ は 14.08 MeV \$4^+\$ 準位励起の form factor から Hankel 変換によって求めることができる。実際には、実験データの不足から、そのような変換によるわけにはいかないので、\$\rho\_{\lambda}(r)\$ に対して適当な関数を選び、その関数の parameter を実験 data によく合う form factor が得られるように決める。

実験装置、方法については既に報告した通りである<sup>7)</sup>。14.08 MeV 準位に関する電子散乱実験

dataは、今回のものが最初である。その散乱電子エネルギースペクトルの一例を第1図に示す。又、得られた squared form factorを第2図と第1~2表に示す。第3~4表には我々の使用したSTANFORDの data<sup>8),9)</sup>がのせてある。これ等の表の中の  $q_{\text{eff}}$  は第1次 Born 近似に対する effective momentum transfer であって

$$q_{\text{eff}} = q \left( 1 + \frac{3Ze^2}{2RuE_0} \right)$$

で与えられる。 $Ru$ は equivalent uniform radius,  $E_0$ は入射電子エネルギーである。第2図中の実線は、 $\beta_\lambda j_\lambda^2(qR) \exp(-q^2 g^2)$ を  $R=2.15 \text{ fm}$ ,  $g=0.90 \text{ fm}$ として実験値に合せたもので、14.08 MeV準位に対しては  $4^+$ としてよく合っていることがわかる。これから  $\Gamma_\gamma$ を求めてみると

$$\Gamma_\gamma(14.08 \text{ MeV} \rightarrow gr.) = 8.5 \times 10^{-8} \text{ eV}$$

が得られた。これは single particle unitで0.77である。

次に  $\rho(\vec{r})$ の具体的な計算を行う。harmonic oscillator shell model で  $(1s)^4(1p)^8$ 配位を仮定すると、oscillator length parameter  $b=1.64 \text{ fm}$ として弾性散乱の form factorの実験値をよく再現できることが知られているので<sup>10)</sup>,  $\rho_2$ ,  $\rho_4$ についても harmonic oscillator shell modelを念頭に置いて、 $\rho_\lambda(r)$ に対して次の函数形を仮定した。

$$\rho_0(r) = N_0 \left( 1 + \alpha_0 \frac{r^2}{b^2} \right) e^{-r^2/b^2} \quad (12.1)$$

$$\rho_2(r) = N_2 \left( \frac{r^2}{b^2} + \alpha_2 \frac{r^4}{b^4} \right) e^{-r^2/b^2} \quad (12.2)$$

$$\rho_4(r) = N_4 \left( \frac{r^4}{b^4} + \alpha_4 \frac{r^6}{b^6} \right) e^{-r^2/b^2} \quad (12.3)$$

厳密に言えば、shell modelの重心に関する補正や、protonの finite sizeの補正を入れると、形が少しちがってくるが、ここでは現象論的に電荷密度分布がこの様な函数形をとるものと考えておく。 $\rho_2(r)$ については、 $0^+ \rightarrow 2^+$ の励起が  $1p$ -shell内だけの転位によるとすると、form factorの  $q$ -dependenceが実験値と合わなくなるので少なくとも  $1p \rightarrow 2p$  或は  $1p \rightarrow 1f$ の転移を入れる必要がある。(12.2)の第一項は  $1p \rightarrow 1p$ より(一部は  $1p \rightarrow 2p$ より)、第二項は  $1p \rightarrow 1f$ ,  $2p$ より現れる。 $\rho_4(r)$ については、 $1p$ -shell内での一核子転移では  $E4$ 励起は起らないので、 $1p \rightarrow 1f$ 転移が必要である。これが(12.3)の第一項である。第二項は、 $1p \rightarrow 1h$  或は  $1f \rightarrow 1f$ から生じる。ここで  $1f \rightarrow 1f$ があるとすると、



基底状態にも  $1f$  のまじりがあることになるが、回転模型をとる限りこれは当然のことである。その意味では、 $\rho_0(r)$  にも  $\rho_2(r)$  にも  $r^0/b^0$  まで入れるべきだが、(12・1), (12・2) の近似で今のところ充分である。(10) による  $\rho(\vec{r})$  の計算には  $\lambda \geq 6$  の項は小さいものと考えて省略してある。6+ 準位の励起については  $1f \rightarrow 1f$  転移を考えなければならないが、4+ 準位励起の場合から考えて((12・3)の第二項)現在の議論に影響するほど  $\rho_{\lambda=6}$  は大きくないであろう。

(12)の函数の parameter の決定にあたっては、 $\rho_2(r)$  については我々の data 及び STANFORD の data の中  $q \leq 3.0 \text{ fm}^{-1}$  の範囲のもの (Born 近似のため、あまり高い  $q$  の data は入れない方がよいから) 又、 $\rho_4(r)$  については、我々の data を使って最小自乗法できめた。但し、 $\alpha_1 = 4/3$ ,  $b = 1.64 \text{ fm}$  とした。

$\rho_0(r)$ ,  $\rho_2(r)$ ,  $\rho_4(r)$  の計算結果を第3図に示す。これ等を合成して(10)の電荷密度分布を次に求める。実験からは  $\rho_\lambda(r)$  の符号がわからないので、まずこれをきめる必要がある。 $^{12}\text{C}$  の基底状態は一般にパンケーキ型であると考えられているので、 $\rho_2(r)$  は負となる。しかし、 $\rho_4(r)$  についてはまだわからないので、

$$\rho(\vec{r}) = \rho_0(r) Y_{00} - |\rho_2(r)| Y_{20}(\hat{r}) + r \cdot |\rho_4(r)| Y_{40}(\hat{r}) \quad (13)$$

として  $r = +1, -1$  の両方について計算する。 $\rho(\vec{r})$  の回転対称軸に対する polar angle  $\theta$  が 0 の時と  $\pi/2$  の時について計算した結果を第4図に示す。この図を見ると  $r = -1$  とした時、 $\theta = 0$  で  $\rho(\vec{r})$  が大きく負の方へ落ちこんでいる。前にもちよっと触れた様に  $\rho_{\lambda=6}$  がこの部分を埋るほど大きいとは考えられないので、 $r = +1$  をとるべきである。この電荷密度分布に対して、等電荷密度面がどの様に変形しているかを(1)の  $\lambda \leq 6$  までの近似で見ると、 $\beta_2, \beta_4$  は第5図の様に  $r$  によってかなり大きく変化していて、前に述べた一様変形の場合とかなり違う ( $\beta_6$  は非常に小さい値であるので、図には示していない)。この様な変形を ( $p, p'$ ) 等の解析に導入して 4+ 準位の励起断面積を再現できるかどうかを調べるのは興味のあることである。(13)の電荷密度分布の著しい特徴は、内部にドーナツ状の構造を持っていることである。

## References

- 1) G. T. Garvey, A. M. Smith and I. C. Hiebert, Phys. Rev., **130** (1963) 2397.
- 2) R. H. Bassel, G. R. Satchler and R. M. Drisko, Nucl. Phys., **89** (1966) 419.
- 3) G. R. Satchler, Nucl. Phys., **A100** (1967) 497.
- 4) B. Buck, Phys. Rev., **130** (1963) 712;

- T. Tamura, *Revs. Mod. Phys.*, **37**(1965)679.
- 5) E. L. Petersen, I. Slaus, J. W. Verba, R. F. Carlson and J. R. Richardson, *Nucl. Phys.*, **A102**(1967)145.
- 6) 有馬朗人, 堀江久, 「核構造」(共立出版, 1963).
- 7) 東北大学「核理研究報告」 Vol. 1, No. 1(1968).
- 8) H. L. Crannell and T. A. Griffy, *Phys. Rev.*, **136**(1964)B1580;
- 9) Hall Crannell, *Phys. Rev.*, **148**(1966)1107.
- 10) R. Hofstadter, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **7**(1957)231.

Table 1 Squared form factor for 14.1 MeV Level in  $^{12}\text{C}$  (Tohoku)

$E_0$ (MeV)	$\theta$ (deg.)	$q$ ( $\text{fm}^{-1}$ )	$q_{\text{eff}}$ ( $\text{fm}^{-1}$ )	$ F ^2$
250	55.0	1.13	1.15	$(9 \pm 2) \times 10^{-5}$
250	65.0	1.32	1.34	$(1.62 \pm 0.23) \times 10^{-4}$
250	75.0	1.49	1.51	$(2.2 \pm 0.5) \times 10^{-4}$
250	85.0	1.65	1.68	$(2.5 \pm 0.5) \times 10^{-4}$
250	95.0	1.80	1.83	$(2.7 \pm 0.5) \times 10^{-4}$
250	105.0	1.93	1.96	$(2.6 \pm 0.8) \times 10^{-4}$
250	115.0	2.05	2.08	$(2.1 \pm 0.8) \times 10^{-4}$



Table 2 Squared form factor for 443MeV level in  $^{12}\text{C}$  (Tohoku)

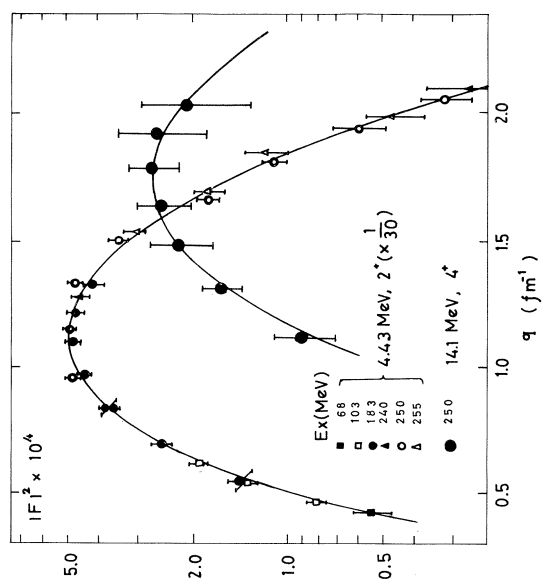
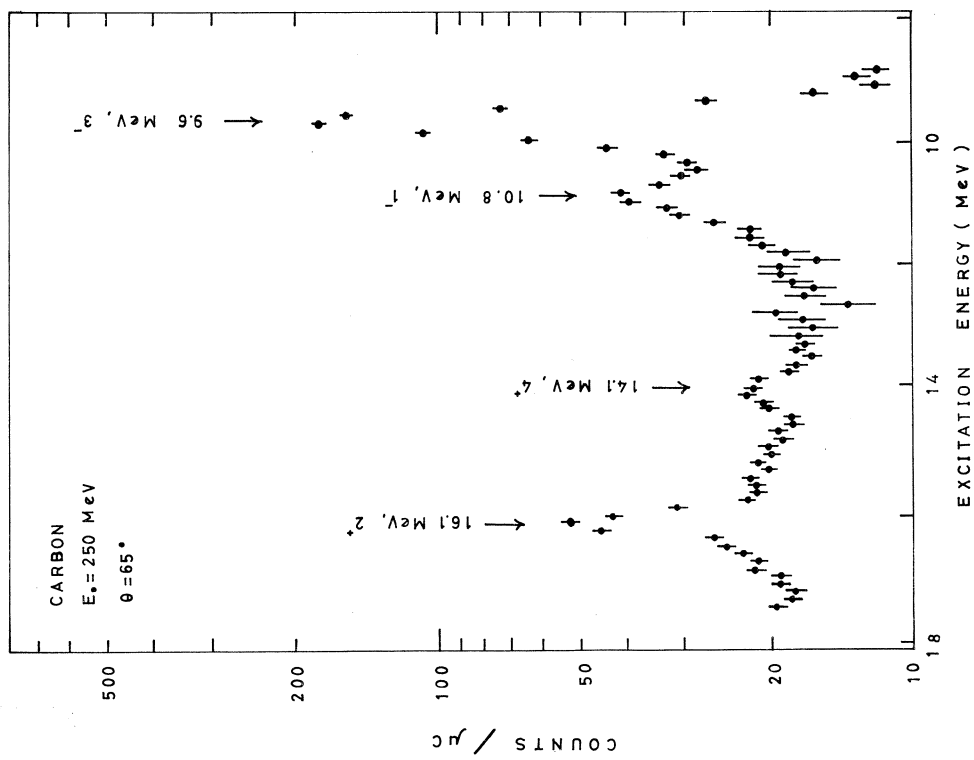
$E_0$ (MeV)	$\theta$ (deg.)	$q$ ( $fm^{-1}$ )	$q_{\text{eff}}$ ( $fm^{-1}$ )	$ F ^2$
68	80.0	0.428	0.454	$(1.65 \pm 0.23) \times 10^{-3}$
103	55.0	0.471	0.490	$(2.44 \pm 0.18) \times 10^{-3}$
103	65.0	0.548	0.570	$(4.08 \pm 0.30) \times 10^{-3}$
103	75.0	0.620	0.645	$(5.83 \pm 0.37) \times 10^{-3}$
183	35.0	0.551	0.563	$(4.30 \pm 0.41) \times 10^{-3}$
183	45.0	0.700	0.716	$(7.62 \pm 0.43) \times 10^{-3}$
183	55.0	0.844	0.863	$(1.14 \pm 0.05) \times 10^{-2}$
183	55.0	0.844	0.863	$(1.11 \pm 0.07) \times 10^{-2}$
183	65.0	0.980	1.00	$(1.34 \pm 0.07) \times 10^{-2}$
183	75.0	1.11	1.13	$(1.46 \pm 0.08) \times 10^{-2}$
183	85.0	1.23	1.26	$(1.43 \pm 0.09) \times 10^{-2}$
183	95.0	1.34	1.37	$(1.26 \pm 0.10) \times 10^{-2}$
240	65.0	1.29	1.31	$(1.37 \pm 0.09) \times 10^{-2}$
250	45.0	0.959	0.974	$(1.46 \pm 0.07) \times 10^{-2}$
250	55.0	1.16	1.17	$(1.49 \pm 0.07) \times 10^{-2}$
250	65.0	1.34	1.36	$(1.44 \pm 0.07) \times 10^{-2}$
250	75.0	1.52	1.54	$(1.05 \pm 0.07) \times 10^{-2}$
250	85.0	1.68	1.71	$(5.45 \pm 0.41) \times 10^{-3}$
250	95.0	1.83	1.86	$(3.35 \pm 0.30) \times 10^{-3}$
250	105.0	1.97	2.00	$(1.83 \pm 0.34) \times 10^{-3}$
250	115.0	2.09	2.12	$(9.6 \pm 1.7) \times 10^{-4}$
255	75.0	1.55	1.57	$(9.30 \pm 0.70) \times 10^{-3}$
255	85.0	1.71	1.74	$(5.4 \pm 0.6) \times 10^{-3}$
255	95.0	1.87	1.90	$(3.6 \pm 0.6) \times 10^{-3}$
255	105.0	2.01	2.04	$(1.4 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
255	115.0	2.13	2.16	$(7.9 \pm 3.1) \times 10^{-4}$

Table 3 Squared form factor for 443MeV level in  $^{12}\text{C}$  (Stanford)<sup>8)</sup>

$E_0$ (MeV)	$\theta$ (deg.)	$q$ ( $fm^{-1}$ )	$q_{\text{eff}}$ ( $fm^{-1}$ )	$ F ^2$
187	84.0	1.25	1.27	$(1.28 \pm 0.04) \times 10^{-2}$
187	91.8	1.33	1.36	$(1.13 \pm 0.04) \times 10^{-2}$
250	40.0	0.857	0.872	$(1.39 \pm 0.06) \times 10^{-2}$
250	45.0	0.959	0.974	$(1.39 \pm 0.06) \times 10^{-2}$
250	50.0	1.06	1.08	$(1.44 \pm 0.05) \times 10^{-2}$
250	55.0	1.16	1.17	$(1.37 \pm 0.05) \times 10^{-2}$
250	60.0	1.25	1.27	$(1.35 \pm 0.05) \times 10^{-2}$
250	65.0	1.34	1.36	$(1.30 \pm 0.04) \times 10^{-2}$
250	70.0	1.43	1.45	$(1.06 \pm 0.03) \times 10^{-2}$
250	75.0	1.52	1.54	$(9.51 \pm 0.30) \times 10^{-3}$
250	80.0	1.60	1.63	$(6.97 \pm 0.22) \times 10^{-3}$
250	85.0	1.68	1.71	$(5.91 \pm 0.18) \times 10^{-3}$
250	90.0	1.76	1.79	$(4.14 \pm 0.12) \times 10^{-3}$
300	49.2	1.25	1.27	$(1.36 \pm 0.04) \times 10^{-2}$
300	54.8	1.38	1.40	$(1.14 \pm 0.04) \times 10^{-2}$

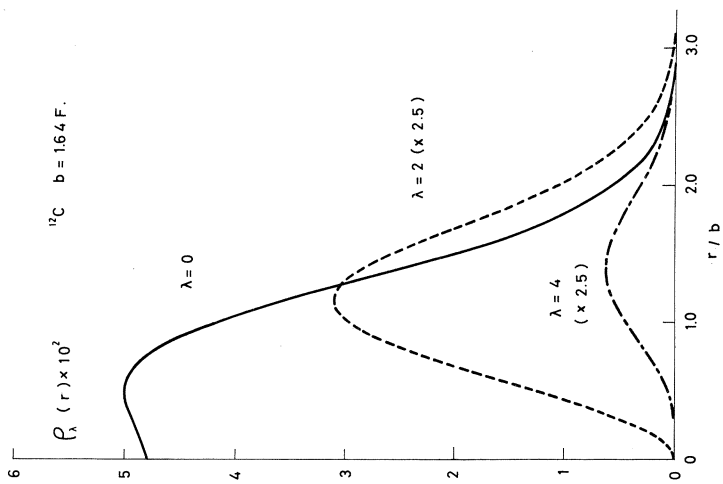
Table 4 Squared form factor for 443MeV level  
in  $^{12}\text{C}$  (Stanford)<sup>9)</sup>

$E_0$ (MeV)	$\theta$ (deg.)	$q$ ( $\text{fm}^{-1}$ )	$q_{\text{eff}}$ ( $\text{fm}^{-1}$ )	$ F ^2$
600	32.0	1.66	1.68	$(5.52 \pm 0.06) \times 10^{-3}$
600	33.0	1.71	1.73	$(4.93 \pm 0.07) \times 10^{-3}$
600	33.0	1.71	1.73	$(4.67 \pm 0.04) \times 10^{-3}$
600	34.0	1.76	1.78	$(3.89 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
600	35.0	1.81	1.83	$(3.01 \pm 0.02) \times 10^{-3}$
600	35.3	1.83	1.84	$(3.30 \pm 0.02) \times 10^{-3}$
600	36.0	1.86	1.88	$(2.55 \pm 0.02) \times 10^{-3}$
600	37.0	1.91	1.93	$(2.01 \pm 0.02) \times 10^{-3}$
600	38.0	1.96	1.98	$(1.47 \pm 0.02) \times 10^{-3}$
600	40.0	2.06	2.08	$(1.34 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
600	40.0	2.06	2.08	$(1.36 \pm 0.02) \times 10^{-3}$
600	40.0	2.06	2.08	$(1.07 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
600	41.5	2.13	2.15	$(5.92 \pm 0.18) \times 10^{-4}$
600	45.0	2.30	2.32	$(2.47 \pm 0.14) \times 10^{-4}$
600	47.5	2.42	2.44	$(1.04 \pm 0.09) \times 10^{-4}$
600	48.0	2.44	2.46	$(6.83 \pm 0.77) \times 10^{-5}$
600	50.0	2.54	2.56	$(3.2 \pm 1.0) \times 10^{-5}$
600	50.0	2.54	2.56	$(1.55 \pm 0.75) \times 10^{-5}$
600	50.0	2.54	2.56	$(3.05 \pm 0.31) \times 10^{-5}$
600	52.0	2.63	2.65	$(1.04 \pm 0.30) \times 10^{-5}$
600	55.0	2.77	2.79	$(5.1 \pm 3.0) \times 10^{-6}$
800	32.0	2.22	2.23	$(4.59 \pm 0.24) \times 10^{-4}$
800	33.0	2.29	2.30	$(2.80 \pm 0.71) \times 10^{-4}$
800	35.0	2.42	2.43	$(1.22 \pm 0.06) \times 10^{-4}$
800	37.5	2.58	2.60	$(3.4 \pm 0.7) \times 10^{-5}$
800	40.0	2.74	2.76	$(1.1 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
800	40.0	2.74	2.76	$(1.08 \pm 0.54) \times 10^{-5}$
800	40.0	2.74	2.76	$(1.5^{+1.5}_{-0.8}) \times 10^{-5}$
800	41.0	2.81	2.82	$(6.70 \pm 3.65) \times 10^{-6}$
800	42.5	2.91	2.92	$(1.15 \pm 0.58) \times 10^{-5}$
800	44.0	3.00	3.02	$(5.5 \pm 2.7) \times 10^{-6}$

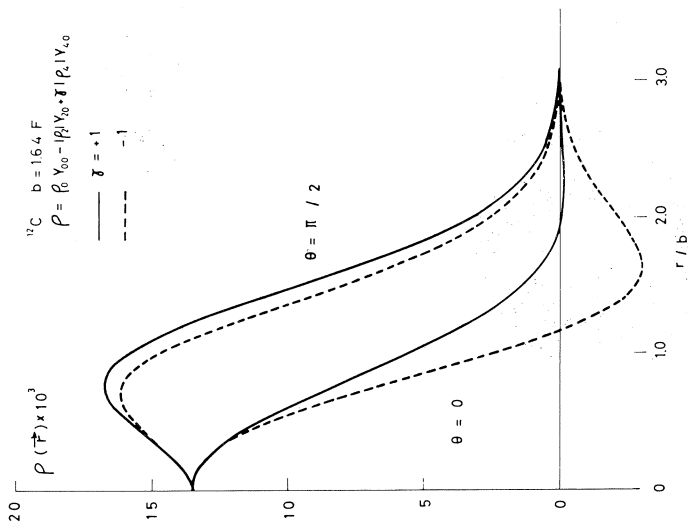


第 1 图

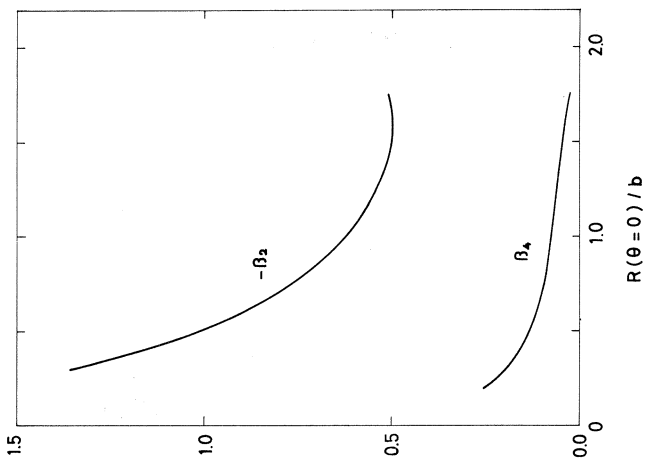
第 2 图



第 3 图



第 4 图



第 5 图

## § 2 Electroexcitation of the $T=1$ levels of $^{12}\text{C}$

$^{12}\text{C}$  の  $16.11\text{MeV } 2^+T=1$ ,  $16.58\text{MeV } 2^-T=1$ ,  $19.4\text{MeV } 2^-T=1$ , の各準位について、非弾性電子散乱の実験を行い、各準位の form-factor を測定した。これらの準位に対しては、Kurath<sup>1)</sup>, Boyarkina<sup>2)</sup> の中間結合模型, Brown<sup>3)</sup>, Gillet<sup>4)</sup>, de Forest<sup>5)</sup> の particle-hole 模型など、理論的に多くの提案が成されており、その妥当性を調べることが今回の実験の目的である。この三つの準位に対する非弾性電子散乱実験も今日まで数多く報告されている<sup>6)</sup>が、今回の我々の実験は以下の2点に於て、従来の実験に比較しより多くの情報を含んでいる。

1) 分解能を向上して、 $16.11\text{MeV}$  及び  $16.58\text{MeV}$  の二つの準位を分離して測定した。

2) longitudinal part と transverse part の分離を行った。

実験は、ターゲットとして厚さ  $103.6\text{mg/cm}^2$  のグラファイトを用い、東北大核理研の  $300\text{MeV}$  リニアックを電子線源として、入射エネルギー  $75\text{MeV} \sim 260\text{MeV}$ , 散乱角  $35^\circ \sim 135^\circ$  の範囲で行なわれた。散乱電子の測定は同じ momentum transfer,  $q$ , の点で散乱角及び入射エネルギーを変えて2~3点で行なわれ、この結果から form factor の longitudinal part 及び transverse part が求められた。

(j)  $16.11\text{MeV } J^\pi = 2^+, T=1$

$^{12}\text{C}$  の  $T=1$  の準位の中で、正の parity を持つ準位は、今日までに確認されている限りでは、この準位と  $15.11\text{MeV } J^\pi = 1^+, T=1$  の二つだけである。両者とも中間結合模型及び particle-hole 模型によって準位の位置が計算されており、測定値に近い値が得られているが、 $15.11\text{MeV}$  準位に対する電子散乱実験<sup>7)</sup>では、その form factor は particle-hole 模型では説明できず、中間結合模型が良い結果を与える事が Kurath<sup>7)</sup>により報告された。又 Bishop<sup>8)</sup>も  $15.11\text{MeV}$  準位及び  $16.11\text{MeV}$  準位の form factor に対して、particle-hole 模型は実験と一致しない事を報告している。従って  $16.11\text{MeV}$  準位に対しても中間結合模型が良い結果を与えることが予想される。

Fig. 1 に今回の実験に於て測定された form factor と、中間結合模型 (I. C. M.) および particle-hole 模型による計算値を示す。中間結合模型の波動函数は Boyarkina<sup>2)</sup> のものを用いた。又、計算に必要な *c. f. p.* は Jahn<sup>9)</sup>等の table から得た。particle-hole 模型<sup>3), 4)</sup>では、この準位は殆んど pure な  $(P_{3/2})^{-1}P_{1/2}$  configuration である。したがって、form factor の計算はこの configuration についてのみ行った。実験値との比較の結果は、longitudinal part, transverse part とともに、中間結合模型が良い結果を与えることを示している。



尚、上述の計算に於ては動径波動函数として調和振動子の波動函数を仮定しており、図のなかの  $b$  は oscillator length parameter である。Kurath は 15.11 MeV 準位に対する  $b$  の値を、1.9 fm と報告しており、この値は  $^{12}\text{C}$  の弾性電子散乱実験から得られる値、1.64 fm、より大きい。この相違を彼は 1  $S$  殻と 1  $P$  殻の  $b$  の違いとして説明している（弾性散乱に於ては 1  $S$  殻の proton からの寄与がある）。しかし、16.11 MeV に対する我々の実験結果は  $b = 1.64$  fm に近い。したがって 15.11 MeV の  $b$  の違いを  $S$  殻と  $P$  殻の  $b$  の違いとして説明するには無理があると思われる。

(ii) 16.58 MeV  $J^\pi = 2^-$ ,  $T = 1$  及び 19.4 MeV  $J^\pi = 2^-$ ,  $T = 1$

この二つの準位からの非弾性電子散乱の form factor を、Fig. 2 及び Fig. 3 に示す。共に longitudinal part は実験誤差の範囲で零であり、この二つの準位への遷移は純粋な magnetic transition である事が確認された。両者とも、負の parity を持つため、 $2S-1d$  殻への transition と考えられるが、 $^{12}\text{C}$  に対する中間結合模型の計算は  $P$  殻内だけに限られており、 $2S-1d$  殻をも含めた計算は今日まで行なわれていない。particle-hole 模型ではこの二つの準位の波動函数は次のようになる (T. deForest<sup>5</sup>)。

$$\begin{aligned}\Psi_{16.58} &= 0.937 | (P_{3/2})^{-1} 2S_{1/2} \rangle - 0.025 | (P_{3/2})^{-1} d_{3/2} \rangle \\ &\quad - 0.349 | (P_{3/2})^{-1} d_{5/2} \rangle \\ \Psi_{19.4} &= 0.342 | (P_{3/2})^{-1} 2S_{1/2} \rangle - 0.199 | (P_{3/2})^{-1} d_{3/2} \rangle \\ &\quad + 0.928 | (P_{3/2})^{-1} d_{5/2} \rangle\end{aligned}$$

この波動函数を用いた form factor の計算値は Fig. 2, Fig. 3 に曲線で示されている。尚、19.4 MeV の form factor は  $J^\pi = 2^-$  のみとしてはその形を説明できず、この peak は Donnelly 等<sup>6</sup>) に指摘された通り、 $4^-$  準位を含む doublet と考えられる。Fig. 3 の計算値では、この事を考慮して、 $(P_{3/2})^{-1} (d_{5/2}) J^\pi = 4^-$  による form factor を付け加えた。計算結果は、16.58 MeV 準位、19.4 MeV 準位のいずれの場合にも測定値に較べ、3~4 倍大きく、これ等の準位に対しても particle-hole 模型は正しい結果を与えない事が示された。以上の計算では、 $^{12}\text{C}$  の基底状態は閉殻と仮定されているが、基底状態に於ける  $P$ - $h$  励起を考慮した Gillet<sup>4</sup>) の random phase 近似の波動函数を用いても結果は改善されない。Kurath の中間結合模型によれば  $^{12}\text{C}$  の基底状態の波動函数は

$$\Psi(\text{gr.}) \cong 0.7 (P_{1/2})^0 + 0.7 (P_{1/2})^2$$

で与えられる。この状態を基底状態にとり、16.58 MeV 準位を  $(P_{3/2})^{-1} 2S_{1/2}$  配位の  $J^\pi = 2^-$  の状態、19.4 MeV 準位を  $(P_{3/2})^{-1} d_{5/2}$  配位の  $J^\pi = 2^-$ ,  $4^-$  の doublet として form factor を計算すると実験値との一致は particle-hole 模型よりも改善されるが (Fig.

2, 3) この計算の妥当性には問題があり, より精密な,  $2S-1d$  殻をも含めた中間結合の計算が望まれる。

## REFERENCES

- 1) D. Kurath, Phys. Rev., 101, (1956)216.
- 2) A. N. Boyarkina, Izv. Akad. Nauk., SSSR, 28, (1964)337.
- 3) N. Vinh-Mau and G. E. Brown, Nucl. Phys., 29, (1962)89.
- 4) V. Gillet and M. Melkanoff, Phys. Rev., 133, (1964)1190.
- 5) T. deForest, Phys. Rev., 139, (1965)B1217.
- 6) T. W. Donnelly et al., Phys. Rev. Lett., 21, (1968)1196.
- 7) D. Kurath, Phys. Rev., 134, 1025(1964).
- 8) G. R. Bishop and A. Bottino, Phys. Lett., 10, (1964)308.

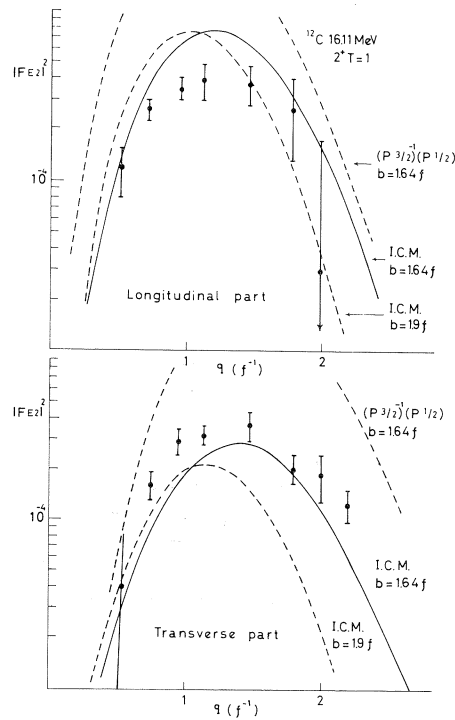


Fig. 1

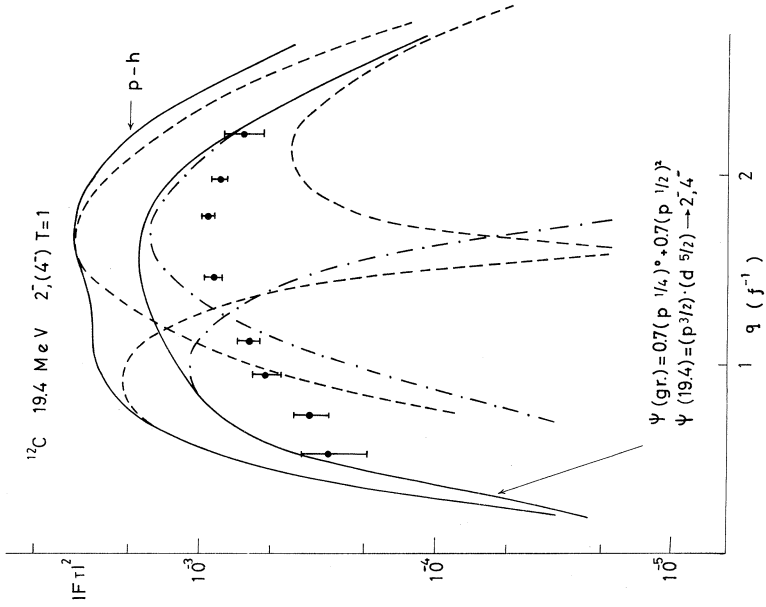


Fig. 2

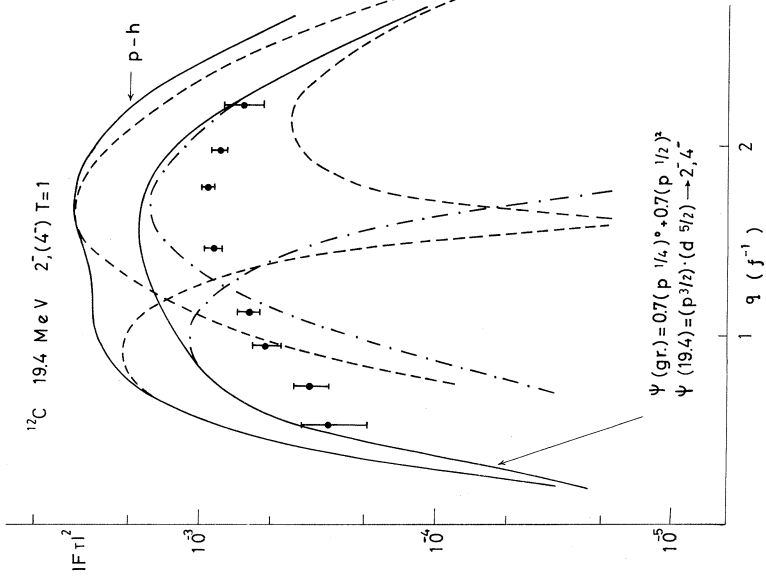


Fig. 3

### § 3 Electroexcitation of the Giant Resonance in $^{12}\text{C}$

In this paper we report on the study of the giant resonance in  $^{12}\text{C}$  by inelastic electron scattering observing electrons scattered at relatively forward angles where the cross section is dominated by the Coulomb excitation. The previous electron scattering to investigate the giant resonance in  $^{12}\text{C}$  were performed at Stanford (Mark II)<sup>1</sup>, Orsay<sup>2</sup>, Saskatchewan<sup>3</sup> and Stanford (Mark III)<sup>4</sup>. In these experiments the scattering angle of  $180^\circ$  or backward angles where the cross section is mainly contributed by the transverse excitation were chosen except for the one observed at  $60^\circ$  with the incident energy of 100 MeV at Saskatchewan<sup>3</sup>. Compared with the previous experiments, our measurement have obtained a sufficient statistical accuracy to take a good energy resolution and thus obtained new information about the fine structure of the giant resonance in  $^{12}\text{C}$ .

The generalized Goldhaber and Teller model<sup>5</sup> regards nuclear matter as made up of the four interacting fluids, which build the oscillations of the four modes, i.e. the isospin mode, the spin mode, the spin-isospin mode and the compressional mode due to the oscillations of the four fluids in phase. However it is possible to understand the extended fluid model in terms of nuclear shell model. In a version of the Brown-Gillet<sup>6,7</sup> pharticle-hole model, Lewis and Walecka<sup>8</sup> has pointed out that two electric dipole states at 23 and 25 MeV construct the giant dipole resonance in  $^{12}\text{C}$ . The level at 23 MeV has dominant ( $1d_{5/2}$ ,  $1p_{3/2}^{-1}$ ) configuration and corresponds to the isospin oscillation which can be strongly excited by the Coulomb interaction. The other level at 25 MeV with main ( $1d_{3/2}$ ,  $1p_{3/2}^{-1}$ ) configuration corresponds to the spin-isospin mode which is mainly

excited by the transverse excitation. The detailed momentum-dependence of the form factors for electric dipole and magnetic quadrupole states in the giant resonance region have been calculated by Kelly and Überal<sup>9</sup> using the wave functions of Lewis and Walecka<sup>8</sup> and deForest<sup>10</sup> (LWD) and those of Kamimura, Ikeda and Arima<sup>11</sup> (KIA). The comparison of LWD and KIA model with our result will be made later.

Our measurement has been carried out using the beam of the Tohoku 300 MeV electron linear accelerator<sup>12</sup>. The thickness of a graphite target was 104 mg/cm<sup>2</sup>. In our electron spectrometer the scattered electrons were detected with a 33 channel detector ladder<sup>12</sup> which covers 3.3 % range in momentum. In order to overlap settings of a counter system, the locations of that could be moved stepwise along the focal plane. Each step corresponds to 0.025 % shift of energy. Depending on the experimental conditions, the full width at half maximum of the elastic peaks varied between 0.12 and 0.2 % which is smaller than the width of the observed peaks in the giant resonance region. In order to give a better statistical accuracy, the counting rate of the five channels were summed up. The radiative effects contributing to the inelastic continuum spectrum were corrected with the unfolding procedure developed by Crannell<sup>13</sup> by using the computer TOSBAC-3400<sup>14</sup> provided in our facility.

The unfolded spectra of the scattered electrons with initial electron energy with 250 MeV at 35° (A), 60° (B) and 80° (C) were displayed in Fig. 1. The right scales indicate the experimental cross section. The spectrum (D) corresponding to the incident energy of 177 MeV at angle of 135° was not unfolded. The contribution of background due to the quasi-elastic scattering was not estimated. Assuming the excitation energy of 25 MeV in our kinematical calculations, (A), (B) and (C) correspond to the



momentum transfers of 144 MeV/c, 236 MeV/c and 304 MeV/c respectively, and (D) has same value as that of (C).

For comparison, the data of  $^{12}\text{C}(\gamma, n) \text{C}^{11}$  cross section reported by Cook et al. is overlapped with solid line on our spectrum (A) in Fig. 1. For the real photon absorption the value of momentum transfer uniquely determined from a single energy transfer. Thus the difference of the momentum transfer between them is very large, however, the general shape of each curve in Fig. 1(A) is quite similar. It suggests that both spectra are dominantly excited by the isospin mode.

For comparison of our experimental data with the theoretical prediction, the cross sections of the  $1^-$  states calculated by ourselves and these of  $2^-$  states by Kelly et al.<sup>9</sup>, respectively, using KIA model<sup>11</sup> are shown in Fig. 1(A)-(D) with solid and dotted lines for  $1^-$  and  $2^-$  states, respectively. The length of lines are proportional to the values of the cross section which refer to the left scales. The dominant  $1^-$  state at 21.2 MeV in the KIA model may<sup>11</sup> correspond to the observed peaks in the region of 21-24 MeV. If the energies of KIA model levels are shifted upward by 1.5 MeV, the spectra may be well described by KIA model. However our spectra have more structure than those predicted by KIA model. The spectrum (B) is still dominant by Coulomb excitation. The peaks at 19.6, 20.6 and 25.5 MeV can be seen in the spectrum (C) as prominent ones in contrast with those in the region of 21-24 MeV. The values of the momentum transfer are the same between (C) and (D) as mentioned before, however in (D) the cross section due to the transverse term is enhanced by the difference of the scattering angle. In comparison of the spectrum (C) with (D) one can see that the peak at 19.6, 20.6 and 25.5 MeV have dominant transverse component. Compared the theoretical momentum-

dependence of the cross section with the experimental one, our peak at 25.5 MeV in the spectra (C) and (D) may be assigned to be the  $1^-$  spin-isospin or the  $2^-$  state. The  $2^-$  states which have the main configurations of  $(2s_{1/2}, p_{3/2}^{-1})$ ,  $(d_{5/2}, p_{3/2}^{-1})$  and  $(d_{3/2}, p_{3/2}^{-1})$  have been predicted at 18.9, 20.8 and 23.9 MeV by LWD model<sup>8,10</sup> and at 17.2, 18.6 and 22.0 MeV by KIA model<sup>11</sup>, respectively. The presence of  $2^-$  states of the first and the second configuration were reported at 16.7 and 19.6 MeV<sup>1,2,4,16</sup>, respectively, by the previous electron scattering. The peak at 20.6 MeV in our spectra (B), (C) and (D) may be assigned to be the third  $2^-$  state of  $(d_{3/2}, p_{3/2}^{-1})$  configuration. Therefore a possible  $2^-$  assignment for the peak at 25.5 MeV mentioned above might be ruled out. The  $1^-$  spin-isospin state which has been pointed at 25 MeV by LWD model and at 24 MeV by KIA model, respectively, may correspond to the peak 25.5 MeV in our spectra (C) and (D).

It may be concluded that the theory of particle-hole model can predict the gross structure of the giant resonance in  $^{12}\text{C}$ , however, our data of electron scattering have shown a fine structure that expected the theory, even though KIA model can explain more detail than LWD model. The authors wish to thank Professor S. Fujii for their valuable discussions and advices.

REFERENCES

1. J. Goldemberg and W.C. Barber, Phys. Rev. 134, B 963 (1964).
2. G.A. Proca and D.B. Isabelle, Nucl. Phys. A109, 177 (1968).
3. G. Ricco, H.S. Caplan, R.M. Hutcheon and R. Malvano, Nucl. Phys. A114, 685 (1968).
4. T.W. Donnelly, J.D. Walecka, I. Sick and E.B. Hughes, Phys. Rev. Lett. 21, 1196 (1968).
5. H. Überall, Nuovo Cimento 41B, 25 (1966).
6. N. Vinh Mau and G.E. Brown, Nucl. Phys. 29, 89 (1962).
7. V. Gillet and N. Vinh Mau, Nucl. Phys. 54, 321 (1964).
8. F.H. Lewis and J.D. Walecka, Phys. Rev. 133, B 849 (1964).
9. F.J. Kelly and H. Überall, Phys. Rev. 175, 1235 (1968).
10. T. deForest, Phys. Rev. 139, B 1217 (1965).
11. M. Kamimura, K. Ikeda, and A. Arima, Nucl. Phys. A95, 129 (1967).
12. Manufactured by Mitubishi Electric Corp., Tokyo.
13. H. Crannel, Phys. Rev. 148, 1107 (1966).
14. Manufactured by Toshiba Electric Corp., Tokyo.
15. B.C. Cook, J.E.E. Baglin, J.N. Bradford, and J.E. Griffin, Phys. Rev. 143, 724 (1966).
16. G.A. Beer, T.E. Drake, R.M. Hutcheon, V.W. Stobie, and H.S. Caplan, Nuovo Cimento 53B, 7 (1968).

FIGURE CAPTION

Fig. 1.

The spectra (A), (B), (C) and (D) correspond to the cross sections at  $(35^\circ, 250 \text{ MeV})$ ,  $(60^\circ, 250 \text{ MeV})$ ,  $(80^\circ, 250 \text{ MeV})$  and  $(35^\circ, 177.6 \text{ MeV})$ , respectively. The solid curve in (A) is the  $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$  cross section reported by Cook et al.<sup>15</sup>. The calculated cross section by ourselves for the  $1^-$  states and by Kelly et al.<sup>9</sup> for the  $2^-$  states, respectively, using the wave functions of KIA model<sup>11</sup> are shown in the spectra with solid lines for  $1^-$  states and dotted lines for  $2^-$  states.

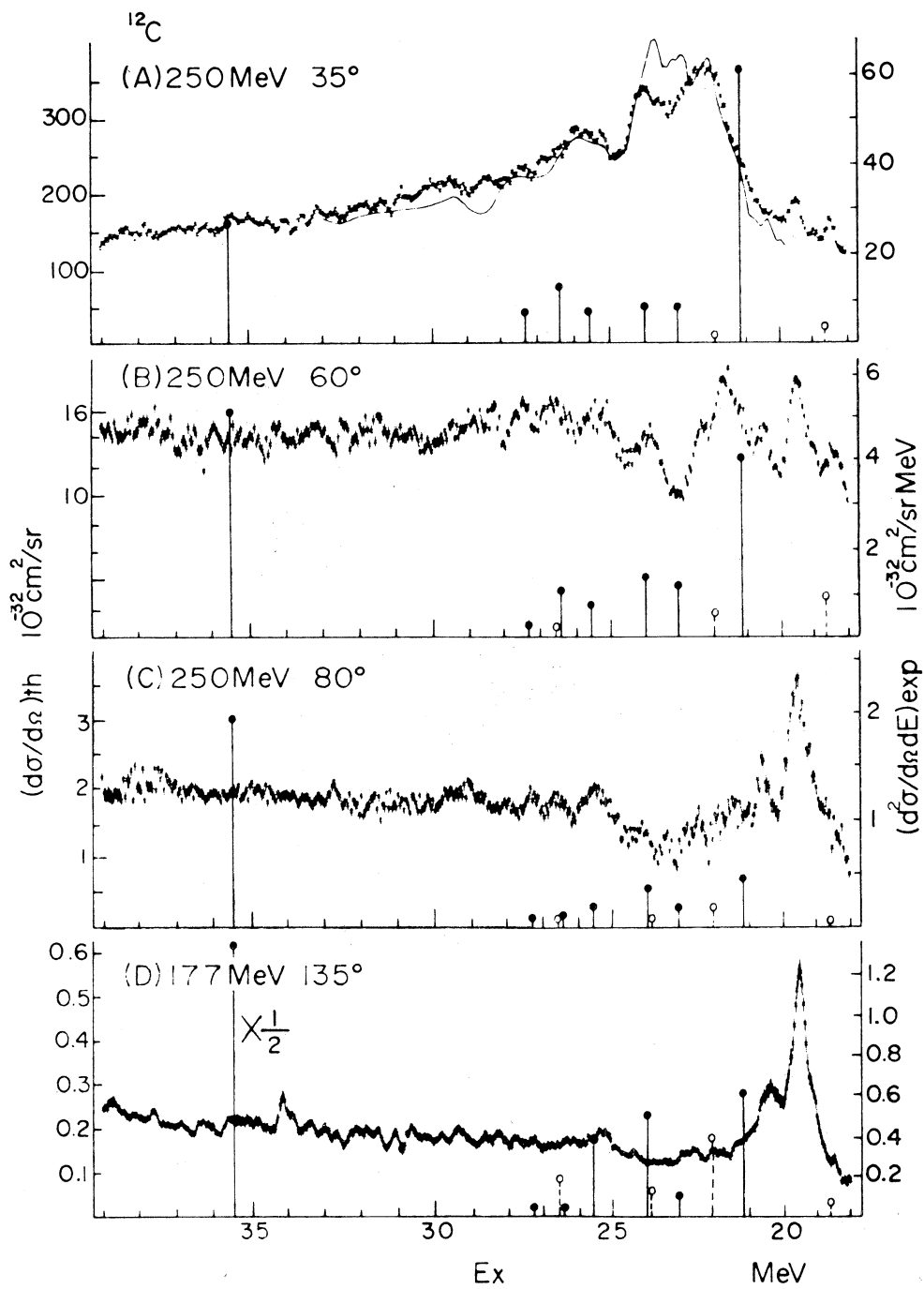


Fig. 1



## §4 $^{40}\text{Ca}$ による非弾性電子散乱

### Introduction

$^{40}\text{Ca}$ の low-lying level は主として proton 及び  $\alpha$  による inelastic scattering 及びそれに伴う  $r$  線によって調べられてきた(2-10)。又( $^3\text{He}, d$ ) の stripping reaction でも調べられた(11)。これらの核力による励起ではなく、電子線による electromagnetic interaction による励起は  $^{40}\text{Ca}$  に対する新しい information が更に得られると期待される。 $^{40}\text{Ca}$  に対しては他の closed shell nuclei と同様 particle-hole 理論が広く使われているがこれらの理論と実験とを比較した。

実験は主として 183MeV の電子線を、又 transverse excitation を調べる為に 250 MeV 及び 198MeV を用いた。Target は 99.913% に enrich した  $95.6\text{mg}/\text{cm}^2$  の Metallic Calcium で吸湿を避ける為に oil を塗り、 $10\mu$  の Al 箔で包んだ。散乱角は  $10^\circ$  step で  $35^\circ \sim 115^\circ$  の範囲で行った。Over all resolution は  $\sim 0.1\%$  である。

### Experimental Results

Fig. 1 に Spectrum の一例を示す。9MeV 以下に約 10 本の  $^{40}\text{Ca}$  の inelastic peak を見出した。得られた各 level の Form Factor を Helm Model と比較することにより Reduced transition probability  $B(EL)$  及び  $B(EL)/B_{sp}$  を求めた (Table 1)。 $3^-$ ,  $5^-$  についての  $B(EL)/B_{sp}$  を ( $\alpha, \alpha'$ ) の実験結果及び Gillet の particle hole model の値と共に Fig. 2 に示した。 $3.74\text{MeV}$ , 1st  $3^-$  は  $G=18.8$  で強く励起された。Fig. 3 に示す様に Gillet の particle hole model は実験をよく再現する。

$6.28\text{MeV}$  level は ( $p, p'r$ ) (2) 及び一連の ( $\alpha, \alpha'$ ) (3, 5, 6), ( $\alpha, \alpha'r$ ) (7) で何れも  $3^-$  に assign された。隣り合う level とは  $200\text{keV}$  以上離れている。 $6.58\text{MeV}$  level は ( $p, p'r$ ) (2) では見出されなかったが ( $\alpha, \alpha'$ ) (3, 5, 6) 及び ( $\alpha, \alpha'r$ ) (7) で  $3^-$  に assign された。現在の電子散乱でもこれら 2nd 及び 3rd  $3^-$  は  $G=1\sim 2$  の強さで励起された。

$6.95\text{MeV}$  peak の Form Factor は  $5.90\text{MeV}$  excitation と殆ど同じ  $q$ -dependence を示し同じ性質の level と考えられる。 $6.9\text{MeV}$  近辺には接近して 3 本の level が存在しているが (2), 現在の実験では peak の中から見て 1 つの level を励起していると考えられる。 $6.95\text{MeV}$  level は他の実験から  $5.90\text{MeV}$  と共に  $1^-$  にほぼ assign されている。即

ち一連の $(\alpha, \alpha')$ では50.9 MeV  $\alpha$  (3)では $1^-, 2^+, 3^-$ の何れかだとしたが30.5 MeV  $\alpha$  (5)では $(1^-, 3^-)$  or  $2^-, 31$  MeV  $\alpha$  (6)では $1^-$ にassignされた。 $(\alpha, \alpha' r)$ (7)のangular correlationは $1^-$ を支持している。 $(r, r)$  (9)でも6.95に $J=1$ を強く励起した。又5.90 MeV levelは $(\alpha, \alpha')$ (5, 6),  $(p, p' r)$ (2)共に $J=1$ に assignした。従ってelectron scatteringで励起されたこの2つのlevelは共に $1^-$ であると考えられる。

Proton threshold 近辺に7.94及び8.38 MeVの2本のsharpなpeakを見出した。これらはOrsay  $(e, e')$ (1)による7.9 MeV ( $4^+$ )及び8.5 ( $5^-$ )、又は $(\alpha, \alpha')$ (6)による共に $4^+$ の7.94及び8.38 MeV levelに対応すると思われる。Form Factorは7.94 MeVは $(2^+,$ 及び $4^+$  or  $5^-)$ のdoublet, 8.38 MeVは $4^+$  or  $5^-$ である。

## Discussion

Gillet及びSandersonは $^{40}\text{Ca}$ のodd parity levelについてeffective two-body forceをGaussian typeの中心力を用いてparticle hole modelに基づいてConfiguration mixingのamplitudeを計算した(13, 14)。このwave functionを用いてJollyはelectron scatteringのForm Factorをlongitudinal及びtransverse excitation共に計算した(16)。Gilletの計算では $^{40}\text{Ca}$ のenergy levelを再現する為にはCoulomb力のeffectを無視できず、isobaric spin  $T$ はgood quantum numberでないと仮定した。この結果特にhigher octupole statesは $T=0$ と $T=1$ が強くmixしている。しかしながら現在の実験では次の理由から $^{40}\text{Ca}$ の7 MeV近辺までのlevelについて $T$ のmixingは非常に小さいといえる。

即ち $^{40}\text{Ca}$ のground stateは $T=0$ であるがexcited stateが $T=0$ と $T=1$ の大きいmixingがあれば $T=1$ のpartは核のmagnetization densityの励起によってtransverse excitationが強められる。特に3rd  $3^-$  ( $E_{\text{theory}} = 7.73$  MeV,  $E_{\text{exp}} = 6.59$  MeV)は $T=0$ 及び $T=1$ の強いmixingがあり、Fig. 3に示す様にJollyの計算結果はtransverse excitationがlongitudinal excitationとcomparableになる。しかし実験はtransverse excitationを示さない。大きいmomentum transferについても今後確める積りである。

6.95 MeV levelは5.90 MeVと殆ど同じ $E$  3類の $q$ -dependenceを示すが先に述べた様に共に $E1$  excitationと考えられる。 $^{12}\text{C}$  10.8 MeV,  $^{16}\text{O}$  7.12 MeVの様

conjugate nucleiで $\Delta T=0$ の $E1$  transitionはselection rule によつて $E3$ 類似のForm Factorを示すことが分っている(17)が, $^{40}\text{Ca}$  6.95MeV levelもこれらと同じ様なForm Factorを示すことはこれらの $1^-$  levelが $T=0$ で $^{40}\text{Ca}$ に於いても $E1$  selection ruleがよく成り立ち, isobaric spinが good quantum numberであることを示している。これらの $E1$  transitionに対するGilletのwave functionを使ったJollyの計算は実験値と合わないが, これはJollyの指摘している様に spurious stateを完全に除いていないことによると思われる。

#### REFERENCES

1. D. Blum, P. Barrean and J. Bellicard, Phys. Lett. 4 (1963) 109.
2. W. S. Gray, R. A. Kenefick and J. J. Kraushaar, Nucl. Phys. 67 (1965) 542.
3. A. Springer and B. G. Harvey, Phys. Lett. 14 (1965) 116.
4. K. Yagi, H. Ejiri, M. Furukawa, Y. Ishizaki, M. Koike, K. Matsuda, Y. Nakajima, I. Nonaka, Y. Saji and E. Tanaka, Phys. Lett. 10 (1964) 186.
5. R. W. Bauer, A. M. Bernstein, G. Heymann, E. P. Lippincott and N. S. Wall, Phys. Lett. 14 (1965) 129.
6. E. P. Lippincott and A. M. Bernstein, Phys. Lev. 163 (1967) 1170.
7. W. J. Kossler, Phys. Lev. 165 (1968) 1209.
8. J. R. MacDonard, D. F. H. Start, R. Anderson, A. G. Robertson and M. A. Grace, Nucl. Phys. A108 (1968) 6.
9. F. R. Metzger, Phys. Lev. 165 (1968) 1245.
10. H. Lindeman, G. A. P. Engelbertink, M. W. Ockeloen and H. S. Pruys, Nucl. Phys. A122 (1968) 373.
11. J. R. Erskine, Phys. Lev. 149 (1966) 854.
12. P. M. Endt and C. Van der Leun, Nucl. Phys. A105 (1967) 1.
13. V. Gillet and E. A. Sanderson, Nucl. Phys. 54 (1964) 472.
14. V. Gillet and E. A. Sanderson, Nucl. Phys. A91 (1967) 292.
15. V. Gillet and M. A. Melkanoff, Phys. Rev. 133 (1963) B1190.
16. H. P. Jolly, Nucl. Phys. 67 (1965) 209.
17. Y. Torizuka, M. Oyamada, K. Nakahara, K. Sugiyama, Y. Kojima, T. Terasawa, K. Itoh, A. Yamaguchi and M. Kimura, Internal Report of Lab. of Tohoku Univ. TUEL-3 (1968).

Table 1

$E_x$ (MeV)	$J^\pi$	Present				$G = B/B_{sp}$			
		$B(E\lambda, \uparrow) (\epsilon^2 F^{2\lambda})$	$R(F)$	$G = B/B_{sp}$	a) $(e, e')$	b) $(p, p')$	c) $(p, p')$	d) $(\alpha, \alpha')$	
Elastic	$0^+$		$3.70 \sim 3.80$					17.0	
374	$3^-$	$1.25 \times 10^4$	370	1.88	150	21.2	18	57	
449	$5^-$	$1.55 \times 10^6$	350	9.3	123		5.3	0.6	
561	$2^+$	7.81	370	0.2				47	
629	$3^-$	$1.45 \times 10^3$	450	2.2		28		27	
658	$3^-$	$8.18 \times 10^2$	420	1.2		3.7		21 (E4)	
794	$2^+, (4^+ \text{ or } 5^-)$	$\sim 2.2(E2)$		$\sim 0.6(E2)$				27 (E4)	
838	$(5^-)$	$\sim 3 \times 10^5$		$\sim 2.0$	6.9				

a) Ref. 1.    b) Ref. 2.    c) Ref. 4.    d) Ref. 6.

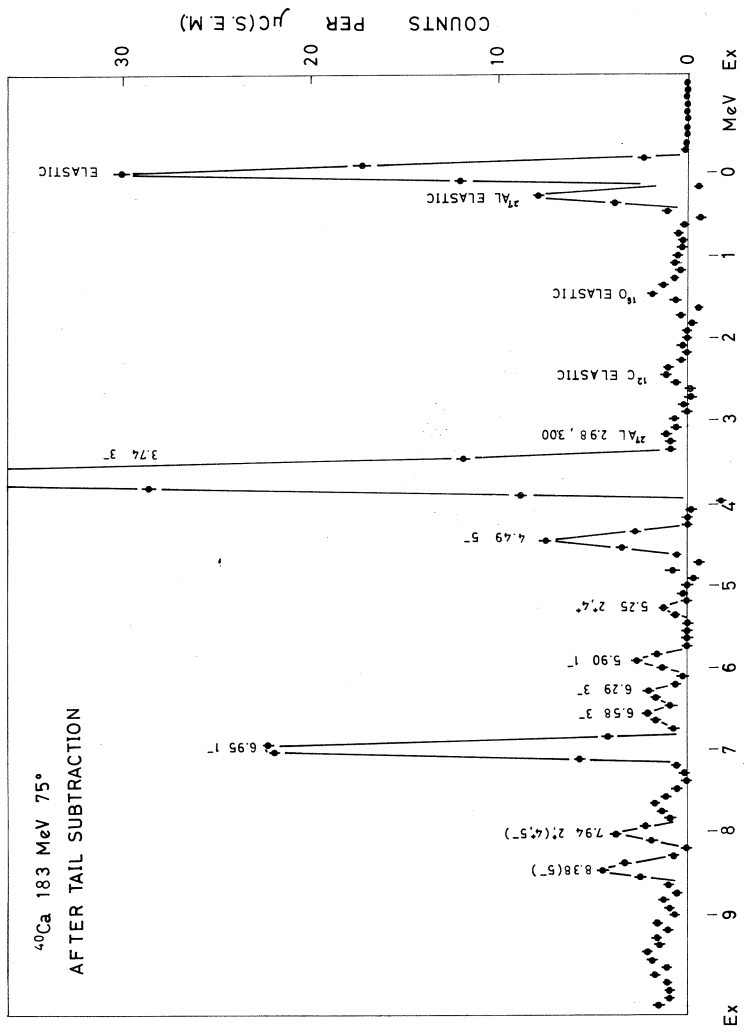


Fig. 1





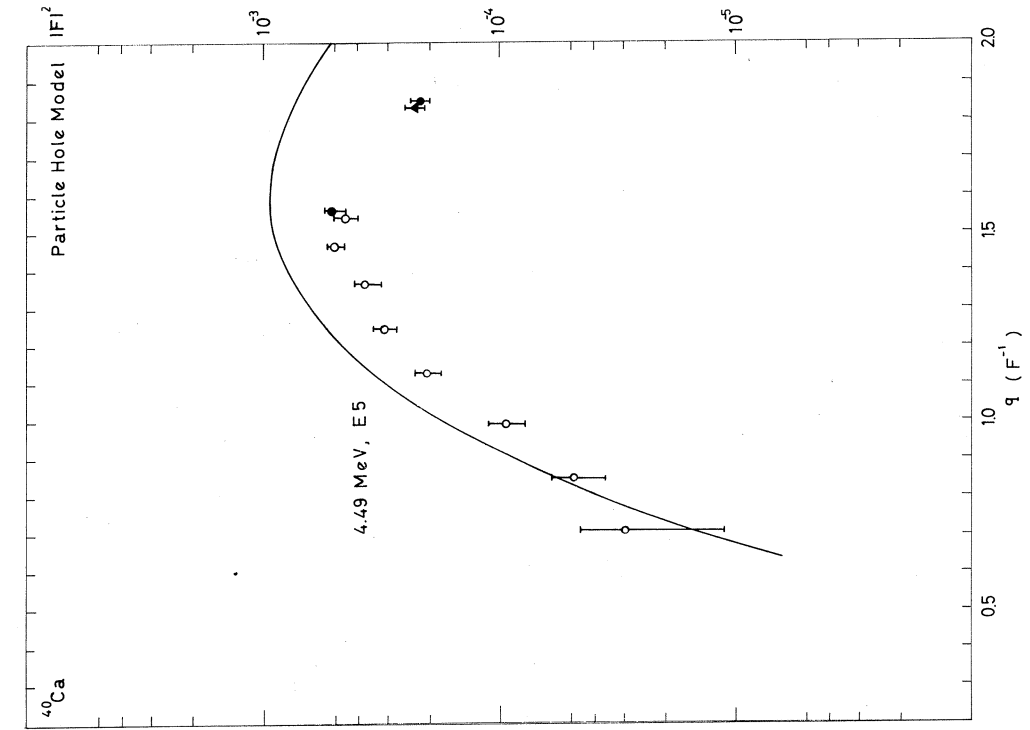


Fig. 4

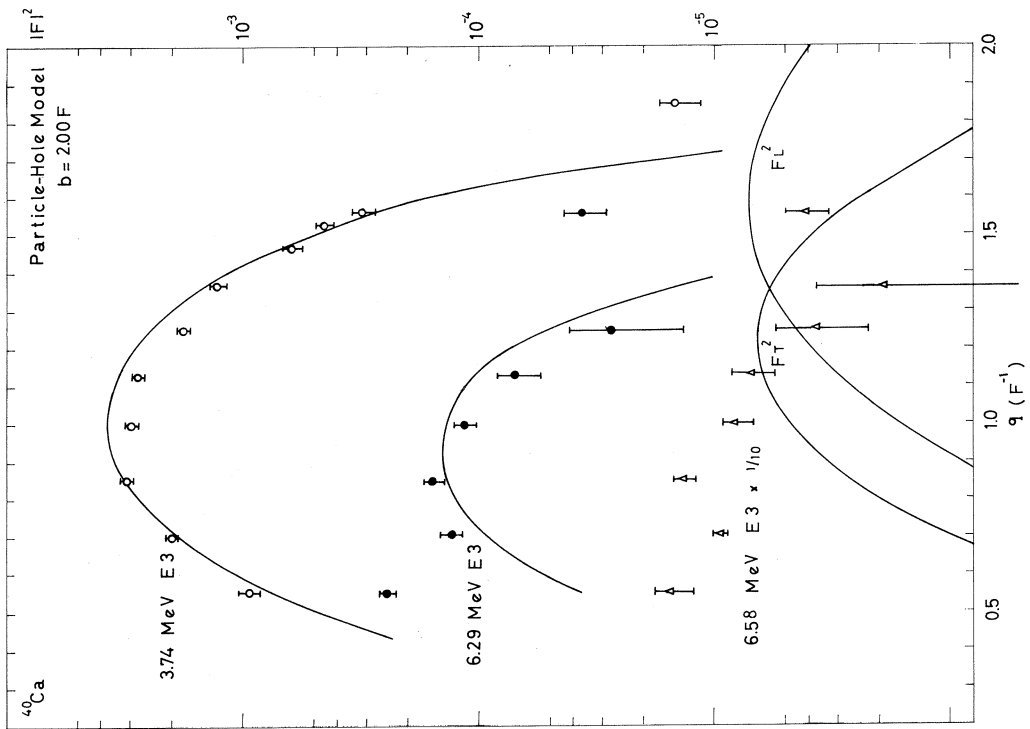


Fig. 3

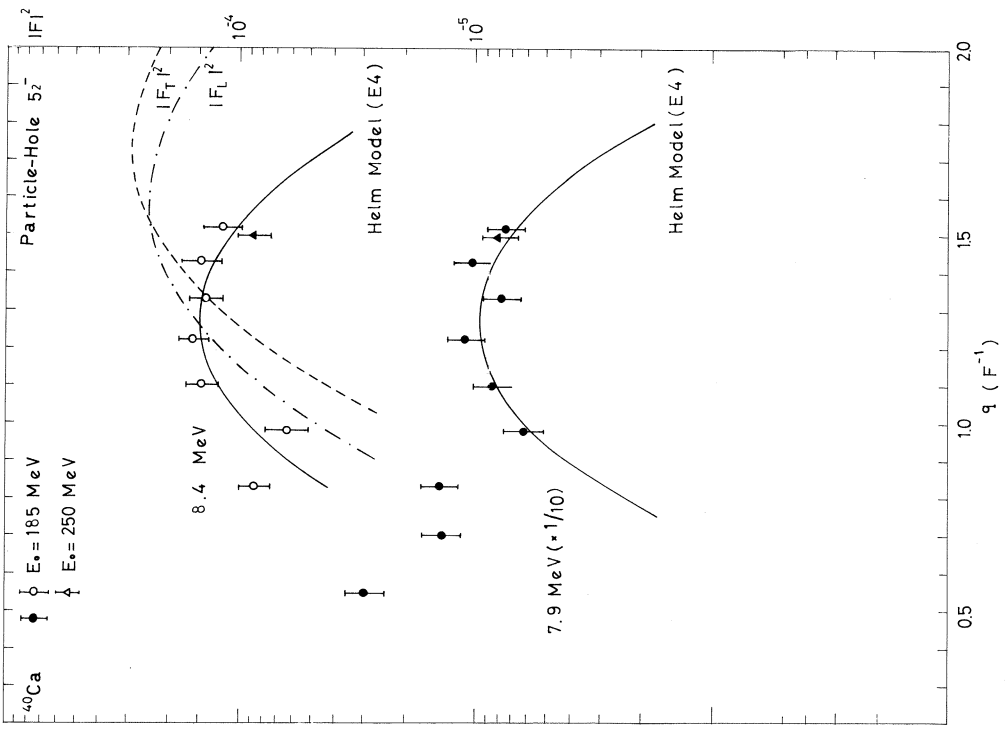


Fig. 6

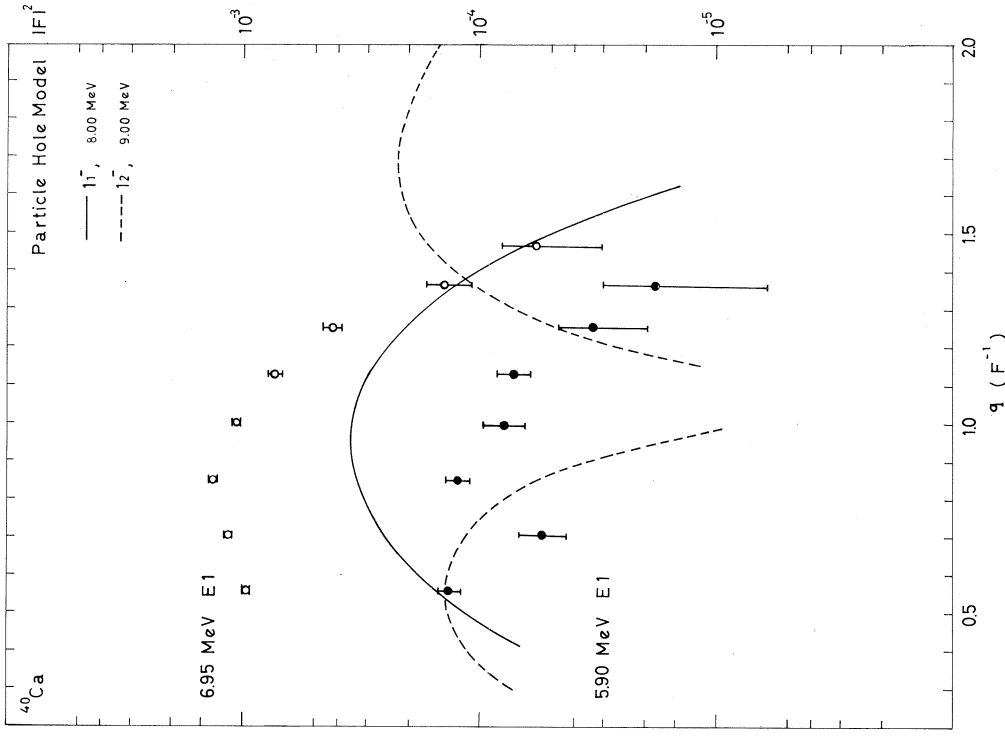


Fig. 5

I-2  $(\gamma, p)$  反応によるアナログ状態の研究

核理研 庄田 勝房・菅原真澄  
齊藤悌二郎・宮瀬晴久

前回に引続いて中性子数，陽子数に関して閉じた核に電子ビームを照射して発生する陽子のエネルギー分布を測定した。この反応は制動輻射と類似のスペクトルを持った virtual photon による  $(\gamma, p)$  に等しい。測定方法は Broad range spectrometer (detector は SSD 50c) を用いた (詳細は前回の報告参照)。

photonuclear reaction に於て  $(\gamma, p)$  は  $\Delta T = 1$  の state, 即ち Analogue state の研究を可能にする。この立場に於ての報告を以下に述べる。

## §1 ISOBARIC ANALOGUE STATES IN ( $\gamma, p$ ) REACTIONS ON N=50 NUCLEI

The isobaric analogue states (IAS) in  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  and  $^{92}\text{Mo}$  which have closed shells of 50 neutrons have been investigated by the ( $\gamma, p$ ) reaction. Energy and angular distributions of protons have been measured by means of the ( $e, e'p$ ) reaction. The result is analogous to that of the ( $\gamma, p$ ) reaction induced by bremsstrahlung (1). The target (a self-supporting metal foil of about  $5 \text{ mg/cm}^2$  thick; natural abundance for  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{89}\text{Y}$  and enriched to 97.80 %, 98.27 % for  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$  respectively) was bombarded by an electron beam from Tohoku University Linear Accelerator. Emitted protons were detected by a broad-range spectrometer with a ladder of 50 solid state detectors at the focal plane. The energy resolution of the spectrometer system is about 0.5 %. The absolute values of beam currents were determined with a secondary emission monitor calibrated by a Farada cup. The absolute yields of protons were also calibrated by using the  $^{12}\text{C}(\gamma, p)$  and  $\text{D}(\gamma, p)$  reactions.

Fig. 1 shows examples of the results of proton energy distributions. In the figure, vertical broken lines and solid lines show the positions of  $p_0$  corresponding to the ground IAS and the electric dipole IAS which were estimated by different reactions (2-4).

Strong proton groups are found in the energy distribution on  $^{90}\text{Zr}$ . For the other nuclei, proton groups exist also though they are not strong. The distribution of these proton groups seems to vary with the nuclei having different proton shells.

Angular distributions for the strong proton groups are obtained with a correction by subtraction of non-resonant protons which are estimated from neighbouring proton yields. The results are summarized in Table 1.

Table 1. Angular distributions of strong proton groups on  $^{90}\text{Zr}$ .

$E_p$ (MeV)	$E_R$ (MeV)	$E_{ex}$ (MeV)	$w(\theta)$
6.0	0	14.4	$1 + (0.1 \pm 0.1)P_1 - (0.2 \pm 0.2)P_2$
6.4	1.5	16.3	$1 + (0.1 \pm 0.1)P_1 - (1.2 \pm 0.2)P_2$
7.9	0	16.3	$1 + (0.02 \pm 0.06)P_1 - (0.6 \pm 0.1)P_2$

That of the  $E_p=7.9$  MeV proton group of  $^{90}\text{Zr}$  agrees well with the  $(p, \gamma_0)$  result (3).

In the case of  $^{90}\text{Zr}$ , proton energy distributions were measured for several bombarding energies changing by the step of about 1 MeV over the energy region of  $E_e=16.0\sim 23.0$  MeV. By taking difference of these successive distributions, the residual states can be studied from energies of the resulted proton groups. The results show strong contributions of residual states around 0, 1.5, 3, 5, 7 MeV for proton emission. The partial cross sections for these residual energy are calculated from the high energy part of each proton spectrum. The results are shown in Fig. 2. In the region lower than 14.5 MeV,  $\sigma(\gamma, p_0)$  is estimated under the assumption that the proton energy distribution at the lowest bombarding energy (16.0 MeV) is caused by  $p_0$  only. The cross section calculated from the inverse reaction  $^{89}\text{Y}(p, \gamma_0)^{90}\text{Zr}(3, 5, 6)$  is also included in the figure for comparison. For  $E_x=16.3$  MeV IAS of  $^{90}\text{Zr}$ , proton groups are found corresponding to the residual states at the ground ( $1/2^-$ ) and 1.5 MeV ( $3/2^-$ ) states of  $^{89}\text{Y}$ . The intensity ratio of them is  $p_0:p_2=1:0.4$ . This fact shows that several shell model configurations contribute to this IAS. The  $p_2$  group through this IAS has been found in the  $(p, p')$  data at  $E_{p, in}^{lab}=8.01$  MeV by Long et al.

(7). Their study also indicates a strong  $p_3$  (the corresponding residual state is 1.74 MeV ( $5/2^-$ )) at  $E_{p,in}^{lab} = 7.99$  MeV. These two states seemed to possibly be the same IAS. However, the present results does not show any strong  $p_3$  group. This suggests that the two states mentioned above are different. If so, the results from  $(p,p')$ ,  $(p,\gamma_0)$  (3) and the present data seem to be consistent under consideration of the main contribution of s-wave protons.

Fallieros et al. (8) estimate the  $T_>$  photoproton giant resonance at 21.5 MeV which is 5 MeV higher than the normal  $T_<$  giant resonance considering an isospin splitting effect. Axel et al. (6) observed  $\sigma(\gamma, p_0)$  from the  $^{89}\text{Y}(p, \gamma_0)$  reaction, and found a resonance centered at  $E_x = 21.0$  MeV. In the present result, several resonances are observed for  $p_0$  and  $p_2$  in this region as shown in Fig. 2, which does not always agree with the  $(p, \gamma_0)$  data.

Goulard et al. (9) calculated electric dipole IAS on  $^{88}\text{Sr}$ . Their result is compared with the present result under the assumption of complete  $p_0$  decay as shown in Fig. 3. Excitation energy of the groups of IAS in the present results seems to agree well with the calculated result. A more precise comparison is in progress.

The radiative width of IAS can be determined by the integrated cross section of the proton group(\*). Table 2 summarizes the results and the comparison with single particle estimation(W.u.). Errors are estimated about 40 %. An assumption is made  $\Gamma_{p_0}/\Gamma = 1$  when no available data are found for them. The results show that the IAS has about  $10^{-1}$  of single particle transition strength.

---

(\*) The possibility of such method of determination of  $\Gamma_{\gamma_0}$  is also suggested by G. M. Temmer (10).

Table 2. The radiative width of main IAS.  
The result is compared with the  
single particle unit (W.u.).

Nucleus	$E_p$ (MeV)	$E_{ex}$ (MeV)	$\Gamma_{p_0}/\Gamma$	$\Gamma_{\gamma_0}$ (eV)	$2(T+1)\Gamma_{\gamma_0}$ (W.u.)
$^{89}\text{Y}$	7.0	14.0	23/50(a)	60	0.2
	7.5	14.4	18/60(a)	90	0.3
$^{90}\text{Zr}$	6.0	14.4	1 (b)	30	0.09
	6.4	16.3	1/1.4(c)	180	0.4
	7.9				

(a) E. R. Cosman, J. M. Joyce and S. M. Shafroth, Nucl. Phys. A108 519 (1968).

(b) Assumption. (c) From present data.

#### References

- (1) W. R. Dodge and W. C. Barber, Phys. Rev. 127 1746 (1962).
- (2) S. M. Shafroth and G. J. F. Legge, Nucl. Phys. A107 181 (1968).
- (3) J. L. Black and N. W. Tanner, Phys. Lett. 11 135 (1964).
- (4) E. R. Cosman, H. A. Enge and A. Sperduto, Phys. Rev. 165 1175 (1968):  
E. R. Cosman, J. M. Joyce and S. M. Shafroth, Nucl. Phys. A108 519 (1968); J. L. Black, W. Darcey and M. M. Islam, Nucl. Phys. 79 65 (1966); J. D. Fox, C. F. Moore and D. Robson, Phys. Rev. Lett. 12 198 (1964).
- (5) E. Obst, F. Rauch and E. Rössle, Phys. Lett. 21 50 (1966).
- (6) P. Axel, D. M. Drake, S. Whetstone and S. S. Hanna, Phys. Rev. Lett. 19 1343 (1967).
- (7) D. D. Long and J. D. Fox, Phys. Rev. 167 1131 (1968).
- (8) S. Fallieros, B. Goulard and R. H. Venter, Phys. Lett. 19 398 (1965).
- (9) B. Goulard, T. A. Hughes and S. Fallieros, Private communication.
- (10) G. M. Temmer, Fundamentals in Nuclear Theory, International Atomic Energy Agency, Vienna 1967, p. 237.



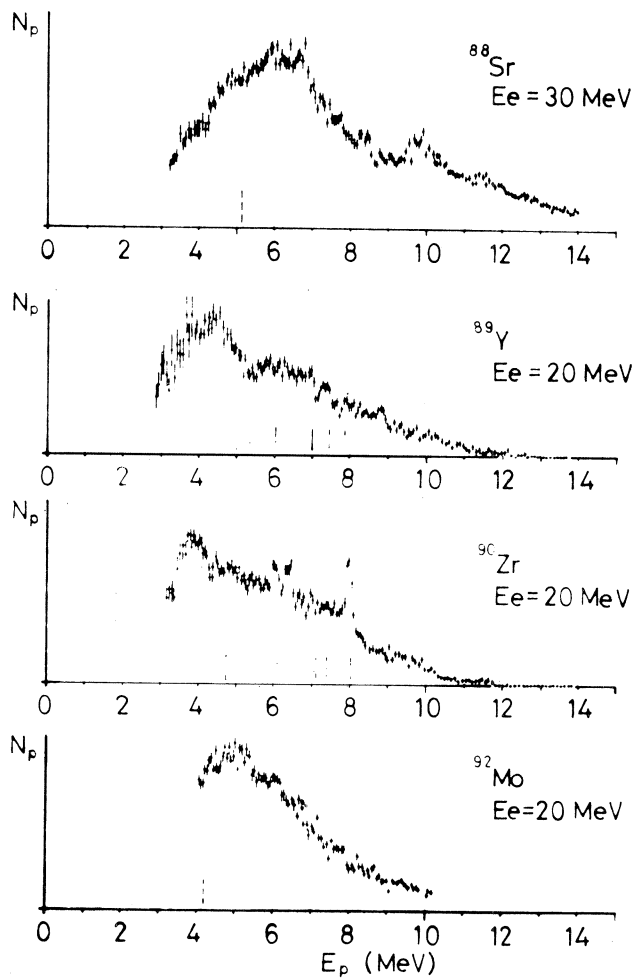


Fig. 1 Energy distributions of photoprotons. Vertical broken lines and solid lines indicate the position of  $p_0$  corresponding to the ground IAS and electric dipole IAS (2-4) respectively.

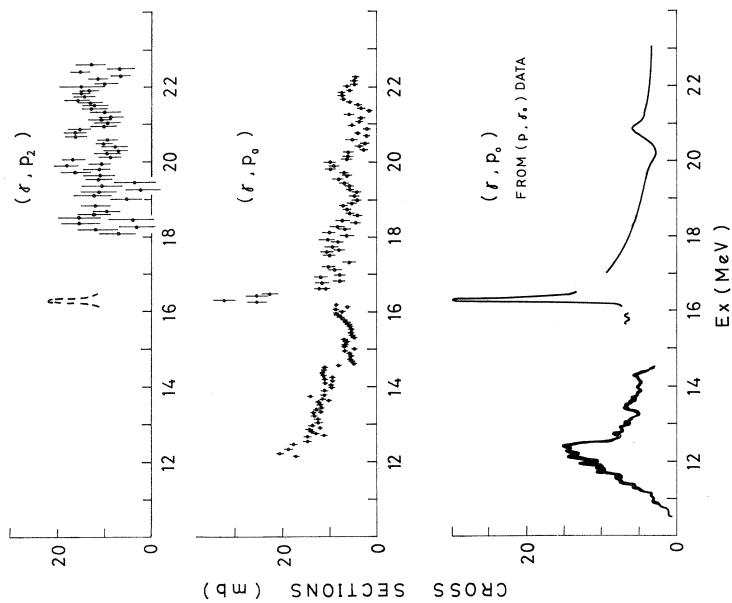


Fig. 2 Cross sections for  $(\gamma, p_0), (\gamma, p_2)$  of  $^{90}\text{Zr}$ . Those of  $(\gamma, p_0)$  obtained from  $^{89}\text{Y} (p, \gamma_0) ^{90}\text{Zr}$  experiment (3.5.6) are also shown.

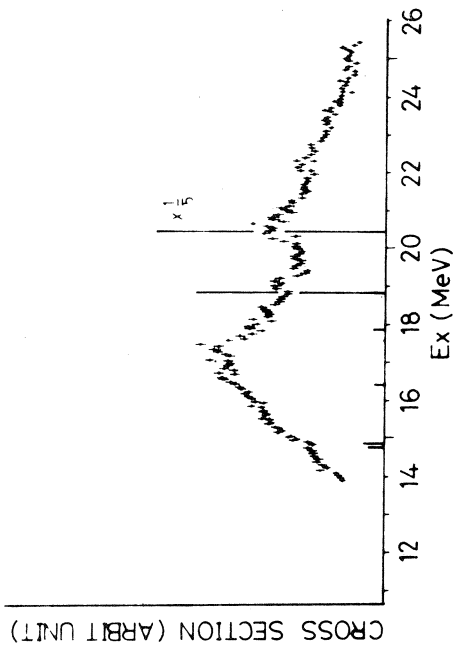


Fig. 3 Photoproton cross section of  $^{88}\text{Sr}$  calculated under the assumption of complete  $p_0$  emission. The theoretical result by Goulard et al. (9) is shown by the vertical lines, the length of which is proportional to the dipole strength.

## §2 ISOBARIC ANALOGUE STATES IN $(r, p)$ REACTIONS ON Sn ISOTOPES

A systematic study of isobaric analogue states (IAS) in the  $(\gamma, p)$  reaction has been made on Sn isotopes which have a different number of neutrons in the  $1h_{11/2}$  shell ( $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Sn}$  and  $^{124}\text{Sn}$ : enriched metal targets to better than 95 %). Energy and angular distributions of protons were measured by means of the  $(e, e'p)$  reaction using Tohoku Linear Accelerator and a broad-range spectrometer. The result should be analogous to the  $(\gamma, p)$  result from bremsstrahlung (1). The bombarding energies are lowered to about 20 MeV in order to reduce the yields of protons from the  $(\gamma, p)$  giant resonance. The thickness of the targets is about  $5 \text{ mg/cm}^2$ . The energy resolution is estimated about 100 keV.

Fig. 1 shows proton energy distributions. For  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ , the results are obtained from summation of the data at five angles which correspond to the spectra emitted in whole angle. For  $^{124}\text{Sn}$ , the result is obtained at  $\theta=90^\circ$  only. The position of  $p_0$  corresponding to the ground IAS is shown by vertical broken line in the figure. The exact position of them may not be certain because the neutron separation energies used in the calculations are not exactly known.

Proton groups are found in the region of 7.6-8.5 MeV for every nuclei. Three proton groups seem to appear in this region with an interval of about 0.3 MeV. These groups are a little more distinctly separated in the energy distribution at each detecting angle which shows a resolution a little better than that of the summed results, because a small kinematical shift of proton energy appears in a different emission angle. In the case of  $^{120}\text{Sn}$ , separation of the three proton groups seems better. The radiative widths for main groups are estimated as shown in Table 1. The absolute value

may be uncertain about 40 %. Angular distribution of each group is found almost equal within the experimental error. That of total protons summed over the three groups is summarized in Table 2.

Another broad proton groups seem to exist in the region of 7.0~7.5 MeV. From the present data only, it is uncertain whether they are constructed with many sharp proton groups or not. The residual state for both groups is not known in the present result. However, preliminary results of proton energy distributions for  $^{120}\text{Sn}$  by the bombardment of several lower energy beams seem indicate that all groups mentioned above will correspond to the ground or the low excited residual states ( $\leq 1$  MeV).

A neutron number dependence of the radiative width for the above mentioned proton groups is indicated in Fig. 2. It shows very different dependence for the two groups, which suggests a different blocking effect. Cross sections are also estimated from the energy distributions under the assumption of complete  $p_0$  emission. The results are shown in Fig. 3. The energy of the proton groups will be ambiguous by less than 1 MeV because of the ambiguity of the residual energy for these proton emission. The figure also indicates a systematic change of the IAS corresponding to the neutron number of the target nucleus.

#### References

- (1) W. R. Dodge and W. C. Barber, Phys. Rev. 127 1746 (1962).

Table 1. The radiative width of main proton groups on Sn isotopes.

Nucleus	$E_p$ (MeV)	$E_x$ (MeV) ( <u>a</u> )	$\gamma_o$ (eV) ( <u>b</u> )
$^{116}\text{Sn}$	8.2	17.3	8
	8.4	17.5	6
$^{118}\text{Sn}$	8.1	18.0	10
	8.3	18.3	9
$^{120}\text{Sn}$	7.9	18.5	10
	8.2	18.8	24
	8.5	19.1	18
$^{124}\text{Sn}$	8.0	20.0	8
	8.3	20.3	11

(a) The ground state is assumed for the residual state.

(b)  $\Gamma_{p_0}/\Gamma=1$  is assumed.

Table 2. Angular distributions of the proton groups in a region of 7.6~8.5 MeV.

Nucleus	$W(\theta)$
$^{116}\text{Sn}$	$1+(0.3\pm 0.1)P_1-(0.5\pm 0.1)P_2$
$^{118}\text{Sn}$	$1+(0.2\pm 0.1)P_1-(0.4\pm 0.2)P_2$
$^{120}\text{Sn}$	$1+(0.2\pm 0.1)P_1-(0.3\pm 0.1)P_2$

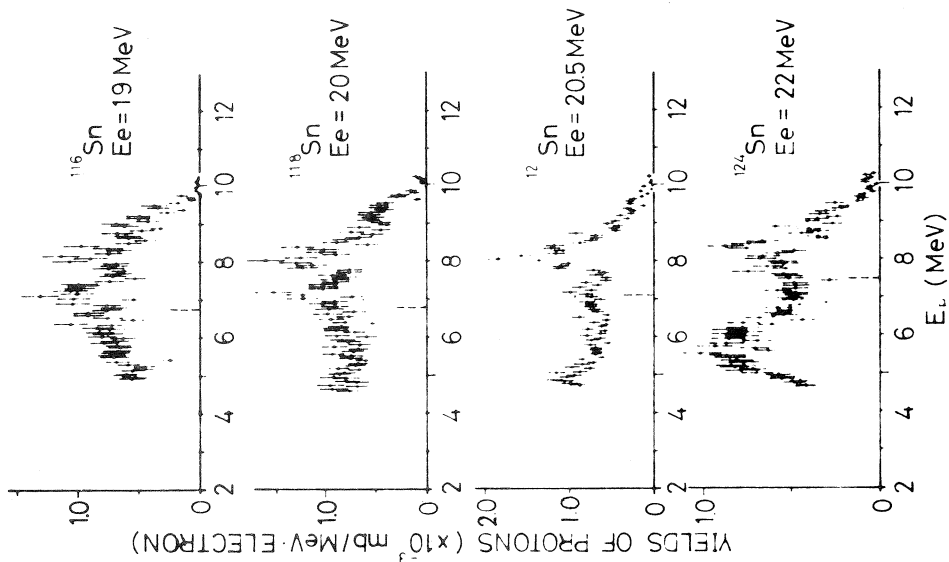


Fig. 1 Energy distributions of photo-protons. Absolute value may be uncertain about 40%.

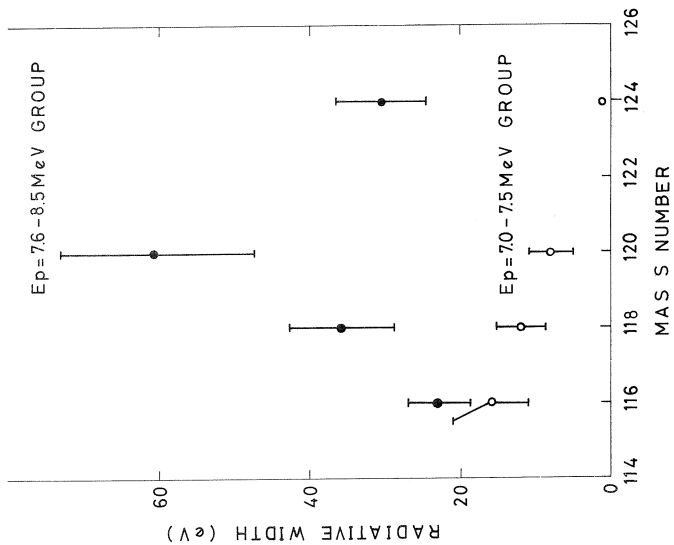


Fig. 2 Isotopic dependence of radiative width. The width is summed over the indicated energy region.

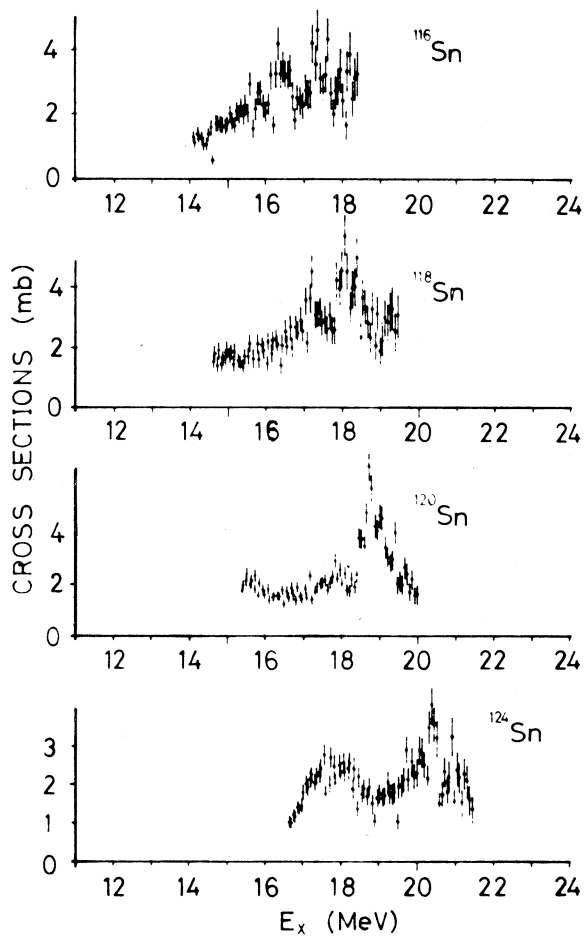


Fig. 3 Cross sections of  $(r, p)$  on Sn isotopes estimated from the energy distributions. A complete  $p_0$  emission is assumed. Absolute value may be uncertain about 40%.

### §3 ISOBARIC ANALOGUE STATES IN ( $\gamma$ , p) REACTIONS ON N=82 NUCLEI

The isobaric analogue states (IAS) have been investigated in the ( $\gamma$ , p) reaction on  $^{139}\text{La}$ ,  $^{140}\text{Ce}$ ,  $^{141}\text{Pr}$  and  $^{144}\text{Sm}$  which have closed shells of 82 neutrons. Energy and angular distributions of protons have been measured by means of the (e, e'p) reactions with a broad-range spectrometer system connecting with Tohoku University Linear Accelerator. The result should be analogous to that of the ( $\gamma$ , p) reaction induced by a bremsstrahlung (1). The targets are metal foils of natural abundance except  $^{144}\text{Sm}$  (enriched to 95.1 %). The thickness is about  $5 \text{ mg/cm}^2$  for all targets.

Fig. 1 shows examples of proton energy distributions. Vertical broken lines and solid lines show the position of  $p_0$  corresponding to the ground IAS and the IAS which is estimated as an electric dipole state from other studies (2) respectively. Strong proton groups are found in the result of  $^{140}\text{Ce}$  at 10.3 and 12.8 MeV. In the cases of  $^{141}\text{Pr}$  and  $^{144}\text{Sm}$ , several proton groups are found but they are not so strong as those of  $^{140}\text{Ce}$ .

Fig. 2 shows a comparison of energy distributions of protons from  $^{140}\text{Ce}$  obtained from bombardment at 20.0 and 22.0 MeV. The difference of these two distributions is equivalent to the proton spectrum resulted from a nearly monochromatic gamma rays around 21 MeV which have a spectrum equal to a difference of the two corresponding bremsstrahlung spectra. The result is also shown in Fig. 2 with the photon spectrum mentioned above. The result includes the contribution not only from IAS corresponding to  $E_p = 12.8 \text{ MeV}$  but also from non-resonant part in this region. The proton energy relates with the residual energy  $E_R$ :  $E_R = E_e - E_{th}(\gamma, p) - E_p^{CM}$ . The ambiguity of  $E_R$  will be about 2 MeV due to the energy spread of the corresponding gamma ray spectrum. It will be concluded that the residual



states distribute over several MeV for the reaction around  $E_x = 21$  MeV, though a precise determination is difficult from the present result. The residual states for the strong proton groups are estimated as probably the ground state or excited states lower than about 1 MeV.

Cross sections are estimated from the energy distributions under the assumption of complete  $p_0$  transition. In this case, the results show the mixture of the cross section of  $(\gamma, p_0)$  and extra cross sections introduced from proton spectra to excited states of residual nucleus. The latter is diminished in this procedure because its corresponding photon energy is estimated smaller by a residual energy and then too large photon number is used. Fig. 3 shows the results. The structures of proton groups and non-resonant shape are found analogous between the results of  $^{140}\text{Ce}$  and  $^{144}\text{Sm}$ , but those of  $^{141}\text{Pr}$  are different from the others.

Angular distributions are determined for main proton groups, and are summarized in Table 1. The results do not contradict to the proton emission from the  $1g_{7/2}$  shell. Angular distributions of non-resonant protons show a strong forward asymmetry, which shows interference between E1 and E2 absorption. However, those of proton groups through IAS do not show such a strong asymmetry, which indicates a simple transition for these IAS.

Radiative width can be estimated for strong proton groups and compared with W.u. for E1 transition. Errors are estimated about 40 %. The result shows that  $\Gamma_{\gamma_0}$  is much larger than those of E1 transitions between low excited states. The value for  $^{141}\text{Pr}$  agrees within the experimental error with that obtained by Ejiri et al. (3) who discussed with the 1st forbidden  $\beta$ -transition. The result is shown in Table 2.

Table 1. Angular distributions of strong proton groups on  $^{140}\text{Ce}$  and  $^{141}\text{Pr}$ .

Nucleus	$E_p$ (MeV)	$W(\theta)$
$^{140}\text{Ce}$	10.3	$1+(0.4\pm 0.1)P_1-(0.0\pm 0.1)P_2$
	12.8	$1+(0.2\pm 0.1)P_1-(0.4\pm 0.2)P_2$
$^{141}\text{Pr}$	9.7	$1+(0.0\pm 0.1)P_1+(0.1\pm 0.2)P_2$

Table 2. The radiative width of main IAS. The result is compared with the single particle unit (W.u.).

Nucleus	$E_p$ (MeV)	$E_x$ (a) (MeV)	$\Gamma_{P_0}/\Gamma$	$\Gamma\gamma_0$ (eV)	$2(T+1)\Gamma\gamma_0$ (W.u.)
$^{140}\text{Ce}$	10.3	18.3	1 (b)	50	0.1
	12.8	20.8	1 (b)	90	0.1
$^{141}\text{Pr}$	9.7	15.1	12/60(c)	40	0.2
$^{144}\text{Sm}$	10.6	16.6	1 (b)	20	0.05

(a) Ground state is assumed for the residual state.

(b) Assumption.

(c) P. Von Brentano et al. (2).

#### References

- (1) W. R. Dodge et al., Phys. Rev. 127 1746 (1962).
- (2) C. A. Wiedner et al., Nucl. Phys. A103 433 (1967); P. Von Brentano et al., Phys. Letters 17 1240 (1965); J. Kern et al., Phys. Rev. 153 1331 (1967); Y. K. Agarwal et al., Nucl. Phys. 58 641 (1964).
- (3) H. Ejiri et al., Phys. Rev. Lett. 21 373 (1968).

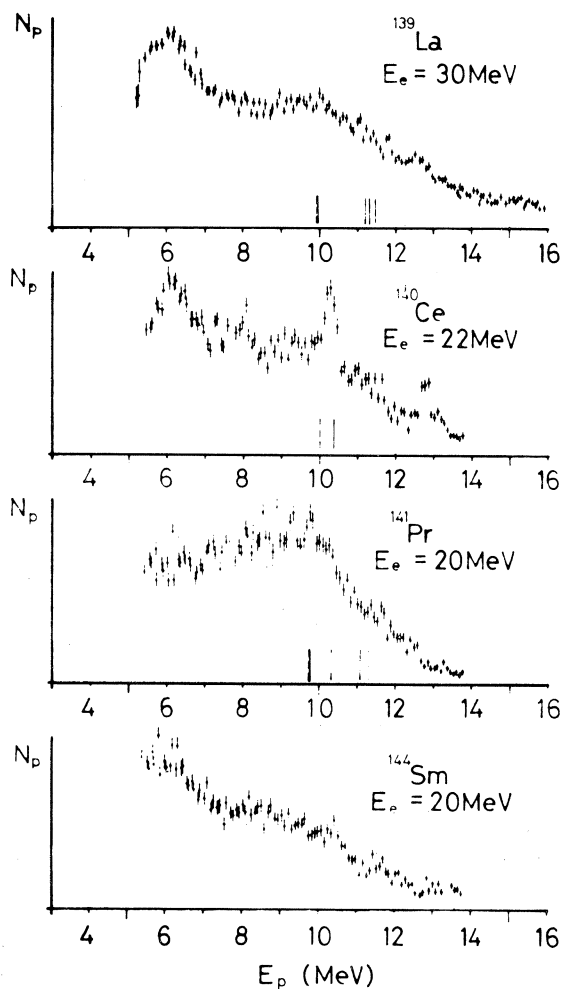


Fig. 1 Energy distributions of photoprotons. Vertical broken lines and solid lines indicate the position of  $p_0$  corresponding to the ground IAS and electric dipole IAS (2).

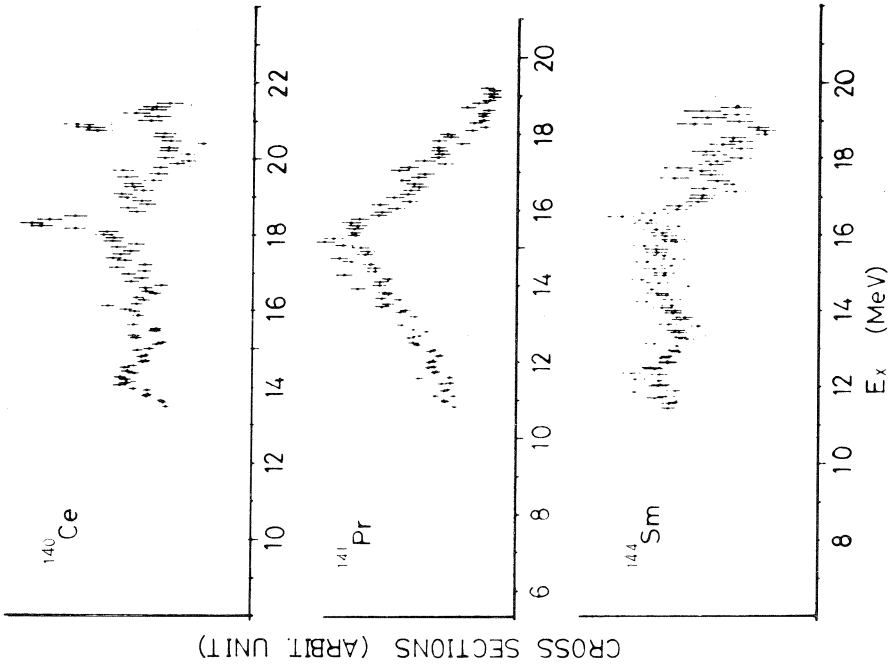


Fig. 3 Photoproton cross section calculated from the energy distribution under the assumption of complete  $p_0$  emission.

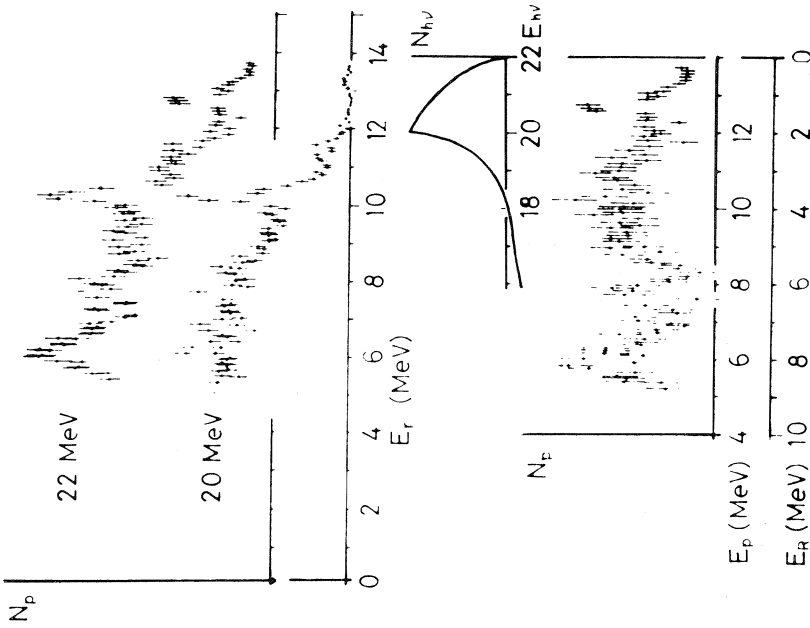


Fig. 2 Comparison of energy distributions on  $^{140}\text{Ce}$  irradiated by 20.0 MeV and 22.0 MeV electron beam. The lowest spectrum is a difference of the two. Photon spectrum corresponding to this difference is also shown.

I-3 (r,  $\alpha$ ) 反応実験

教養部物理\*・理学部物理\*\*

阿部 健\*・川村暢明\*\*・坪田博明\*

軽い核での $\alpha$ 的4粒子相関と分子的構造という考え方は、すでに初期の $\alpha$ -modelにみられ、またshell modelが提唱された頃における $\alpha$ -particle modelに対する批判的見解はBlatt-Weisskopfの教科書にもみられる。難点の1は、結合エネルギーが必ずしも $\alpha$ -modelでなくてもよいこと、2は $\alpha$ がpermanent sub-unitではなく、一時的に核内に生じる核子集団であって、このclusterの寿命は必ずしも核の回転・振動の周期に比して大きくならないこと、3は ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$ が2.4 MeV/bondのruleからずれていること、4は分子の場合と異なり、 $\alpha$ - $\alpha$ 零点振動の振幅が大きく、振動と回転がほとんど同程度に励起し、strong rotation-vibration couplingのために両者の分離がよくないこと。Perring-Skyrmeは、 $\alpha$ -modelのこれらの難点を考え、 $\alpha$ -modelのもつ特徴的な面をshell modelの枠内に吸収し $\alpha$ -modelを解消する試みを行った(1956)。一方関根 et alによるPerring-Skyrme批判とMorinagaによる $4n$ 核のdeformed excited state ( $\alpha$ -chain state)の議論(1956)により、励起状態においてはむしろ $\alpha$ -model的様相のはっきり現われること、そこでは $\alpha$ をunitとした幾何学的配位が一定の意味を有することが論じられた。すなわちcluster representationからcluster modelが再び取上げられることとなった。堀江 et alのcluster-coupling shell model、有馬 et alのweak coupling modelを経て、池田(1967)はshell model的様相のground state seriesと $\alpha$ -chain的seriesを根幹とする軽い核の分子的構造を示すIkeda diagramを提唱した。これらの背景の上で、核の高い励起状態に $\alpha$ の様相の強く発現した相が存在するという見方がどの程度一般性をもっているか興味ある問題である。 $\alpha$ 粒子および陽子による軽い核内の $\alpha$  clusterとの準弾性散乱により核のcluster構造を直接検証する実験や、重イオンの関与するクラスター転移反応の実験による核の励起状態におけるクラスター構造の研究が行なわれているが、励起状態からの $\alpha$ 崩壊のエネルギー分布、角度相関分布からも、とくに光核反応では強い選択則のために、良質の情報が得られるであろう。東北リニアックはエネルギー(主として $\lesssim 60$  MeV)の点でもビーム強度の点でも、これらの実験によく適してい

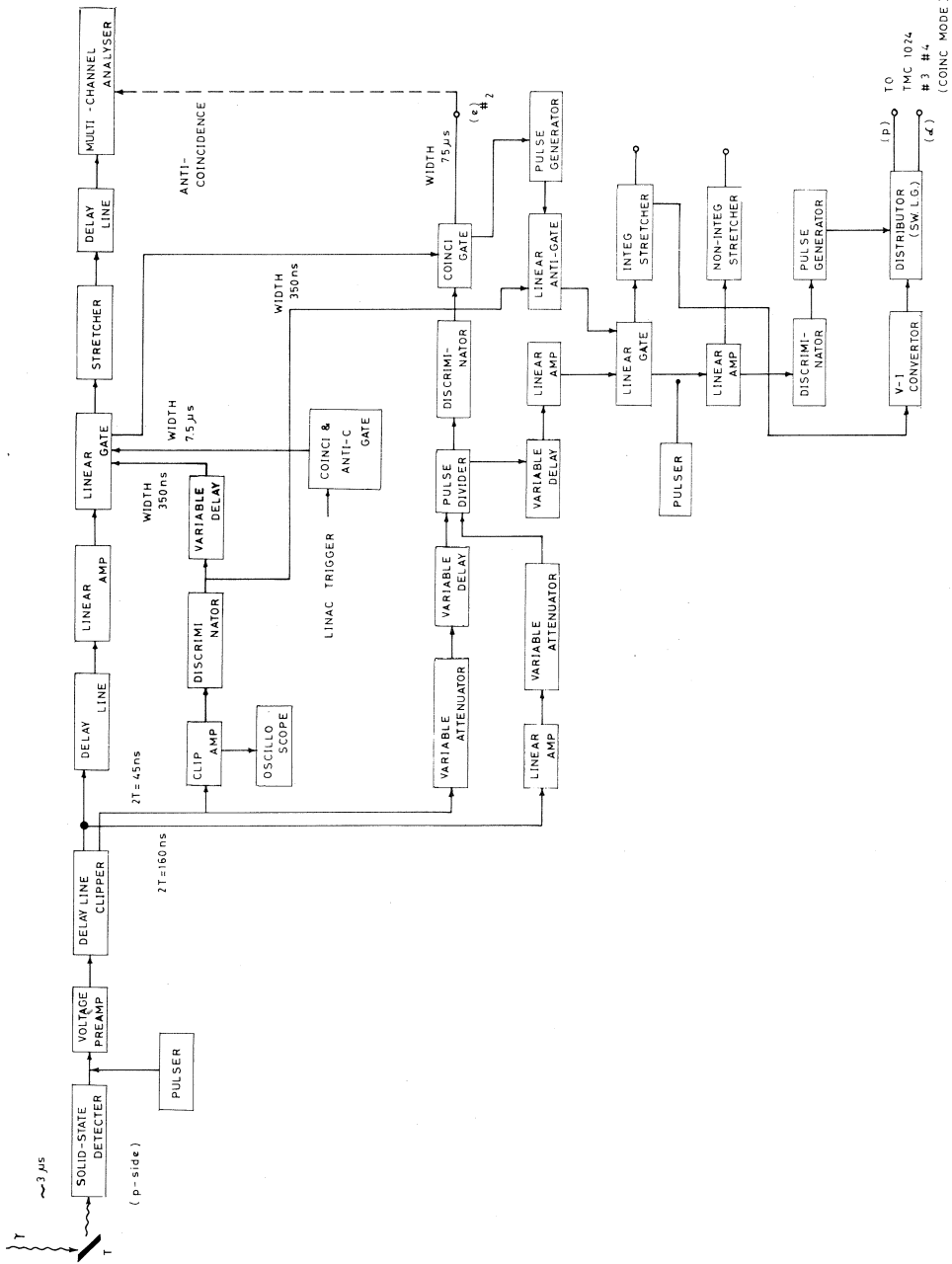


図 1 粒子弁別付きパルス高周波測定系

る。従来からの問題である荷電スピンの選択則の破れ、蒸発理論からのずれ等の問題も、実験はまだ少く、しかも計測精度がよくない。それは強い背景計数の下における $\alpha$ スペクトルの速い弁別測定技術が、スペクトルの微細構造を問題にしうるところまで進んでいなかったためであるが、この技術的問題は我々によりすでに解決された。図1の#2, #3, #4出力はそれぞれTMC1024波高分析器の対応する入力となり、COINCIDENCE MODEにておける4分割アドレス・グループ指定のゲート信号となる。検出器中に残すエネルギーの小さい背景電子は45 n secの分解時間で振落され、それ以外の粒子は約100 n secの弁別時間で振分けられる。#3, #4はそれぞれ $p$ ,  $\alpha$ の認定信号であり、第3, 第4の256チャンネル・メモリー・グループにエネルギー分解能60 keVの $p$ ,  $\alpha$ スペクトルが蓄積される。粒子信号の振分けレベルはNon-integ.stretcher出力の波高分布をPulserでチェックして設定する。 $(r, \alpha)$ 反応計測において最も重要な速い粒子弁別能については満足すべき結果が得られ、すでに報告した。すなわちSSD-前置増幅器信号を200m(10D2V)の伝送線により計測室に導き、推定減衰量が10Mc成分28db, 30Mc成分5db, 100Mc成分10dbの条件下で、 $E_m = 30\text{MeV}$ の $r$ による $\text{Be}(r, \frac{p}{\alpha})$ 反応の $p$ と $\alpha$ の間に $\sim 20\%$ のclear separationが得られた。今期の実験は11月25日, 3月10日, 3月17日で、すべての速い計測演算系を反応室に移し、最終的な微調整を行い、スペクトルの集録を開始することであったが、第1日は実験途中で検出器が不調となり $\alpha$ データは得られなかった。1964.12.9.製のSSDが満4年で寿命となった。逆バイアス電流は製造時の2倍程度でそれ程増加しないが、 $p$ に対して $p_0 - \alpha$ に対して、また $r$ に対して感度が甚だしく低下し、強い $n$ に対してはある程度感じる。信号の立上り時間は全く不規則となり、track origin不定の症状を呈することになった。

Keve社 A-80-2A を発注し、第2日に間合った。検出器容量、立上り時間、出力電圧等が異なるために、計測系の調整が最初からやり直しとなった。その上、新たに中央トンネルにT-O-Fダクトが敷設され、反応箱を置く場所がなくなった。また反応箱台がダクト台に転用されてしまい、

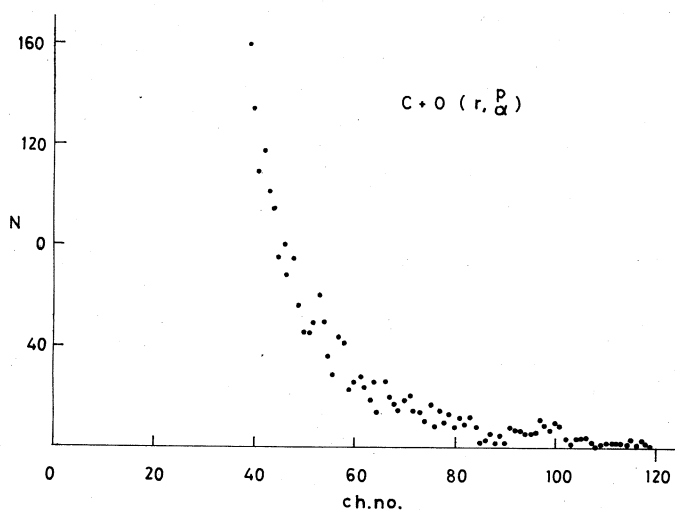


図2 セロハンの $(r, \frac{p}{\alpha})$

止むなくコンクリート壁孔内に反応箱を設置したため、中性子遮へいが著しく不良となった。SSDの activity も著しく、SSD バイアス電流も増加し、最悪の条件となった。 $(r, \frac{p}{\alpha})$  の一例を図2に示す。第3日は、T-O-Fビーム・ダクトを一本はずしてもらい旧来の通り完全な中性子遮へいを施すことができた。コリメータは二重で、

ほぼ前期の報告の通りであった。データの一部を図3に示す。 $E_e = 25 \text{ MeV}$ ,  $I_e \sim 60 \mu\text{A}$ , Rep. rate 250 c/s, 制動標的 Ta 1mmで、十分高い計数率が期待されたが、実際には予想の数10分の1で、データ集録に至らなかった。 $\gamma$ ビームがコリメータを偏心して通過していることがポラロイド写真によりわかったが、その後 Ta 標的の前後各所においてX線フィルムによりビーム調査を行った結果、Ta標的以外の厚い標的(ラッパ・ダクト)説が消えた。コリメータの先端も制動標的となるが、わずかの傾斜のためその一部だけが有効に働くものらしい。コリメータは制動標的を望めばよく、電子ビームとの alignment は気にしなくともよいとの従来の定説は妥当でないことがわかった。今期は事故続きで測定そのものには進歩がなかったが、検出器の性能低下、中性子の roundabout background, コリメータ alignment の問題等一度は経験すべき問題で、大いに有益であった。

小島先生をはじめマシン・クルーと庄田先生には格別の御協力を頂き特に感謝致します。

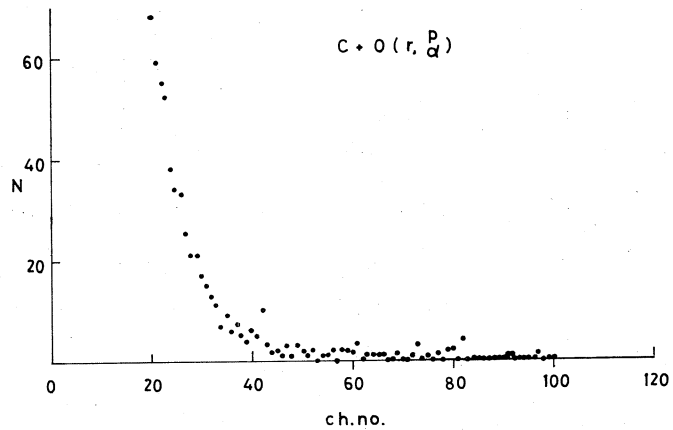


図3 セロハンの  $(r, \frac{p}{\alpha})$

## 文 献

- 1) 玉垣良三: 素研37(5), (1968)13, 日物会誌 23, (1968)925, 等
- 2) 山下佐明: 日物会誌 24, (1969)46.
- 3) 阿部, 川村: 核理研報告 1(1), (1968)20.
- 4) 阿部, 川村, 坪田: 核理研報告 1(2), (1968)41.
- 5) K. Abe, N. Kawamura, N. Mutsuro: Nucl. Instr. Meth., 63, (1963)105.



6) R. L. McGrath, J. C. Hardy, J. Cerny: Phys. Lett., 27 B,  
(1968)443.

7) R. Wendling, R. Kosiek: Z. Phys., 192(1966)502.

8) G. Kraft, R. Kosiek, R. Mundhenke, J. Winter: Nucl. Phys.,  
A118, (1968)25.

I-4 原子核からの  $\pi$  中間子の光発生

理学部物理 北垣敏男・本間三郎  
渡瀬芳行

## § 1 序

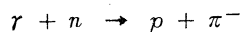
本実験は  $r$  線による原子核からの  $\pi$  中間子発生測定で、前回に引き続くものである。Threshold 近傍での原子核よりの  $\pi$  中間子発生測定は原子核を構成している proton, neutron の位置分布, 運動量分布に関する知識を与えるはずであるが, 原子核研究に於ける低エネルギー, 高エネルギーの中間領域として, 現在まで, 十分なデータはなく, 我々はこれを追求している。此処では今期までに得られた結果を示すが詳しい解析と議論は改めて, 後に報告する。

## § 2 実 験

すでに詳述した実験装置によって<sup>1)</sup>, 今回は Ca (natural) と C をターゲット原子核として実験した。電子ライナックからの電子ビーム (エネルギー 250 MeV, 平均電流約 30  $\mu$ A) を Al-foil (20  $\mu$ 厚) の radiator によって Bremsstrahlung に convert し, ターゲットにあてる。ターゲットは 0.75 g/cm<sup>2</sup> の Ca と 1.00 g/cm<sup>2</sup> の C で,  $r$  線と核内核子との interaction ;



及び



によって生成する  $\pi^\pm$  中間子を実験室系で 90° 方向に set up された Magnetic spectrometer で検出する。 $r$  線ビームの monitor には Cornell Type の Thick chamber を使用した。実験は spectrometer の磁場強度をかえて, 放出される  $\pi^\pm$  中間子の momentum spectrum を測定した。Magnetic spectrometer の立体角は  $\sim 1$  msteradian, momentum acceptance は  $\pm 12.5\%$  である。counter telescope は 3 枚のプラスチックシンチレータと 1 つのアクリライトのチェレンコフカウンターからなり, 各カウンター, 及び測定回路系の長期の特性変化に関しては宇宙線中の  $\mu$  成分を測定する事によって, 較正した。

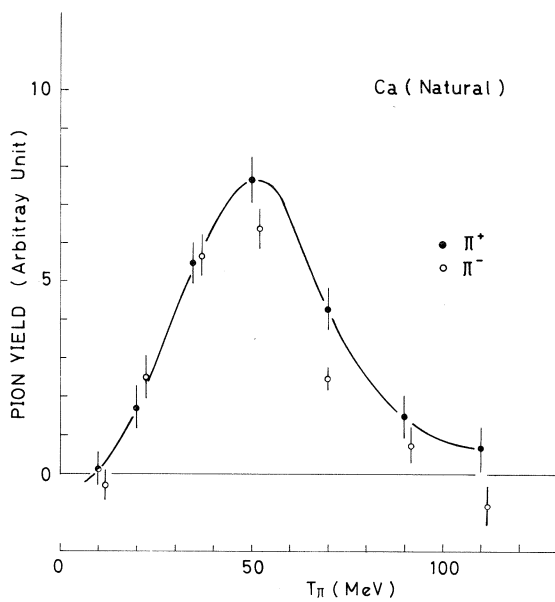


Fig. 1

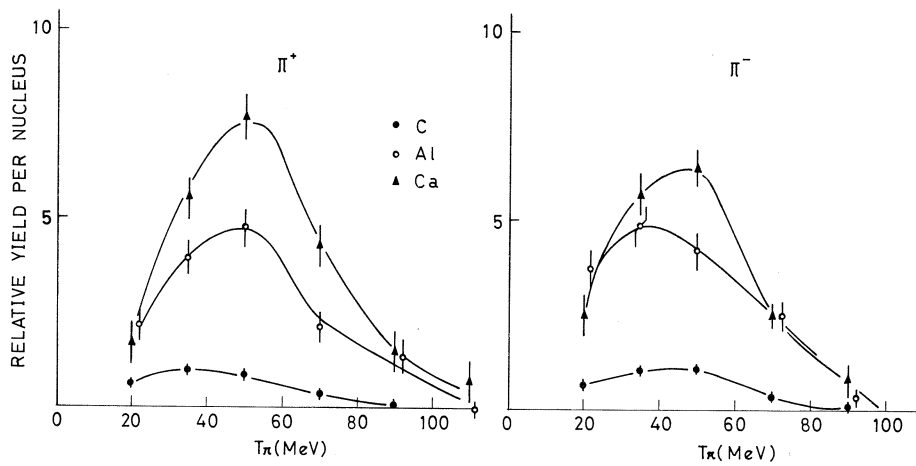


Fig. 2

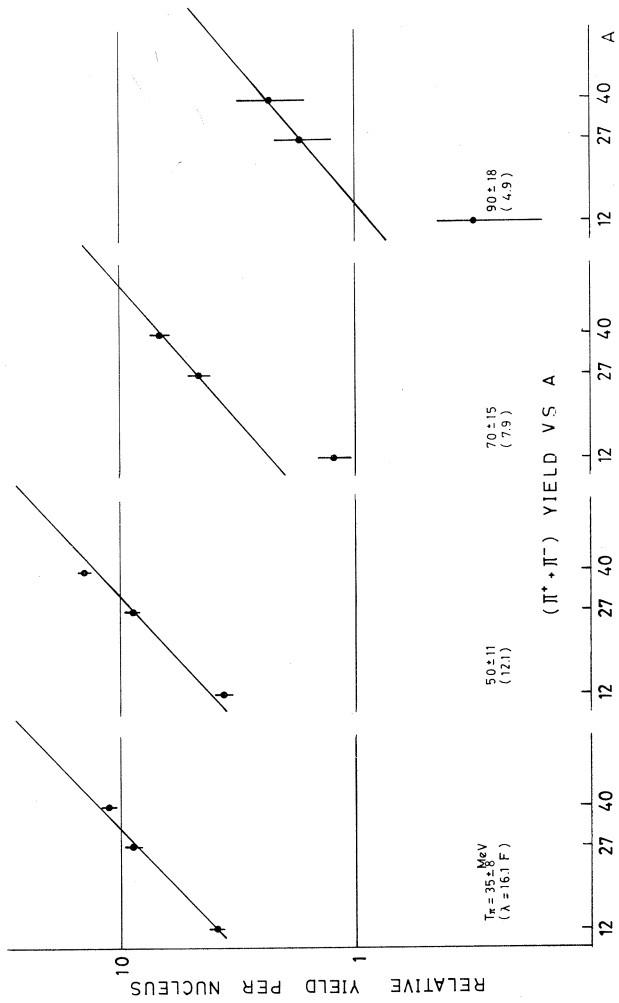


Fig. 3

### § 3 実験結果と検討

実験はCaについては5日間、Cについては1日のmachine timeを当てFig. 1及び2の結果を得た。Cについては前回のデータと合わせてFig. 2に示した。なお図中のerrorは統計的なもののみである。Backgroundは殆んど0で、これを無視してある。此の測定値はターゲット内での $\gamma$ 線ビームの減衰( $\sim 0.5\%$ )、 $\pi$ 中間子のターゲット内での nuclear absorption( $\sim 1.2\%$ )、及びカウンターテレスコープ内での nuclear absorption( $\sim 3\%$ )については補正してある。Fig. 2のデータを基にして $\pi^+$ と $\pi^-$ のYieldの和を質量数 $A$ の関数として、 $\pi$ の各エネルギーごとにlog-log scaleでプロットするとFig. 3の様になる。Yieldの $A$ -dependenceは従来、optical modelで説明されている。測定される $\pi$ 中間子は、核内でisotropically、一様にproduceされるとし、核外に放出される前に核子と相互作用し、吸収されたり、散乱されたりするが、その減少する割合を $\pi$ の核内での mean free pathを用いて計算できる。 $\pi$ -Nucleus散乱でのmean free path:  $\lambda$ を使って、relativeなyieldを計算し、Alの点でnormalizeしたのがFig. 3の実線である。

次に $\pi^-/\pi^+$ の比はFig. 4に示される。C, Al及びCaに対し、 $\pi$ 中間子のエネルギー毎に、その比をプロットした。各elementで異なる様相も、共通する点も見られるが、これについて考えられるFactorとして、

- 1) protonとneutronで核内での momentum分布の相異
- 2) 核表面での protonとneutronの密度の差違
- 3)  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ の核内でのmean free pathの相違
- 4) その他

が考えられるが、これに関しては次回に報

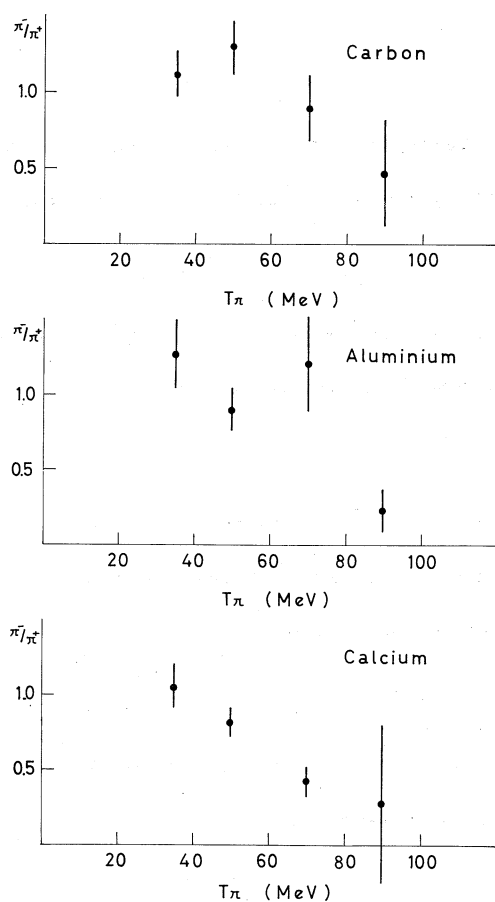


Fig. 4

告したい。

#### § 4 謝 辞

Caターゲットは金研，和楽修教授の御厚意により借用させていただきました。ここで感謝致します。又実験の遂行には鳥塚教授，小島助教授，浦沢助手はじめ，Machine Groupの諸氏の御協力を頂き，感謝致します。

#### Reference

- 1) 北垣，本間，渡瀬，核理研研究報告 Vol. 1, No. 2, (1968)49.

#### FIGURE CAPTION

##### Fig. 1

The energy spectra of  $\pi^+$  and  $\pi^-$  mesons from Ca. The solid curve is only for the connection of the measured points.

##### Fig. 2

The energy spectra of  $\pi^+$  and  $\pi^-$  mesons produced by 250MeV bremsstrahlung from C, Al and Ca at  $90^\circ$ .

##### Fig. 3

$Y(\pi^+) + Y(\pi^-)$  vs. mass number; A

The solid curve is the prediction of the relative yields from the optical model normalized at Al.

##### Fig. 4

The ratio of negative to positive meson yields in C, Al, Ca as a function of the meson energy.

## I-5 飛行時間分析法による photoneutron spectra

理学部物理・京大化研\*・教養部\*\*

陸路 直・川村暢明・大沢孝夫\*

坪田博明\*\*

我々は電子リニアックからの短パルス $\gamma$ 線バーストと125米中性子飛行管を用いて( $\gamma, n$ )反応で放出される中性子のエネルギースペクトルと角度分布の測定を計算しているが、その最初の試みとして昭和43年度後半の6日間のmachine timeを用いて我々が開発した飛行時間分析系のtestと較正をかねた実験を行ったので報告する。

### 実 験

実験装置の配置及び測定系のブロックダイアグラムを夫々Fig. 1及びFig. 2に示す。50MeVの電子ビームを主標的室でTa(1mm厚)のbremsstrahlung targetに於て $\gamma$ 線ビームを得る。電子ビーム巾は約10n.s.でピーク電流約1.2Aを用いた。従ってtime of flight resolutionは約0.1n.s./mである。

飛行時間分析系のresolutionはoverallで5n.s.以下である。この系の方式はtime to pulse height変換方式を採用した。T-P-Cのstart信号は主標的室に設置したplastic scintillation counterからの $\gamma$ バースト信号を用いる。(Fig. 1, Fig. 2) stop信号はT-O-F stationに設置された中性子検出器(写真参照)からの信号を用いる。従ってT-P-Cがstartしてから最初に入るstop信号でone time of flight cycleは終わってしまう。又stop信号が来ない時はstart後10 $\mu$ s.でそのcycleは完了するように作られてある。

#### (i) 中性子エネルギーの較正

中性子エネルギーの較正には $^{13}\text{C}$ のエネルギー状態を利用した。即ち主標的室で擬似連続スペクトルをもつ中性子をPb( $\gamma, n$ )反応によって作り、この中性子源から40米の距離にグラフィト吸収体(5cm厚)を挿入し、T-O-F stationでこの吸収体による共鳴吸収線を測定した。得られた吸収スペクトルをFig. 3に示す。明らかな強い吸収線が現れている。これらの吸収線を

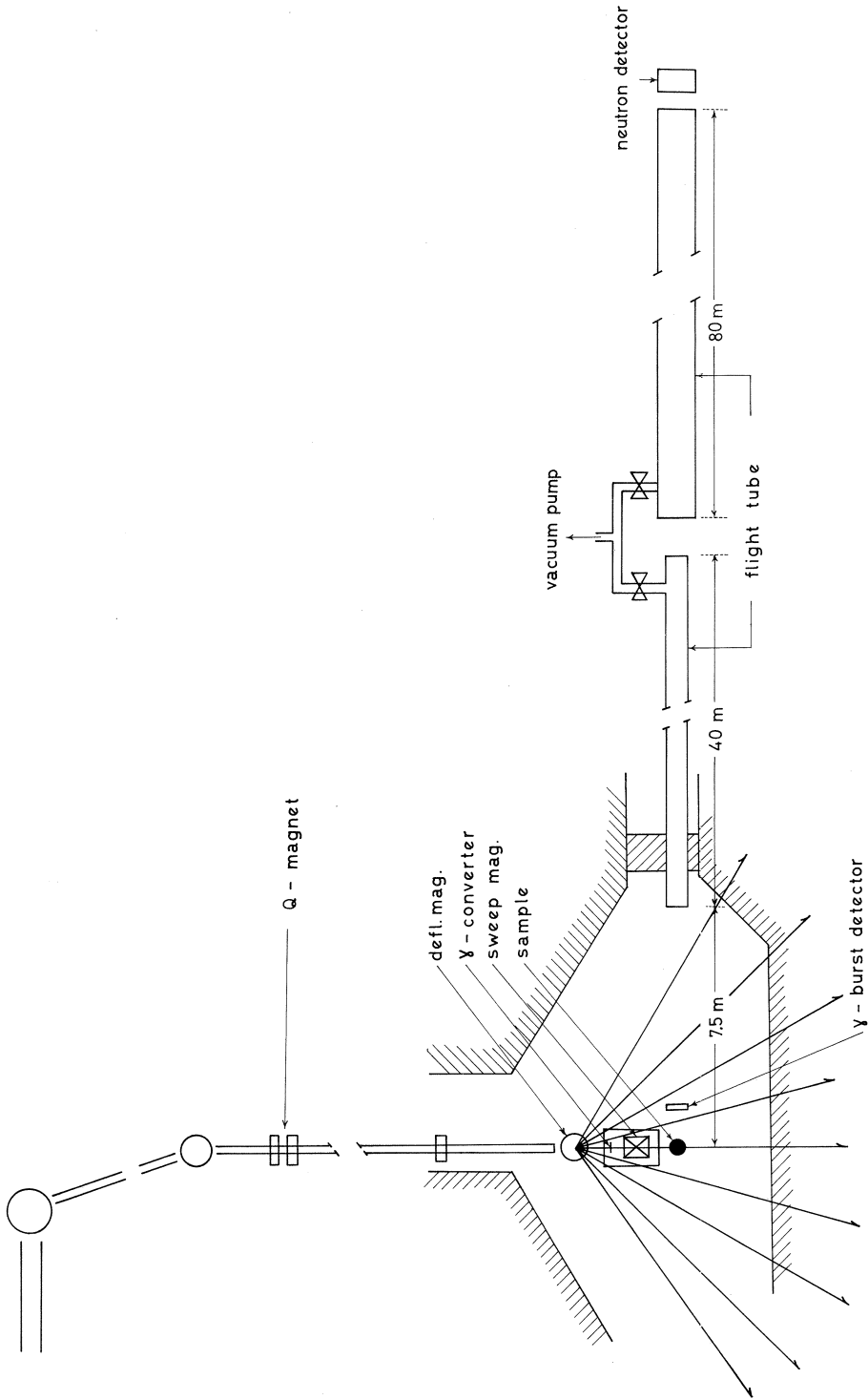


Fig. 1



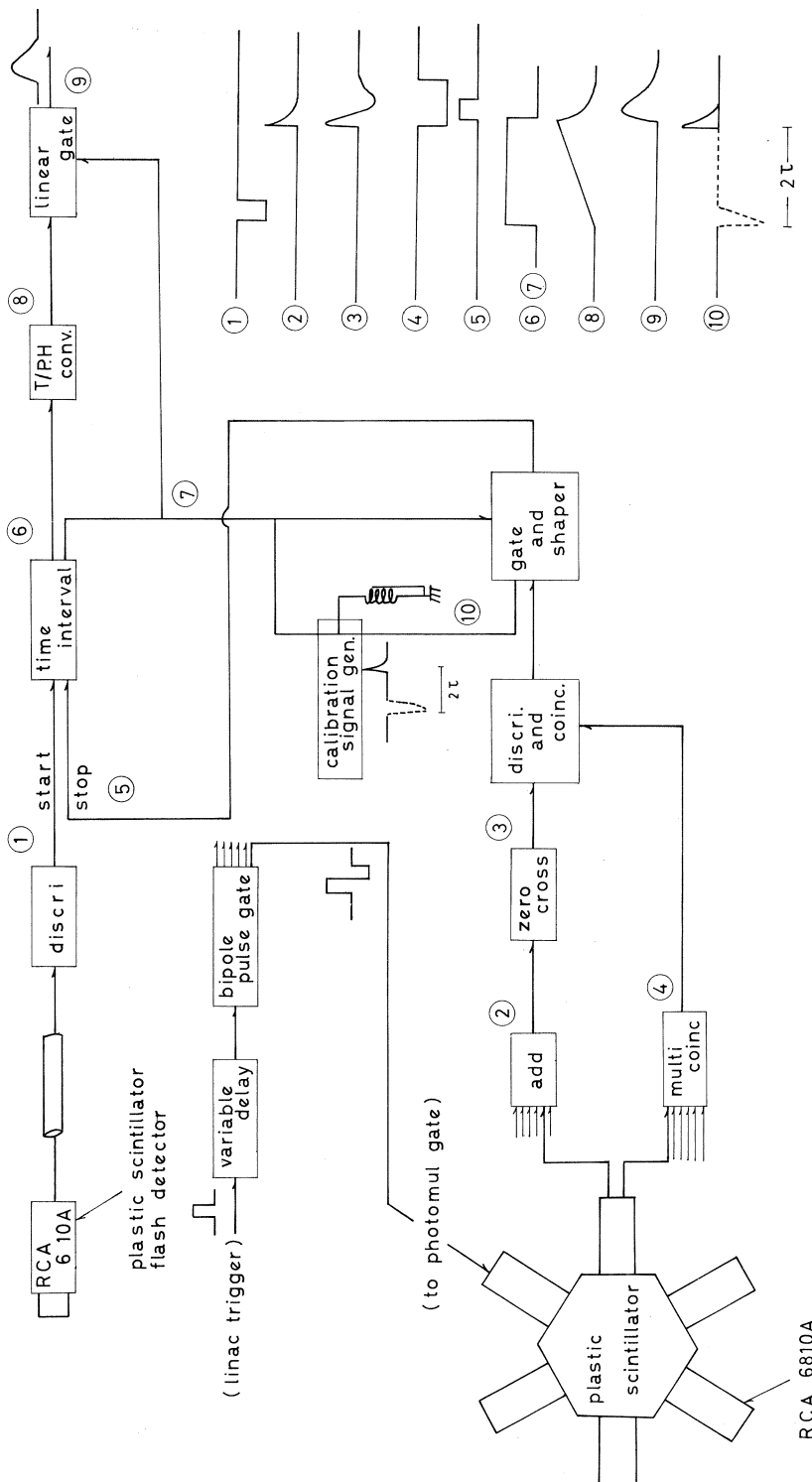


Fig. 2

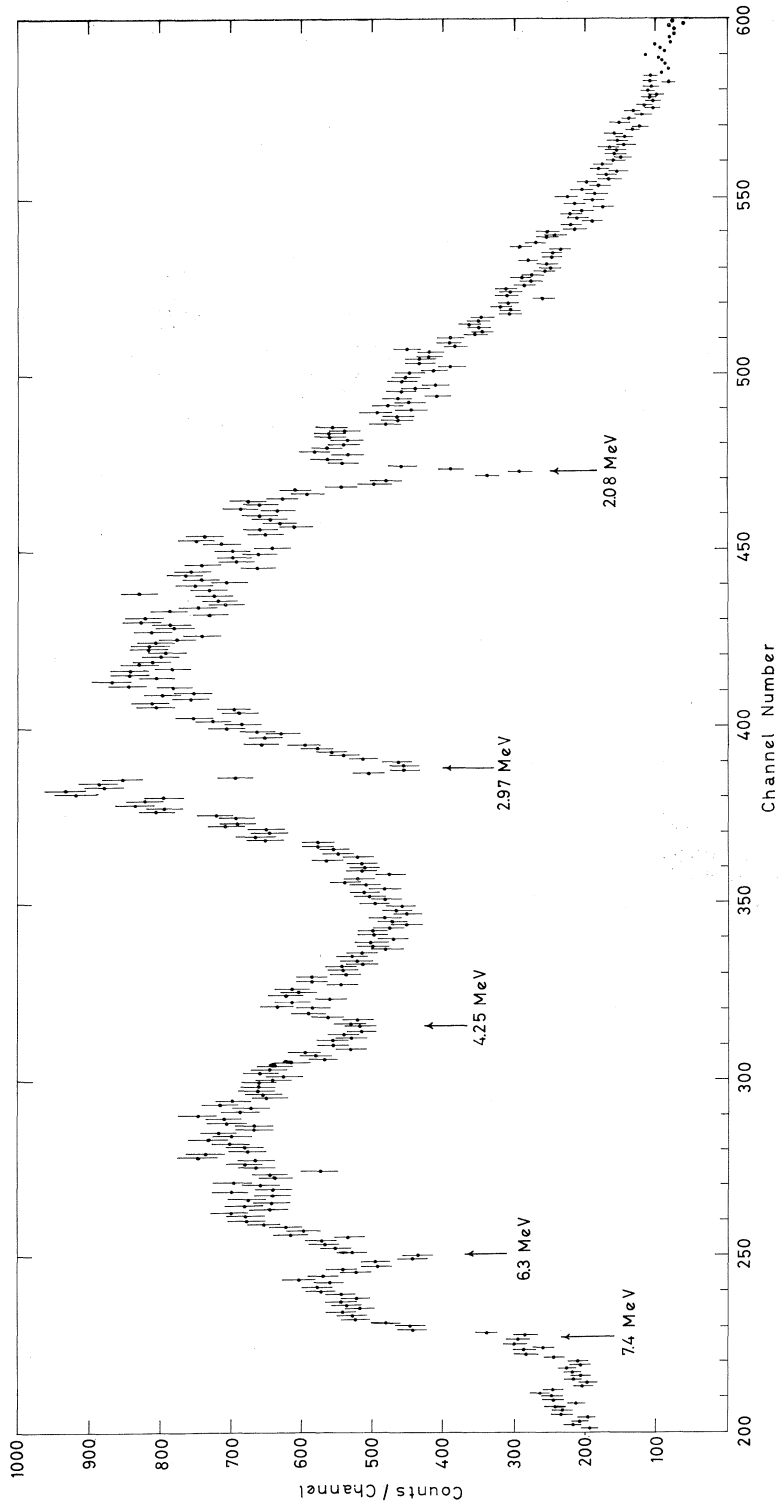


Fig. 3

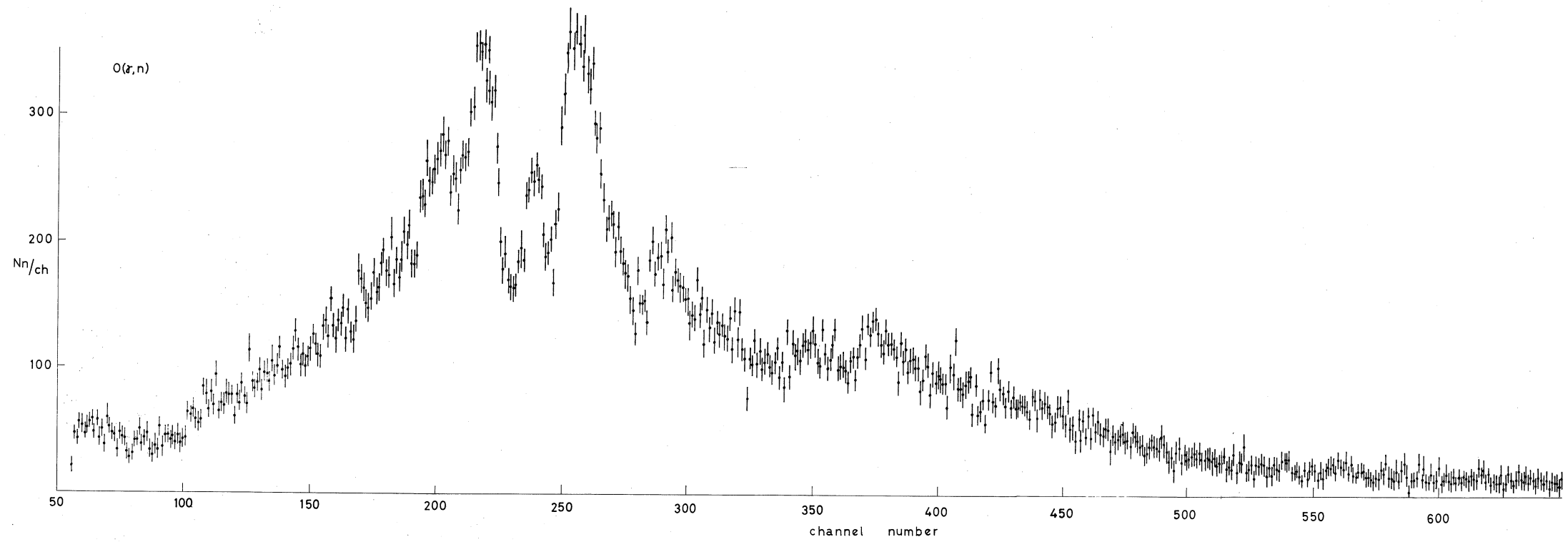


Fig. 4

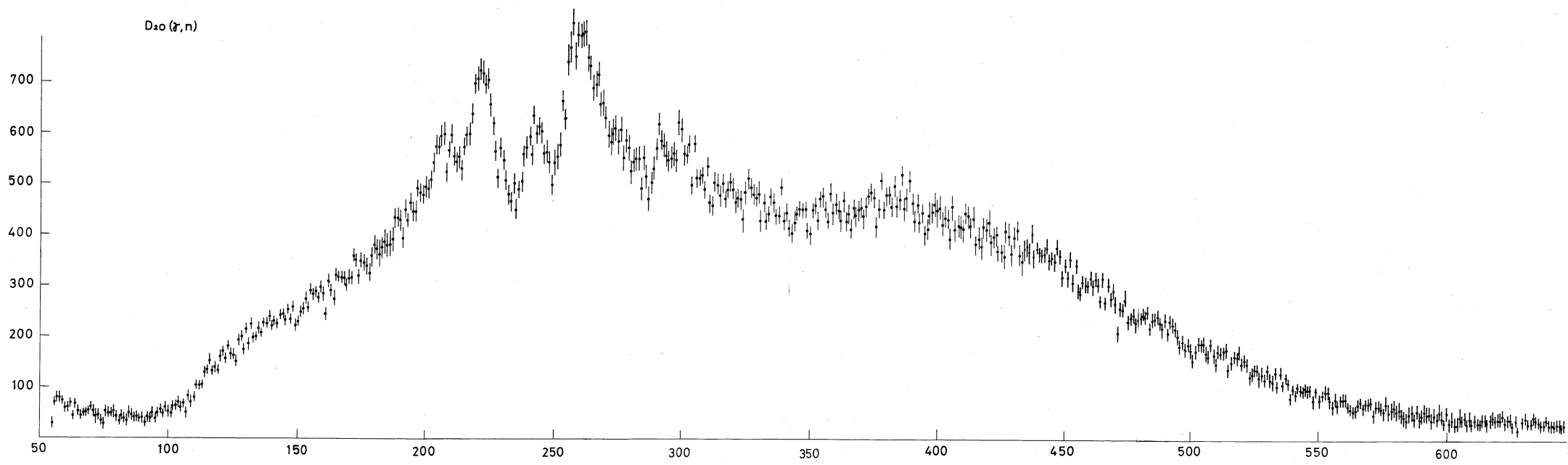


Fig. 5

N. B. S. グループ (0.15 n.s./m) 及び Karlsruhe グループの最近の data と合せて中性子エネルギーの較正を行った。更にこれらのピークの時間差は較正用ケーブル長に対応させ以後のタイムスペクトル基準線とした。又この吸収実験は flight tube の collimation test にもなっている。

(ii) 中性子検出器のレスポンス

中性子検出器としては 10 cm 厚のプラスチックシンチレーターを 6 本の光電子増倍管 6810A で view するものなので計算だけでは検出効率エネルギー依存性を正しく求めることが出来ないで、このレスポンスは実験的に求めた。即ち重水の光分解による中性子スペクトルを測定し、別に計算によって求めた中性子 yield とを比較することによって検出効率を求めた。この際重水素のターゲットには重水を用いたため酸素の光分解中性子スペクトルの subtraction 及び normalization 用として自然水による中性子スペクトルも測定した。これらの結果を夫々 Fig. 4, Fig. 5 に示す。

(iii) Si 及び Zr からの photoneutron

以上項目 (i) 及び (ii) の予備実験を行った後に test 実験として Si 及び Zr から  $90^\circ$  方向に放出される photoneutron の spectrum を測定してみたが未だ統計が上っていないため物理的情報は得ていない。

I - 6  $^{143}\text{Sm}$  及び  $^{142}\text{Sm}$  の崩壊

理学部物理 林部昭吾・吉川 宣治  
遠藤順政・日野原 力  
山口 武

先に natural  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  を  $E_{\gamma \text{ max}} = 60 \text{ MeV}$  の  $r$  線で照射した結果を報告<sup>1)</sup>したが、今回の machine time に於いて、enriched  $^{144}_{62}\text{Sm}$  (75%) の  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  を  $E_{\gamma \text{ max}} = 40 \text{ MeV}$  及び  $60 \text{ MeV}$  の  $r$  線で照射し、 $^{143}_{62}\text{Sm}$  及び  $^{142}_{62}\text{Sm}$  の崩壊について調べたので報告する。

§ 1  $^{143}\text{Sm}$  の崩壊

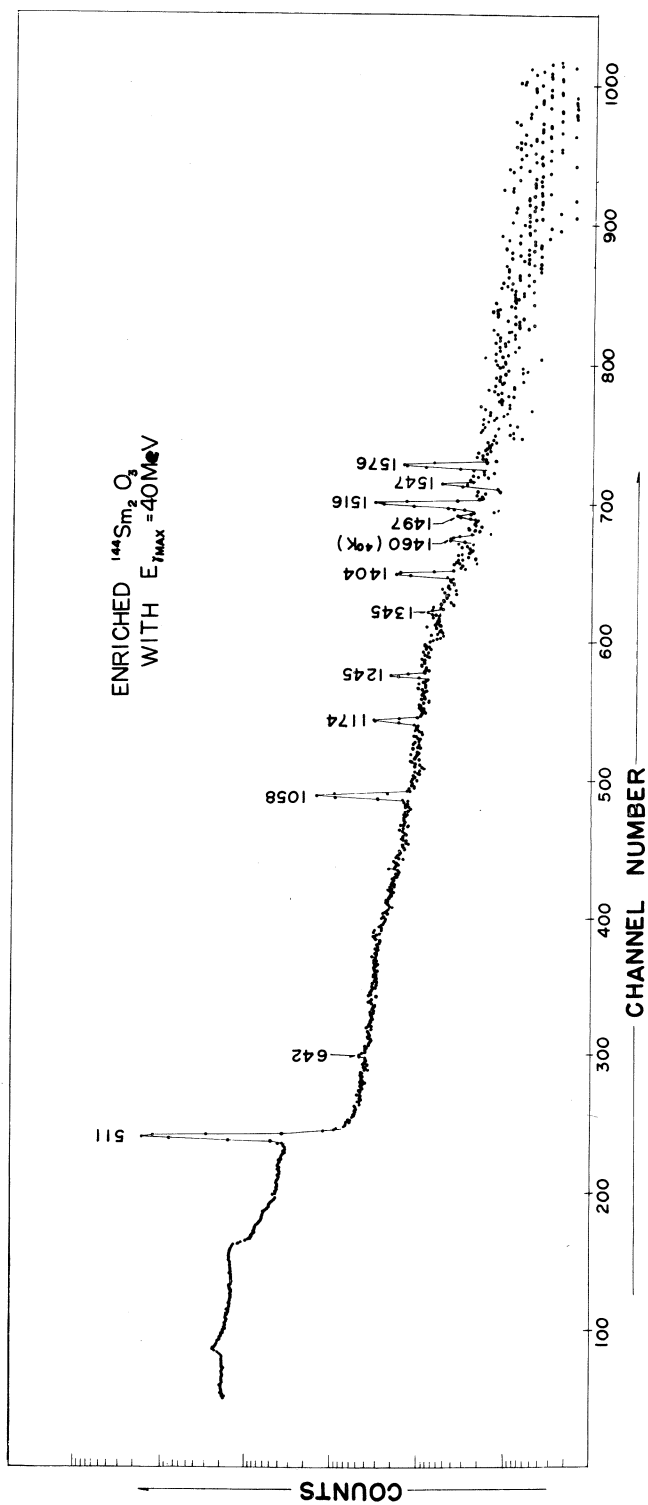
$^{143}_{62}\text{Sm}$  の半減期は table of isotopes<sup>2)</sup> によると、8.9 min であり、 $\beta^+$ 、EC 崩壊して  $^{143}_{61}\text{Pm}$  になる。

$^{143}_{61}\text{Pm}$  は  $Z = 61$ ,  $N = 82$  の核であり、その基底状態の spin, parity は  $7/2^+$ 、半減期 0.73 y で  $^{143}_{60}\text{Nd}$  に EC 崩壊する。 $N = 82$  は magic number であって  $^{143}_{61}\text{Pm}$  の低い励起状態には、最外殻陽子が主な寄与をすると考えられ、その励起準位を知ることは核構造解明への重要な手掛りを与えてくれる。しかし、この  $^{143}_{61}\text{Pm}$  については  $^{143}_{62}\text{Sm}$  を作る事が難しかったため、以前には殆ど調べられていなかった。

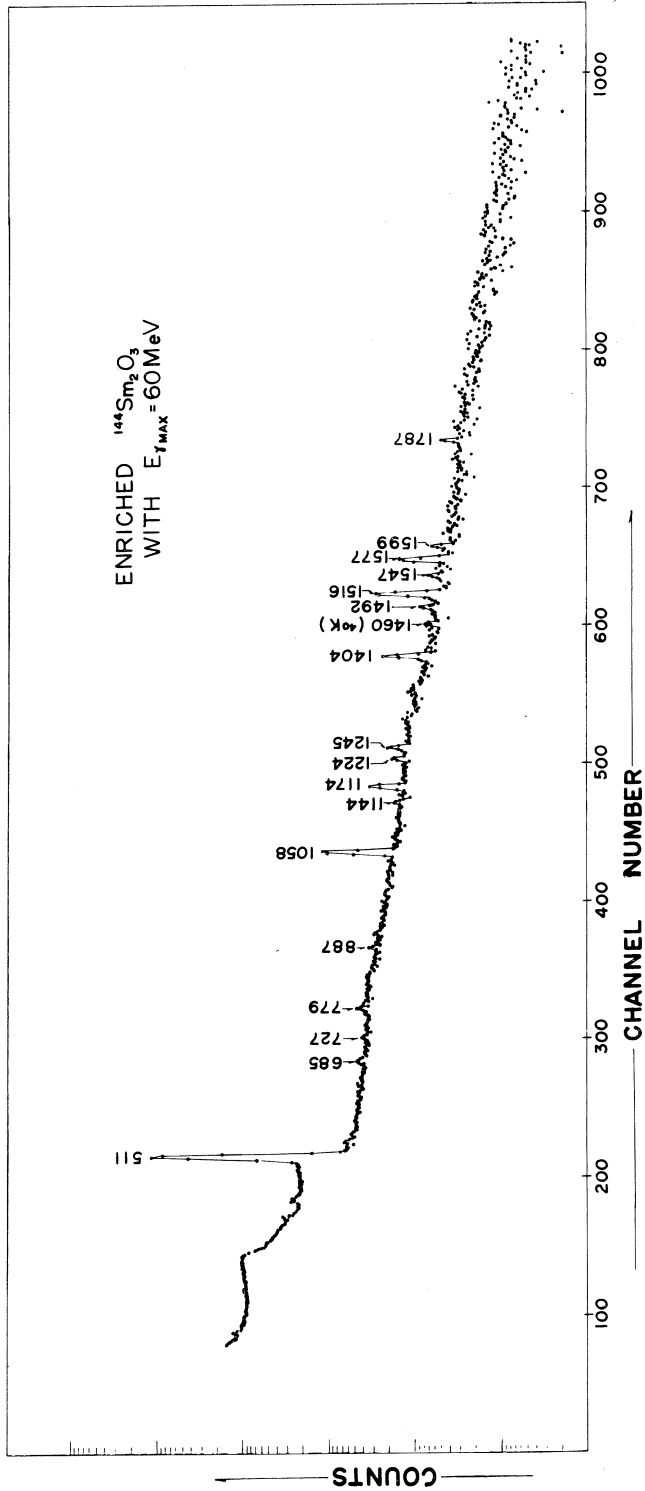
我々は、 $^{144}_{62}\text{Sm}(r, n)^{143}_{62}\text{Sm}$  反応によって  $^{143}_{62}\text{Sm}$  を作った。照射した  $r$  線の最大エネルギーは  $40 \text{ MeV}$  及び  $60 \text{ MeV}$  である。 $r$  線のエネルギーが高いため  $(r, n)$  反応以外に種々の核反応が起きることが考えられるが、 $^{143}_{62}\text{Sm}$  の半減期が短いため、他の核種との区別は比較的容易であった。又、入射  $r$  線のエネルギーを変えることによって、他の核反応によるものとの区別を行った。 $r$  線の照射時間は 10 分間で行った。

ORTEC 製 36 cc Ge(Li) 検出器を用いて測定した  $^{143}_{62}\text{Sm}$  の崩壊に伴う  $r$  線のスペクトルを第 1 図～第 3 図に示す。第 1 図、第 2 図は enriched  $^{144}_{62}\text{Sm}$  (75%) の  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  を target として、第 1 図は  $E_{\gamma \text{ max}} = 40 \text{ MeV}$ 、第 2 図は  $E_{\gamma \text{ max}} = 60 \text{ MeV}$ 、第 3 図は natural  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  を target として  $E_{\gamma \text{ max}} = 60 \text{ MeV}$  の  $r$  線を照射して作った線源を、照射後 10 分間測定して得たスペクトルである。

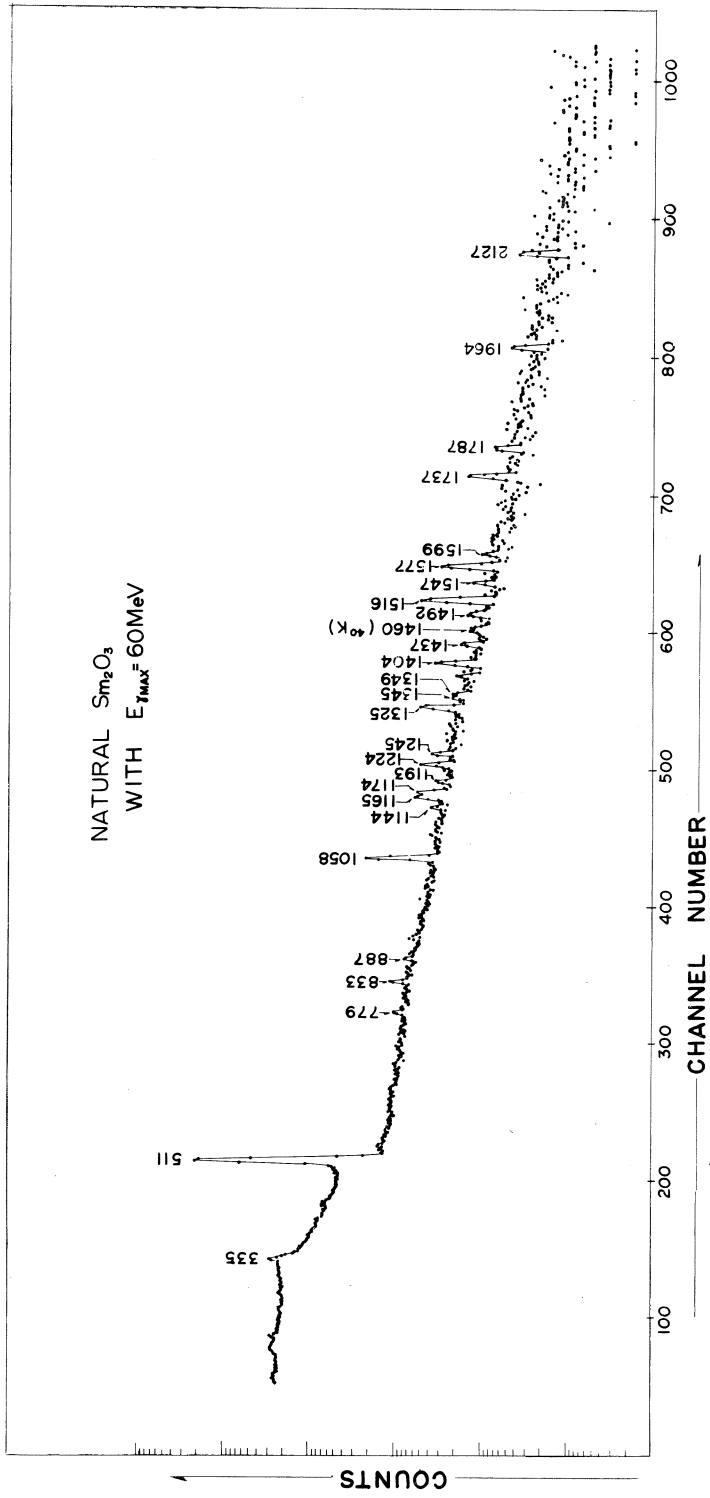
第一図のスペクトルに現われる  $r$  線の各ピークが、第 2 図、第 3 図には、それ程強く現われない



第1図 Enriched  $^{144}\text{Sm}$  (75%) の  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  を  $E_{\gamma\text{max}} = 40\text{MeV}$  の  $\gamma$ 線照射して作った線源からの  $\gamma$ 線スペクトル。3.6 cc Ge(Li)にて照射後10分間測定したものの。



第2図 Enriched  $^{144}\text{Sm}$  (75%) の  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  を  $E_{\gamma\text{max}} = 60\text{MeV}$  の  $\gamma$  線で照射して作った線源からの  $\gamma$  線スペクトル。3.6cc Ge (Li) にて照射後 10 分間測定したものの。



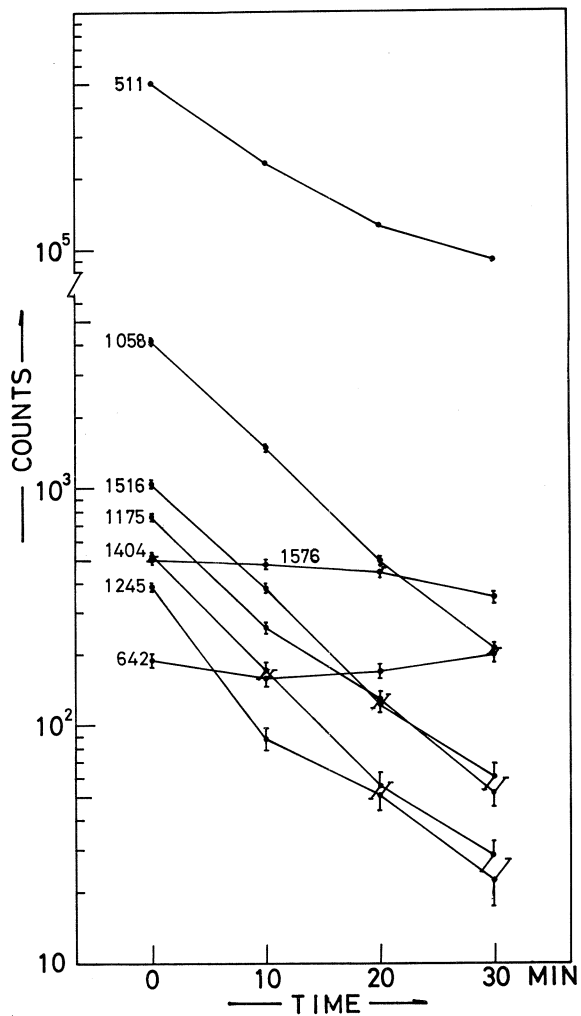
第3図 Natural  $\text{Sm}_2\text{O}_3$ を  $E_{\text{rmax}} = 60\text{MeV}$ の  $\gamma$ 線で照射して作った純源からの  $\gamma$ 線スペクトル。36cc Ge(Li)にて照射後10分間測定したものの。



ことから、第1図のスペクトルに現われるピークは $^{144}\text{Sm}(r, n)$ ,  $(r, 2n)$ 反応によってできる $^{143}\text{Sm}$ ,  $^{142}\text{Sm}$ の崩壊によるものと考えられる。

第4図に、第1図のスペクトルの各ピークの崩壊曲線を示す。1058, 1516, 1174, 1404, 1245 keV  $r$ 線が $^{143}\text{Sm}$ の崩壊に属するものと考えられる。各 $r$ 線の相対的な強度を第1表に示す。この表から分るように1058keV  $r$ 線が最も強いものである。

$^{143}\text{Sm}$ の基底状態の spin, parity は、まだ調べられていない。しかし $N=81$ である $^{137}\text{Ba}_{81}$ ,  $^{139}\text{Ce}_{81}$ ,  $^{141}\text{Nd}_{81}$ の基底状態の spin, parity はすべて $3/2^+$ であり、殻模型で考えると、 $2d_{3/2}$ 軌道に1個 hole ができている状態であり、 $^{143}\text{Sm}$ の基底状態も $3/2^+$ であると推定できる。 $^{143}\text{Sm}$ の半減期は8.9minであって、 $^{143}\text{Pm}$ の基底状態との間の $Q_{EC}$ は3.3 MeVであり、 $^{143}\text{Sm}$ は $^{143}\text{Pm}$ に allowed transition で $\beta$ 崩壊していると考えられる。しかし、前に触れたように、 $^{143}\text{Pm}$ の基底状態は $7/2^+$ であり $^{143}\text{Sm}$  ( $3/2^+$ )  $\rightarrow$   $^{143}\text{Pm}$  ( $7/2^+$ ) transition は allowed transition ではない。第1表に示したように511keV annihilation  $r$ 線は、他の $r$ 線に比較して非常に強い。このことは、我々の測定しなかった低いエネルギーの強い $r$ 線 ( $E_r < 100\text{keV}$ ) が存在することも考えられ、基底状態のすぐ上に $^{143}\text{Sm}$  ( $3/2^+$ ) から allowed



第4図 Enriched  $^{144}\text{Sm}$  (75%) の $\text{Sm}_2\text{O}_3$  を $E_{r\text{max}} = 40\text{MeV}$  の $r$ 線で照射して作った線源からの $r$ 線の崩壊曲線。

transition できる準位が存在している可能性もあり、今回得た data から崩壊形式を組むことは行わず、次の machine time において、更に詳しい実験を行う予定である。

## § 2 $^{142}\text{Sm}$ の崩壊

$^{142}\text{Sm}$  は半減期 73min で  $^{142}\text{Pm}$  に EC 崩壊し、続いて  $^{140}\text{Nd}$  に  $\beta^+$  EC 崩壊することは知られている。Natural  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  を用いた実験は前回に報告した<sup>1)</sup>。前回の報告に於いても、従来  $^{142}\text{Pr}$  の  $\beta^-$  崩壊その他から

報告されていた  $^{140}\text{Nd}$  の励起準位 1576keV  $2^+$  及び 2218keV  $0^+$  準位へ、 $^{142}\text{Pm}$  からの  $\beta$  transition があることを  $^{142}\text{Sm}$  の崩壊に続く  $r$  線の解析より推定したが、今回の enriched  $^{142}\text{Sm}$  を target とした実験で確認することができた。このことから、 $^{142}\text{Pm}$  の基底状態の spin, parity は  $1^+$  であると考えられる。他にも 2.5~3.5MeV のエネルギー領域に数本の  $r$  線を検出し、 $^{140}\text{Nd}$  の上記励起エネルギー領域に low spin の準位が何本か存在することが考えられるが、現在、解析中であり、正確な崩壊形式を決定するには、まだ data 不足でもあり、今後 data の蓄積に努める予定である。

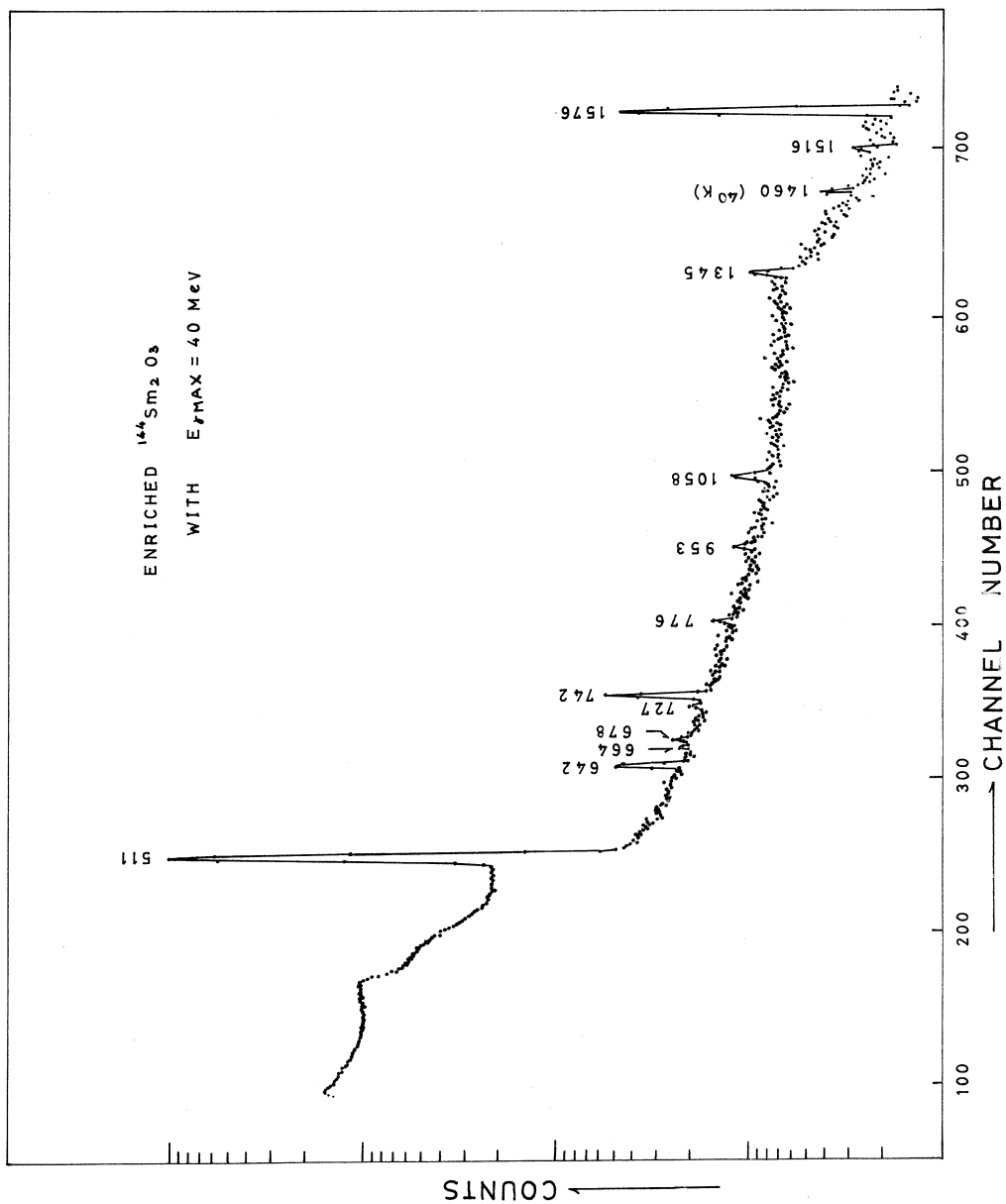
Enriched  $^{142}\text{Sm}$  (75%) に  $E_{r\text{max}} = 40\text{MeV}$  の  $r$  線を照射して作った線源を、照射後、1 時間経過した後で測定した、36cc Ge(Li) 検出器による  $r$  線スペクトルを第 5 図に、 $E_{r\text{max}} = 60\text{MeV}$  の  $r$  線で照射して作った線源のスペクトルを第 6 図に示す。

現在まで  $^{60}\text{Nd}$ ,  $^{61}\text{Pm}$  の中性子数不足な核種の励起準位は、殆ど調べられていない。第 1~3, 5, 6 図に示すように、我々が今回の実験で  $^{142}\text{Sm}$ ,  $^{142}\text{Sm}$  の崩壊に属すると結論した  $r$  線以外にも、種々のエネルギーの  $r$  線を検出しているが、これらの殆どが従来報告されていない新しい  $r$  線であり、結論は慎重に下すべきであると考え。今度、より精度を上げた実験を続けて行くことによって、各核種の正確な崩壊形式を決定して行く予定である。

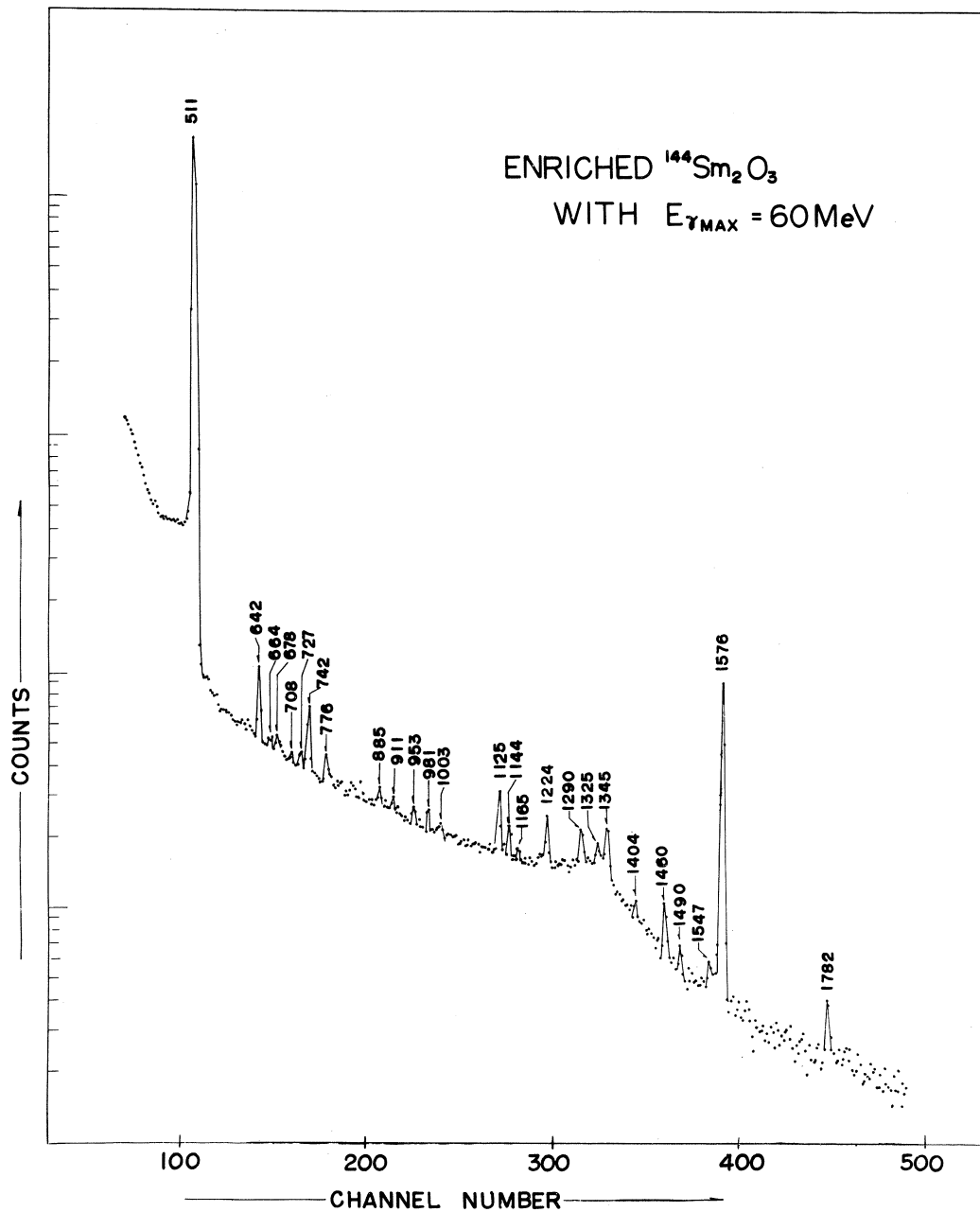
最後に、この実験を行うにあたり、お世話戴いた、核理研リニアック machine group の方々及び R. I. 実験室近藤助手に感謝致します。

第 1 表 Enriched  $^{144}\text{Sm}$  (75%) の  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  を  $E_{r\text{max}} = 40\text{MeV}$  の  $r$  線で照射して作った線源からの  $r$  線のエネルギーと相対強度

Energy (keV)	Relative intensity
511	5133
642 ( $^{142}\text{Nd}$ )	3.0
1058	100
1174	22.5
1245	13.0
1345 (?)	2.2
1404	11.8
1497 (?)	4.3
1516	38.9
1576 ( $^{142}\text{Nd}$ )	19.5



第5図 Enriched  $^{144}\text{Sm}$  (75%) の  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  を  $E_{\text{MAX}} = 40 \text{ MeV}$  の  $\gamma$  線源の照射後 1 時間経過した後の  $\gamma$  線スペクトル。36cc Ge(Li) にて測定したものである。



第6図 Enriched $^{144}\text{Sm}$  (75%) の  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  を  $E_{\gamma\text{max}} = 60\text{MeV}$  の  $\gamma$  線で照射して作った線源の照射後1時間経過した後の  $\gamma$  線スペクトル。36cc Ge(Li)にて測定したもの。

### References

- 1) 林部昭吾・板垣新治郎・吉川宣治：核理研研究報告 Vol. 1 No. 2 67(1968).
- 2) C. M. Leder, J. M. Hollander and I. Perlman: Table of Isotopes sixth edition (John Wiley & Sons, 1968).

I-7  $\text{Sn}^{120}$  の準位構造

工学部原子核 梶山一典・板垣新次郎  
山崎尚宏・掛樋 勲

New excited levels are proposed for  $\text{Sn}^{120}$ . The decay of  $\text{Sb}^{120}$  has been studied with the help of a  $\text{Ge}(\text{Li})$  detector (effective volume 36cc).  $\text{Sb}^{120m,g}$  were prepared by the  $(\gamma, n)$  reaction with 30MeV bremsstrahlung. New gamma-rays of 0.704MeV and 0.990MeV were observed. The levels of the 1.876MeV( $0^+$ ) and 2.162MeV( $0^+$ ) are proposed.

## 1 INTRODUCTION

Neutron magic number  $N=50$  の  $\text{Zr}^{90}$  は良く調べられ、殻模型的に良く解釈されている。又  $\text{Sn}$  の隣りの偶-偶核の  $\text{Cd}$  isotope は振動模型を基礎とした、解釈がその準位構造を説明している。ところが、proton magic number  $Z=50$  の  $\text{Sm}$  isotope は多分に、その準位構造は、理論的にも、実験的にも、曖昧である。それで我々は、先づ mass number 120 を研究の対象とした。

$\text{Sm}^{120}$  の Low-lying state の準位構造は  $\text{Sb}^{120}$  と  $\text{In}^{120}$  の  $\beta$  decay から以前に調べられている<sup>1)4)</sup>。一方 J. H. BJERRGAARD et al<sup>5)</sup> は、 $^{118}\text{Sn}(t, p)^{120}\text{Sn}$  による測定から、1st  $0^+$  (1.88MeV), 2nd  $0^+$  (2.15MeV) state の存在を報告している。我々は  $\text{Sb}^{120}$  から  $\text{Sn}^{120}$  の Low-Lying state を調べた。

## 2 EXPERIMENTAL RESULTS

線源は natural Sb を 30MeV の bremsstrahlung による  $(\gamma, xn)$  反応から生成される radioactivity から、時間選別した。予想される生成物の半減期と energy を、次の第 1 表にまとめた。

TABLE 1 REACTION PRODUCTS

	abu.	$\gamma, n$	$\gamma, 2n$	$\gamma, p$	$\gamma, pn$
Sb <sup>121</sup>	57%	Sb <sup>120</sup>	Sb <sup>119</sup>	Sn <sup>120</sup>	Sn <sup>119</sup>
		5.8d, 16m	38hr 0.02r	STABLE	STABLE
Sb <sup>123</sup>	43%	Sb <sup>122</sup>	Sb <sup>121</sup>	Sn <sup>122</sup>	Sn <sup>121</sup>
		3.5m 2.8d	STABLE	STABLE	2.7d no r

測定器は Ge(Li) 半導体検出器、並に 3"φ × 3" の NaI(Tl) 検出器を使用した。測定した  $\gamma$  線の energy と強度比を、第 2 表に要約し、全体の energy spectrum を Fig. 1 にそして、0.7MeV から 1.2MeV 附近の energy 領域の spectrum を Fig. 2 に、且つ、照射後 100 分後の energy spectrum を Fig. 3 に示してある。

TABLE 2 RELATIVE INTENSITIES

	Transition Energy (MeV)	Relative intensities
Sb <sup>120</sup> 5.8d	1.172	100
	1.024	101
	0.198	99
	0.089	99
Sb <sup>120</sup> 16m	1.172	100
	0.990	2.6
	0.704	11.6

## 3 LEVEL SCHEME

Sb<sup>120</sup> (16min) からの  $\beta$  崩壊に続く、 $\gamma$  線の崩壊曲線を Fig. 4 に示し、これから 0.704MeV, 0.990MeV, 1.172MeV が Sb<sup>120</sup> (16min) に属するものと結論し、これを中心に Level scheme を組立てた。又、 $\gamma$  線の強度より Log.  $ft$  値を求めた。1.876MeV level 並に 2.162MeV level の 0<sup>+</sup> assignment は cross over transition  $\gamma$  が無い

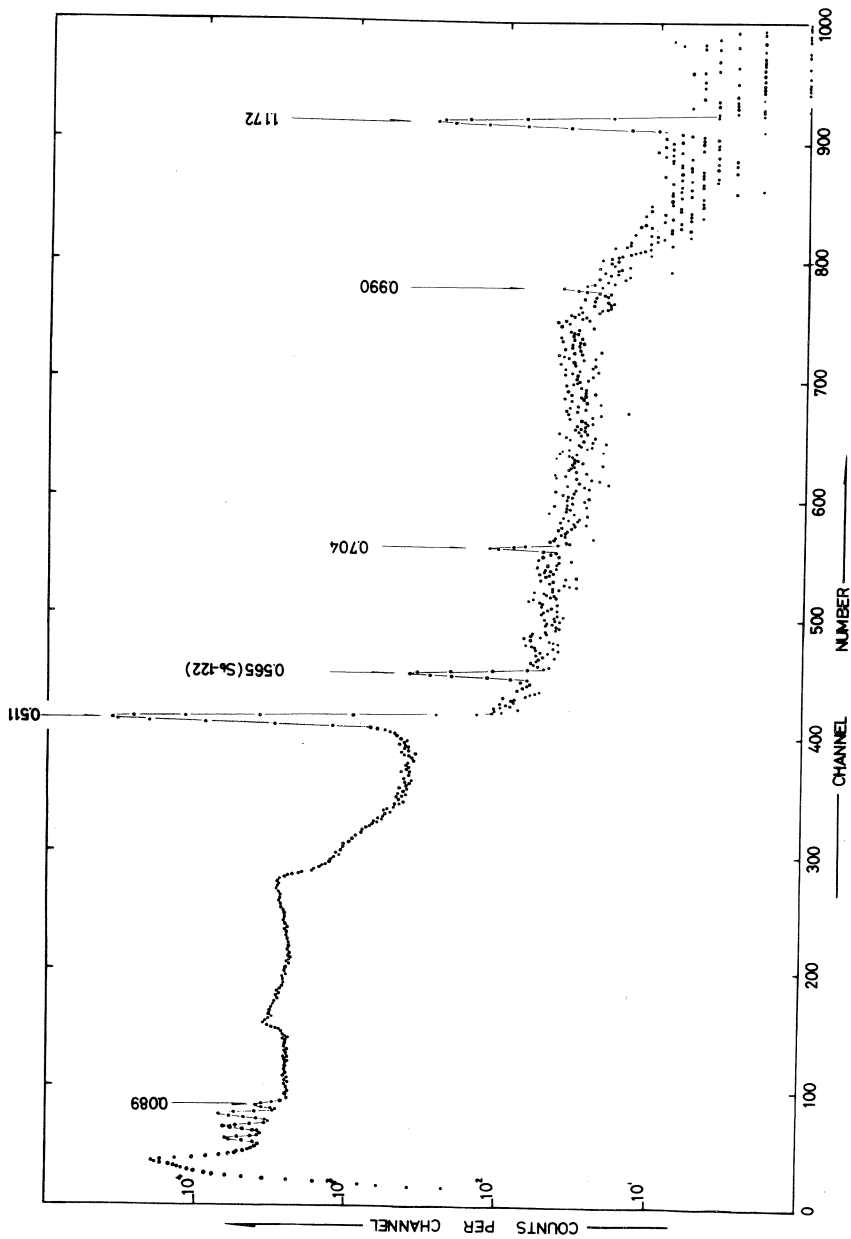


Fig. 1 30MeV Bremsstrahlung による 15min 照射による Sb の  $\gamma$  spectrum



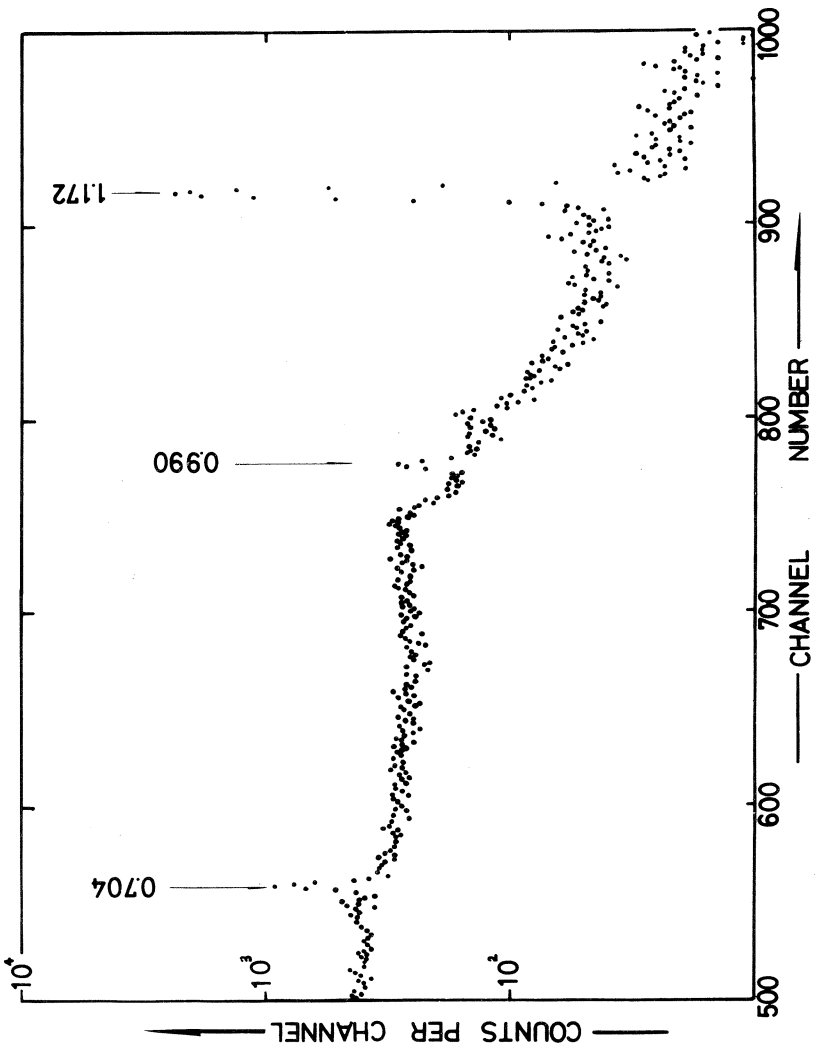


Fig. 2 16min Sb<sup>120</sup> から の  $\gamma$  spectrum (15min 照射)

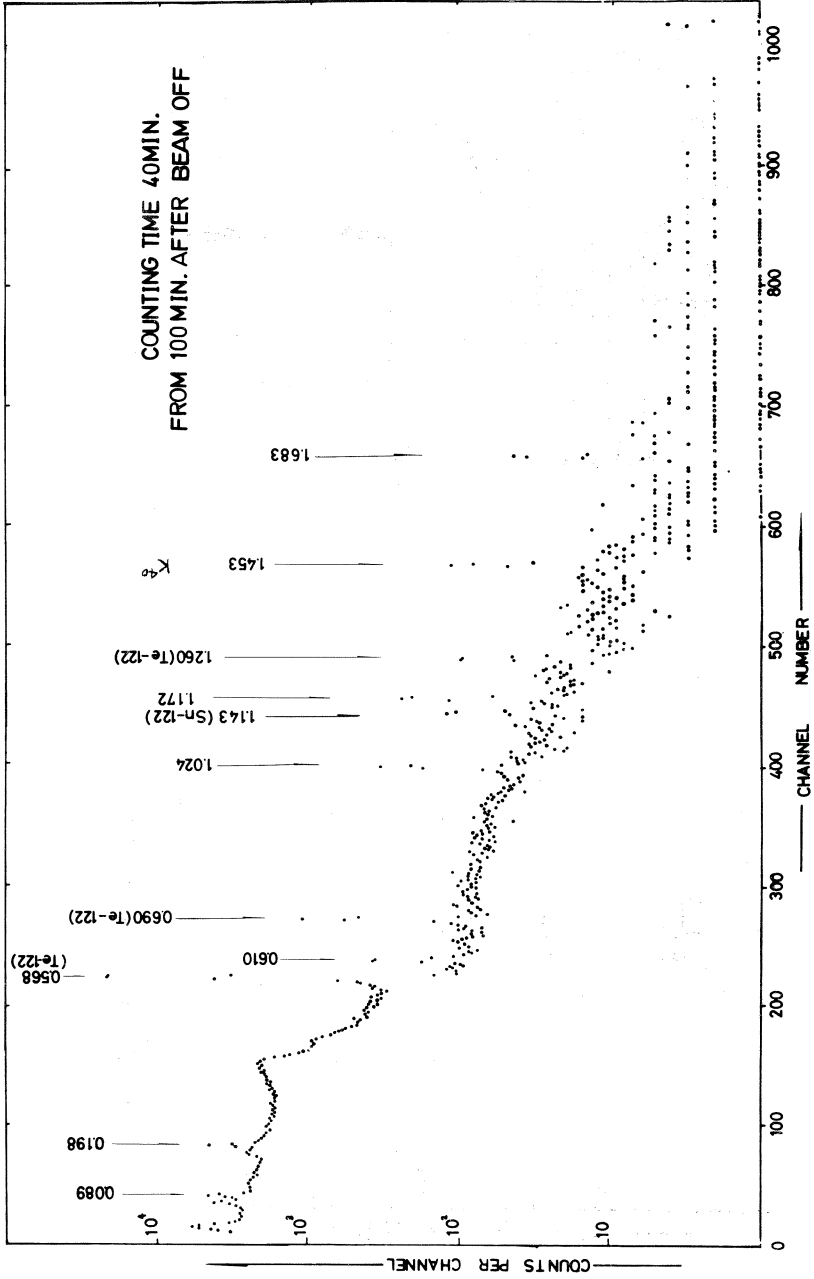


FIG. 3

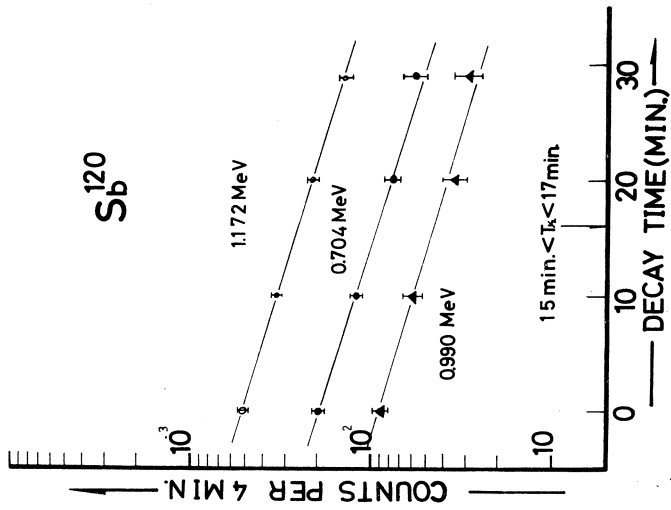


Fig. 4

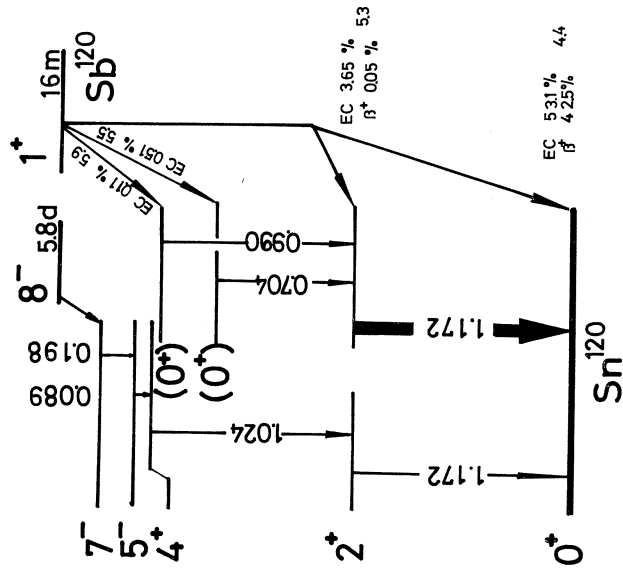


Fig. 5

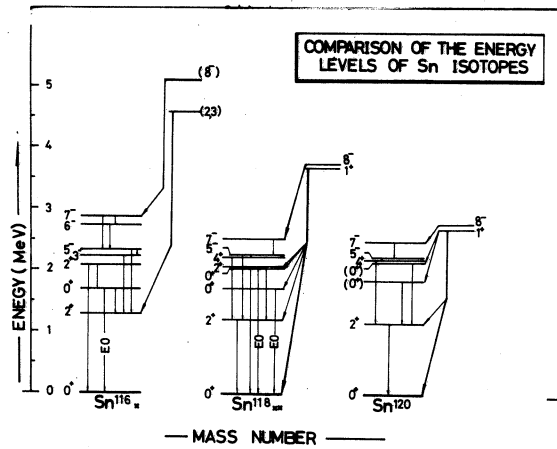


Fig. 6

ことから、又  $\log ft$  value からも妥当と信じられる。この proposed level scheme を Sn isotopes と比較したものが Fig. 6 に示しその類似性が頗る顕著である。

### REFERENCES

- 1) C. L. MCGINNIS Phys. Rev., 109, 888.
- 2) M. IKEGAMI Phys. Rev., 120, 2185.
- 3) H. IKEGAMI, et. al. Phys. Rev. 124, 1518.
- 4) J. KANTELE, et. al. Phys. Rev., 135, B9.
- 5) J. H. BJERREGAARD, et. al. Nucl. Phys., A110, 1.
- 6) LEDERER, et. al. Table of Isotopes.

## II. 物性物理学部門

## II-1 電子リニアックによる中性子回折

核理研・工学部\*・金研\*\*・東大物性研\*\*\*

木村一治・小山田正幸・山田幸男

渡辺 昇・武田 征一\*・富吉昇一\*\*

鈴木隆司\*\*・石川 義和\*\*\*

## 要 約

デバイシエーラ装置では Ni, ZnO の粉末パターンをとった他, 更に分解能を上げ,  $2\theta = 158^\circ$  系を増設し,  $\text{TiO}_{1.2}$  (デバイ温度測定) 及び  $\text{Sr}_2\text{Fe}_2\text{O}_5$  の近接したピークが分離できるか否かのテスト実験を行い, ほぼ成功した。

デバイシエーラ装置を利用して  $\text{NH}_4\text{Cl}$  の非弾性中性子散乱のテスト実験を行い, 見通しを立てることができた。

## § 1 前報の補い

前報と同じ分解能で行った実験の中,  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , Ni 及び ZnO の粉末パターンを掲げておく (図 1 及び 2)。 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  は古来有名な物質であるので試みたが図 1 の挿入図は Shull et al (1951) によるものである。これの後, もっと分解能のよいデータはもちろんあるとは思わらうと見つけれないので, これを比較のためにかかげた。111, 100, 110 など磁気ピークの分解ははるかによい。

図 2 の中, ZnO の粉末パターンは Risö の原子炉で同じものを測定したので, 比較のためとしたものである。2 時間でこれだけのデータが得られるから, Risö 以上に精密分析に耐えうるよいデータをうることは可能である。興味ある試料と人手と計算力があれば Structure analysis はある程度可能と思われる。

Ni 粉末パターンのバックグラウンドの多いのは試料に水素でも含まれていたのか, 本質的なものか, 不勉強のため未だ検討していない。

## § 2 改良後の測定

前報後行った改良及び変更の主なるものは次の通りである。

(1)  $90^\circ$  系ソーラスリットを再組立によりスリット巾を 10mm から 5mm に, 枚数を 5 枚から

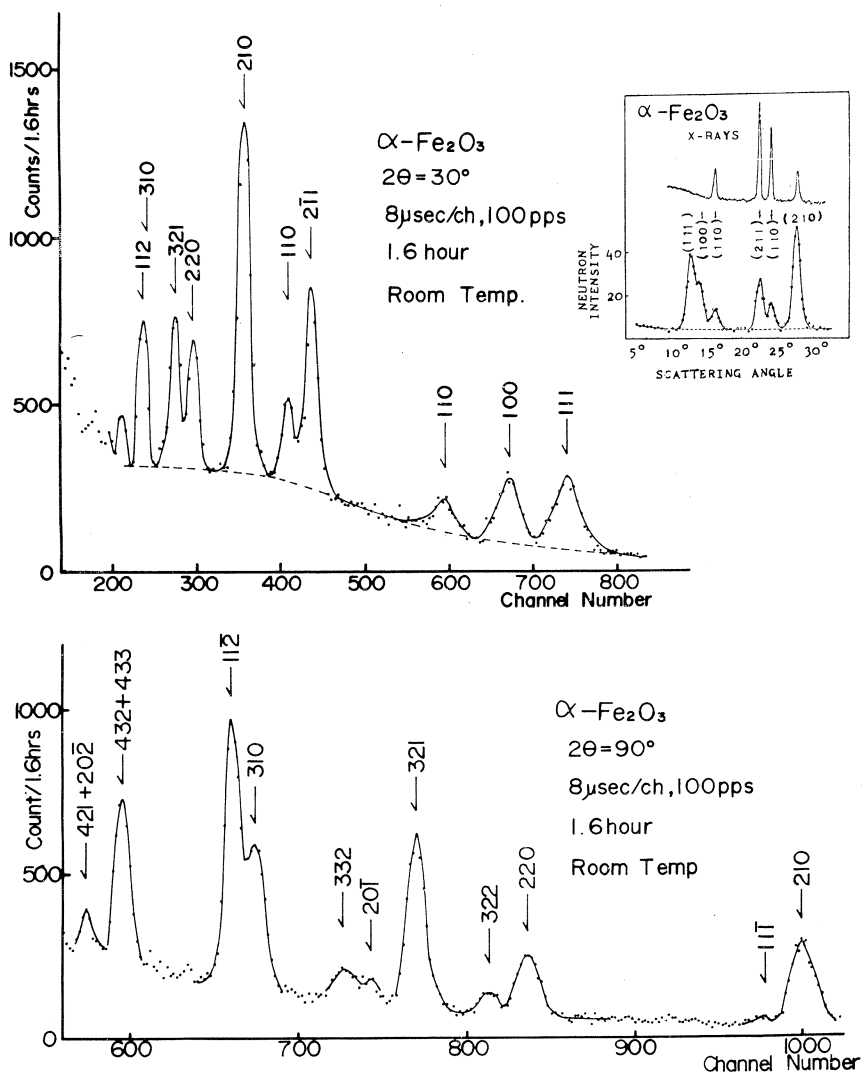


図1  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  の磁気散乱 (挿入図は Shull et al, Phys. Rev., 83, (1951) 333によるもの)

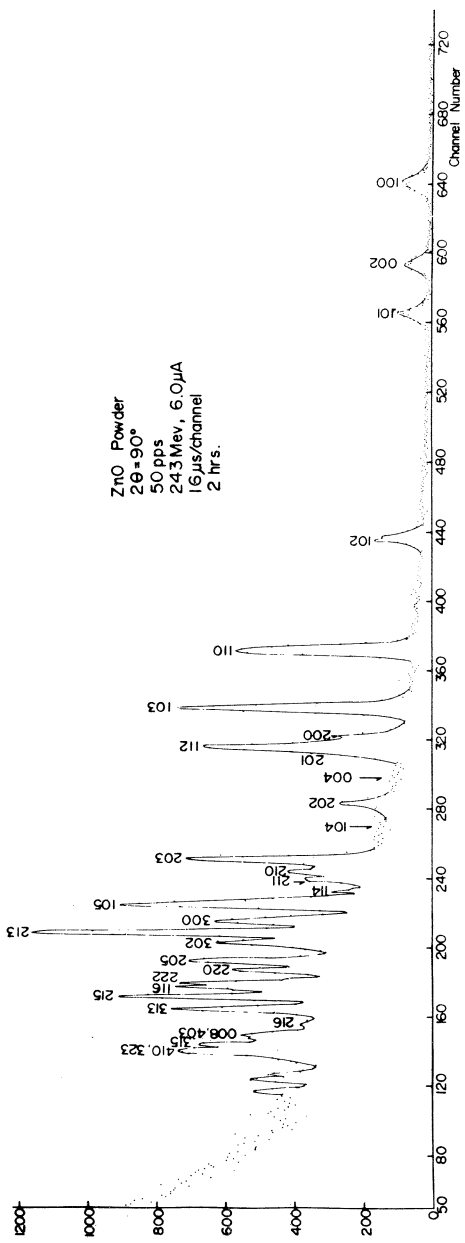
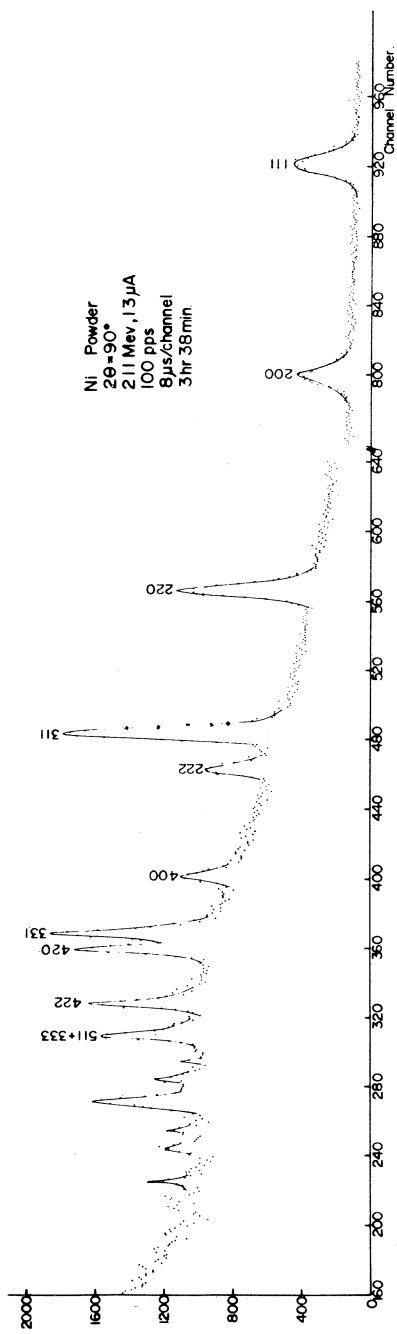


図 2 Ni 及び ZnO の常温粉末パターン



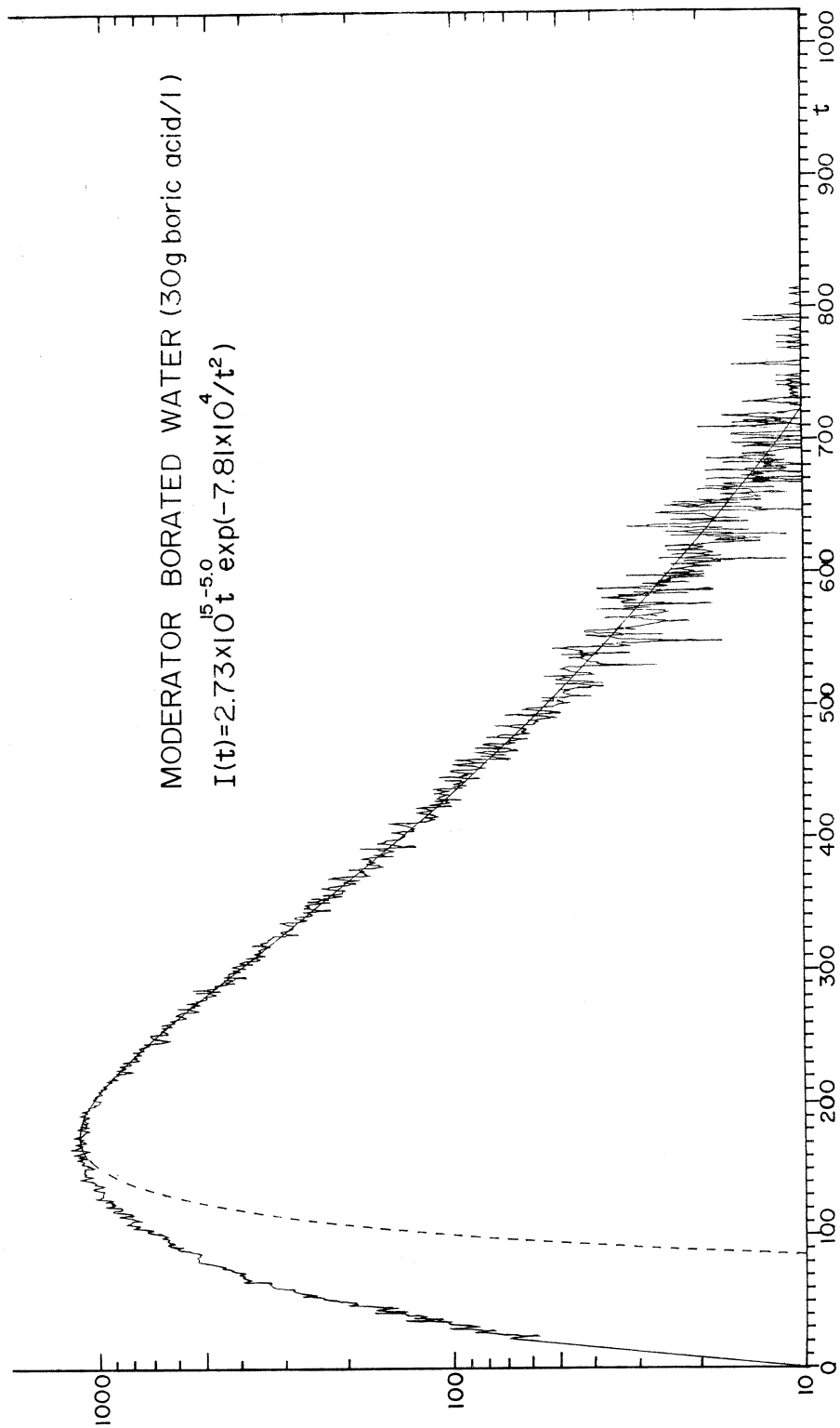


図3 30g/L硼酸水のMax well分布

10枚に改装，分解能を上げた。また後に述べる非弾性散乱のため，ソーラスリットの代りに単なる遮蔽板に取り換えることも可能にした。

(2) 30°系を28°から33°に，またソーラスリットなど再アライメントして精度を上げた。

(3) 分解能を上げるもう一つの方法として $2\theta = 158^\circ$ 系を新設し，そのためBF<sub>3</sub>計数管ND 5884-90Sを8本用いた。

(4) 計測系のクロックパルス巾として今まで4, 8, 及び16 $\mu$ secの3種しかできなかったが中性子をもっと有効に使うため，3.6及び12 $\mu$ secも可能にした。

(5) モデレーターの硼酸ポイズンを30g/lに上げ，その場合の中性子スペクトルを測定した。ただしその時のパルス巾は正確には測っていない。これらにより次の測定を行った。

#### 1.1 TiO<sub>1.20</sub> のデバイ温度測定 (第二物理学科 渡辺伝次郎, 寺崎治氏外)

温度  $T^\circ\text{K}$  の試料から指数  $hkl$  の線の強度は

$$E_{T,h} = I_g i(\lambda_h) \lambda_h^4 \frac{\rho'}{\rho} \frac{j_h |F_h|^2}{V^2 \sin^3 \theta} e^{-2W_h} A_s(\lambda_h)$$

ただし  $h$  は  $hkl$  を代表

であたえられる。 $I_g$  は幾何学的な因子， $i(\lambda)$  は入射中性子のスペクトルでこの際用いた30g/lの硼酸ポイズンの場合のMaxwell分布を実測したもの及びその最小自乗フィットを図3に示す。 $e^{-2W}$  がデバイ温度因子で， $A_h$  は吸収の補正である。第1回実験では293°K及び123°Kの2つの温度で行った。

NaCl型結晶構造を持つTiO<sub>x</sub>相 ( $0.7 < x \leq 1.25$ ) には多量の空格子点 (全格子点の約15%) が存在し，高温 (800~1000°C以上) では，それが不規則配列をとり，低温で規則配列を示すことが知られている。この様な結晶の格子振動の様子を知るために，X線回折，中性子回折法で温度因子を求め，各原子の熱振動の平均二乗振幅を求める実験を渡辺 (伝) 研で初めた。その一環として本リニアックで粉末パターンの積分強度から不規則状態にあるTiO<sub>1.20</sub>の温度因子を求めることを試みた。TOF法は同時に低次から高次の反射まで得られるので本目的に好適である。上記二つの温度における各ラインの積分強度の比をとって吸収，方位配列の効果等を打消した。カウンターは $2\theta = 33^\circ$ 系， $90^\circ$ 系， $158^\circ$ 系に各16, 16及び8本使用した。 $158^\circ$ 系のパターンの一例を図4に示す。Tiは負の核散乱振幅を有するので，偶数次の積分強度はひじょうに小さく，それについての正確な測定は困難である。この場合の測定では $33^\circ$ 系では重要なラインは分析範囲から外れ， $90^\circ$ 系及び $158^\circ$ 系のデータが使用できた。図5に示す如く， $\ln(E_{T'}/E_T)$  は $(\sin \theta/\lambda)^2$  のlinearな関数となり，その傾斜からデバイ温度が計算される。

結果は $2\theta = 90^\circ$ 系データから $(H)_D \cong 490^\circ\text{K}$ ， $2\theta = 158^\circ$ 系データから $(H)_D \cong 470^\circ\text{K}$

TiO<sub>1.20</sub> Powder  
Area 4 (2θ=158°)  
7μA, 240 MeV  
75 pps, 12μs/channel  
123° ± 9° K  
5 hr 18 min

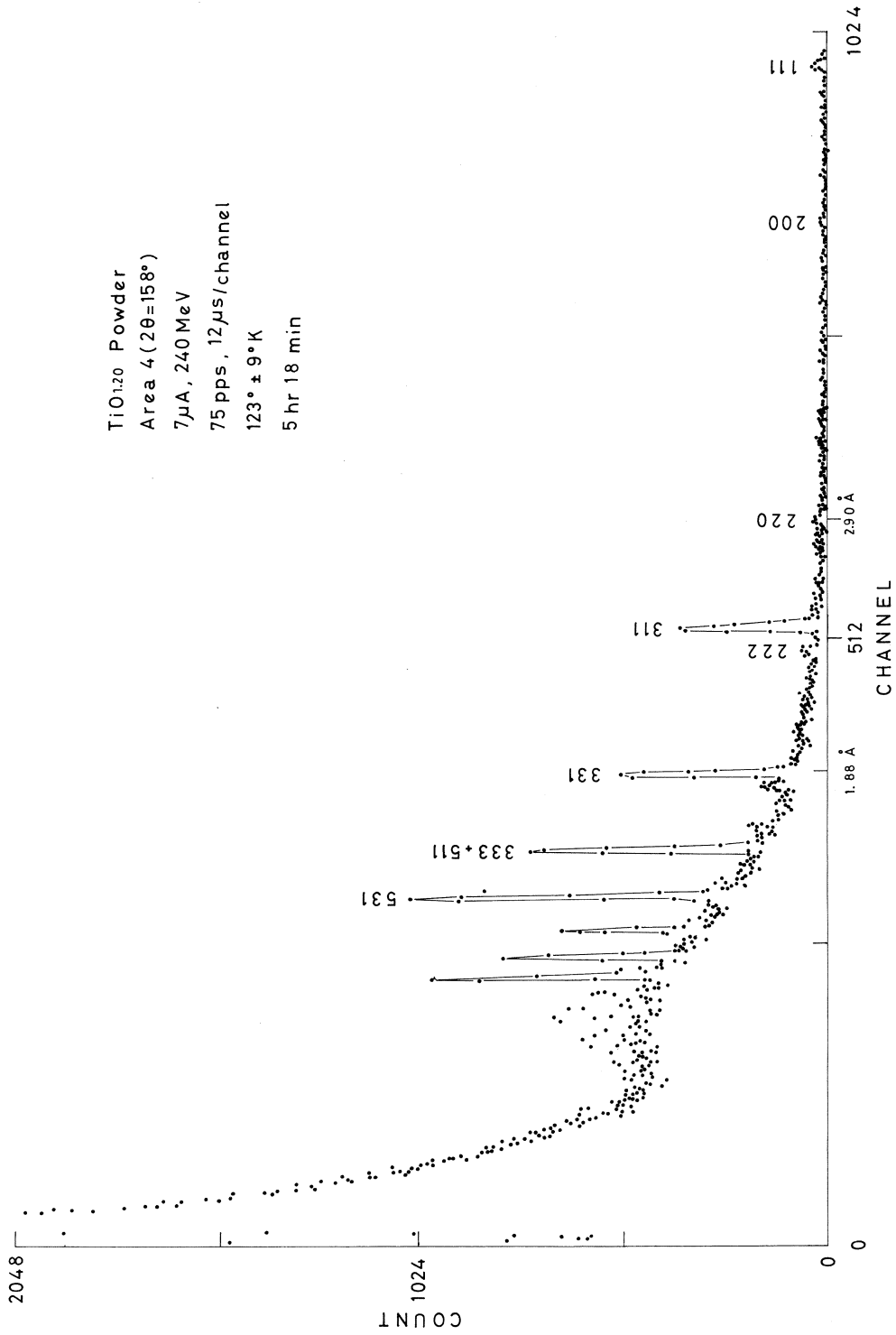


図4 冷却TiO<sub>1.2</sub>粉末パターン

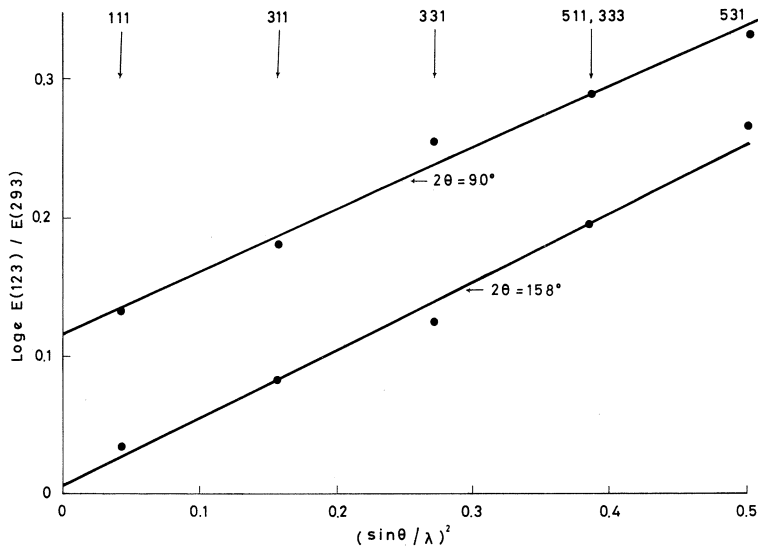


図5  $\text{TiO}_{1.2}$  のデバイ温度を求める傾斜

と得られた。

測定に要したマシンタイムは合計約9時間。 $\text{Sr}_2\text{Fe}_2\text{O}_5$ と同じ日に測定した関係上、分解能を上げるためモデレータを強くポイズンしたが、してその必要性はなく、次回は最適のパルス巾を用いて計数の統計を上げて更に正確な値を求める予定である。

### 1・2 $\text{Sr}_2\text{Fe}_2\text{O}_5$ の近接線の分離 (金研, 渡辺(浩)研, 武田隆義氏参加)

$\text{Sr}_2\text{Fe}_2\text{O}_5$ はペロブスカイトと同じく結晶構造はOrthorhombicで格子定数は $a = 5.671$ ,  $b = 15.59$ ,  $c = 5.528 \text{ \AA}$ である。武田氏はこの物質の解析を行っており、TOG-NDによる測定からある程度の結果を得ている。120と021, 101と041と130など分離しにくい線が本装置を用いて分離できるかをテストするのが主目的であって、この物質の解析全般を目的としたものではない。

武田氏の磁気測定によると、ネール点 $730^\circ\text{K}$ の自発磁化をもたない反強磁性体である。原研のTOG-ND装置によると、磁気構造は隣り合うスピンの反平行であるいわゆるG型であり、スピンの方向はC軸である。 $\text{Fe}^{3+}$ イオン当りのモーメントの大きさは $4.5 \sim 5.0 \mu_B$ であることがわかった。しかしGallagerらの発表しているように、この物質の結晶空間群が $\text{Pcmn}$ に属しているならば、この磁気構造ではD-M理論により自発磁化が生じるはずである。これらを解明するためのTOG-NDによるデータは高角度での $S/N$ 比が悪く、 $\text{Icmm}$ であると断定もできない。高角度の

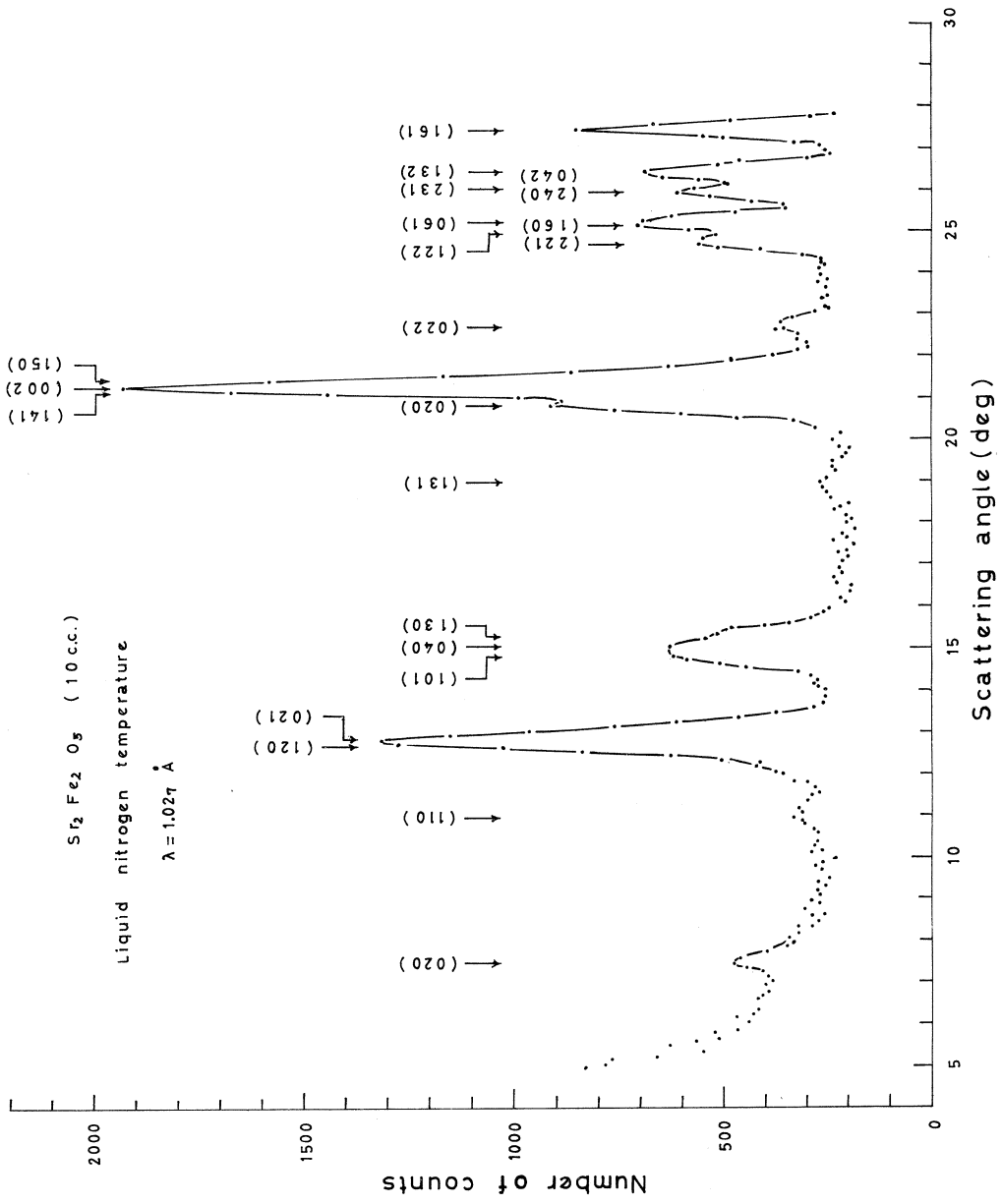


Fig. 6 TOG-ND/C12 Sr<sub>2</sub>Fe<sub>2</sub>O<sub>5</sub> の diffraction pattern

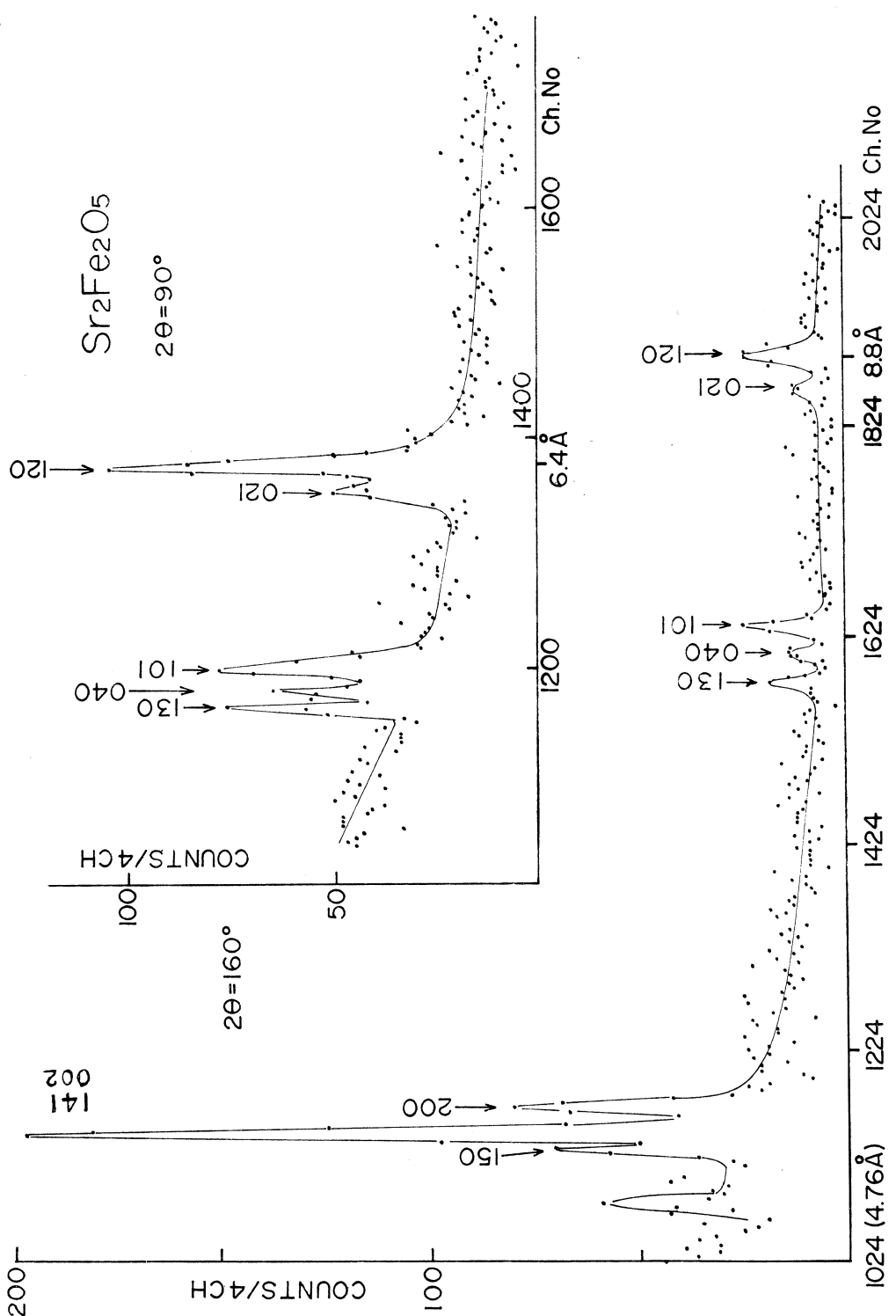


図7 東北大リニアックによるTOF法粉末パターン、  
照射8時間38分、試料50cc

回折線は、原子の変位による影響が大きく、対称性の研究に重要な情報を提供する。中性子回折では高角度でのS/N比が良くなると考えられる。またこの物質は酸素が多いため低角度においてもX線よりTOF-NDの方がはるかにS/N比はよい。特に今問題となる線は、330, 133, 120, 021等であるが、TOF-NDによればX線ではとても問題にできないような高角度での情報がえられる筈である。これらに対する面間隔や波長は次表の通りである。

指数	330	133	120	021
$d(\text{Å})$	1.776	1.661	4.585	4.510
$\lambda(\text{Å})$	$\left\{ \begin{array}{ll} 2.51 & 2.35 & 6.48 & 6.34 \quad (2\theta = 90^\circ) \\ 3.49 & 3.26 & 8.99 & 8.83 \quad (2\theta = 158^\circ) \end{array} \right.$			

TOF-NDによって得られた粉末パターンを図6に示す。これは試料約10cc, 測定時間は約20時間であった。この測定では120, 021を分離できなかったので特に入射単色中性子として $\lambda = 2.008\text{Å}$ を使い、そこだけを再三測定した。その結果は、120と021はやっと分離できるかという程度である。以上は武田氏の得た成果及びその見解である。

ところで電子リニアックによるTOF-NDの結果は図7に示すごとく、120と021, 101と040と130とはほぼ完全に分離された。この測定は50ccの試料を用い約8時間半の計数時間であった。120と021との相対強度などはほぼ予想通りで、スピンの方向はC軸方向とすべ

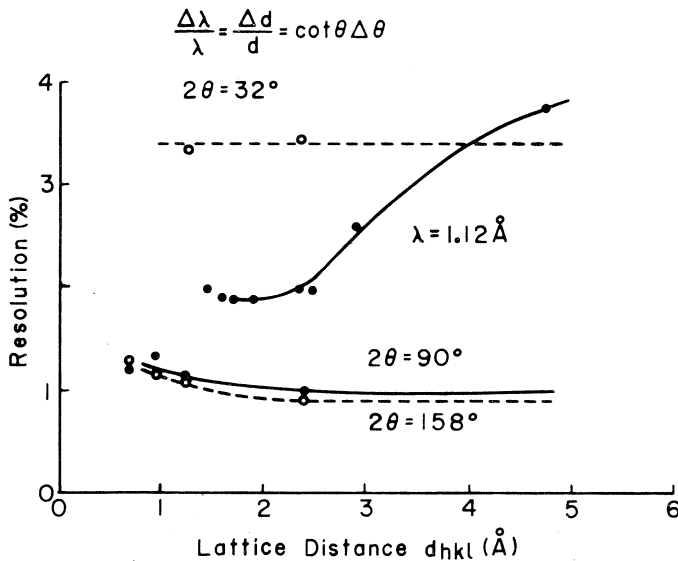


図7' TOF Debye-Scherrer装置の分解能

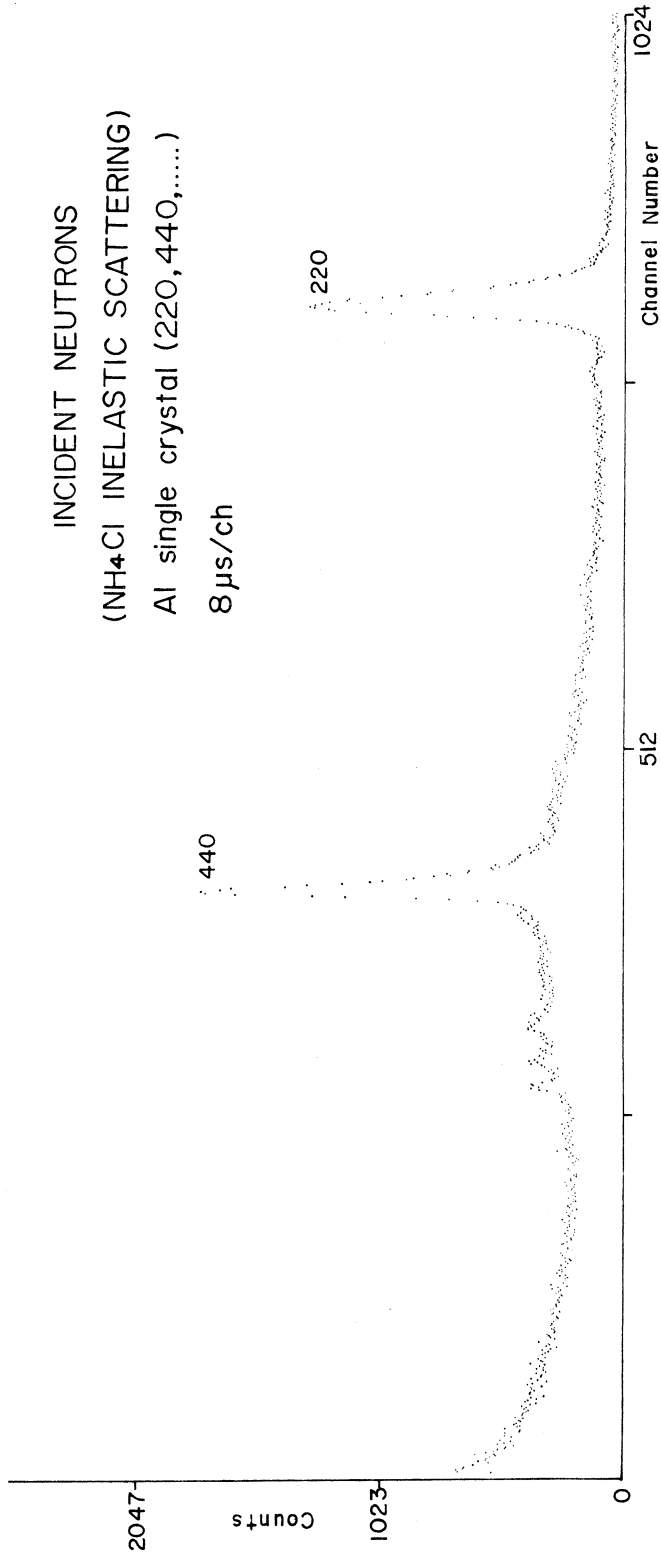


図 8 非弾性散乱用入射中性子 (単色パルス)



きことには変りはない。TOG-NDによって得られた知識以上の情報がTOF-NDパターンから得られるか否かは目下渡辺研において武田氏が解折中である。

TOF-ND装置の分解能の測定値を図7'に示す。この図で $\lambda = 1.12 \text{ \AA}$ での値はRisø原子炉の通常のdiffractometerによる測定結果で、TOG-ND装置の分解能も $\lambda = 1 \text{ \AA}$ を用いる場合には、ほとんどRisøの結果と同じである。ここでは単にTOG-NDによっても分類できなかった近接線( $\Delta\lambda/\lambda \cong 1.7\%$ のへだたり)を十分に分離できることを強調しておくに止める。 $2\theta = 158^\circ$ 系では120は約 $8.8 \text{ \AA}$ であり、このような長波長の中性子強度はもちろんひじょうに少ないが、 $\lambda^4$ 因子のおかげでなお相当の計数率の得られることを指摘しておく。この場合クロック巾は $12 \mu\text{s}$ 、くりかえしは35ppsであった。

## § 2 非弾性散乱の実験(広島大好村氏も一部参加)

非弾性散乱は物性物理学、炉物理学上ひじょうに重要であるが、強力な原子炉を用いても測定に長時間を要する研究者泣かせのテーマである。東北大リニアックで満足できる非弾性散乱の測定が可能とは思わないが、どの程度の強度があればよいか見当をつけるため、わずか2.5時間程2回測定を行ってみた。

まず単色のパルス中性子をうるため6cm立方程度のやや大きなAl単結晶\*を中性子発生ターゲットのそばにおき、そこで(220), (440), . . . . ., 反射を行った中性子だけがTOFパイプを通りぬけて、散乱試料に照射するようにした。この場合 $2\theta$ はほぼ $100^\circ$ であった。散乱試料をおくべき位置に $\text{BF}_3$ 計数等をおき、回折スペクトルを求めると図8に示す如く220, 440 . . . . . のピーク(14MeV 56MeV . . . . .)がそれぞれ対応した時刻に現われる。この場合、単結晶近傍の遮蔽の不完全であった為ピーク以外のバックグラウンドがやや高い欠点があったので、第二回はその点を改良し、かつ(111), (222) . . . . . のピークを通すこととした。この場合は、中性子エネルギーは5.4MeV, 21.6MeV, . . . となる。

散乱試料をデバイ法装置の試料位置に置き第2パスとしてデバイ法のパス(図9参照,  $2\theta = 90^\circ$ 系で110cm,  $2\theta = 30^\circ$ 系で140cm)を利用した。もちろんこの長さは短かすぎてエネルギー分解能は甚だ不足ではあるが、装置改造も大変であり、強度不足も予想されるので、このまま利用した。第1パス $L_1$ (この場合9m)に比較して第2パス $L_2$ (この場合1.1m及び1.4m)がひじょうに短いという今の条件から、試料によりそのエネルギーをたたき上げ(下げ)られた中性子は弾性散乱ピークの左(右)に僅かシフトする。そのシフトは僅かであり、一種のサテライト群を形成

\* Alその他の単結晶については原研浜口由和氏にいろいろお世話になった。ここに感謝する。

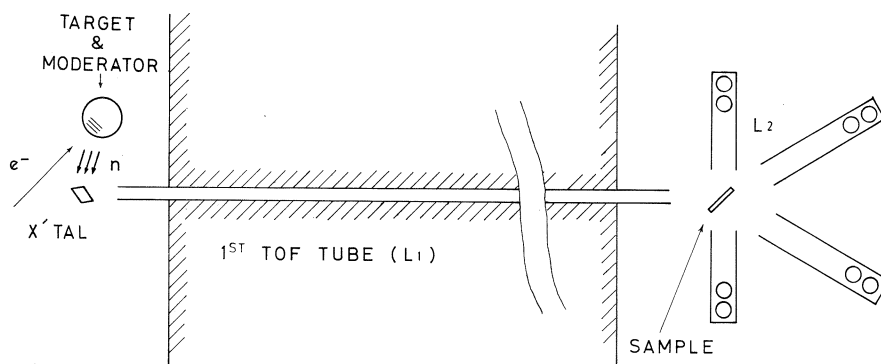


図9 非弾性散乱実験装置

する。異なる入射エネルギーのものと混り合って混乱を起すようなことは殆んど考えられない(図10参照)。また、チャンネル数はまだ充分多いのでチャンネル数不足による分解能低下は殆んど考える必要はないが、第2パスの長さ $L_2$ に比較して散乱試料の大きさ(=入射中性子ビームの太さ,  $5 \times 5 \text{ cm}$ ) および $\text{BF}_3$  計数管の深さ( $5 \text{ cm} \phi \times 2$ ) 入射中性子のもつエネルギー巾及び散乱試料への到着時間幅な

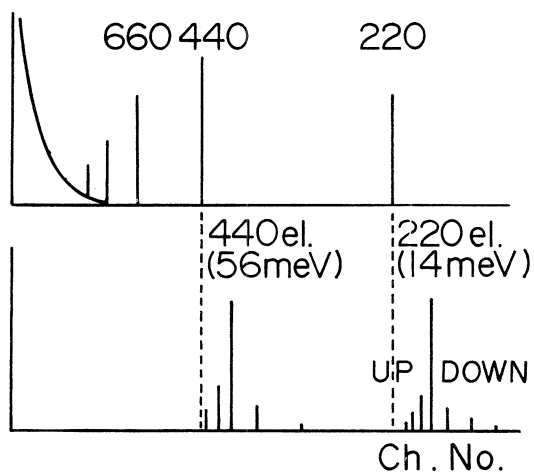


図10 非弾性散乱サテライトの概念図

ど分解能を大きく低下させる原因は多く、これらを改善する前に強度の2桁以上の増大が先づ必要と思われる。

ともあれ、 $\text{NH}_4\text{Cl}$  粉末  $50 \times 50 \times 1.5 \text{ mm}$  の試料を入射ビームに  $45^\circ$  傾けてデバイ装置の中心におき約2.5時間計数を取った例を図11, 12に示す。予期通り分解能は悪いが、計数率はわりあい高く、叩き上げ及び叩き下げの非弾性散乱が見られることは確かである。図13は参考のためかかげた Bajorek らの測定である<sup>(1)</sup>。

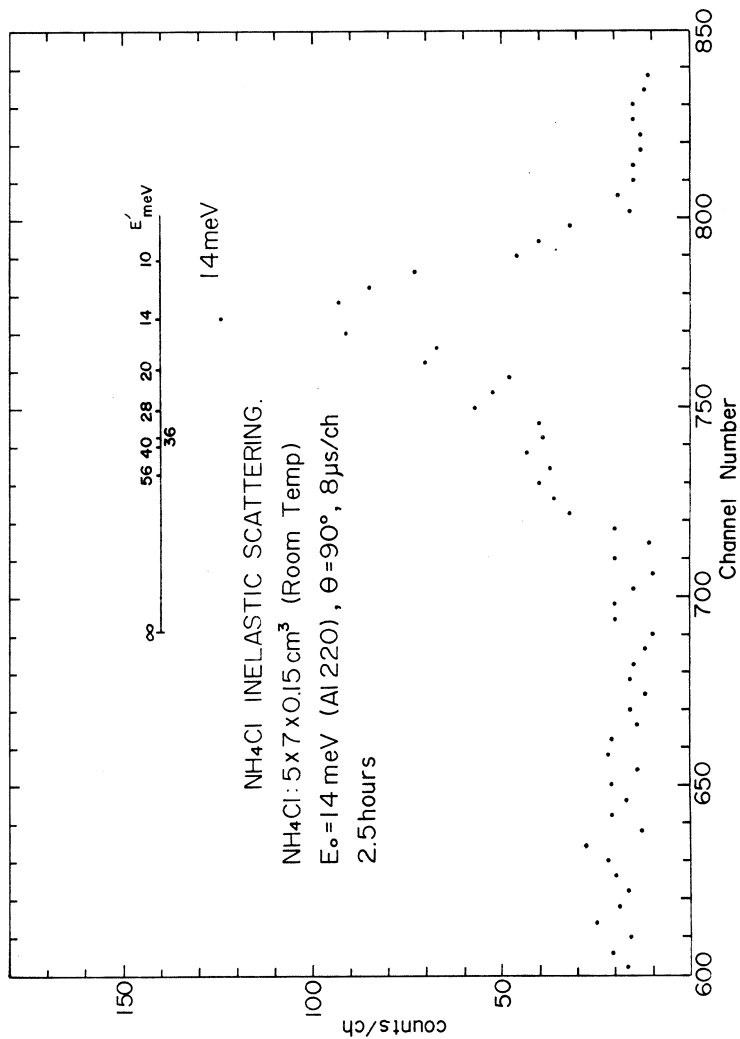


図 11 NH<sub>4</sub>Cl の非弾性散乱 (叩き上げ)

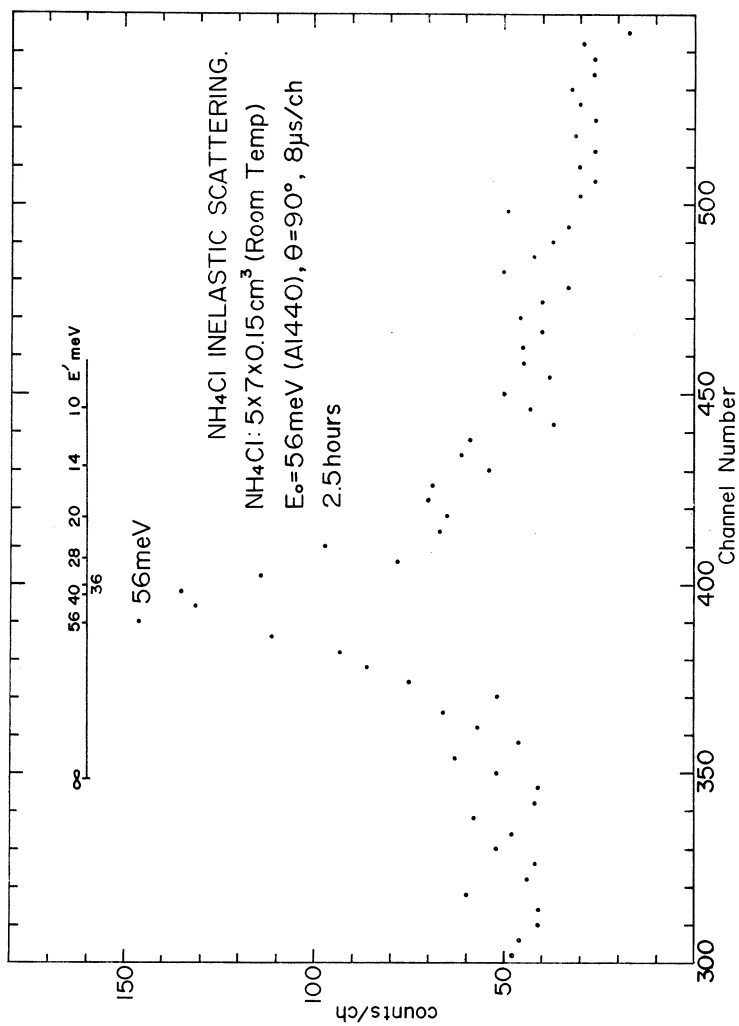


図 12 NH<sub>4</sub>Cl の非弾性散乱 (叩き上げ)

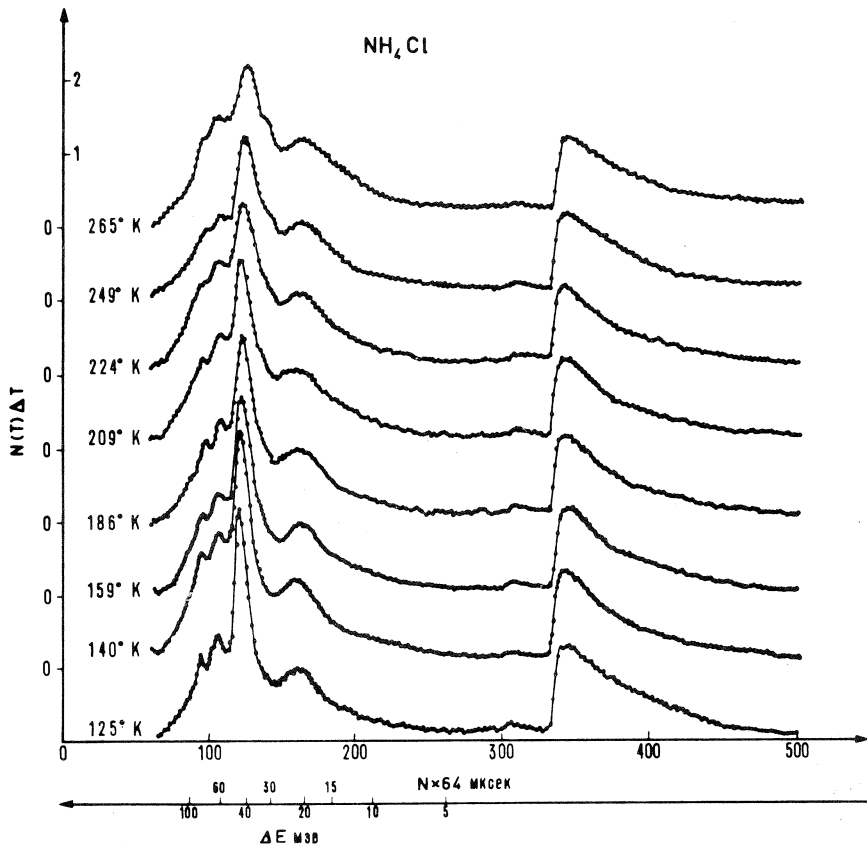


図 13  $\text{NH}_4\text{Cl}$ 非弾性散乱 Bajorek の測定

レンセラ大学のリニアックはパルス中性子源としては東北大の数倍強いと見られる上、本格的に取り組んでいるので同日には論ぜられない。しかし、レンセラ大で近年行われている  $0.3\text{eV}$  以上のエピサーマル中性子の非弾性散乱の実験成果から、東北大でももし本腰を入れてやればどの程度のできるかは大体見通しが立ったと思う。

しかしながら、今我々の課題は研究成果より測定技術の開発と、将来計画への資料提供が主目的であるので、今後はエピサーマル領域で有力なモデレータの開発、結晶による単色パルス中性子ビームを得る方法の改良を行いたい。

最後にリニアックを運転して下さった方々に深く感謝する。またデータ処理については窪田健雄氏の協力と指導を得、ここに重ねて感謝する。

## II-2 TOF・中性子回折法による炉物理実験

核理研・金研\*・工学部\*\*

木村一治・渡辺昇・小山田正幸

武田征一\*\*・富吉昇一\*

鈴木隆司\*・高橋文信\*\*

## 要 約

前期に引き続き T-O-F 中性子回折法により基本的な減速材の熱化過程の測定を行った。今期は特に新しい減速材について実験することは見送り、前回同様 H<sub>2</sub>O および BeO のみを対象とし、実験装置と方法論の改善につとめた。これらの結果 H<sub>2</sub>O に対しては時間分解能がかなり改善され、また crystalline moderator である BeO については coherent scattering の影響が顕著に現れ、原子炉物理上重要な熱化パラメータを支配している要因等が特に小さな体系の場合についてかなり明らかとなった。

## § 1 緒 言

減速材の熱化過程を調べる上で、任意の着目したエネルギーの熱中性子の時間的変化、さらにこれから時間依存の熱化スペクトルを知ることが極めて重要な問題である。T-O-F法を用いた中性子回折法がこの問題に対する手法として一応実用的であることはすでに述べて来たが<sup>1)</sup>、熱化の理論と対比させた議論を進めて行くためにはさらに実験方法、精度等にかんがりの改善が望まれる。一方本方法は chopper spectrometer 法に比べかなり利点もあると考えられ、減速材中での中性子の熱化過程の研究でこの特徴を生かした現象を調べてみた。

## § 2 実験方法の改善

これまでの実験経験から改善の望まれる主な点は

- 1) H<sub>2</sub>O 体系に関してはさらに時間分解能の向上
- 2) BeO 等結晶媒質に対してはエネルギーメッシュの数の増加とメッシュの選択の自由度

3) エネルギー依存時間分布より時間依存熱化スペクトルへの変換方法

4) バックグラウンドの減少

等である。

1) に関しては現在時間分解能を悪くしている最大の原因は中性子検出器の厚さであり、5 cmφ の BF<sub>3</sub> カウンタを用いている限り、単結晶、コリメーター等の条件をさらに厳しくおさえてみてもあまり意味はない。従って本格的な含水素系減速材の実験には近く直径の小さい H<sub>2</sub>O<sub>3</sub> カウンタ (10気圧程度) またはリシ ムガラスシンチレータに交換する予定である。

2) に関しては出来るだけエネルギーメッシュの多いことが望ましいので複合クリスタル (Cu と Al の単結晶を適当な方向に重ねたもの) を試みたが、高次の反射に近接逆格子点よりの反射が混入しスプリアスピークが出るので実用的でなく、中性子ビーム軸上適当な距離をおいて複数の単結晶を独立に串差しに配置するよう改善した結果、中性子強度の点からも2個までは十分実用的であることが分った。(例えば厚さ15 cm程度のAlの後方にCuを置いた場合、Cuでの強度はAlのない場合の半分には減少しなかった)。

3) についてはこれまでは漸近スペクトルが既知であるような適当な体系について対象とする体系の測定と全く同一条件で測定を行い、各エネルギーにおける時間分布の漸近時間領域 (各時間分布が同一の減衰定数で指数的減衰をはじめようになる時間) での夫々の計数率より、各エネルギーにおける計数効率を決定すると云う方法を用いていた。例えば多くの場合、そのような標準的減速材として 20×20×20 cm<sup>3</sup> の H<sub>2</sub>O 体系を用い、その中心のスペクトルが 300 μ sec 程度以上の時間では殆んど Maxwell 分布であると仮定して比較法を用いていた。しかしながらこのような方法は標準と考える減速材の漸近スペクトルに仮定があること、完全に漸近的になったか否かの判定にも多少の問題があること、またそのような待時間後での高エネルギー領域 (100 MeV 前後) での反射ピークには十分な counting が得られないこと等のため高エネルギー部では特に変換の精度にかなりの不確かさを与えていた。また単結晶の角度等条件を多少変化させた場合も必ず標準体系の測定をその都度併用しなければならないこと等の不便もあった。しかしながら別途に時間積分スペクトル、 $\int_0^{\infty} \phi(E, t) dt$  を測定しておけば、任意のエネルギーにおける時間分布の測定値、 $C(E_i, t)$  よりエネルギー依存の総合的測定効率、 $X(E_i)$  は

$$X(E_i) = \int_0^{\infty} C(E_i, t) dt / \int_0^{\infty} \phi(E_i, t) dt$$

と与えられ、別々の experimental run の data を一つの data にまとめることが容易となった。 $\int_0^{\infty} \phi(E, t) dt$  の測定精度は必要に応じてかなり上げることも容易である。ここでは一応約 11 m の飛行管 (そのうちの大部分が真空) を用いて測定され、通常の種類補正 (mean

emission time の補正, ビーム減衰の補正, 検出効率の補正等)がなされた。このうち mean emission time はエネルギー依存の時間分布が求まっているため, エネルギー依存で補正可能である。

4)については第1実験室に新設した4.5 m系の中性子に対する遮蔽が十分でなく特に天井からのものが顕著であることが判明したので, 重コン遮蔽室(前面2m厚, 側面1.5m厚, 背面および天井1.0m厚)の内側に結晶, 中性子検出器を含む部分をさらに borated paraffin(12cm厚)およびCd板で遮蔽し, また検出器のケーブルコネクタ部よりのものを防ぐ手段を構ずる等遮蔽の強化に努力した。

第1図にこのようにして各種改善のなされた実験装置概略を示す。

## § 2 実験結果

第2図は以上改善の結果得られた  $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3 \text{ H}_2\text{O}$  体系の中心における熱中性子の TOF スペクトルである。高エネルギー部(100MeV程度以上)で反射ピークの立上りにスパイク(熱化による up-scattering が起る前で, そのエネルギーまで減速して来た中性子の時間分布と考えられる)が明瞭に観測される。第3図はこれをエネルギー依存の時間分布にしたものである。それぞれのエネルギーの中性子が漸近スペクトルを形成する(decayが総て一定勾配に落ち着く)までの様子がよく理解出来る。

第4図は  $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$  の BeO 体系の中心および表面における時間積分スペクトルの測定結果の一例を示す。時間積分スペクトルを予じめ求めておくとエネルギーメッシュの決定にも便利である。

第5図には  $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$  の BeO 体系の中心における熱中性子のエネルギー依存の時間分布を示す。これより明らかな如く, 各エネルギーでの時間分布は特に50MeV程度以下では殆んど指数的減衰をしているとみなされ, エネルギー依存の decay constant,  $\lambda(E_i)$ , が定義できる。勿論物理的に厳密にはこのような個有値は存在しないが, パルス中性子実験で得られるエネルギー積分された全中性子数の decay constant を説明する上で極めて有用であると考えられる。 $\lambda(E_i)$ は総ての mode(連続および離散)の  $E_i$  なるエネルギーにおける実効的寄与を示すものであるが, もれが支配的な小さな結晶媒質の体系では十分実効的なパラメータとして意味があると考えられる。

第6図は  $\lambda(E_i)$ を示すもので図中の実線は  $(v \Sigma_{in} + \frac{1}{3} \lambda_{tr} v B^2)$  の計算値を示している。

第7図は上述の  $X(E_i)$ を用いて変換された  $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$  BeO 体系中心での時間依存熱化スペクトルを示す。また第8図は同体系表面よりもれる中性子の時間依存スペクトルを示す。



### § 3 検 討

軽水体系については時間依存スペクトルに変換されたものを示さなかったが、これは第3図に示すエネルギー依存時間分布の時間分解能がまだ現時点で理論モデルとの対比には十分でないと判断されたため、変換自体はBeOの場合同様可能である。いずれにせよ検出器の厚さを薄くすることが急務であり、これでfast chopperのdataと競争することも可能と考えられる。

BeO体系については時間エネルギー分解能共に十分過ぎる程度と考えられ、むしろこれを悪くして計数効率を向上させることの方が望ましい。時間分解能を現状程度にとどめ、エネルギー分解能を現状の1/10程度に悪くさせて計数効率を10倍程度にする方法も現在考慮中である。

しかしながらchopper法に比べ特徴は時間変化が連続関数として得られることでdecay constantの決定には有利である。またエネルギー分解能が非常によいので(約2%以下) $\lambda(E)$ を詳細に調べることも可能である。例えば第6図において適当なBraggエネルギー(図中↑印のところ)の前後に0.1~0.2 MeV程度微小エネルギー変化をさせて $\lambda(E)$ を測定するとこれらの点で $\lambda(E)$ に急激な変化が観測され、decayがcoherent scatteringの影響を極めて敏感に受けていることがわかる。また図中実線は中原等<sup>2)</sup>の計算によるBeOの $\sigma_{in}(E)$ および $\sigma_{tr}(E)$ (294°Kおよび1040°Kでの値)を315°Kに内挿( $\sigma_{in}(E)$ が温度に対し室温以上で比例関係にあるため)して求めた $(v\Sigma_{in} + \lambda_{tr}/3 \cdot vB^2)$ を示すものであるがBeOではこの値の $v \neq 0$ におけるmin. valueは48 MeVに現れ、49 MeVにおいて実測された $\lambda(E)$ は殆んどこの $\lambda_k \equiv (v\Sigma_{in} + \lambda_{tr}/3 \cdot vB^2)_{\min}^{v=0}$ に等しいことが判った。そしてこのエネルギー直前への中性子のtrapが最も顕著で、この中性子のdecayがいわゆる"trap decay constant"と呼ばれているが、この値がdie-away experimentで報告されている積分強度のdecay,  $\lambda$ , より非常に小さいことが分った。すなわち $\lambda$ はJoshi等<sup>3)</sup>によると約6500 sec<sup>-1</sup>, Zhezherun<sup>4)</sup>によると約7500 sec<sup>-1</sup>, また我々の同種の測定では315°Kで約7000 sec<sup>-1</sup>等であるのに対しtrap decay constantとして約5000 sec<sup>-1</sup>が観測された。このことは従来の測定値が基本モードのdecayを測定したのではないことを示し、また離散個有値が存在しないことを裏づける有力な手がかりになると考えられる。

die-away experimentにおける $\lambda$ がこのような値を示す理由は第7図から明らかな如くBeOにおいては輸送断面積,  $\sigma_{tr}(E)$ , に2つの大きなピークがあり、高エネルギー側のピークが非常に大きく、同図に示す時間依存スペクトルからも明らかな如くこのピークへの中性子のtrapが有限測定時間内では極めて顕著であること、このピークの中性子の平均的なdecay constantが $\lambda$ にほぼ一致していることから、 $\lambda$ はかなりこのピークにtrapされる中性子に支配されていると考えられる。従って十分時間がたてば低エネルギー側のピークのtrapの影響が

次第に加って来て $\lambda$ はもはや単一指数的とは云えなくなってくるものと考えられる。最近 Zhezherun<sup>4)</sup> が LINAC を用いて die-away experiment を行った結果も  $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$  BeO 体系についてはこの様な傾向を示しているように見られる。

第 9 図は顕著な 2 つのピークに trap されて行く中性子数の全中性子数に対する割合を示したもので、ここに  $R_1(t)$ ,  $R_2(t)$  は

$$R_1(t) \equiv \frac{\int_{4\text{MeV}}^{6\text{MeV}} \frac{\phi(E,t)}{v} dE}{\int_0^\infty \frac{\phi(E,t)}{v} dE} \quad R_2(t) \equiv \frac{\int_{12\text{MeV}}^{18\text{MeV}} \frac{\phi(E,t)}{v} dE}{\int_0^\infty \frac{\phi(E,t)}{v} dE}$$

で与えられる。

第 10 図はこのようにエネルギーにより decay の仕方の種々異なる中性子が全体としてどのように decay するかを見るため、測定された時間依存スペクトル、 $\phi(E, t)$  より全中性子数の時間変化、 $n(t) \equiv \int_0^\infty \frac{\phi(E, t)}{v} dE$  をプロットしたもので (○印)、図中●印の点は我々が別に行った die-away experiment による  $n(t)$  を示すものである。die-away experiment は  $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$  の BeO 体系 (reentrant hole を有するもの) について LINAC の実験同様  $315^\circ \text{K}$  (LINAC ではガンマヒートによる) にて 300 kV コックロフトワルトン型中性子発生装置を用いて行ったものであるが、1.2 msec 程度まで追跡しても (LINAC による die-away experiment でも 1.3~1.4 msec 程度が追跡の限度) 殆んど単一指数的減衰に見える。 $\int_0^\infty \frac{\phi(E, t)}{v} dE$  については  $600 \mu \text{ sec}$  までであるが誤差の範囲で一致しており、両者とも約  $7000 \text{ sec}^{-1}$  の decay constant を与えている。このことから  $n(t)$  から単一指数的であるか否かを判断することが極めて困難であり、また一見単一指数的にみえても実際には Bragg peak に徐々に trap が進行しており、pseudo mode が出来てスペクトルが漸近的になっているものと考えerことは非常に危険であることが指摘されると思う。エネルギー依存の時間分布を測定すれば当然計数は非常に少ないし、したがって通常の die-away experiment と同等くらいの時間まで decay を追跡することはいかにも不可能であるが、エネルギーにより、特に Bragg peak と off Bragg peak にそれぞれ属する中性子の decay を調べればこの両者には decay constant に極めて大きい差違が実測出来るので計数の不足から追跡できない時間領域までもある程度まで議論の外挿が可能と考えられる。

次に re-entrant hole が  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  とかなり大きいため種々の perturbation が存在すると考えられるが、多少のスペクトルの hardening はあるにせよ上述の結論を否定するほどの影響はないものと思われる。事実 die-away experiment ではターゲットおよび検

出器の位置を種々変化させ、また孔を変え、検出器の種類(エネルギー依存検出効率)を種々変えて測定してみたが、それらによる decay constant の差違は実験誤差の範囲を超えて結論出来るほど顕著ではなかった。

#### § 4 結 言

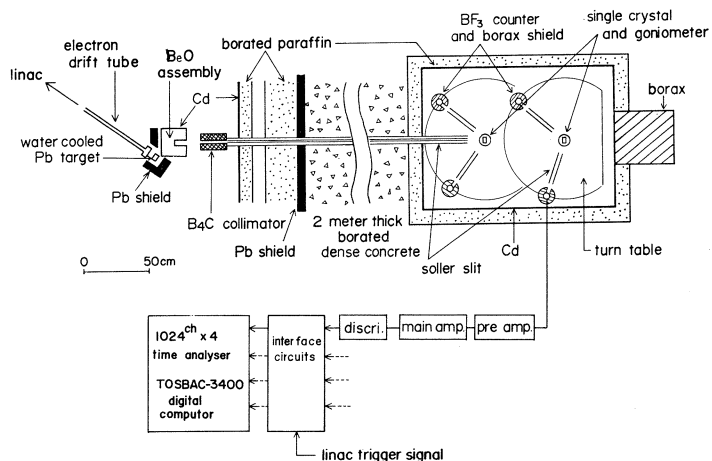
この種の方法が chopper を用いる方法に比べ優っているかどうか chopper をもたない我々には結論は下せないが、少なくとも上述の如き点も含め多少の利点は存在すると考えられる。中性子分光技術の一つとして TOP 法を用いるならば中性子モデレータの研究は重要であり、そのためにもこの方法がいくらかでも役立てば幸である。

最後に Al 単結晶を提供して下さった原研の浜口由和氏に、また Cu 単結晶を提供して下さった東北大金研の平林教授に感謝の意を表します。

また LINAC を運転して下さい下さった方々にそして深夜までデータ処理をして下さった窪田健雄氏に深く感謝します。

#### 文 献

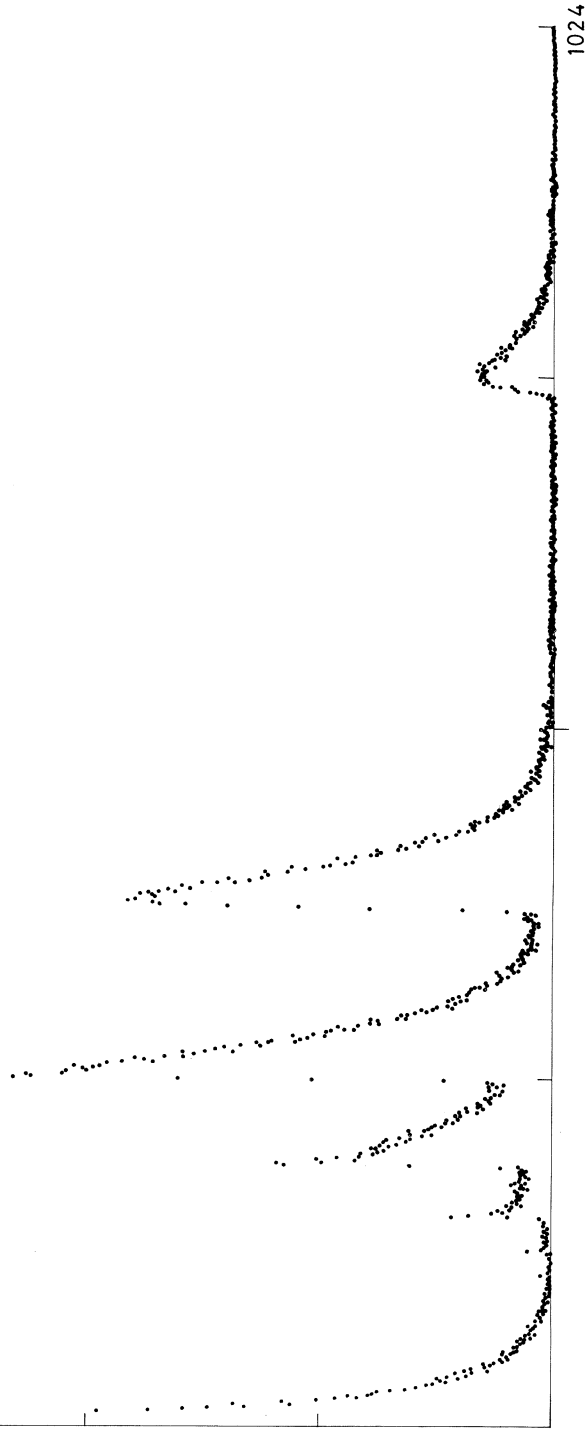
- 1) 木村他 核理研研究報告 Vol.1, No.2, 105 (Dec.1968).
- 2) 飯島俊吾, 中原康明, 綾尾慎治; 昭和43年炉物理炉工学分科会 B-27 (昭43.11)
- 3) Joshi B. V. et al., J. Nucl. Energy 21, 883 (1967).
- 4) Zhezherun I. F. Proceedings of the IAEA symposium on Neutron Thermalization and Reactor Spectra, Ann Arbor, U. S. A. Vol.2, p.379 (1967).



第1図 実験装置の概略

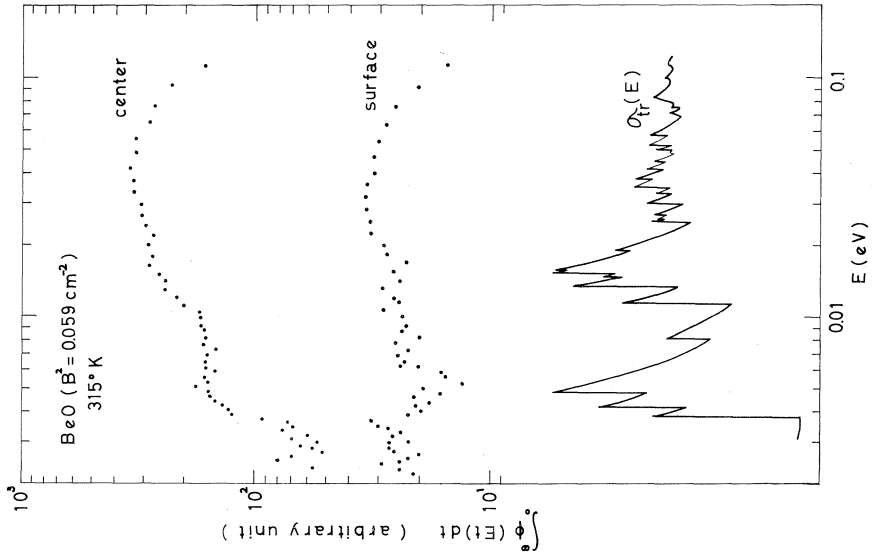
2047

H<sub>2</sub>O (20×20×20 cm<sup>3</sup>)  
CU111, 222, 333, .....  
67MeV, 178 mA, 30μsec, 150 pps,  
6μsec / ch

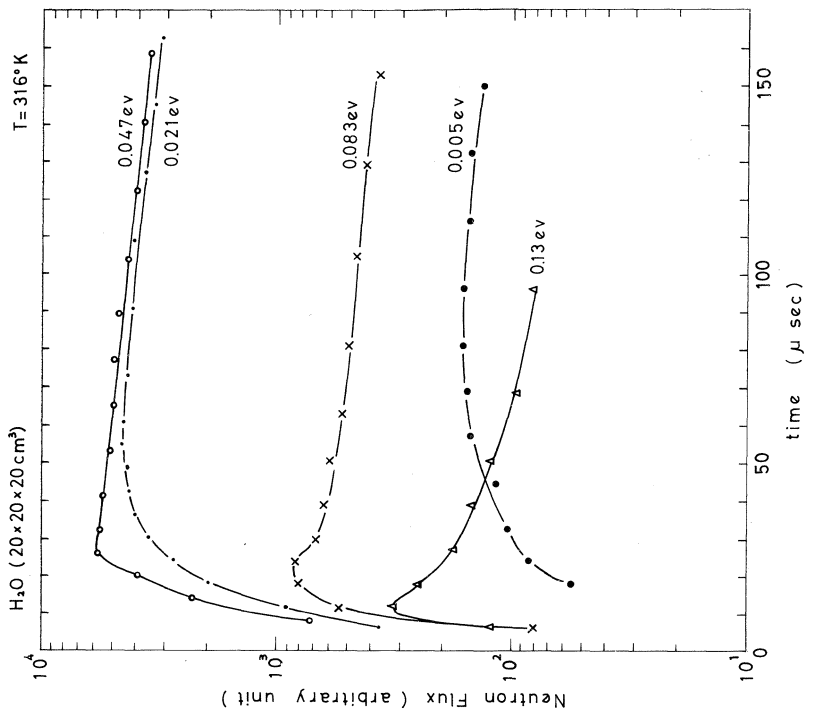


1024

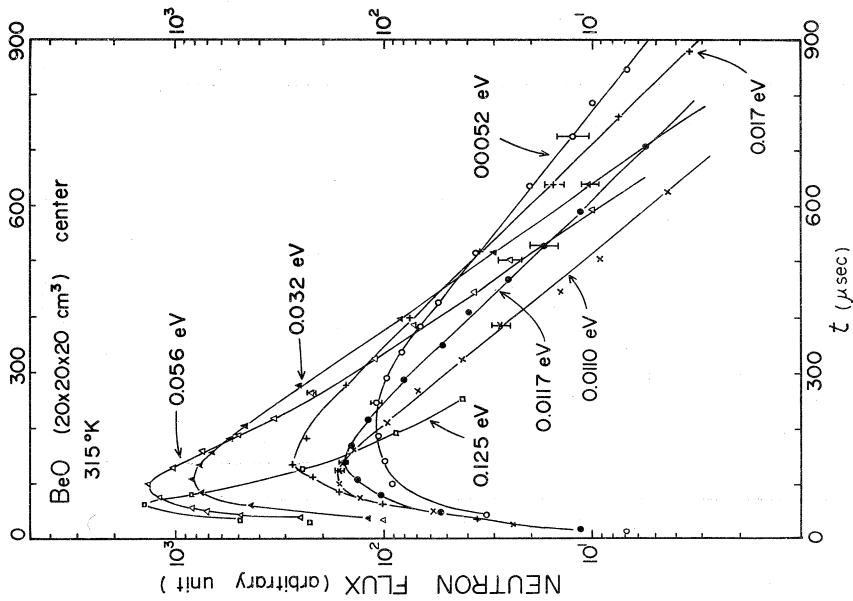
第2図 H<sub>2</sub>O (20×20×20 cm<sup>3</sup>) 体系中心における熱中性子の  
TOF スペクトル



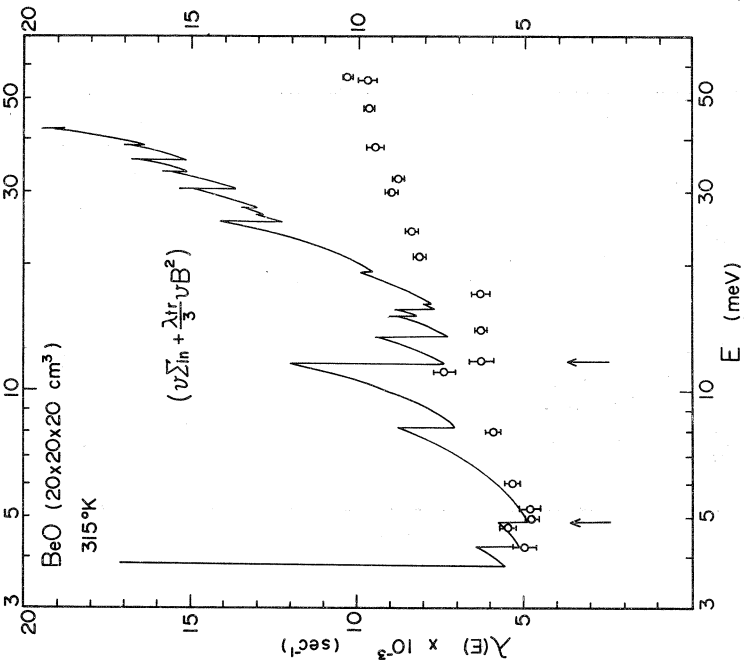
第4図 BeO 体系 ( $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ ) の中心および表面よりの時間積分スペクトル



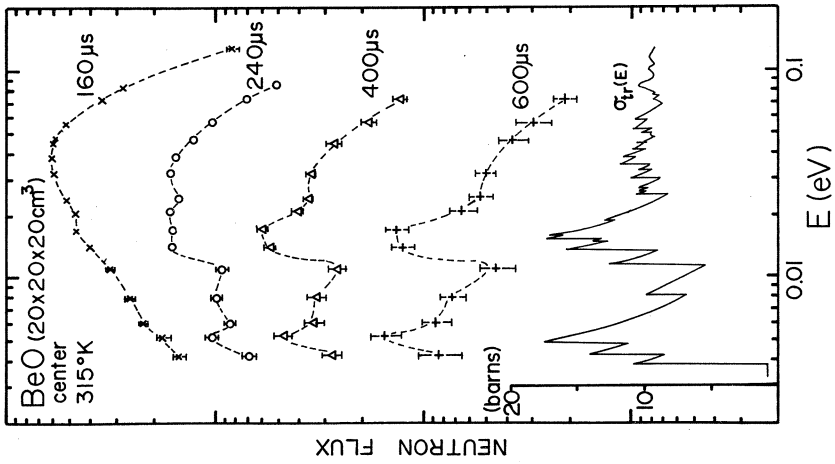
第3図  $\text{H}_2\text{O}$  ( $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ ) の中心における熱中性子の時間分布



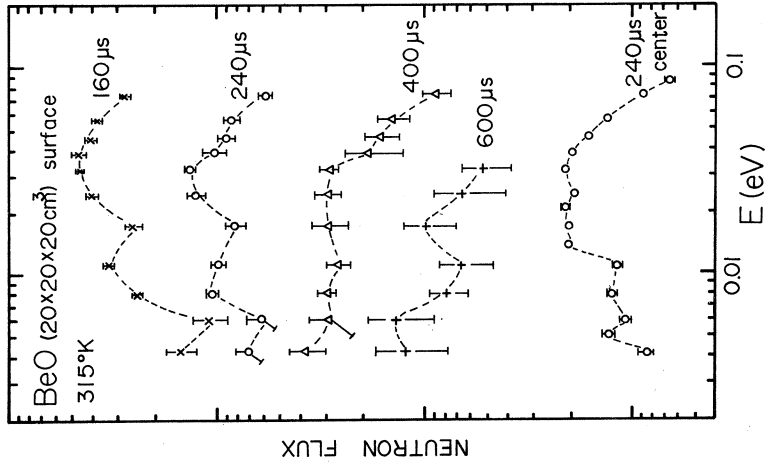
第5図 BeO体系(20×20×20cm<sup>3</sup>)中心における熱中性子のエネルギー依存時間分布



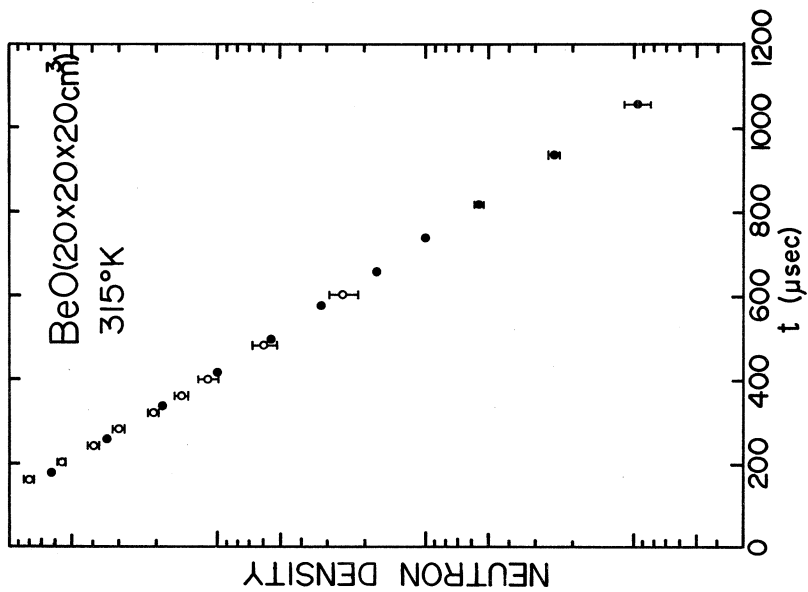
第6図 BeO(20×20×20cm<sup>3</sup>)中心の熱中性子に対するエネルギー依存崩壊定数,  $\lambda(E)$



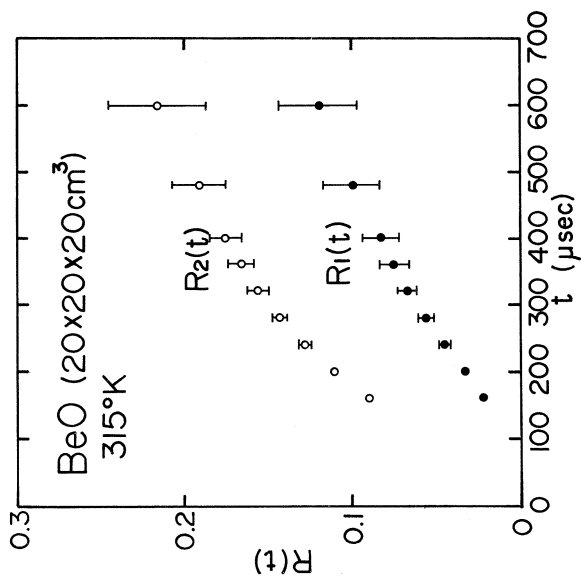
第7図 BeO(20×20×20 cm<sup>3</sup>)中心における時間依存熱化スペクトル



第8図 BeO(20×20×20 cm<sup>3</sup>)表面よりの漏洩中性子の時間依存スペクトル



第10図  $n(t) \equiv \int_0^\infty \frac{\phi(E, t)}{v} dE$  (○印) と die-away experiment (●印)



第9図 Bragg peak に trap される中性子の割合 (BeO 20x20x20cm<sup>3</sup>)



## II-3 パルス電子線によるイオン結晶の光学的研究(3)

理学部物理 上田正康・平井正光  
近藤泰洋・吉成武久

### 序 論

アルカリハライドの結晶に電子線を照射すると、FおよびV中心等の色中心が生成される。前回までの実験により、LNTにおいて、KCl中のF中心は30ns以内に生成され、そのうちの約50%は生成後に約40nsの時定数で消滅し、またF中心の励起状態の寿命である0.6μsの時定数で生成されるF中心も存在することが明らかにされた。

今回はLHeTにおけるF中心とH中心の生成を測定した。得られた結果からF中心が80ns±15nsの時定数で生成され、その生成されたF中心の約50%は、ビーム照射後40μs以内にH中心と再結合して消滅することが明らかになった。装置および測定法は前回に報告した通りである。

### 結 果

試料としては、空气中で引上げ法によって製作したKCl単結晶を1cm×1cm×2cmの大きさに割って使用した。

LHeTで電子線を照射した際の、F中心の吸収帯極大に相当する540mμにおける透過率の時間変化を図1(a)に示す。上側のトレースの初めの部分が透過率100%を示し、下側のトレースが透過率0%を示す。t=0で電子線パルスが結晶に照射されると、F中心が生成され、透過率が減少しているのが見られる。電子線パルスの巾は底のところでは30ns以下であるが、F中心は電子線パルスが終っても生成されており、200ns付近までF中心の生成が続いている。透過率を測定して、F中心の数に比例する量であるoptical densityを求めて、その時間変化を示したのが図2である。この図のoptical densityの変化は次式で表わされる。

$$D(t) = D_M \{ 1 - \exp(-t/\tau) \} \quad \tau = (80 \pm 15) \text{ ns}$$

D(t)は時刻tにおけるoptical density, D<sub>M</sub>はmaximumのoptical densityである。得られた時定数80±15nsは、F中心が生成される途中の過渡的な状態の寿命と思われるが、今までのF中心生成理論では説明できない。

この生成されたF中心が、更に時間が経過すると、どのように変化するかを示したのが図1(b)

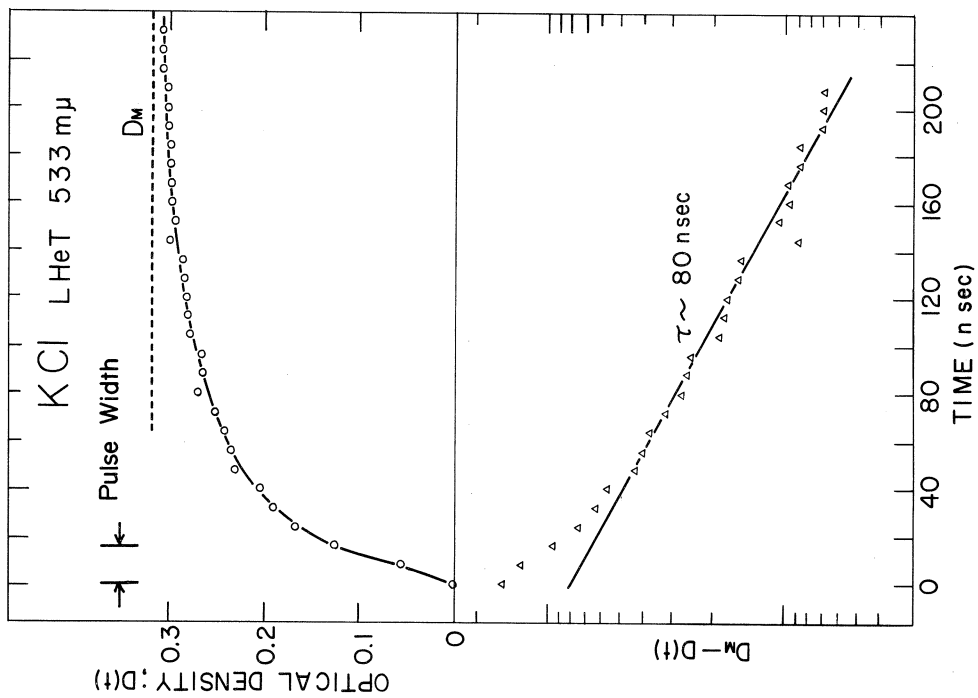


FIG. 2

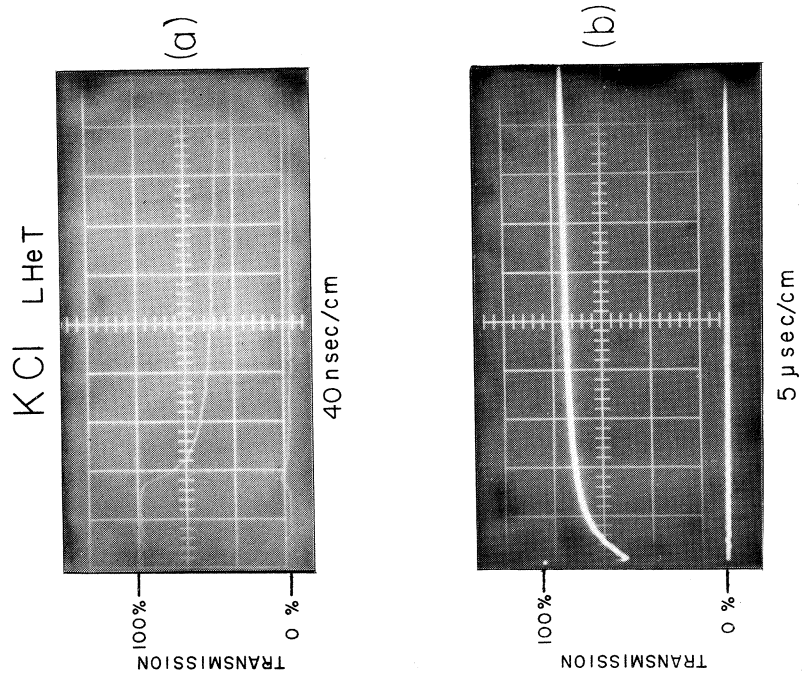


FIG. 1

である。照射後  $200\text{ ns}$  の後に透過率は、この図に示されるように再び増加し、約  $40\ \mu\text{s}$  後には一定になる。この図から求めた optical density を図 3 に示す。この F 中心の減少は、生成された F 中心と同時に作られると思われる H 中心とが、再結合し消滅することによると考えられる。これを確かめるために、H 中心による吸収帯の peak の波長付近における optical density の時間変化を図 3 に、F 中心のそれと一緒に示した。333  $\text{m}\mu$  と 533  $\text{m}\mu$  における optical density が同じような時定数  $15\ \mu\text{s}$  で消滅していることから、F 中心と H 中心が再結合して消えていると考えられる。

LHe T から試料の温度を上昇させていくと、生成、消滅の時定数は共に早くなり、特に生成の時定数は、 $30^\circ\text{ K}$  以上では測定できなくなる。また消滅の時定数は、LNT においては前回までに得られた値と一致した。しかし電子線パルスが照射された時に、結晶中に生ずるとされる thermal spike がどの程度であるか不明なので、温度変化の測定にはあまり精度がない。試

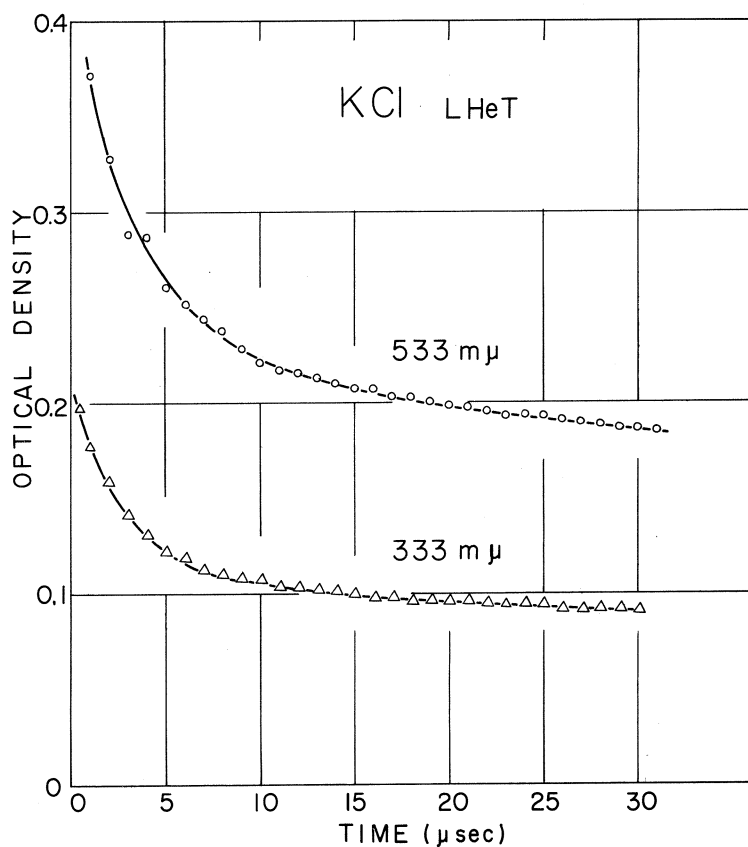


Fig. 3

料の温度を正確に estimate するのは今後の課題のひとつである。

以上の結果から LHe T での KCl に電子線を照射した場合の F 中心の生成機構のひとつとして次のようなことが考えられる。電子線が結晶に照射されると、 $\text{Cl}^-$  イオンの内殻電子が励起され、このイオンの励起中に  $\text{Cl}^0$  が格子間位値に押し出され、電子だけが負イオン格子欠陥に取残されて F 中心ができる。この間に要する時間がおそらく  $80 \pm 15 \text{ ns}$  と考えられる。一方押し出された  $\text{Cl}^0$  は結晶の温度が低いので、作られた F 中心から余り速くない 2~3 格子離れた位置に留まっている。このようにして、F と H 中心が一对となって作られる。これらの中心の間に共有結合的な力が働き、互に引き合って、その後両者は再結合して元の  $\text{Cl}^-$  に戻る。この過程が時定数  $\sim 15 \mu\text{s}$  で起っていると考えられる。F と H の消滅曲線が一次反応式で表わされることから、上述のように F と H は一对となって消滅していることが期待される。

実験結果の項で述べたように、 $80 \text{ ns}$  という速い時定数で F 中心が作られることは、今までに考えられたこともなく、 $10 \text{ ns}$  の短い電子線パルスを用いて始めて明らかにできた画期的な結果といえる。また推論した F と H の生成、再結合機構も、短かくてかつ電流の大きい電子線パルスを用いて始めて判ったことである。

今後は、色々な F 中心の生成機構の論じられている KI について詳しい実験を行い、従来の考え方と比較検討する。以上の結果は J. Phys. Soc. Japan に short note として投稿中である。

### III. 放射化学部門

III-1  $^{47}\text{Ca}$  等特殊 RI 調製に関する研究

理学部化学\*・核理研\*\*

塩川孝信\*・伊沢郡蔵\*\*・大森 巍\*

前期は、東北大学医学部へ供給する  $^{47}\text{Ca}$  の製造方法に関し基礎的検討を行ない、 $^{48}\text{Ca}$  濃縮炭酸カルシウムを用いて、( $\gamma, n$ ) 反応による  $^{47}\text{Ca}$  生成がかなり効果的であることを示した。<sup>1)</sup> すなわち  $^{48}\text{Ca}$  濃縮炭酸カルシウムを最大 45MeV 制動放射線で 6 時間照射して得られる  $^{47}\text{Ca}$  には、 $^{45}\text{Ca}$ 、 $^{42}\text{K}$  および  $^{43}\text{K}$  等による汚染は認められず、 $^{47}\text{Ca}$  の放射化学的純度は 99.9% 以上であった。

今回は、これらの方法を基にして、 $^{48}\text{Ca}$  濃縮炭酸カルシウム約 10mg を最大 40MeV 制動放射線で 6 時間照射した。ターゲットを希塩酸 1m $\ell$  に溶解、蒸発乾固後、水に溶解数回蒸発乾固を繰返し塩酸を完全に除去した後、最終的には 1m $\ell$  の  $\text{CaCl}_2$  水溶液として医学部に供給した。供給した  $^{47}\text{Ca}$  の仕様書を表 1 に示す。

表 1  $^{47}\text{Ca}$  仕様書

供給日	12月19日	2月17日
ターゲット	$\text{CaCO}_3^*$ 10mg	$^{48}\text{CaCO}_3^*$ 10mg
最終化学形	$\text{CaCl}_2$ 水溶液 [HCl] $\approx 0$	同左 "
放射化学的純度	>99.9%	"
放射能強度	7.3 $\mu\text{Ci}/\text{m}\ell$	2.1 $\mu\text{Ci}/\text{m}\ell$

\*  $^{48}\text{Ca}$  濃縮カルシウムの組成

同位体	$^{40}\text{Ca}$	$^{42}\text{Ca}$	$^{43}\text{Ca}$	$^{44}\text{Ca}$	$^{45}\text{Ca}$	$^{48}\text{Ca}$
存在度(%)	2.09	0.15	0.03	0.49	0.02	78.4

## 引用文献

- 1) 塩川池, 核理研研究報告, Vol. 1 (No. 2), 119 (1968).

## III-2 残留核法による光核反応の研究

理学部化学 岡 好良・齊藤達弥  
佐藤武雄

§ 1 高エネルギー領域に於ける  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{28}\text{Mg}$  の相対収率(齊藤達彌)  
先に最大エネルギー30~65MeVの制動輻射線で低原子番号の数元素を衝撃した場合に生成する  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Na}$ の収率について報告したが、これに引き続いて200~250MeVでナトリウム、マグネシウム、アルミニウム、ケイ素、リン、イオウおよび塩素を照射し、 $^{24}\text{Na}$ ならびに $^{28}\text{Mg}$ の生成反応を検討した。

高エネルギー領域における研究は陽子などの荷電粒子によるものは従来もその例がかなり多いが  $\gamma$ 線によるものは少ない。それで多粒子放出反応、その放射化分析への利用あるいは放射性同位体を調製するに当たってのエネルギー選択の基礎資料を得る目的で本実験を行なった。

照射試料としては99.9~99.999%の高純度の上記諸元素の単体あるいは化合物を使った。これらを内径4~10mmの石英管に封入し、200および250MeVで1~3時間照射した。コンバーターとしては厚さ0.6mmのタンタル板を使用し、生成した放射性核種の放射能強度は3.6cc Ge(Li)検出器と1026波高分析器を使い定立体角法で測定した。なお照射位置の違いに基づく照射線量の差異は、試料に銅箔を添付し、 $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ 反応によって生ずる $^{64}\text{Cu}$ ( $T_{1/2} = 12.8\text{hr}$ )の生成量を使って較正した。

図1に一例としてイオウを最大エネルギー250MeVの制動輻射線で衝撃した場合の生成核の $\gamma$ 線スペクトルを挙げた。図に見られるように0.511, 1.368および2.76MeVに顕著な光電ピークがみられ、エネルギーと減衰曲線から $^{24}\text{Na}$ ( $T_{1/2} = 15\text{hr}$ )の生成が確認される。他に1.78MeVに光電ピークがみられるが、これは $^{28}\text{Al}$ と同定され、その親核の $^{28}\text{Mg}$ ( $T_{1/2} = 21\text{hr}$ )の生成が確認される。

各種ターゲットを照射した場合の $\gamma$ 線スペクトルから $^{24}\text{Na}$ および $^{28}\text{Mg}$ の飽和生成量( $\mu\text{Ci/g}$ )を求め、相対収率として表1の結果を得た。なお核反応によって生ずる中性子の二次的反應の程度を知る目的でナトリウム塩も同時に照射し、 $^{24}\text{Na}$ の生成量もみた。65MeVではリンを除き、 $^{24}\text{Na}$ の収率は原子番号が大きくなるにしたがってほぼ直線的に減少した。照射エネルギーを200MeV, 250MeVとすると原子番号の大きい元素でもかなり収率が大きくなる。これらの結果は予

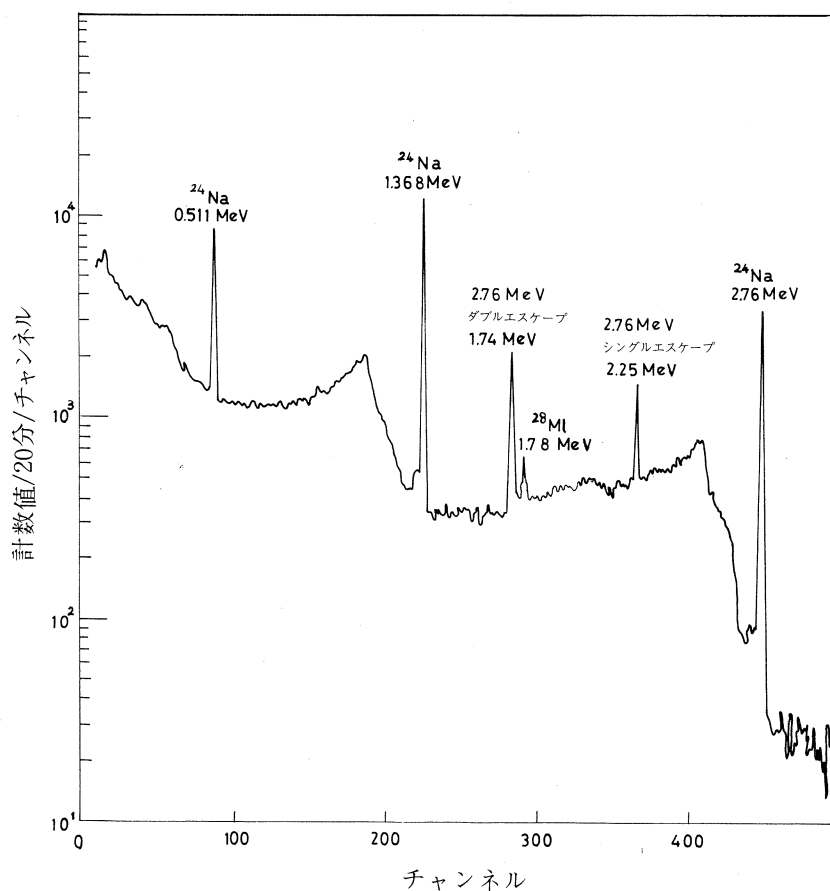


図1 イオウターゲットの $\gamma$ 線スペクトル  
(照射後9.5時間)

表1  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{28}\text{Mg}$  の生成量と相対収率

ターゲット元素	生成量 (飽和時の $\mu\text{Ci/g}$ )				
	$^{24}\text{Na}$			$^{28}\text{Mg}$	
	65 MeV	200 MeV	250 MeV	200 MeV	250 MeV
ナトリウム	—	$7.6 \times 10^{-2}$	$4.5 \times 10^0$	—	—
マグネシウム	$2.3 \times 10^4$	$1.5 \times 10^2$	$4.8 \times 10^2$	—	—
アルミニウム	$3.0 \times 10^3$	$3.0 \times 10^1$	$1.2 \times 10^2$	—	—
ケイ素	$1.5 \times 10^2$	$5.4 \times 10^0$	$2.0 \times 10^1$	$1.9 \times 10^{-1}$	$9.8 \times 10^{-1}$
リン	$6.0 \times 10^1$	$9.1 \times 10^0$	$4.8 \times 10^1$	$6.0 \times 10^{-1}$	$5.0 \times 10^0$
イオウ	$1.0 \times 10^0$	$3.0 \times 10^0$	$1.4 \times 10^1$	$1.2 \times 10^{-1}$	$4.7 \times 10^{-1}$
塩素	—	$8.9 \times 10^{-1}$	$1.4 \times 10^1$	$1.5 \times 10^{-1}$	$1.9 \times 10^0$



ターゲット元素	相 対 収 率				
	<sup>24</sup> Na			<sup>28</sup> Mg	
	65MeV	200MeV	250MeV	200MeV	250MeV
ナトリウム	—	$4.6 \times 10^{-5}$	$9.0 \times 10^{-4}$	—	—
マグネシウム	1	1	1	—	—
アルミニウム	$1.3 \times 10^{-2}$	$2.2 \times 10^{-2}$	$2.9 \times 10^{-2}$	—	—
ケイ素	$6.6 \times 10^{-4}$	$4.1 \times 10^{-3}$	$4.9 \times 10^{-3}$	1	1
リン	$2.6 \times 10^{-4}$	$6.2 \times 10^{-3}$	$1.2 \times 10^{-2}$	$1.0 \times 10^{-1}$	$1.6 \times 10^{-1}$
イオウ	$4.5 \times 10^{-6}$	$2.6 \times 10^{-3}$	$3.7 \times 10^{-3}$	$2.0 \times 10^{-2}$	$1.5 \times 10^{-2}$
塩素	—	$8.4 \times 10^{-3}$	$4.0 \times 10^{-3}$	$1.5 \times 10^{-2}$	$6.8 \times 10^{-2}$

想されるところであるが、リンおよび塩素からの収率が異状に大きい点は興味ある。このような例はWalker, Mortonらの研究でもみられ、240MeVでケイ素およびリンを照射して<sup>18</sup>Fの収率を求めたさい、リンからの<sup>18</sup>Fの収率がケイ素よりのそれより大きい結果を得ている。塩素からの<sup>28</sup>Mgの生成においても同様なことが見られた。

なお<sup>24</sup>Naはマグネシウムの(*r*, *p*)反応を利用すれば比放射能の高いRIが得られる。<sup>28</sup>Mgはマグネシウムの放射性核種のうちでは半減期の最も長いものであるが、(*n*, *r*)反応では調製しにくく、光核反応によればケイ素、リンから容易に調製することができる。

## § 2 光核反応による核異性体生成比 (佐藤武雄)

核異性体生成比は、核反応におけるスピン分布、角運動量による効果の知見を得るために、各種核反応において研究されている。<sup>1) 2) 3) 4)</sup> 異性体の準位は、一般に、エネルギー的には近いが、スピンやパリティは異っているのが普通である。そして、異性体生成比は、入射粒子のエネルギーや種類によって、大きく変わってくる。それは、入射粒子、放射粒子の種類、エネルギーによって、核反応における各ステップのスピンや準位密度が変化し、生成比に影響するためである。

核準位密度のスピン依存度は次の形で表わせる。

$$\rho(J) \propto \rho(0) (2J+1) \exp\left\{-\left(J+\frac{1}{2}\right)^2 / 2U^2\right\} \quad (1)$$

$\rho(J)$  : スピン *J* のレベルの準位密度

$\rho(0)$  : スピン 0 のレベルの準位密度

*U* : スピン分布を特性づけるスピン分散パラメーター、核の慣性モーメントと温度に関係ある。

HuizengaとVandenvoschはスピン分散パラメーターを、複合核形成反応に統計モデルを用いた半実験的方法により得られた核異性体生成比と、実験値との比較によって、求め得ること

を示した<sup>5)</sup> このモデルで、(1)ターゲット核のスピン値、(2)入射粒子による複合核形成によるスピン分布、(3)粒子蒸発に従う $U$ の値とスピン分布、(4)生成核に導く、粒子蒸発後の $r$ -cascadeの型と数とスピン分布、(5)両生成核のスピン値を考えている。

計算方法：この研究の光核反応について考えると、核の光子吸収の型が判ると、吸収後のスピンは、ある可能なスピンに集中化され、スピン分布を知るのが容易であり、核異性体生成比の研究で有利な点である。本研究では、核の光子吸収を $E_1$ と仮定した。従って、ターゲット核のスピン； $I=0$ の時には、複合核のスピン； $J_c=1$ で、 $I \neq 0$ の時には、 $J_c=I-1, I, I+1$ にスプリットされ、各々、統計的重み $(2J+1)$ に従って分布すると考える。放出中性子の透過係数には、光学模型をもとに計算された、E. H. AuerbachとF. G. J. Perey<sup>6)</sup>のものを用いた。又、粒子放出後の $r$ -カスケードはdipoleのみを考えたが、これは、Vandenvosch達が詳しく研究し<sup>5)</sup>、妥当な仮定であることを示している。光核反応でdipole吸収のみが重要なエネルギー領域では、入射光子エネルギーによる違いによる結果の違いは大きいものでないし、本研究も、この差異を考慮しなければならない程、充分なものではない。一例として、 $^{45}\text{Sc}(r, n)^{44}\text{Sc}$ 反応で $^{45}\text{Sc}^*$ より一個の中性子が蒸発した後の $U=2, 3$ における相対的なスピン分布を図1に示した。

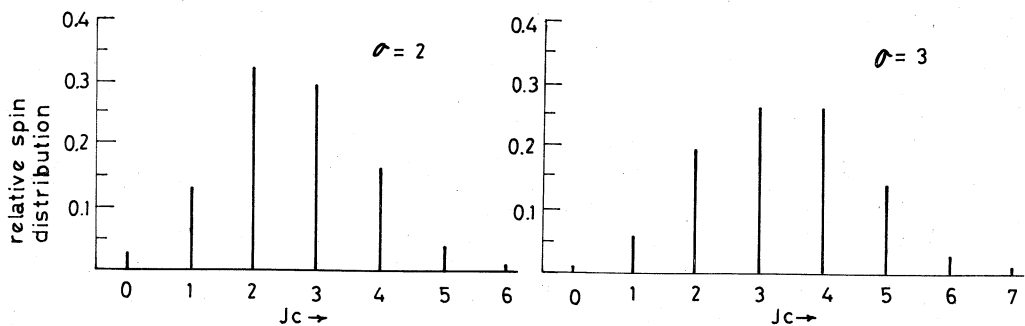


Fig 1 Relative spin distribution after one neutron evaporation from  $^{45}\text{Sc}^*$  for different values of  $U$

実験値  $U_{\text{exp}}$  との比較を試みるために、核の慣性モーメントと核温度の函数である $U$ に、殻効果を考慮した値： $U_c$ を次式によって得た。

$$U_c^2 = C_s \times t \quad (2)$$

$$C_s = 0.00664 \times (j_N + j_Z + 1) A^{3/4} \quad (3)$$

$\left. \begin{matrix} j_N \\ j_Z \end{matrix} \right\}$  Newton<sup>7)</sup>によって得られた中性子と陽子の平均 $j$ -値

$t$  : 核温度

これらの式の誘導は Lang, Le Counteur等<sup>7) 8) 9)</sup>によってなされたものである。

実験：サンプルは、金属又は、化合物の形で、内径4mmのバイレックス管に封入し、核理研 Linacで最大エネルギー30, 45, 40, 60, 65MeV  $\gamma$ 制動輻射 $\gamma$ 線で照射した。照射は生成比を求めるために適当な時間行った。照射後、3 $\phi$ " $\times$ 3" NaI, 又は36cc Ge(Li)検出器とマルチチャンネルPHAを用いて、崩壊を追跡し、目的核種の確認を行った。生成量を求めるには、検出器の効率等による補正を行い、 $\sim\mu\text{Ci}/\text{mole at satu}$ の形で表し、生成比は高スピン生成量/高スピン+低スピン生成量で表している。例として天然同位体存在比のテルルを45MeVで照射した時のスペクトルを示す。

結果は、各ターゲット核と生成核のスピンを表1と共に表2に示した。

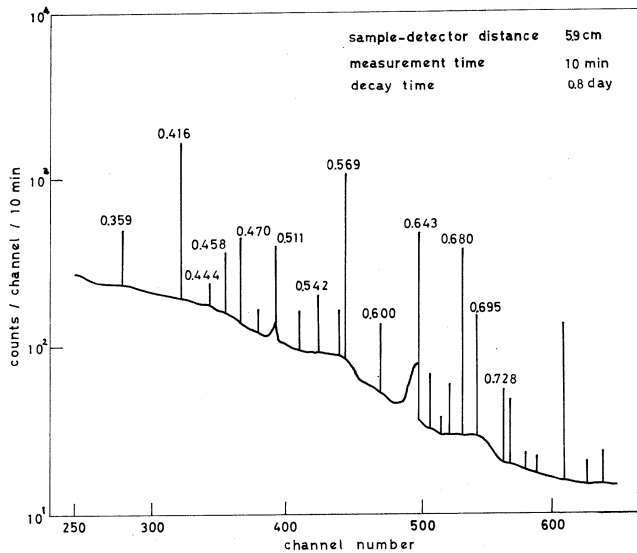


Fig. 2 Spectrum of Te in 45MeV photonuclear reaction

表1, 2において20MeVの値は原研のライナックによる実験であり<sup>10</sup>Agの値は、当研究室の河南良英君によるものである。

<sup>52</sup>Mnは<sup>55</sup>Mn( $\gamma$ , 3n), <sup>87</sup>Yは<sup>89</sup>Y( $\gamma$ , 2n)反応によるものである。データは全て Table of Isotopes<sup>10)</sup>より引用した。

考察：表1, 2の一般的傾向として、ターゲット核のスピンに近い核の生成が有利であることが判る。これは $U_{\text{exp}}$ が2~5の間にあることからうなづけることである。<sup>80</sup>Brの $U_{\text{exp}}$ が非常に

Table 1 Nuclear properties

target nucleus	$I_0$	residual		nucleus		intermediate state spin
		ground state spin		metastable state spin		
$^{45}\text{Sc}$	$7/2^-$	$^{44}\text{Sc}$	$6^+$		$2^+$	$1^+$
$^{55}\text{Mn}$	$5/2^-$	$^{52}\text{Mn}$	$6^+$		$2^+$	
$^{81}\text{Br}$	$3/2^-$	$^{80}\text{Br}$	$1^+$		$5^-$	$2^-$
$^{89}\text{Y}$	$1/2^-$	$^{87}\text{Y}$	$1/2^-$		$9/2^+$	
$^{113}\text{In}$	$9/2^+$	$^{112}\text{In}$	$1^+$		$4^+$	
$^{122}\text{Te}$	$0^+$	$^{121}\text{Te}$	$1/2^+$		$11/2^-$	$3/2^+$
$^{128}\text{Te}$	$0^+$	$^{127}\text{Te}$	$3/2^+$		$11/2^-$	$1/2^+$
$^{130}\text{Te}$	$0^+$	$^{129}\text{Te}$	$3/2^+$		$11/2^-$	
$^{107}\text{Ag}$	$1/2^-$	$^{106}\text{Ag}$	$1^+$		$6^+$	

Table 2 Isomeric yield ratios

residual nucleus	$E_{\gamma \text{ max}}$	yield ratio	$U_{\text{exp}}$
$^{44}\text{Sc}$	20 MeV	0.148	$2.5 \pm 0.2$
	30	0.152	
	45	0.156	
	60	0.166	
$^{52}\text{Mn}$	45	$0.44 \pm 0.01$	4.3
	60	$0.41 \pm 0.01$	
$^{80}\text{Br}$	40	$0.32 \pm 0.02$	$>5$
$^{87}\text{Y}$	40	$0.089 \pm 0.002$	
$^{112}\text{In}$	30	$0.72 \pm 0.05$	$3.25 \pm 0.1$
$^{121}\text{Te}$	20	$0.36 \pm 0.01$	$3.8 \pm 0.2$
$^{127}\text{Te}$	30	$0.132 \pm 0.002$	
$^{129}\text{Te}$	20	$0.27 \pm 0.03$	$3.4 \pm 0.2$
	30	$0.26 \pm 0.02$	
	45	0.27	
$^{106}\text{Ag}$	60	0.060	

大きい値であるが  $1^+(g)$  と  $5^+(m)$  の両準位の中間準位が、競争レベルとして働かねば  $U_{\text{exp}} \sim 3$  となり、前述の一般的傾向に矛盾しない。

表3は(2)式より、計算で求めた  $U_c$  と実験値  $U_{\text{exp}}$  との比である。この値を生成核の質量数に対し、プロットすると図3になる。この図において、各点は一般的に、ある傾向をもち  $^{80}\text{Br}$ ,

$^{139}\text{Ce}$ が離れているが、 $A\sim 80$ で $U_{\text{exp}}/U_c$  1.1~0.9,  $A\sim 200$ で0.8~0.7となっている。これは、慣性のモーメントが、軽核においては殻効果を考慮した値と大体同じであるが、重核では、その値の80~70%になっている。尚、 $^{80}\text{Br}$ について、前述の $U_{\text{exp}}=3$ を用いると $U_{\text{exp}}/U_c=0.9$ となる。 $(r, 3n)$ による $^{52}\text{Mn}$ の値も大きい。この反応も、吸収を $E_1$ と仮定して計算したが、quadrupole 吸収

Table 3 Ratios of  $U_{\text{exp}}$  to  $U_c$ 

target nucleus	$C_s$	$U_c$	$U_{\text{exp}}/U_c$
$^{45}\text{Sc}$	17.6	2.13	1.17
$^{55}\text{Mn}$	10.3	2.49	1.7
$^{81}\text{Br}$	18.3	3.30	>1.5
$^{82}\text{Se}^{11)}$	18.6	3.33	0.90
$^{113}\text{In}$	35.1	4.48	0.72
$^{122}\text{Te}$	36.6	4.69	0.81
$^{130}\text{Te}$	32.0	4.38	0.77
$^{140}\text{Ce}^4)$	31.9	4.37	0.57
$^{198}\text{Hg}^4)$	44.4	5.16	0.66

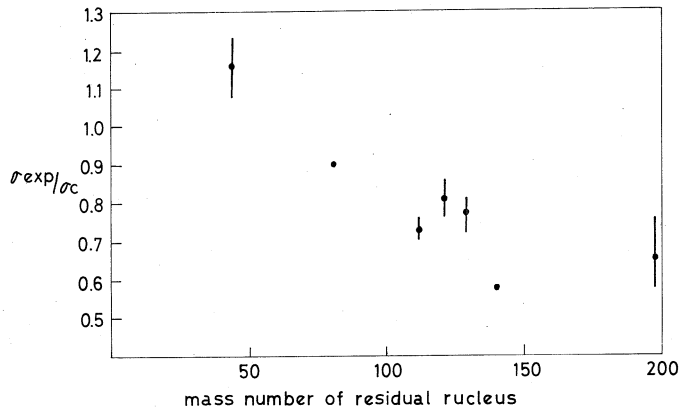


Fig. 3 Relation of  $U_{\text{exp}}/U_c$  with mass number of residual nucleus

と考へて計算すると $U_{\text{exp}}/U_c \approx 1$ となる。この反応のしきい値は35.1MeVであるから $^{52}\text{Mn}$ 生成への $E_1$ 吸収による寄与は非常に小さいと考えられる。これは、 $^{89}\text{Y}(r, 2n)^{87}\text{Y}$ 反応についても言える。

各種反応により、同一核種を生ずる際の $U_{\text{exp}}$ について考へてみた。これについては、Vandenvosch<sup>5)</sup>やWeigold<sup>12)</sup>達が研究し、 $U_{\text{exp}}$ は大体同じであることが判っている。

## 文 献

- 1) J. Wing, AEC-report ANL-6598(1962)
- 2) C. T. Bishop, AEC-report ANL-6405(1961)

- 3) J. R. Tatarczuk, H. A. Medicus, Phys. Rev. 143(3) 818(1966)
- 4) J. H. Carver, et al., Nucl. Phys. 37(1962)449
- 5) J. R. Huizenga, R. Vandenvosch, Phys. Rev. 120, 1305(1960),  
1313(1960)
- 6) E. H. Auerbach, F. G. J. Perey, AEC-report BNL-765(1962)
- 7) T. D. Newton, Can. J. Phys. 34(1956)804
- 8) D. W. Lang, Nucl. Phys. 26(1961)434
- 9) K. J. Le Counteur, D. W. Lang. Nucl. Phys. 13(1959)32
- 10) Table of Isotopes ( $6\pi$ ), John Wiley and Sons Inc. (1968)
- 11) E. Silva, J. Goldemberg, An Acad. Brasil Ciencia 28(1956)  
275
- 12) E. Weigold. et al., Nucl. Phys. 32(1962)106

## III-3 光量子放射化分析法の研究

理学部化学 岡 好良・野村 紘一  
 齊藤達弥・河南良英  
 彭 通均

前期に引き続きヒ素およびニオブの放射化分析法を検討した。

1) セレンを内基準元素とするヒ素の定量(河南良英)

前に報告したようにヒ素を最大エネルギー 20MeV の制動輻射線で照射した場合 ( $r, n$ ) 反応によって As-74 (17.9d) の生成が確認された。照射  $r$  線のエネルギーを 45~60MeV とすると新たに ( $r, 3n$ ) 反応により As-72 (26h) が生成される。同様にセレンを照射すると ( $r, p$ ), ( $r, pn$ ) 反応によって As-76 (265h), As-72 (26h) が生成する。ただし, As-72 の生成に対しては, Se-74 の ( $r, 2n$ ), EC,  $\beta^+$  による経路も考えられる。20MeV で照射した場合は As-72 の生成は見られなかった。故にセレンを内基準元素として添加し最大エネルギー 20MeV の制動輻射線で照射した後, ヒ素の同位体を分離し, セレンから生成する As-76 の放射能強度に対し, ヒ素から生成する As-74 の放射能強度を測定してヒ素を定量した。このさい検出器として NaI(Tl) を使用すると図 1 (スペクトル I) に示したように As-74 の 0.511, 0.596, 0.635MeV および As-76 の 0.559, 0.657MeV の光電ピークが分離されない。約 15 日放置して As-76 の減衰を待って測定すればスペクトル II を与えた。したがって, NaI(Tl) を使う場合には As-74 + As-76 のピーク面積強度を測り, 更に長時日放置して As-76 の消滅を待って As-74 のピーク面積強度を測定し, 照射直後に換算して両者の強度比を求めることを要する。このようにしてもよい結果は得られるが, 長時日を要するので, 次に検出器として Ge(Li) を使用した。スペクトルの一例は図 2 に示した。図にみられるように各エネルギーの  $r$  線は明瞭に分離される。0.559MeV の光電ピーク面積に対する 0.596MeV のその比  $R_{A_0}$  と混合比  $R_{\mathcal{H}}$  との関係を見ると表 1 のようになり微量のヒ素を正度よく定量することができる。なお随伴する中性子により ( $n, r$ ) 反応が起れば As-75 から内基準として使用する As-76 が生ずるが, その寄与は無視し得る程度であった。

2) モリブデンを内基準元素とするニオブの定量(齊藤達弥, 彭通均)

ニオブを最大エネルギー 17~60MeV の制動輻射線で照射した場合,  $r$  線スペクトルと半減期

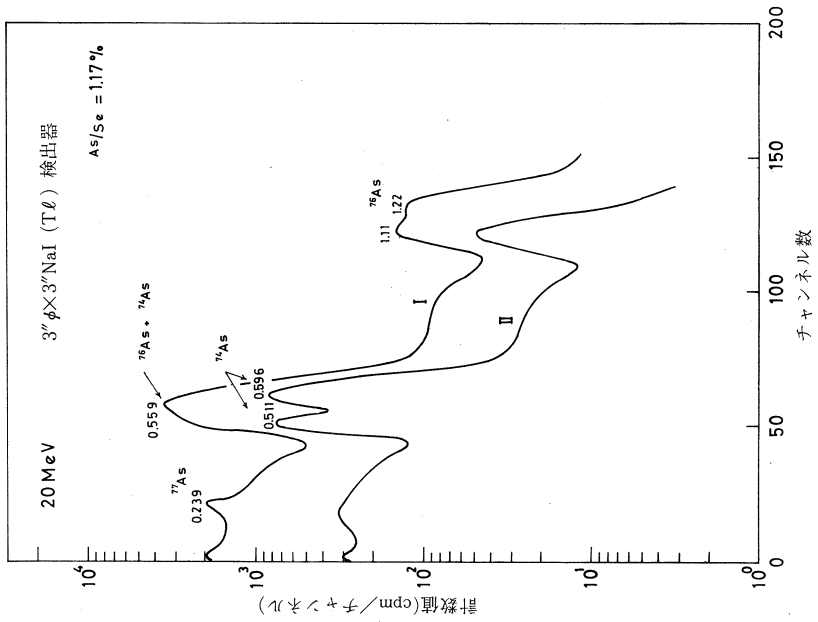


図1 As-74, 76混合物の $\gamma$ 線スペクトル (NaI)  
 ( $\text{As/Se} = 1.168 \times 10^{-2}$ )

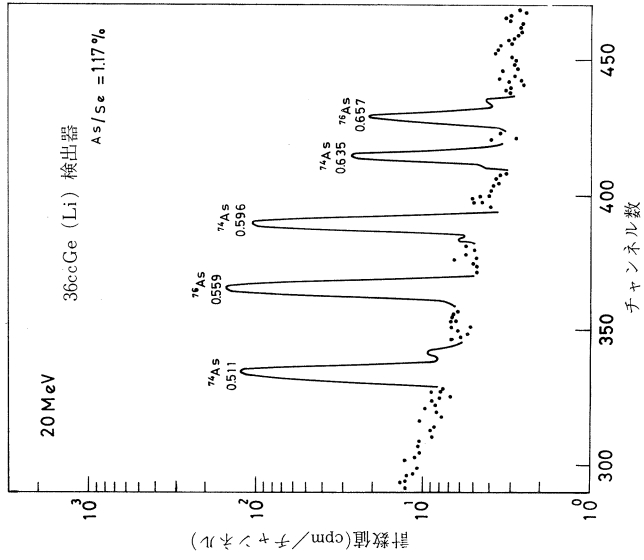


図2 As-74, 76混合物の $\gamma$ 線スペクトル (Ge)  
 ( $\text{As/Se} = 1.17 \times 10^{-2}$ )

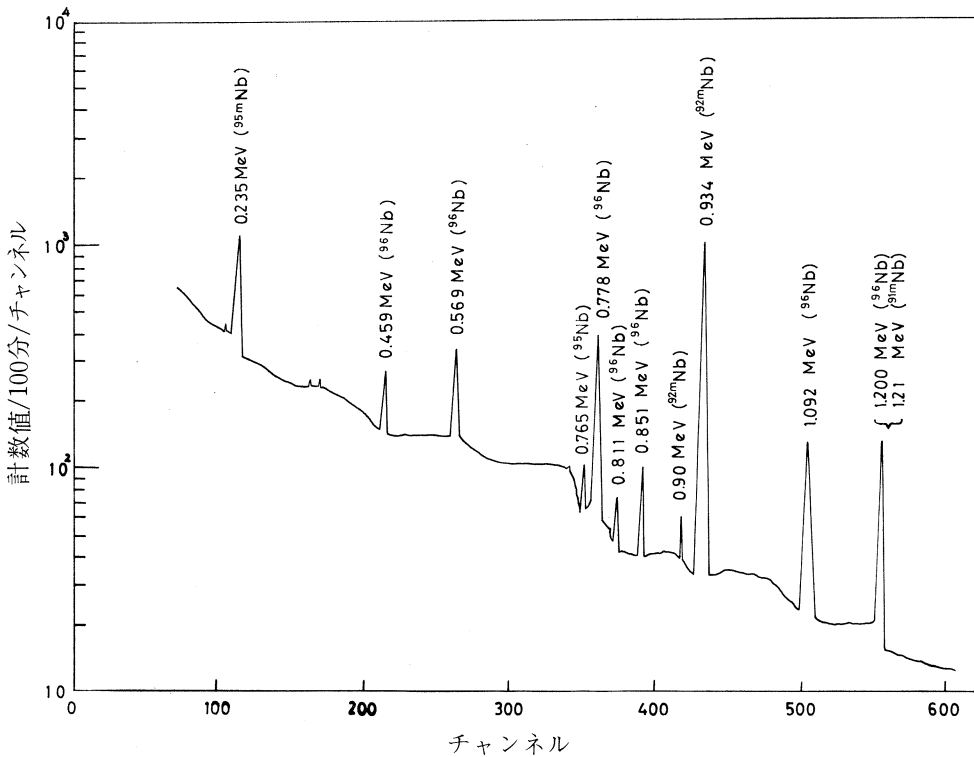


表1 重量比とピーク面積強度比

	$R_W$ (As/Se)	$R_{A_0}$ ( $^{74}\text{As}/^{76}\text{As}$ )	$R_W/R_{A_0}$
1	$1.168 \times 10^{-2}$	$5.86 \times 10^{-1}$	$1.99 \times 10^{-2}$
2	$5.192 \times 10^{-3}$	$2.60 \times 10^{-1}$	$2.00 \times 10^{-2}$
3	$1.042 \times 10^{-3}$	$5.24 \times 10^{-2}$	$1.99 \times 10^{-2}$
4	$4.925 \times 10^{-4}$	$2.41 \times 10^{-2}$	$2.09 \times 10^{-2}$

平均  $(2.02 \pm 0.03) \times 10^{-2}$ 

から Nb-90 および Nb-92m の生成が確認された。すなわち  $(r, 3n)$  反応まで起ることが知られる。これはエネルギー的にも問題はない。モリブデンを照射した場合は Nb-90, 91m, 92m, 95m, 95, 96 の生成が認められた。ニオブの定量に  $(r, n)$  反応によって生ずる Nb-92m を使



照射  $\gamma$  線のエネルギー: 17 MeV  
 照射時間: 60分  
 測定までの経過時間: 2.1日  
 重量比: Nb/Mo =  $4.36 \times 10^{-3}$

図3 ニオブ部の  $\gamma$  線スペクトル  
 (Nb/No =  $4.36 \times 10^{-3}$ )

おうとするとき、内基準元素のモリブデンから同一核種が生成することは望ましくない。それでエネルギーから考え、制動放射線の最大エネルギーを20MeVとしてみたがなお少量のNb-92mの生成が見られた。17MeVとすればもはやその生成は見られない。よって以後は17MeVで照射することにした。両者の混合物を照射後分離したニオブ同位体混合物の $\gamma$ 線スペクトルの例を図3に示した。 $R_W$ と $R_{A_0}$ との関係は表2に上げた。

表2 重量比とピーク面積強度比

$R_W$	$R_{A_0}$		$R_W/R_{A_0}$	
	I. 0.934MeV/ 0.235MeV	II. 0.934MeV/ 1.092MeV	I	II
$1.470 \times 10^{-4}$	$3.33 \times 10^{-2}$	$9.99 \times 10^{-2}$	$4.41 \times 10^{-3}$	$1.67 \times 10^{-3}$
$5.694 \times 10^{-4}$	$1.21 \times 10^{-1}$	$3.51 \times 10^{-1}$	$4.71 \times 10^{-3}$	$1.62 \times 10^{-3}$
$1.117 \times 10^{-3}$	$2.41 \times 10^{-1}$	$6.63 \times 10^{-1}$	$4.63 \times 10^{-3}$	$1.68 \times 10^{-3}$
$3.190 \times 10^{-3}$	$6.78 \times 10^{-1}$	$1.19 \times 10^{-1}$	$4.71 \times 10^{-3}$	$1.60 \times 10^{-3}$
$4.356 \times 10^{-3}$	$9.74 \times 10^{-1}$	$2.64 \times 10^{-1}$	$4.47 \times 10^{-3}$	$1.71 \times 10^{-3}$

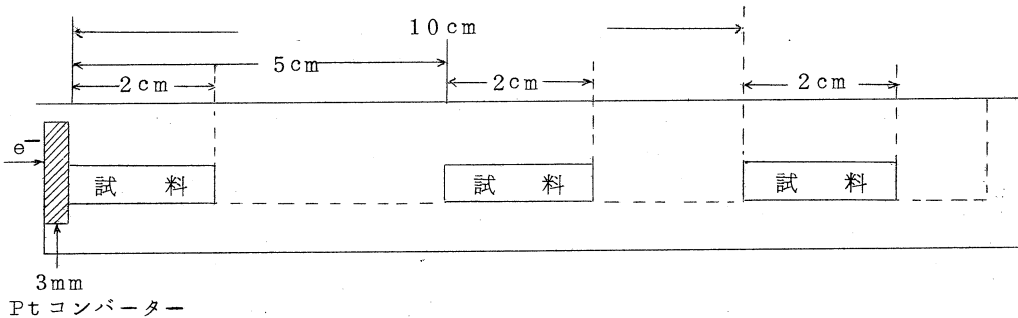
平均  $(45.9 \pm 0.12) \times 10^{-3}$   $(1.66 \pm 0.04) \times 10^{-3}$

両者の間にはよい直線性がみられニオブの定量に利用し得る。

### 3) テストマシンによる放射化試験(野村紘一)

光量子放射化分析において、定量目的元素より生成する放射性核種と同一核種が内基準元素より生成することは望ましくない。たとえば上記のニオブの定量において、 $^{93}\text{Nb}(\gamma, n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応を利用してニオブを定量するさい、内基準として添加したモリブデンから $^{92\text{m}}\text{Nb}$ が生成すれば本法の適用は不可能となる。モリブデンから $^{92\text{m}}\text{Nb}$ の生成は9.12%存在する $^{94}\text{Mo}$ の $(\gamma, pn)$ あるいは $(\gamma, d)$ 反応が考えられる。これらの反応はエネルギー的には20MeVでは起り得ないはずであるが実際には比較的わずかではあるが起る。したがって制動放射線のエネルギーをさらに下げたい。以上の目的から放射化にテストマシンが使用できるか否かを検討し、併せてコンバーターからの距離と反応量との関係のみた。

コンバーターとしては厚さ3mmの白金板を使い、電子エネルギーは一応20MeV $\pm$ 1MeV、平均電流12 $\mu$ Aとし、試料は水冷したターゲットホルダー中に図のように装備して1時間照射した。試料としては次の5元素を選び、マンガン、マグネシウム、銅、亜鉛、アルミニウム、マンガンの順序に並べ、コンバーター後方3ヶ所に設置した。試料の大きさは5mm $\times$ 5mm $\times$ 1mmとし、それぞれに金箔を添付して照射線量を監視した。このうちマンガン、銅、亜鉛および金では $(\gamma, n)$ 反応を、マグネシウム、亜鉛では $(\gamma, p)$ 反応をまた随伴する中性子の寄与はマンガン、アルミニウ



照射位置

ム、金で検討した。なお生成核の放射能強度の測定には  $3'' \times 3''$  NaI(Tl), 36 cc Ge(Li) および 1024, 800 チャンネル波高分析器を使用した。

照射線量は  $^{55}\text{Mn}(r, n)^{54}\text{Mn}$  反応による  $^{54}\text{Mn}$  の生成量から計算した。結果は表 3 に示した。

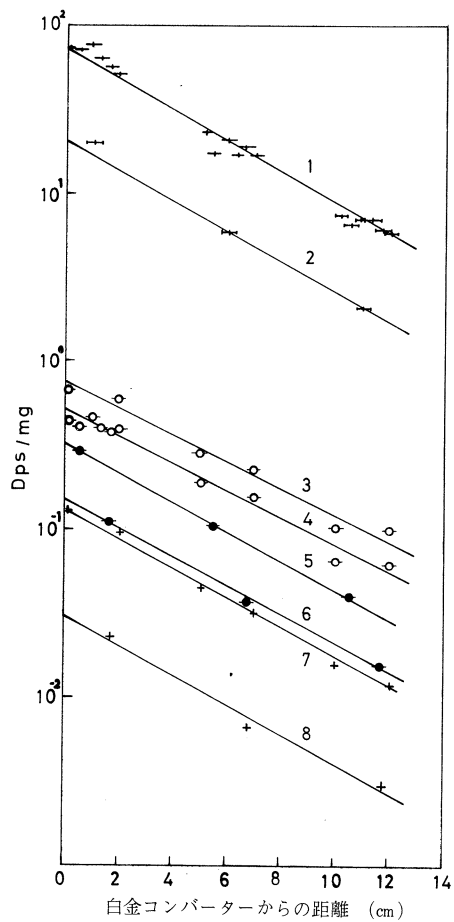
表 3 各照射装置による線量 Mn

照射装置	線量 ( $R/\text{min}$ )	備考
20MeV テストマシン	$1.0_8 \times 10^5$	コンバーター 3mm, 平均電流 $12 \mu\text{A}$
20MeV A部	$1.8_8 \times 10^5$	コンバーター 3mm, 平均電流 $18 \mu\text{A}$
20MeV 原研ライナック	$9.4_0 \times 10^6$	コンバーター 3mm, 平均電流 $40 \mu\text{A}$

原研ライナックの値が非常に高いのはビームが絞られていることが一番大きな原因である。(原研の場合  $5\text{mm}\phi$ ) テストマシンと A 部の場合はほぼ電流値に比例している。それから考えてテストマシンのビームスポットの大きさは  $25\text{mm}\phi$  となる。これはかなり妥当な値と考えられる。これより、20MeV テストマシンはビームスポットを小さくし、電流値を増加させるならば RI 生成の使用が可能となると考えられる。また、試料の断面積を大きくして照射すれば、ビームスポットの問題はある程度カバーできるであろう。

白金コンバーターからの距離による各反応の生成量の変化は図 4 に示した。これによれば、 $(r, n)$  および  $(r, p)$  反応とも、同じ勾配で減少していることがわかる。即ち  $(r, n)$ ,  $(r, p)$  反応に関して、制動放射線のエネルギー分布はほとんど変化してないことがわかる。

中性子の影響は  $^{55}\text{Mn}(n, r)^{56}\text{Mn}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, r)^{198}\text{Au}$  反応で確認した。中性子による反応はすべての位置で観察される。したがって  $r$  反応によって生成する核種が随伴する中性子によっても生成する可能性のある場合には注意することを要する。



- |                                                                      |                                                         |
|----------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------|
| 1. $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ , 0.330+0.356MeV      | 5. $^{25}\text{Mg}(\gamma, p)^{24}\text{Na}$ , 1.37MeV  |
| 2. $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ , 0.511MeV( $\beta^+$ ) | 6. $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ , 0.184MeV |
| 3. $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$ , 1.81MeV               | 7. $^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$ , 0.835MeV |
| 4. $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ , 0.412MeV            | 8. $^{66}\text{Zn}(\gamma, n)^{65}\text{Zn}$ , 1.12MeV  |
- 測定：4は36cc Ge(Li), その他は3"φ×3" NaI(Tl)

III-4 IT,  $\beta^+$ , EC 壊変等の核変換に伴う化学的効果

理学部化学 大森 巍・佐々木貞吉  
呉 紹起・高橋 秀逸  
鶴巻邦輔

前報<sup>1)</sup>に引続き、ライナックの制動放射線照射による( $\gamma, n$ )反応を利用して効果的に生成できる放射性核種のうち、 $^{57}\text{Ni}$ および $^{80\text{m}}\text{Br}$ の核壊変に伴う化学的効果に関して主として検討した。

§1  $^{57}\text{Ni}$  標識 ヘキサアンミンニッケル(II) 錯体の  $\beta^+$ (EC)

## 壊変に伴う化学的効果

$^{57}\text{Ni}$ (半減期: 36時間)の $\beta^+$ (EC)壊変によって生じる $^{57}\text{Co}$ (半減期: 270日)の化学的挙動に関する知見を得るために、ヘキサアンミンニッケル(II)錯塩系において、7種類の化合物を選んで $^{57}\text{Co}$ 標識化学種の初期収率、アニーリング効果について検討した。

酸化ニッケルを最大40MeV制動放射線により3時間照射した後、 $^{57}\text{Co}$ を分離し $^{57}\text{Ni}$ 標識錯体を合成した。錯体をドライアイス温度に26日以上放置した後、イオン交換法により $^{57}\text{Co}$ 標識化学種の分布を求めた。

$^{57}\text{Co}(\text{NH}_3)_6^{3+}$ の初期収率は、表1に示されているように、酸化力の強い程高くなっている。すなわち反跳コバルト原子の安定化過程に、結晶中の酸化性雰囲気関与しているものと考えられる。

アニーリング反応の結果を表2にまとめて示す。60°Cで4時間アニーリングした場合、 $^{57}\text{Co}$

表1 ヘキサアンミンニッケル(II)錯体における  
 $^{57}\text{Co}$ 化学種の初期収率

化 合 物	$^{57}\text{Co}$ 標識化学種の収率 (%)		
	$\text{Co}^{2+}$	$\text{Co}(\text{NH}_3)_5\text{X}^{2+}$	$\text{Co}(\text{NH}_3)_6^{3+}$
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{S}_2\text{O}_8$	58.0	5.6	36.2
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6](\text{ClO}_4)_2$	62.8	5.3	31.3
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6](\text{NO}_3)_2$	65.4	7.2	27.2
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{I}_2$	70.3	2.7	26.9
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{Br}_2$	72.8	1.6	25.7
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{Cl}_2$	72.6	2.3	24.7
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{CrO}_4$	81.6	1.6	16.9

表2  $^{57}\text{Co(III)}$  化学種の収率に対する加熱温度の影響

化合物	初期収率 (%)	$\Delta Y_{4\text{hr}}^{60^\circ\text{C}}$ (%)	$\Delta Y_{4\text{hr}}^{80^\circ\text{C}}$ (%)
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{S}_2\text{O}_8$	41.8	32.8	36.5
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6](\text{NO}_3)_2$	34.4	15.2	11.3
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{CrO}_4$	18.1	10.4	26.0
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6](\text{ClO}_4)_2$	36.6	0.5	0.1
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{I}_2$	29.6	1.6	-3.6
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{Br}_2$	27.3	0.4	2.0
$[\text{*Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{Cl}_2$	27.0	0.2	11.0

$$\Delta Y^T = Y^T(\text{Co(III)}) - \text{Initial Yield}(\text{Co(III)})$$

(III) 化学種の収率の増加の割合は、表1に見られたように、陰イオンの酸化力に依存している。しかし80°Cで4時間アニーリングした場合にこの傾向が見られないのは、錯体の熱的安定性も関与してくるためであり、アニーリング反応機構はより複雑になる。

## § 2 $^{57}\text{Ni(II)}$ -EDTA錯体における $\beta^+$ (EC)壊変に伴う化学的効果

核反応に伴う一次過程では、反跳原子が高電荷を帯びることは気相系ではよく知られている。しかし固相、液相系では、反跳原子が親化合物より高い酸化状態で見出される例は極めて少い。この点に関する基礎的知見を得る目的で、水溶液において $^{57}\text{Ni}$ の壊変によって生じた $^{57}\text{Co}$ が3価の状態で見出される割合を、EDTA錯体を用いて検討した。

ライナックを用いて調製した $^{57}\text{Ni}$ を用いてEDTA錯体を合成し、 $^{57}\text{Co}$ の分布をイオン交換法により求めた。

表3  $^{57}\text{Co(III)}$ -EDTAの収率

$$[\text{Co(II)}-\text{EDTA}] = [\text{Co(III)}-\text{EDTA}] = 1.0 \times 10^{-3} \text{ M};$$

$$[\text{Ni(II)}-\text{EDTA}] \approx 2.0 \times 10^{-2} \text{ M}; [\text{EDTA}]_{\text{total}} = 2.5 \times 10^{-2} \text{ M}$$

温度 (°C)	放置時間 (日)	$^{57}\text{Co(III)}$ -EDTAの収率 (%)				
		pH3.0	pH3.5	pH4.0	pH4.5	pH5.0
0	3	3.8	3.8	3.7	4.0	3.1
	6	4.0	4.6	4.1	4.8	3.5
	10	4.5	4.2	4.4	4.5	4.7
	38	4.1	4.0	3.8	4.1	3.8
25	3	5.6	4.8	5.0	4.7	3.8
	5	5.3	5.4	5.3	4.7	3.9
	9	5.1	5.2	5.3	4.9	4.0

結果は表3に示した。 $^{57}\text{Co(III)}-\text{EDTA}$ 錯体の収率が、溶液のpH、放置時間および温度に依存しないことから、これらの値は固相における場合と異なり、反跳原子の周囲の雰囲気の影響されない核壊変に伴う直接的効果を反映したものと考えられる。

### §3 臭素酸塩の核異性体転移に伴う化学的効果

$^{81}\text{Br}(\gamma, n)^{80\text{m}}\text{Br}$ 反応によって得られる $^{80\text{m}}\text{Br}$ を利用して $\text{K}^{80\text{m}}\text{BrO}_3$ のアニーリング曲線を詳細に検討すると共に、前報<sup>1)</sup>に引き続き3種の $^{80\text{m}}\text{Br}$ 標識アルカリ土類金属臭素酸塩を合成し、固相における核異性体転移に伴う化学的効果について検討した。

$\text{K}^{80\text{m}}\text{BrO}_3$ のアニーリング曲線は、図1に示されているように、極大極小があり特異的な形をしている。この曲線をBateman方程式を導入して速度論的に解析した結果、アニーリング速度定数が時間と共に変化することがわかった。このことから反跳原子のアニーリングと共に、アニーリング開始時に存在していたその周囲の欠陥もアニーリングされるため、新しく壊変して生じた $^{80}\text{Br}$ のアニーリング速度が影響されることが定量的に示された。

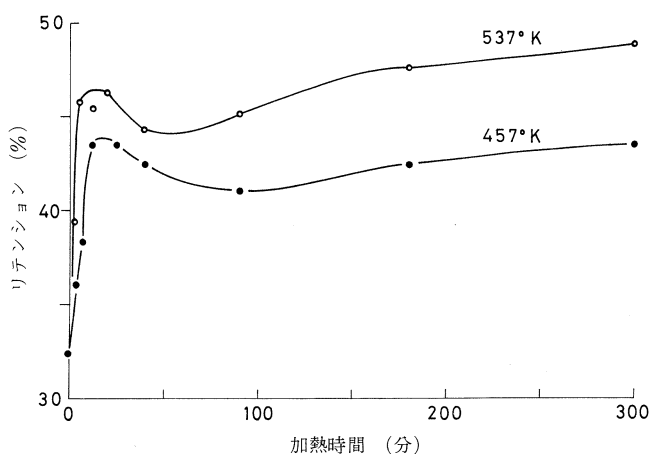


図1  $\text{K}^{80\text{m}}\text{BrO}_3$ のアニーリング曲線

アルカリ土類金属臭素酸塩におけるリテンションを表4にまとめて示す。アニーリングされる割合 ( $4R$ )は、アルカリ金属塩の場合と同様に陽イオン効果が認められ、陽イオンのイオン化電位の大きい程、 $4R$ も大きくなる。このことは、反跳臭素原子のアニーリング反応では、静電的要素が重要な役割を果たしていることを示唆している。

表4  $^{80m}\text{Br}$  標識臭素酸塩におけるリテンション

化合物	リテンション (%)		$\Delta R$ (%)	イオン化電位 ( $M^+ \rightarrow M^{2+}$ ) (eV)
	-196°C	184°C		
$\text{Ca}(*\text{BrO}_3)_2$	25.0	53.4	28.4	11.82
$\text{Sr}(*\text{BrO}_3)_2$	22.6	46.9	24.3	10.98
$\text{Ba}(*\text{BrO}_3)_2$	21.8	42.9	21.1	9.95

## 引用文献

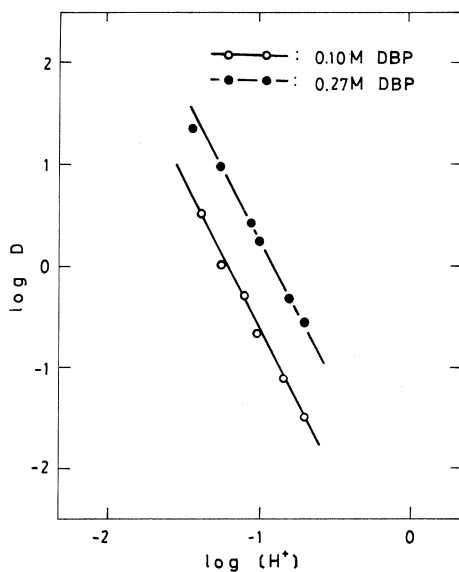
- 1) 大森 他, 核理研研究報告, Vol. 1, (No. 2), 129 (1968).



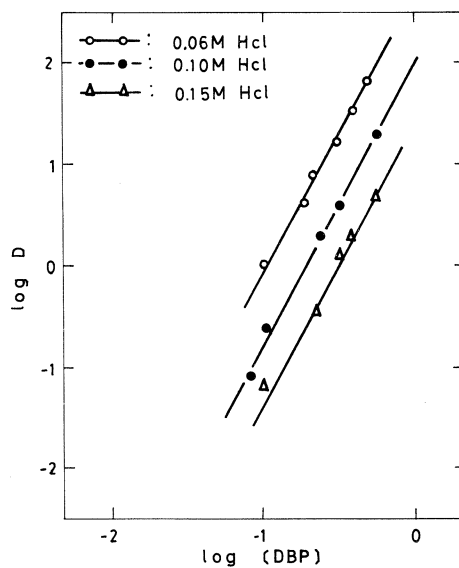
## III-5 U(III)の化学的挙動に関する研究

金研 鈴木 進・佐藤明子

前期に引き続き  $UO_2$  を 40~60 MeV 制動放射線 で照射し  $^{238}U(\gamma, n)^{237}U$  により生成した  $^{237}U$  をトレーサーとして用いることにより, 塩酸溶液からの *di-n-butyl phosphate* (DBP) および *di(2-ethyl hexyl) phosphoric acid* (HDEHP) による 3 価ウランの抽出挙動について検討した。すなわち DBP および HDEHP による抽出実験の概要は核理研報告 1, No. 1 および No. 2 に報告したが今回はさらにデータを完全にする目的で実験を重ねた。したがって実験方法および実験結果よりの結論はすべて前回と同様であるから省略し実験結果のみを図示した。

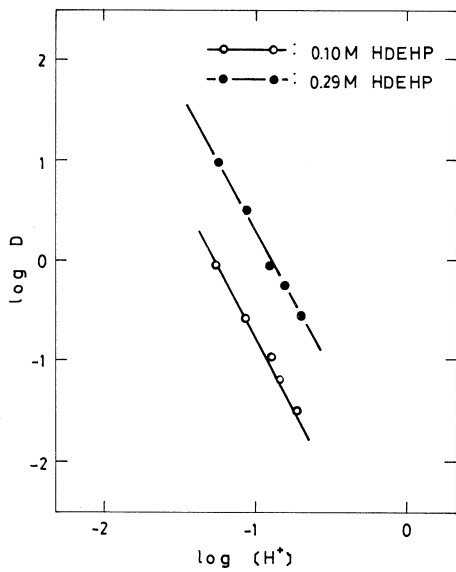


U(III)の分配比の水素イオン濃度依存度

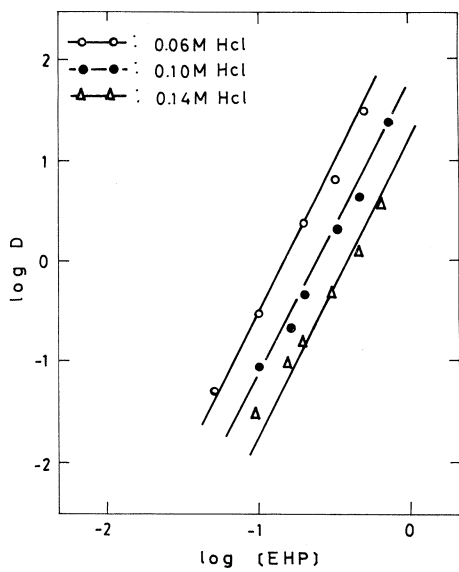


U(III)の分配比のDBP濃度依存度

DBP - ベンゼン抽出の結果



U(III)の分配比の水素イオン濃度依存度



U(III)の分配比のHDEHP濃度依存度

HD EHP - シクロヘキサン抽出の結果

## III-6 オキソニウム溶媒系におけるウラニル錯体の分配

選研 鈴木信男・秋葉健一・浅野宏子  
菅野卓治

今まで溶液中の各分子間に specific interaction がない系について、化学種の分配係数と有機溶媒の性質の間の規則的關係を明らかにしてきた。いわば媒質としての溶媒の役割に主眼をおくならば、不活性溶媒でも、オキソニウム溶媒の場合でも、分配係数に及ぼす効果に本質的な違いは少ないことが明らかにされた。今回は溶媒自身がキレートに配位する例として、アルコール、エーテル、エステルおよびケトンの一連のオキソニウム溶媒について、ウラニル-TTA 錯体の分配について調べる。溶媒の配位が起る場合には、媒質としての溶媒の役割に配位試薬としての効果も加わるので両者の役割を検討し分配の規則性を明らかにする。

方法： $^{238}\text{U}(r, n)^{237}\text{U}$  反応で生成した  $^{237}\text{U}$  をトレーサーとして、TTA 溶液と pH1.5 ~ 3 の  $(\text{H, Na})\text{ClO}_4$  溶液 ( $\mu=0.1$ ) を  $25^\circ\text{C}$  で 20 時間振り混ぜて平衡させた後、両相の  $r$ -放射能を測定して分配比 ( $D_M$ ) を求めた。ウ

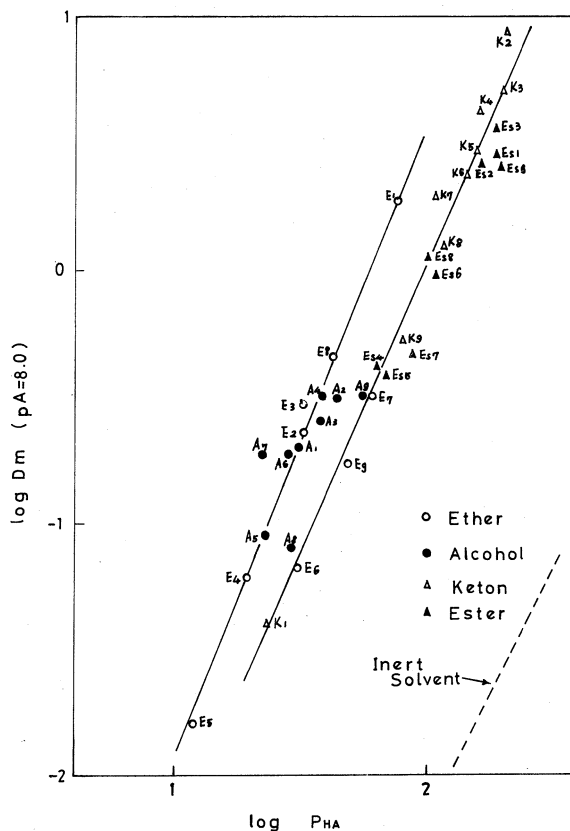


Fig. 1 Correlation between the distribution coefficients of TTA and its uranyl complex. The numbers in Figs. 1 and 2 refer to Table 1.

Table 1. Distribution coefficients of TTA and its uranyl complex  
(H, Na)ClO<sub>4</sub> = 0.10, 25°C

No.	Solvent	log $P_{HA}$	log $D_M$ (pA=8.0)	No.	Solvent	log $P_{HA}$	log $D_M$ (pA=8.0)
Alcohol				Ester			
A1	1-Butanol	1.49	-0.70	Es1	Ethyl acetate	2.27	0.46
A2	1-Pentanol	1.64	-0.51	Es2	<i>n</i> -Butyl acetate	2.22	0.42
A3	3-Methyl-1-butanol	1.58	-0.60	Es3	Isoamyl acetate	2.27	0.56
A4	1-Hexanol	1.59	-0.50	Es4	<i>n</i> -Octyl acetate	1.80	-0.38
A5	4-Methyl-2-pentanol	1.36	-1.05	Es5	2-Ethyl hexyl acetate	1.84	-0.42
A6	1-Octanol	1.46	-0.72	Es6	Butyl propionate	2.03	-0.02
A7	2-Octanol	1.35	-0.73	Es7	Butyl butyrate	1.94	-0.34
A8	2-Ethyl-1-hexanol	1.47	-1.10	Es8	Ethyl benzoate	2.00	0.06
A9	Benzyl alcohol	1.75	-0.50	Es9	Isopropyl acetate	2.29	0.40
Ether				Ketone			
E1	Ethyl ether	1.91	0.27	K 1	2-Butanone	1.37	-1.4
E2	<i>n</i> -Propyl ether	1.50	-0.64	K 2	2-Pentanone	2.31	0.94
E3	Isopropyl ether	1.51	-0.53	K 3	4-Methyl-2-pentanone	2.30	0.70
E4	<i>n</i> -Butyl ether	1.29	-1.22	K 4	2-Octanone	2.21	0.63
E5	Isoamyl ether	1.08	-1.80	K 5	3-Heptanone	2.19	0.47
E6	Benzyl ether	1.50	-1.18	K 6	4-Heptanone	2.16	0.38
E7	Allyl ether	1.78	-0.50	K 7	2-Nonanone	2.03	0.30
E8	<i>n</i> -Butyl ethyl ether	1.63	-0.35	K 8	5-Methyl-3-heptanone	2.06	0.10
E9	Bis(2-chloroethyl) ether	1.70	-1.14	K 9	2,6-Dimethyl-4-heptanone	1.90	-0.28

ラニル濃度は、 $10^{-4} \sim 10^{-7} M$ の実験範囲で、分配比に影響しない事を確かめ、通常は $10^{-5} M$ のウラニル濃度を用いた。

結果：ウラニル-TTAキレート抽出に際して、オキソニウム溶媒を用いると、不活性溶媒の場合に比べて、分配比は著しく増大する。これはウラニル-TTAキレートにさらに溶媒分子が配位する為と考えられる。 $\log D_M$  vs.  $pA$ をみるとslope-2の直線関係を示し、分配する化学種は $UO_2A_2$ （正しくはさらにオキソニウム溶媒が配位した形）である。TTAの分配係数及びpA8.0におけるウランの分配比( $D_M$ )を求め、Table 1に示す。

$\log D_M$  vs.  $\log[S]_{org}$  ( $S$ :オキソニウム溶媒)はslope1の直線を示し、キレート $UO_2A_2$ に対し一分子の溶媒が配位しているとみなせる。溶媒自身の配位が起っているのだから、従来考えてきたspecific interactionが起らない場合と同様の相関々係は必ずしも期待できない。ただし、溶媒の配位が起る場合であっても媒質としての溶媒の役割は欠かせないので、それを知る目安として、キレート試薬の分配係数( $P_{HA}$ )との相関々係を見ることは有意義である。pA8.0における分配比 $\log D_M$ と $\log P_{HA}$ との相関々係は、Fig. 1に示す様に大きい分配比を

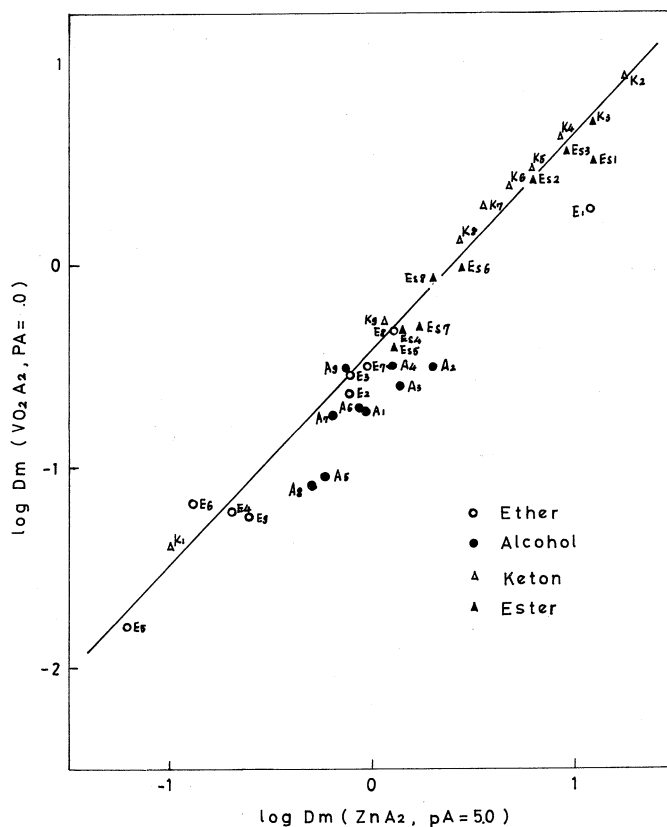


Fig. 2 Correlation between the the distribution ratios of zinc complex and uranyl complex.

示す。アルコール、エーテルグループの slope 2.4 の直線と分配比の若干小さいケトン、エステルグループの slope 2.3 の直線に大別される。比較の為不活性溶媒系の場合を点線で示す。これは前者のグループの配位にあづかる酸素原子の basicity が後者のものよりも高いこと、およびアルキル基が変わっても basicity に大きな影響を及ぼさない事を反映していると考えられる。たゞ分子中に電子を引き易い基を持つ benzyl alcohol, allyl ether, bis(2-chloroethyl) ether 及び benzyl ether では basicity が低下し、配位能が劣る為、直線から大きな負のずれが認められる。

さらに溶媒の化学量論的なモル数の補正をして、相関々係を見ると、双方のグループともほぼ slope 2 の直線関係となり、不活性溶媒系と同じ傾向を示す。この事は、溶媒の配位が起る場合であっても、媒質としての効果に規則性のあることを示唆するものである。これらの結果は、亜鉛-TTAキレートについて得られた結果\*と極めて類似している。即ち、 $UO_2A_2$  に対するオキソニウム溶媒の配位能は  $ZnA_2$  に対するのと同程度であり、しかし Fig. 2 に示す様に  $\log D_M(UO_2A_2)$  vs.  $\log D_M(ZnA_2)$  は slope 1 の直線となり、溶媒の配位の性質及び強さは、同様であることを示しており、大変興味深い現象である。溶媒の配位が起る系であっても、媒質としての役割と配位試薬としての役割を正しく評価すれば、分配の規則性は説明される。この様な考え方は溶媒の配位が起る他の系へも一般的に適用可能と考えられる。

\* 秋葉健一，鈴木信男，菅野卓治，分析化学会第17年会講演要旨集 B385 (1968)。

## III-7 フッ素樹脂への放射線グラフト重合

非水研 安川民男・村上謙吉

## 目 的

一種類の高分子では要求される性質を得ることは困難なことが多く、二種以上の高分子をブレンドあるいは共重合させて用いることが多くなってきた。テフロンで代表されるフッ素樹脂は熱的・化学的に安定であるが加工性、強度などに問題がある。この改質の一方法としてグラフト重合をとりあげ、反応条件について検討した。

## 実 験

ポリフッ化ビニリデン、ポリテトラフルオロエチレンなどは不飽和結合や官能基をもたないため、これらにグラフト反応をおこさせるには放射線を用いるのが適当と考えられる。とくにPTFは化学的に安定なこともあり、全線量 $10^7 r$ 程度のコバルト-60 $\gamma$ 線照射では十分なグラフト反応をさせることはできなかった。このため高線量率線源としてLINACを利用した。

RIグループで使用している照射台の側方に $1 \times 10 \times 5$  cm程度のアルミ製箱をとりつけ、これに試料および線量計を入れ、ビームと平行にビーム中心より約2 cmのところを設定した。この場合の線量率はビーム電流100 mAのとき $10^6 r/min$ 程度であった。

本実験では空气中前照射法によった。照射したPTF粉末(200メッシュ)を重合管にとりスチレンあるいはいくつかの濃度のスチレンのメタノール溶液を加え、真空脱気後、融封し、約80°Cに5時間保ったのち、アンプル内容物をとり出しソックスレー抽出によりホモポリマーを除去し、IRスペクトルによりグラフト率を求めた。

## 結果と検討

グラフト重合の反応液の組成によりグラフト率が変ることが多くのポリマーについて報告されている。とくにグラフト鎖の非溶媒の効果をしらべるために、スチレンに対するメタノールの影響をみた。図1に示すようにテフロンの場合にはスチレン分率は、メタノール濃度がますます多くなるが30%以上になると低下する。これはポリフッ化ビニリデンとは異なった傾向である。比較のためにコバルト60の $\gamma$ 線(全線量 $5 \times 10^6 r$ )によるポリフッ化ビニリデンでのグラフト率に対するメ

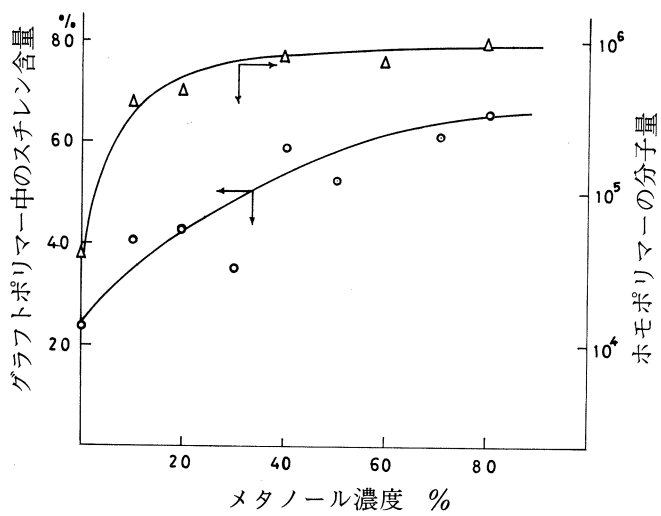


図 1

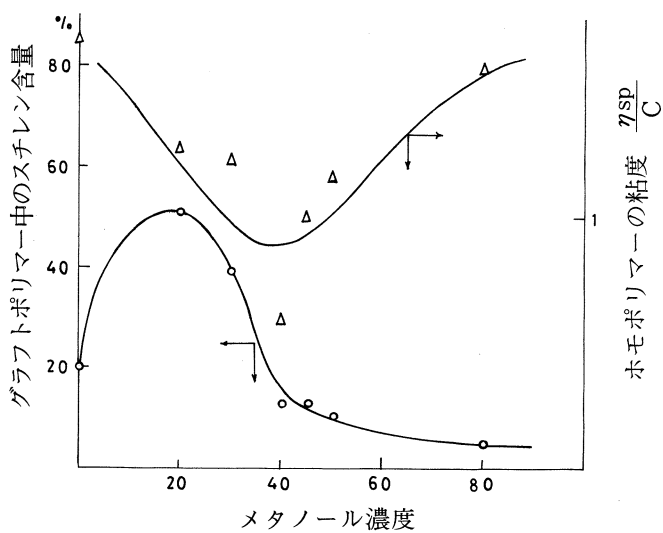


図 2



タノールの影響を図2に示す。この場合は同図に示すように抽出ホモポリマーの分子量がメタノール濃度とともに増大することからみて、Trommsdorf 効果による停止反応の阻害にもとづくグラフト鎖の分子量増大によるものと考えられ、別の膨潤効果の影響が主な役割を果しているのではないと結論できる。テフロンではメタノール30%のときグラフト率が最大になるのはTrommsdorf 効果だけでは説明できない。グラフト率が他のポリマーにくらべて低いことからみても反応液がテフロンのごく表面近くまでしか入らず、しかもこの膨潤度はメタノール濃度がますますつれて小さくなるためグラフト率が低下すると考えられる。

## III-8 光核反応の核化学的研究

理学部化学 鍛冶東海・滝田祐二  
塩川孝信

## 序 論

前報<sup>1)</sup>に引き続き<sup>209</sup>Biの高エネルギーガンマ線による核化学的実験を次の2点から行ってきた。

1. 質量収率曲線を特に遮蔽核を中心に検討し微細構造をできるだけ明かにする。
2. 核分裂生成核が遮蔽核であって、かつ核異性体対として測定でき核種における核異性体の収率の励起状態の変化より励起核のスピン分布を明かにする。

目的1に関しては更に実験を継続中である。目的2に関してはまず核異性体生成断面積比が得られかつ遮蔽核として得られる<sup>134</sup>Cs, および準遮蔽核として得られる<sup>95</sup>Nbをとりあげた。

## 実験および結果

純度99.9999%の金属Biを電子直線加速器でエネルギー250, 200, 150MeVの制動放射線を約2時間照射した。コンバーターは0.6mmのTaを用いた。Biは予め粉末状にしてこれをアルミ箱でくるみ、アルミ製のカプセルに挿入して気送管を用いて照射を行った。

Cs, Nbの化学分離は予めの検討により設定した図1に示す操作に従った。

Csの分離に要する時間は約20分であり、その化学収率は88~90%であった。Nbの分離に要する時間は1時間であり、その化学収率は約90%であった。得られた核異性体断面積比は表1に示した。今後は実験精度を向上させると共にHuizenga, Vandenbosch<sup>2)</sup>に基く詳細な解析を進めている。

## 文 献

- 1) 鍛冶他, 東北大核理研研究報告1, 140(1968).
- 2) J. R. Huizenga & R. Vandenbosch, Phys. Rev., 120, 1305(1960)

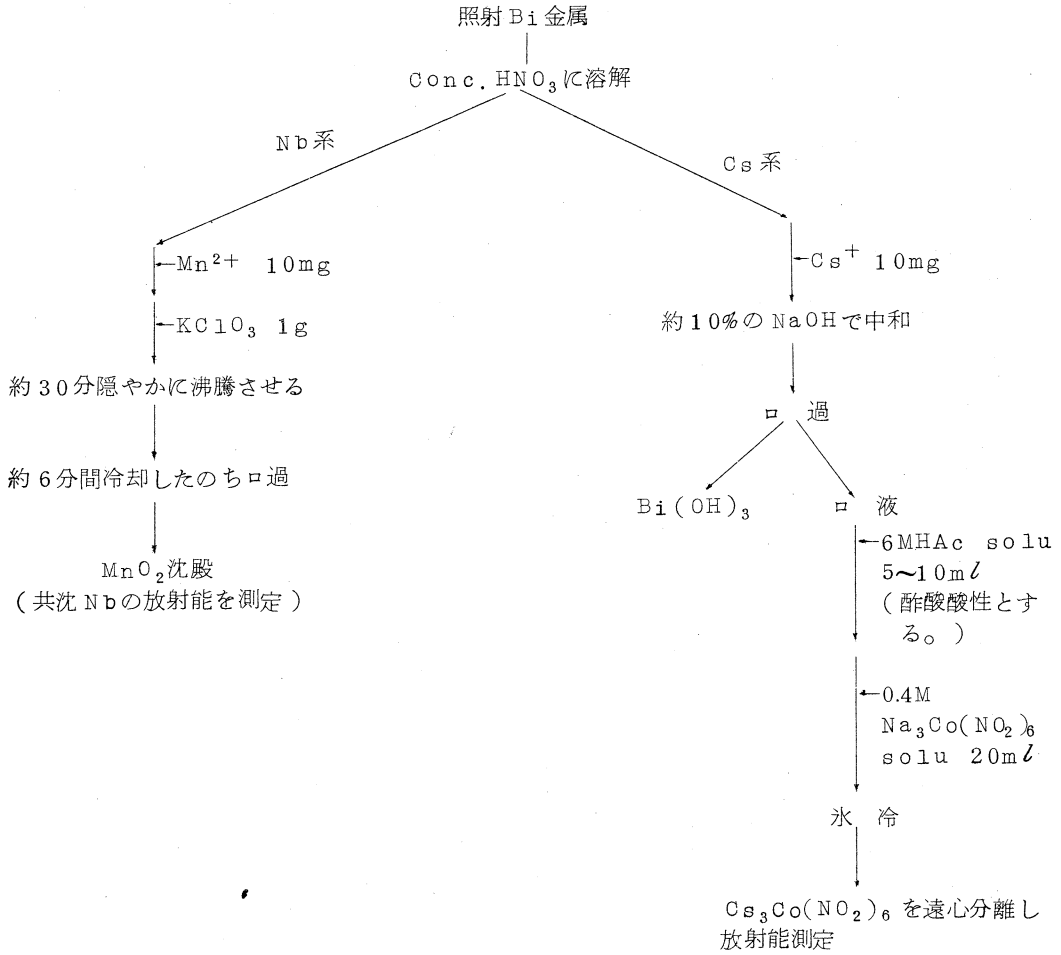


図 1 Bi の核分裂生成物中の Cs, Nb の分離法

表 1 核異性体断面積比

制動放射線最大エネルギー 核種及び断面積比	150MeV	200MeV	250MeV
<sup>134</sup> Cs $\frac{Y(J=8)}{Y(J=4)+Y(J=8)}$	0.03	0.04	0.06
<sup>95</sup> Nb $\frac{Y(J=\frac{9}{2})}{Y(J=\frac{1}{2})+Y(J=\frac{9}{2})}$	0.31	0.32	0.33

誤差範囲 ≒ ± 10%

#### IV. 生物医学部門

## Ⅳ-1 小動物に対する電子線照射の生物学的影響Ⅲ 60MeVの電子線照射によるイモリの生殖巣の変化 について

理学部生物 山本穆彦・元村 勲\*

前報で著者等は電子線照射(60MeV)イモリの致死効果<sup>1)</sup>と消化器官の組織学的変化<sup>2)</sup>について報告したが、本報では前報に引続き同様照射イモリの生殖巣の変化について述べる。

これまで行った実験結果<sup>3)</sup>(栗冠, 佐々木 1968)によると、本学のElectron Linacの60MeVの電子線の半価層は約17cmなので、本実験の照射に際しては約74mm厚のプラスチック入水柱2個を用意し、材料と水柱とを交互に並べ、一回の照射で夫々異なる線量を被爆する様にした。いずれの実験でも照射線量は5cmφ, 5cm厚の鉛の円柱に発生する電流を積算電流計で0.5μCoulombになる様に照射した。本報の略語は前報に準ずる。

電子線被爆イモリは照射後以下に示す時期に開腹し、精巣及び卵巣を摘出後、直ちにBouin氏液固定、常法にしたがって10μmのパラフィン切片を作り、AZAN染色を施して検鏡した。

### 結 果

#### 1 精 巣

イモリの精巣は腹腔背側に白色球状塊として普通各側2個あり懸精巣間膜に懸垂されている。精細管を切片観察すると容易に第一精母細胞(1st Scy), 第二精母細胞(2nd Scy), 精子細胞(Smd), 精子(Spm)等を観察することが出来る。(第1図)

Ex-Uδ 直接照射。照射後2~4時間で頻死。直ぐ開腹固定。第一, 第二精母細胞共に核が幾分膨加する傾向があり、染色糸に異常凝縮が認められる。また分裂中期の染色体が赤道板で融合し一塊をなすものもみられる。細胞質は正常細胞に比べると粗で網状構造を呈する。一般に細胞の輪廓はやや不明瞭である。精子細胞の核にも異常凝縮がみられ、又ある細胞では核が一様に赤染し核内の構造が殆ど認められない。(第2図)

\* 東北大学名誉教授

Ex-L♂ 水柱2個を通して照射。照射後10日、頻死の状態に固定。本照射個体は一般にEx-U♂にくらべて電子線被爆による二次的な影響により、組織及び細胞の変化が甚だしい。精母、精子両細胞ともに染色糸の著しい異常凝縮が観察される。核が膨加ししかも赤染するものもみられる。この際、赤染した核内に小さく不規則な泡沫状構造があり、恐らく崩壊過程を示すものと思われる(第3図)。3~4個の微小核が認められる精母細胞も存在するが、これは恐らく、中期の染色体が赤道板で融合し、染色体が異常に分配された結果であると思われる。他に多数の染色体断片がみられた。精母、精子細胞のいずれも、細胞質に異常が認められる。一般に細胞質は核の一侧に偏る傾向があり、それ以外の部位では大小不規則の泡状構造により細胞質の洲を作り、極端な場合には細胞内に殆ど細胞質が認められない程度に崩壊の著しいものもある。精子細胞中、細胞質が完全に崩壊し、核が精小管中に遊離するものも多数観察された。(第4図)

## 2 卵 巢

卵巣は体腔の中央部両側に1対、薄膜で包まれた袋状の器官で多数の卵を蔵する。時期を選べば卵形成の過程を覗く事が出来る。(第5図~第9図, 第13図~第15図)

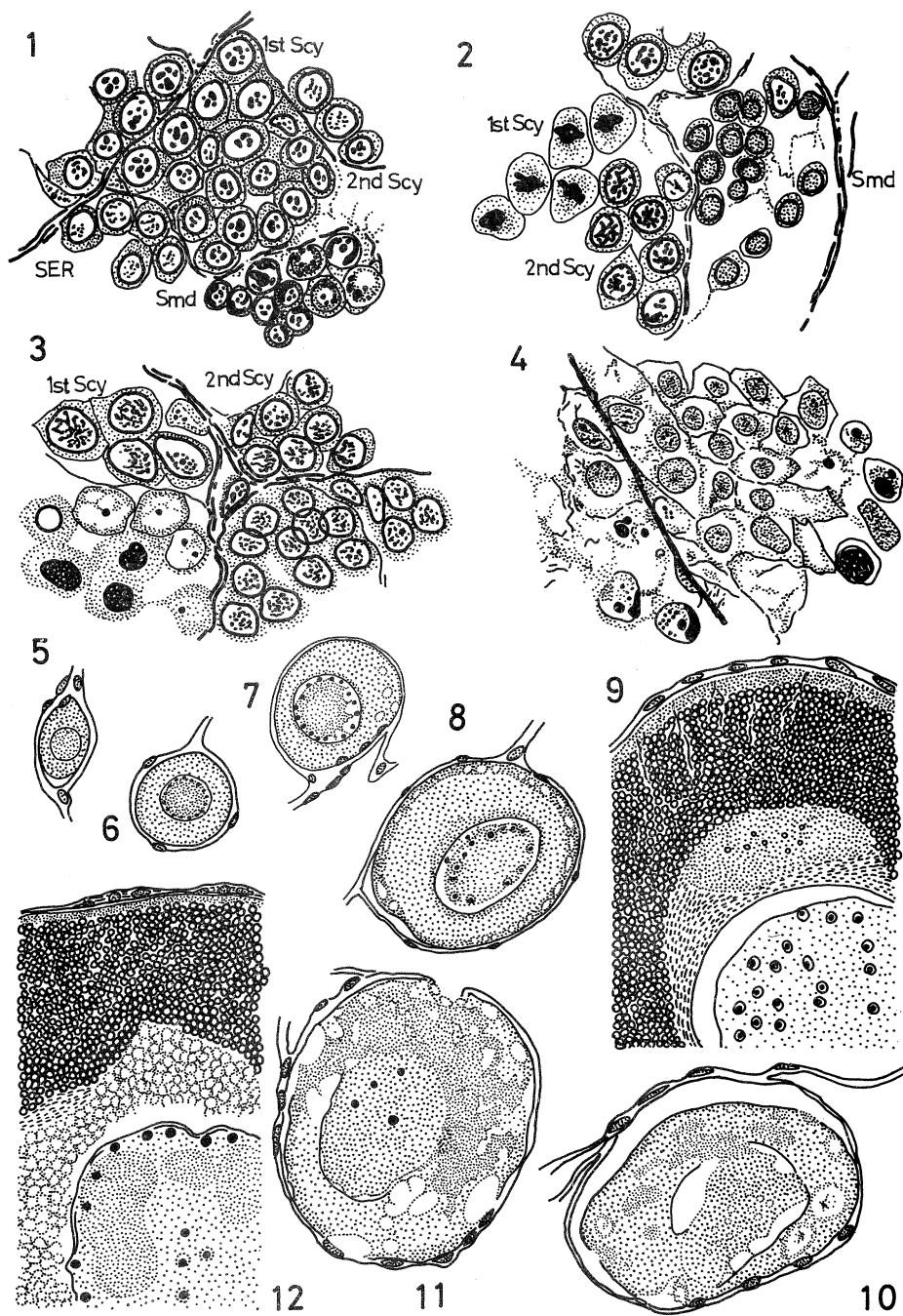
Ex-U♀ 直接照射, 照射後2~4時間後頻死。直ぐ固定。本個体では殆ど細胞学的な変化が認められない。

Ex-L♀ 水柱2個を通して照射。照射後5日、生存中に固定。正常のものは卵形成がすすむと核内(n)に多数の核小体(n1)が形成されるが、照射イモリでは対照に比べて核小体はかなり減小する傾向があり、しかも核内に橙色に染まる液胞状構造(v)が出現する。この現象は卵形成がすすんだもの程、著しい。(第12図, 第15図) 細胞質はこれとは逆で、形成初期のもので著しい変化が認められる。写真(第17図, 第18図)に示される様に、照射個体では正常細胞質にはみられない染色性の全く異った不規則の網状構造(nt)と、大小様々な液胞様構造が現れる。卵子形成がすすんで卵黄粒(Y)で充たされた卵母細胞では、殆ど細胞質の部域には形態的な変化がみられなかった。

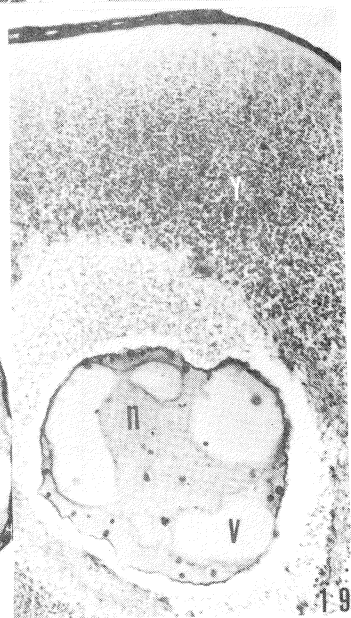
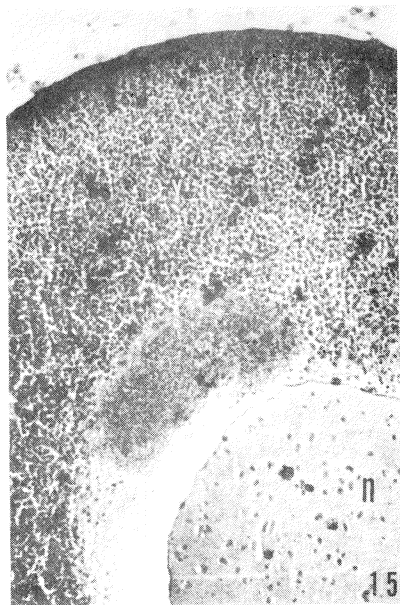
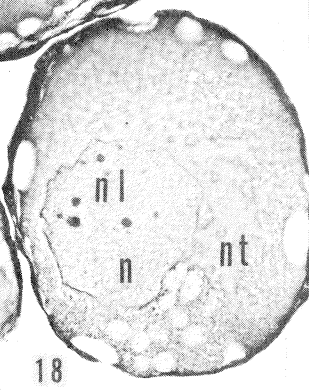
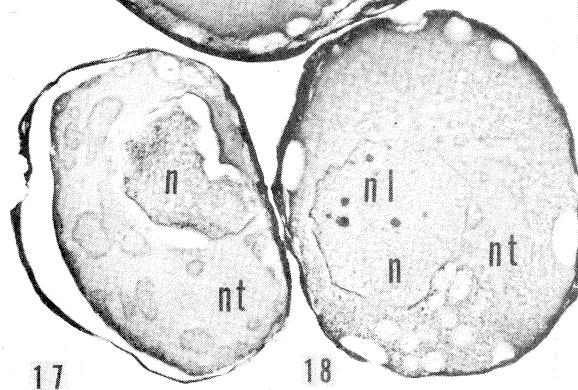
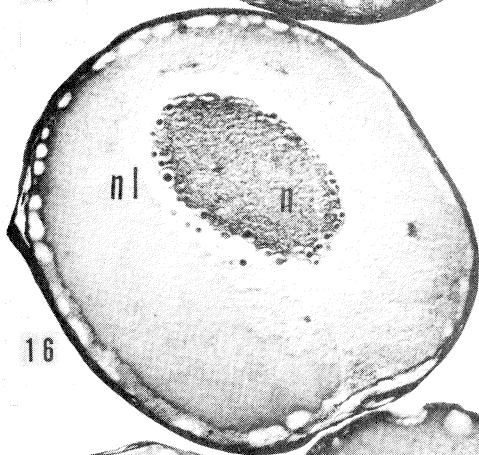
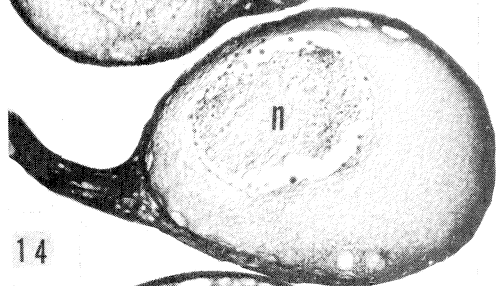
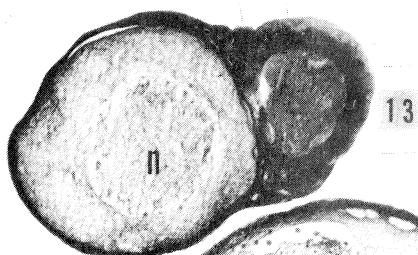
## 総 括

60MeVの電子線照射により消化器官と同様に著しい変化が観察される。照射後数時間で死亡した個体に比べると、5日~10日経た個体の細胞学的、組織学的変化は著しい。

精子形成下の細胞では一般に染色糸の異常凝縮、染色体の融合、切断及び異常配分、細胞質の種々の程度に渉る崩壊が観察された。超急性放射線死した細胞でも軽度ながら同様な傾向がみられた。一方、卵形成中の細胞では照射直後の変化は少く、照射後数日を経過すると、若い細胞では細胞質の異常、成熟度の高いものでは核小体の減少及び核内に異常な液胞様構造が現れる。これらは電子









線の一次作用が分裂中の細胞で著しい事を示している。

### 文 献

- 1) 元村 勲・山本穆彦, 1968, 小動物に対する電子線照射の生物学的影響 I, 東北大核理研研究報告 1, 92-93.
- 2) 山本穆彦・元村 勲, 1968, 小動物に対する電子線照射の生物学的影響 II, 60MeVの電子線によるイモリの消化器官の変化, 東北大核理研研究報告 1, 143-147.
- 3) 栗冠正利・佐々木俊作, 1968, 60MeV電子線の生物学的作用の研究, 東北大核理研研究報告 1, 94-96.

## Ⅳ-2 生物照射用電子ビーム内の線量分布

医学部放射線基礎医学

栗冠正利・猪股つや子

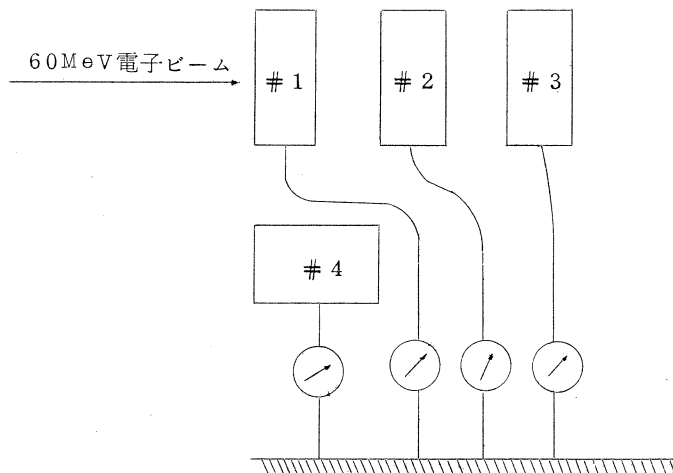
核理研 庄田勝房

生物照射用電子ビームは2つあって、大動物照射用ビームは水平方向で、電子線導管開口部(照射口)の大きさは20 cm×20 cmの正方形である。この電子ビームの強さと広がりをおきの方法で測定した。

### 〔1〕 電子ビームの強さの測定

ビームの中に鉛ブロック(20 cm×20 cm×5 cm)をおき大地からは絶縁してある。電子線照射によってブロック中に生じた電流をエルドラド電流計によって読みとる。鉛ブロックはビームの大部分をおおうように20 cm×20 cmの面でビームに正対しビームは5 cm厚さの鉛を通過するように配置してある。

照射口にもっとも近いブロックを#1としその後ろに同じ大きさの鉛ブロックをおいてこれを#2, さらにその後ろにおいた同大の鉛ブロックを#3とする。#1の裏面と#2の表面, #2の裏面と#3の表面はそれぞれ5 cmをへだててある。ここで表面とは電子ビームの射入面, 裏面とは射出面である。#1からビーム進行方向に直角に#の辺線から5 cmはなして#4の鉛ブロックをお



く、#4は#1とは直角方向に20cm×20cmの面を持つようにおく。生物照射に用いる電子線エネルギーはつねに60MeVである。鉛ブロック中に生じた電流は#1の値の相対値で示すと次のようになった。

#1:#2=10000:215

#1:#3=10000:0.71

#1:#4=10000:161

これから次の事がわかった。

(1) #1の中にほとんどすべての電子線が吸収され、#2に到達するものは無視的に小さい。

(ロ) 20cm×20cmの大きさのビームの外部に出る電子も無視できない。

[2] 電子ビーム内の強さ

の幾何学的分布

ビーム開口部 (20cm×20cm) に厚さ3mm, 1辺50cmの正方形のベニア板を貼りその上に1mm目方眼紙をおき更にその上に位置をきめて1cm×1cm×0.2cmの銅板をセロテープで多数貼りつけて電子線で照射した。銅中に生じた放射能をGM計数装置で計数した上、照射から計数までの時間内の放射能の減衰を補正し、ビーム中心の強さを100としてビーム内の強さの幾何学的分布を求めた。実験は2回行ってその結果を図に示す。

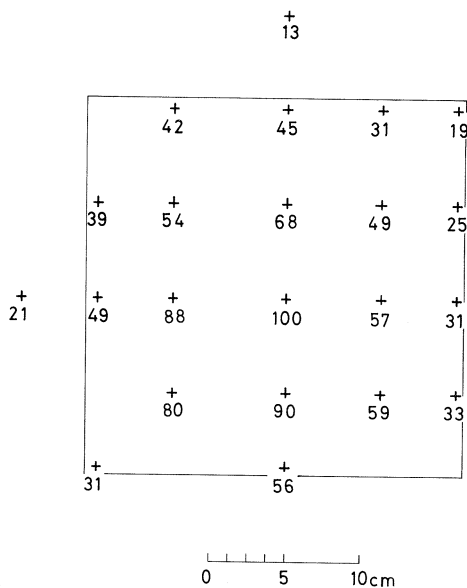


図 1

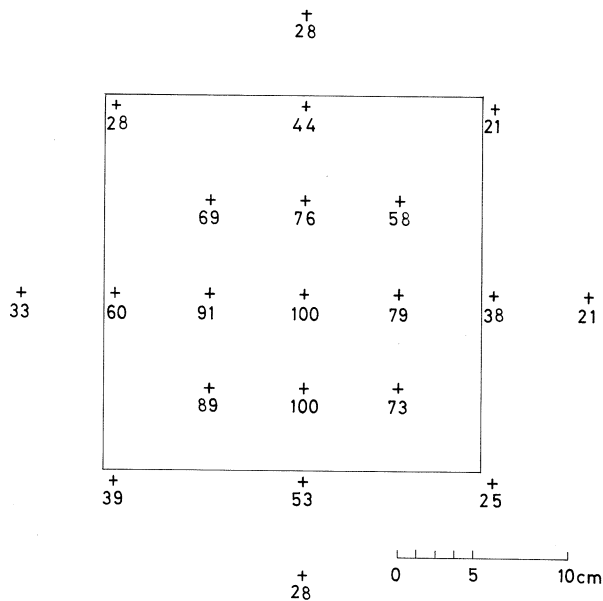


図 2

### Ⅳ-3 60MeV 電子線による哺乳動物の超急性死亡 (記録映画)

医学部放射線基礎医学 栗冠正利  
医学部附属病院中央放射線部 遠藤久勝

照射口(20cm×20cm)に接して壁厚3mmの透明アクリル容器(内り20cm×20cm×40cm)をおきその中に動物を入れ、60MeV電子線で照射し、約100秒で死亡する状況を16mm映画で記録した。照射時の条件は次の通りであった。

動物	MeV	マイクロクロン/秒
ddはつかねずみ	5.9	300/100
157BLはつかねずみ	5.9	300/94
だいくねずみ	5.9	300/97
シリアンハムスター	5.9	300/97
うさぎ	5.9	990/83
うさぎ	6.0	300/89
いぬ	6.0	350/120

このうち兎(体重1kg)および犬(2kg)を除いて他はすべて成獣である。

放射線検出器は動物の射出側においてある。動物の大きさは、うさぎと犬を除いては検出器の大きさより小さく、60MeV電子線の水平価層(17cm)は小動物の大きさに比して充分大きいので検出器はほとんど損失なくビームのエネルギーを吸収しているものと仮定してある。60MeVで100 $\mu$ A秒の電流は検出器中に60kW秒のエネルギーをおく。検出器の質量は比重を1.14として20cm×20cm×5cmであるから22600gである。従って2.3W秒/gが100マイクロクロン当りのエネルギーの大きさになる。

照射中に示す動物の急性中毒の反応は動物に固有であって放射線が特別に独特な症状を引き起こすものではない。放射線以外の要因でも急性中毒の場合は放射線と同じ状態を造りだすものである。

この映画は昭和43年11月、日本放射線影響学会第8回大会(博多)および同年11月、日本医学放射線学会北日本部会(仙台)で発表した。

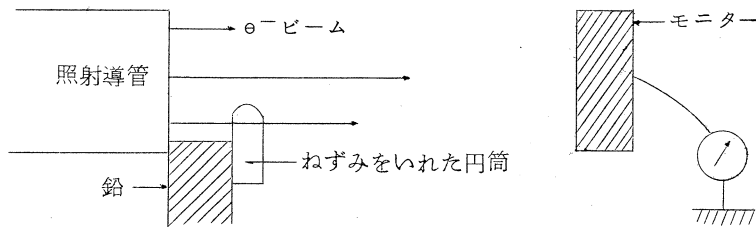
## Ⅳ-4 部分照射法による超急性死亡時間の分析(予報)

医学部放射線基礎医学 栗冠正利

全身照射(60MeV, 200 $\mu$ C)では動物は即死するので死亡に責任ある身体部位と症状を確定するために部分照射を行った。

### (1) ddはつかねずみの半身照射

成獣を直径1インチの亚克力円筒に入れて固定する。5匹を同時に60MeV電子ビームにあてる。上半身又は下半身を厚さ5cmの鉛ブロックでしゃへいする。但しこのしゃへいが照射口をおおう時はその大きさに応じてモニターに流れる電流を調節して合計の $\mu$ A秒を一定にする様にした。



照射部	しゃへい部	$\mu$ C/秒	即死	12時間以内	24時間以内	症状
上半	下半	300/111	5/5			
		200/75	5/5			
下半	上半	300/106	0/5	5/5		下肢, 尾 のまひ
		200/72	0/5	4/5	1/5	

### (2) だいこくねずみ下半身照射

成獣を厚さ1cmの木板に紐で固定し、頭部を厚さ5cmの鉛ブロックでしゃへいし他の全身を60MeV電子ビームにあてる。合計200 $\mu$ Cを130秒, 137秒および327秒の時間に与える。死亡時間は照射後次の様であった。

即 死	3時間以内	6時間以内	12時間以内
0/5	1/5	2/5	2/5

症状は下半身まひ，全身運動の緩徐化であるが超急性死亡の時のような強直性けいれんは起らない。

〔3〕 だいこくねずみ 頭部および片下肢しゃへい

成獣を厚さ1cm木板に固定し頭部と片下肢を厚さ5cmの鉛ブロックでしゃへいする。60MeVで200 $\mu$ C/135秒および300 $\mu$ C/221秒の強さで与える。

即 死	6時間以内	症 状
0/2	2/2	1匹は照射側の下肢と尾のまひ 1匹は下半身(両側)のまひ

症状が固定化しないのはしゃへいが不完全のためである。



山忠モノ・オフセット納  
電 仙台 25-0320