

RESEARCH REPORT
OF
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCES
TOHOKU UNIVERSITY

核 理 研 究 報 告

VOL. 3 No. 1 Oct. 1970

東 北 大 学 理 学 部

原 子 核 理 学 研 究 施 設

核理研研究報告 Vol. 3 No. 1 目次

I 原子核物理部門

- I-1 電子散乱による原子核の研究 1
(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
- I-2 (r, p) 反応による中重核の研究 34
(核理研, CEN/SACLAY*) 庄田勝房, 菅原真澄, 斎藤悌二郎, 宮瀬晴久
鈴木厚人, 及川四郎, R. Bergere*
- I-3 $^{31}\text{P}(r, n)$ 反応におけるアイソスピン効果 48
(理学部物理, 教養部*) 陸路 直, 川村暢明, 坪田博明*
- I-4 (r, α) 反応実験 56
(教養部物理, 理学部物理*) 阿部 健, 川村暢明*, 坪田博明
- I-5 $^{142}_{62}\text{Sm}_{80}$ の崩壊による $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の準位 60
(理学部物理) 林部昭吾, 遠藤順政, 宮田孝元, 田沢 寿
志賀寿夫, 石松敏之

II 物性物理部門

- II-1 TOF中性子回折及び分光の改良と実用化研究 67
(核理研, 金研,* 工学部原子核,** 非水研***)
木村一治, 渡辺 昇, 小山田正幸, 山田幸男, 窪田健雄
富吉昇一*, 高橋文信,** 安川民雄,*** 鈴木隆司*
- II-2 モデレーターの最適化に関する研究 85
(核理研, 工学部原子核,* 金研**) 渡辺 昇, 木村一治, 高橋文信*
山田幸男, 富吉昇一,** 小山田正幸
- II-3 中性子回折による磁性体の研究 94
(金研, 核理研,* 工学部原子核**)
富吉昇一, 鈴木隆司, 渡辺 浩, 木村一治,* 渡辺 昇*
山田幸男,* 小山田正幸,* 高橋文信**

II-4	TOF中性子回折によるTiO ₂ の温度因子の測定	100
	(理学部物理, 核理研,* 金研,** 工学部原子核****)	
	山田幸男, 寺崎 治, 渡辺伝次郎, 木村一治,* 小山田正幸*	
	渡辺 昇,* 富吉昇一,** 鈴木隆司,** 高橋文信****	
II-5	パルス電子線によるイオン結晶の光学的研究(5)	107
	(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	残留核法による光核反応の研究	115
	(理学部化学) 加藤豊明, 斎藤達弥, 蔡 恵沢, 野村紘一 佐藤武雄	
III-2	光量子放射化分析法の研究	121
	(理学部化学) 岡 好良, 膨 通均, 横井武秋	
III-3	Specific Features in Thermal Annealing of Recoil Bromine Atoms produced in Potassium Bromate	128
	(理学部化学) 塩川孝信, 佐々木貞吉, 高橋秀逸	
III-4	Chemical Behavior of the Recoil ⁵⁷ Co formed by the Decay of ⁵⁷ Ni-Labelled Hexamminenickel (II) Complexes	133
	(理学部化学) 大森 巍, 呉 紹超, 塩川孝信	
III-5	気相におけるCH ₄ - ^{80m} Br·BrおよびCH ₄ -H ^{80m} Br系の核異性体転移にともなう 化学的效果[I]	138
	(核理研) 八木益男, 近藤健次郎	
III-6	ウラニル-TTA系におけるAdditive Compoundの生成	144
	(選 研) 秋葉健一, 鈴木信男	
III-7	放射化法によるグラフト反応の解析	146
	(非水研) 安川民男, 高橋 太, 佐々木康順	
IV 加速器, データ処理装置稼動状況		
IV-1	加速器稼動 整備状況	149
	(核理研) マシングループ	
IV-2	データ処理装置稼動状況	151
	(核理研) 小山田正幸, 窪田健雄	

1 原子核物理部門

I - 1 電子散乱による原子核の研究

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

電子散乱による原子核の研究は引続いて ^{12}C , ^{16}O について行なわれ、更に新しいターゲットとして ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{21}Si が加えられた。既に実験結果の得られている ^{40}Ca については詳細な解析を行った。

^{12}C の巨大共鳴附近に於て従来 180° 散乱で形状因子の横成分のみが知られていたが縦成分の重要性に注目し核に移行する運動量を一定にするような入射エネルギーと角度で実験を行い縦成分と横成分の形状因子を分離した。その結果を de Forest の独立粒子模型による理論と比較すると実験結果をよく説明することがわかり一粒子励起と準弾性散乱はこの励起エネルギー領域では区別出来ないことを示した。又この ^{12}C に於て先に 20.6MeV に 2^- の新しい準位の発見を報告したが今回更に運動量移行(q)の高い領域まで測定を行い $1p-1h$ 模型で計算した 2^- の形状因子では実験と食い違うことが判った。中間結合模型によると第二 $1+$ 準位と第一 $3+$ 準位の形状因子が実験が示す q 依存性と同じ形になり絶対値も実験をほぼ満足している。そこでこの模型によれば 20.6MeV 準位は $1+$ か $3+$ である。この結果は若し他の方法でこの準位のスピン、パリティを決定出来るならば形状因子は核模型の波動関数のテストに極めて有効であることを示している。

^{16}O については 13.1 , 15.3 , 18.6 及び 19.1MeV の各ピークについて断面積を測定し更に縦方向と横方向の形状因子を分離した。いずれのピークも複雑な q 依存性を示し準位が複合していると考えられる。

^{20}Ne は弾性散乱及び 1.63 , 4.25 及び 5.6MeV 準位の非弾性散乱を測定した。弾性散乱は($2s$, $1d$) の配位混合を考慮した殻模型の電荷分布を用いて解析した。又 ^{20}Ne にはグランド回転バンドが存在することがよく知られているので剛体模型を用いて ^{20}Ne の電荷分布をしらべた。 Y_2 , Y_4 の変形部分の電荷分布は夫々 $1.64(2+)$, $4.25\text{-MeV}(4+)$ 準位の形状因子から求め、球形部分と合成しその等電荷密度線を書くと Ripca の Hartree-Fock 近似での ^{20}Ne の等ポテンシャル図形と似たものが得られた。

^{24}Mg については弾性散乱と $1.23(2^+)$ MeV 単位の非弾性散乱 ^{28}Si については $1.78(2^+)$, $4.61\text{MeV}(4^+)$ 単位の形状因子を求めその解析から $B(EL)$ を求めた。

^{40}Ca の低いエネルギー単位は殻模型によって転移の強度の説明に成功した希な例である。そこで殻模型と振動模型の詳細な比較を $3.74-(3^-)$, $4.49-(5^-)$, $6.29-(3^-)$ 及び $6.59\text{-MeV}(3^-)$ 単位を通して行った。又二つの模型から得られる著るしく異なる転移電荷密度の形を用いて $B(EL)$ を求めその値が模型に強く依存していないことを確かめた。

^{12}C の高励起状態

(I) 準弾性散乱及び巨大共鳴

^{12}C の非弾性散乱により高い運動量移行での高励起状態が縦成分と横成分の形状因子に分けて測定され、de Forest の準弾性散乱に対する最近の理論と比較された。

^{12}C の非弾性電子散乱による高励起状態、特に巨大共鳴領域については、以前にいくつかの実験^{1) 2)} があり、横成分の形状因子が測定されている。しかし最近我々と同様に NBS³⁾ でも縦成分の形状因子を測定している。我々はこれらの実験よりもより高い運動量移行での散乱断面積を測定しており形状因子の縦成分及び横成分を測定するために実験は入射エネルギー E_1 を 250MeV に固定し、散乱角 θ を $35^\circ \sim 135^\circ$ に変化させて、散乱断面積の測定がなされ、さらに散乱角 θ を 135° に固定し、それぞれの運動量移行と等しくなるように入射エネルギー E_1 を $99.5\text{MeV} \sim 209.5\text{MeV}$ に変化させて散乱断面積が測定された。ここで運動量移行 q の範囲は励起エネルギー $-E_X = 23\text{MeV}$ で $0.75\text{fm}^{-1} \sim 2.23\text{fm}^{-1}$ である。

第 1 次 Born 近似で電子散乱断面積は次のように

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_2} = \sigma_M \cdot W^2(q, \omega) \quad (1)$$

で表わされる。ここで E_2 は散乱電子のエネルギー σ_M は Mott 散乱断面積で、 $W^2(q, \omega)$ は形状因子を示し

$$\sigma_M = \frac{Z^2 e^4 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4 E_1^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

$$W^2(q, \omega) = \frac{q_\mu^4}{q^4} W_L^2(q, \omega) + \left(\frac{q_\mu^2}{2q^2} + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) W_T^2(q, \omega) \quad (2)$$

と定義される。 q_μ , q はそれぞれ 4 元運動量移行及び 3 元運動量移行である。 ω は入射電子のエネルギー損失 ($\omega = E_1 - E_2$) である。また通常電子散乱で用いられる形状因子 $|F(q)|^2$ は

$$|F(q)|^2 = \int_E W^2(q, \omega) \cdot dE_2 \quad (3)$$

で求められる。

^{12}C における巨大共鳴の主領域は励起エネルギーにして21MeV~26MeVであり、22MeV附近と25.5MeVとに幅広いピークが存在する。これらは一般化されたGoldhaber-Teller模型⁴⁾によって、それぞれ isospin 及び spin-isospin 振動 mode で説明され、また particle-hole 模型^{5) 6)}では主配位 $1d \frac{5}{2} (1p \frac{3}{2})^{-1}$ 及び $1d \frac{3}{2} (1p \frac{3}{2})^{-1}$ の 1^- ; $T=1$ の状態として説明されている。この21MeV~26MeV領域に対する形状因子 $|F|^2$ の q -依存性を調べたが、共鳴状態が連続スペクトル、例えば準弾性散乱の上に重なっているとして前回の核理研報告¹⁰⁾に述べた方式に従って background を引いて求めた形状因子 $|F|^2$ の q -依存性は background を考慮しないで求めた $|F|^2$ の q -依存性とほとんど等しい結果を得た。

最近 de Forest⁸⁾は準弾性散乱に対し巨大共鳴領域における background という概念を持たず、bound 状態あるいは共鳴状態の一粒子励起と準弾性散乱という過程は区別されないという立場で独立粒子模型を用いて準弾性散乱の計算を行っている。この計算では binding の効果及び基底状態からとかれた核子のエネルギー E ($E = \omega - S.E.$, $S.E.$ は分離エネルギー) に依存する核のポテンシャル $V(E)$ を導入し、この $V(E)$ による終状態での核子の波動関数のゆがみの効果も考慮している。終状態の核子の波動関数としては平面波と調和振動子波動関数の二種類が用いられている。

我々のデータと de Forest の計算との比較は $V(E) = \text{const} \cdot (E - E_0)$ でなされた。

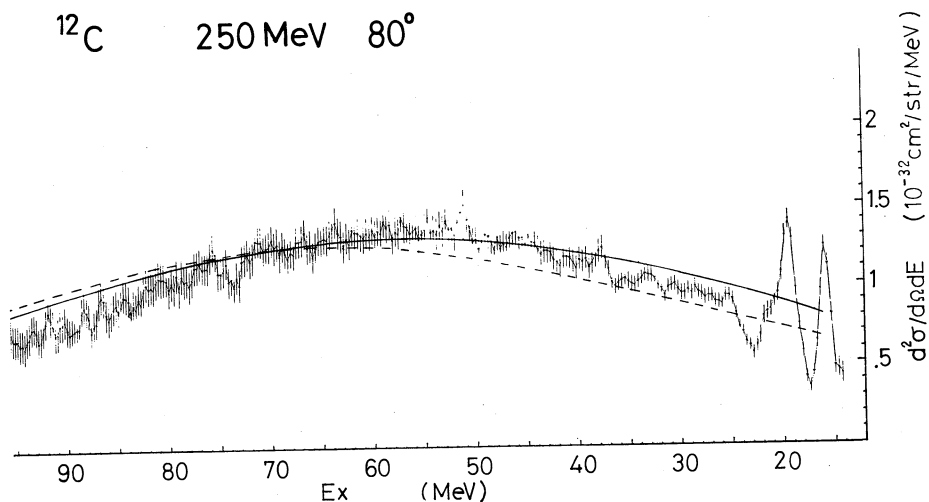


図 1

E_0 はパラメータで、250 MeV 80° のスペクトルと終状態の核子に対し平面波を用いた理論値との比較から $E_0 = 80$ MeV (de Forest は $E_0 = 90$ MeV としている。) と決めた。図 1 には輻射補正し、radiation tail を差し引いた 250 MeV, 80° のスペクトルを示す。励起エネルギー $E_X = 57$ MeV に準弾性散乱による幅広いピークが見られる。単純な model で

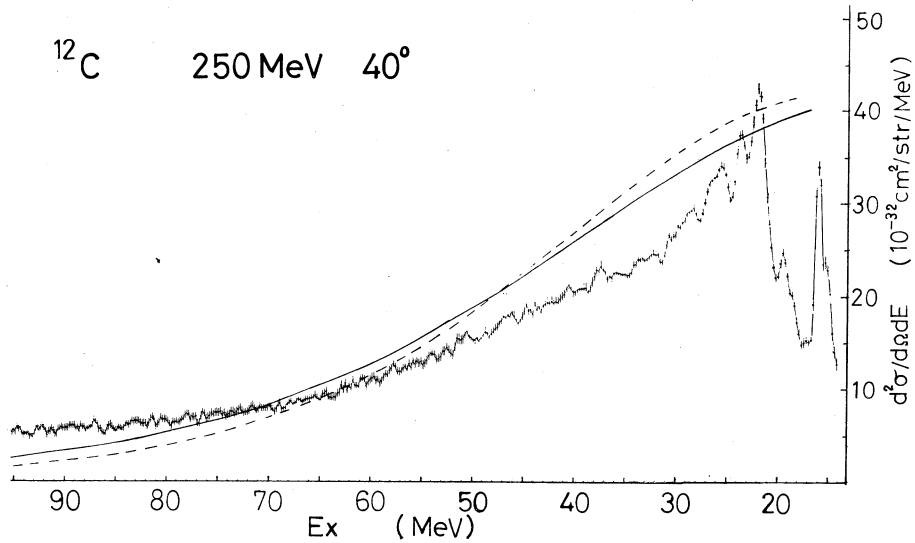


図 2

のピークの位置は $E_X = q^2 / 2m \approx 47$ MeV である。実線は平面波を用いた計算で、破線は調和振動子波動関数での計算である。また同様に 250 MeV, 40° のスペクトルを図 2 に示す。スペクトルと理論値の一致はかなりよく、さらに微細に比較するために縦形状因子 $W_L^2(q, \omega)$ と横形状因子 $W_T^2(q, \omega)$ とに分けて理論と比べる。図 3 に励起エネルギー $E_X = 30$ MeV での形状因子 $W^2(q, \omega)$ を示す。(a) は散乱角 $\theta = 135^\circ$ に固定し、入射エネルギー $E_1 = 99.5$ MeV \sim 209.5 MeV での形状因子 $W^2(q, \omega)$ を示す。(b) は入射エネルギー $E_1 = 250$ MeV に固定し、散乱角 $\theta = 35^\circ \sim 135^\circ$ での形状因子 $W^2(q, \omega)$ を示す。点線は実験値の傾向を示す。(a) と (b) の実験値から (2) 式に従って分けられた縦形状因子

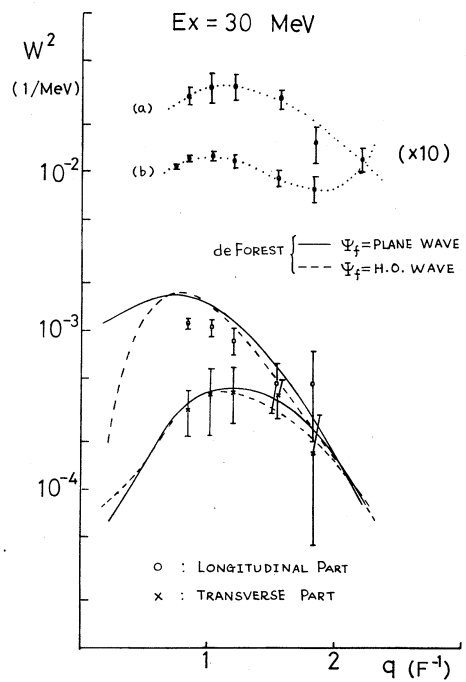


図 3

$W_L^2(q, \omega)$ と横形状因子 $W_T^2(q, \omega)$ の実験値をそれぞれ ○印と ×印で示す。実線及び破線については図1と同じである。

さきにも述べたが励起エネルギー $E_X = 21 \sim 26 \text{ MeV}$ は巨大共鳴の主領域で形状因子の横成分の測定に対応する 180° 散乱の実験^{1) 2)}, 及び NBS³⁾ の最近の実験があり, より高い運動量移行 q での我々の実験値を加えて, 理論と比較するのは興味ある。図4には $E_X = 21 \sim 26 \text{ MeV}$ における形状因子 $|F|^2$ の q -依存性を示す。(a), (b)及び実線, 破線ともに図3の説明に従う。四角印は NBS³⁾ の実験値で □印は縦形状因子 $|F_L|^2$, ■印は横形状因子である。また同一実験値と particle-hole 模型との比較を図5, 6に示す。形状因子の横成分が図5で, △, ○, ■印はそれぞれ文献^{1), 2), 3)} による。図6は縦成分で, □印は Rof³⁾ による。実線は Kamimura et al. 理論⁷⁾ による理論値 $E_X =$

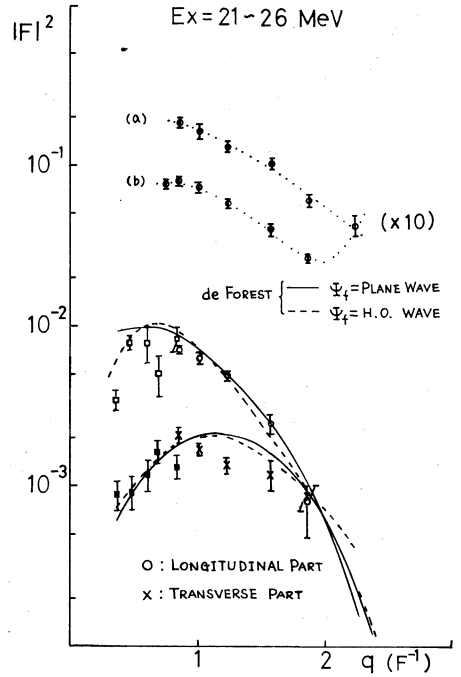


図 4

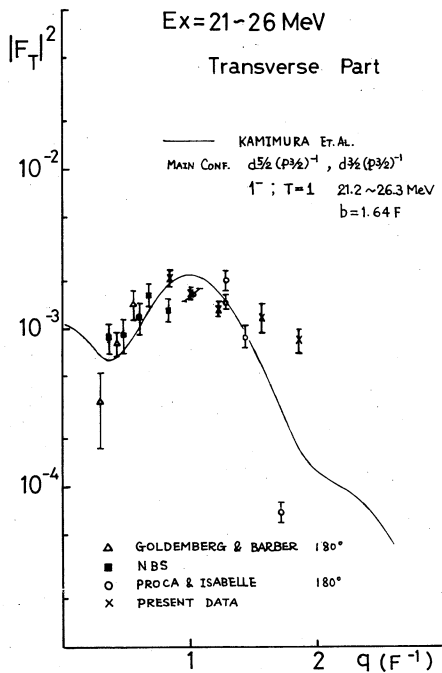


図 5

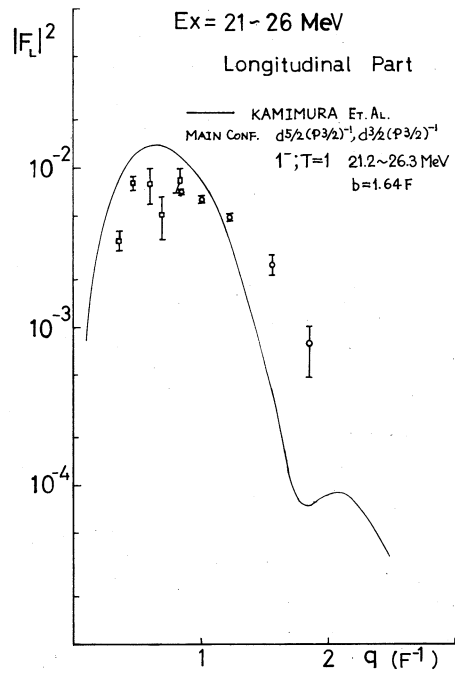


図 6

21.2, 22.3, 23.0, 24.0, 25.4 MeV の 1^- ; $T=1$ 状態のそれぞれの波動関数で計算した $|F|^2$ の和である。

de Forest⁸⁾ の準弾性散乱に関する理論はひじょうによく実験値を説明しており、終状態の核子に対して用いた平面波と調和振動子波動関数という、一見相反する二つの波動関数による計算値はほとんど一致している。ただ図4の $|F|^2$ q -依存性から運動量移行 q の小さい領域では、調和振動子波動関数による計算に一致する。また図5, 6に見られるように particle-hole 理論の主配位 $1d_{5/2}(1p_{3/2})^{-1}$ 及び $1d_{3/2}(1p_{3/2})^{-1}$ の 1^- ; $T=1$ の計算では高い運動量移行 $q = 1.6 \text{ fm}^{-1}$ 以上での実験値を説明できない。しかし de Forest の計算ではこの点もよく説明している。この理論では終状態の核子の波動関数に角運動量をすべて含ませてある(例えば平面波がそれである)。これが高い運動量移行での実験値を説明しているとすれば巨大共鳴の主領域には E_1 のほかに particle-hole 理論^{5) 6)} でいわれている E_3 が存在していると思われる。(山口)

(II) 206 MeV 単位

先に報告された¹⁰⁾ ^{12}C の 206 MeV 単位に関して、新たに運動量移行 q のより高い値での形状因子の測定を行った。この結果、実験値と理論値との比較はより正確に行う事が可能となった。図7に測定値及び理論計算の結果を示す。新しい測定点は、120 MeV, 135° ($q=1.05$), 250 MeV, 100° 及び 209.5 MeV, 135° (共に $q=1.86$), 250 MeV, 135° ($q=2.23$) の4点で、得られた形状因子の角度依存性はこの単位への基底状態からの遷移が磁氣的遷移である事を示している。前回の報告では、この単位を、 $(1d_{5/2}, 1p_{3/2})^{-1}$ を主配位とする $J^\pi = 2^-$; $T=1$ の単位として、particle-hole 理論^{6) 7)} と実験値の比較が成された。図7には Kamimura et. al.⁷⁾ の波動関数 (2^- ; $T=1$, $E_X = 22.0 \text{ MeV}$) による計算値が破線で示されている。しかし今回の実験で得られた、 q の高い点での測定値は明らかにこの $M2$ -形状因子の q 依存性からはずれている。我々はこの単位に対して $J^\pi = 1^+$, 3^+ ; $T=1$ の可能性を考え、各々に対する形状因子を Boyarkina⁹⁾ の中間結合模型波動関数(それぞれ $J^\pi = 1^+$; $T=1$, $E_X = 21.2 \text{ MeV}$ 及び 3^+ ; $T=1$, $E_X = 21.0 \text{ MeV}$) を用いて計算した。これらの波動関数は共に $[431]^{33}\text{D}$ を主成分とするもので、independent particle model

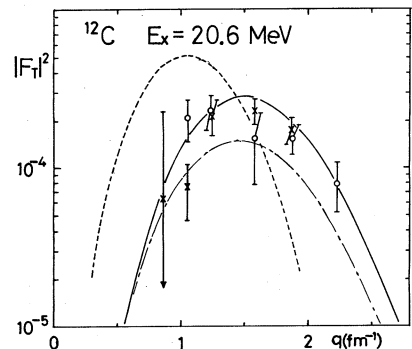


図 7

の立場からは当然観測されてよいものである。計算結果は同じく図7に示されている。実線は 3^+ , 一点鎖線は 1^+ を示す。 1^+ , 3^+ の両方の場合とも実験値を良く再現しており, この比較のみから 20.6 MeV 準位の J^π を決定することはできない。しかし, 一般に, スピンの大きい 3^+ の場合のほうが, 1^+ の場合よりも independent particle structure が純粹に保たれていると考えられるので, $J^\pi = 3^+$ の可能性のほうが強いと思われる。

(寺 沢)

参 考 文 献

- 1) J. Goldemberg and W. C. Barber, Phys. Rev., **134**, B963 (1964).
- 2) G. A. Proca and D. B. Isabelle, Nucl. Phys., **A109**, 177 (1968).
- 3) J. W. Lightbody, Jr. and S. Penner, Phys. Rev. Letters **24**, 274 (1970).
- 4) H. Uberall, Nuovo Cimento **41B**, 25 (1966).
- 5) V. Gillet and N. Vinh Mau, Nucl. Phys., **54**, 321 (1964).
- 6) F. H. Lewis, Jr. and J. D. Walecka, Phys. Rev. **133**, B849 (1964).
- 7) M. Kamimura, K. Ikeda and A. Arima, Nucl. Phys., **A95**, 129 (1967).
- 8) T. de Forest, Nucl. Phys., **A132**, 305 (1965).
- 9) A. N. Boyarkina, Izv. Akad. Nauk. SSSR **28**, 337 (1964).
- 10) 「核理研研究報告」 Vol. 2 No. 2 (1965) 5

^{16}O による非弾性電子散乱

入射電子エネルギー $E_0 = 85 \sim 250 \text{ MeV}$, 散乱角 $\theta = 35 \sim 135^\circ$ で ^{16}O による非弾性電子散乱の実験を行った。励起エネルギー $E_X = 13 \sim 20 \text{ MeV}$, 運動量移行 $q = 1 \sim 2 \text{ fm}^{-1}$ の範囲で特に見立って観測された4本のピークにつき散乱形状因子を求めた。実験方法と一部の結果については既に文献1)に報告されている。各 peak に対する非弾性散乱の断面積を第1表に示した。

- (1) $E_X = 13.1 \text{ MeV}$ ピーク

第1表 ^{16}O による非弾性電子散乱断面積

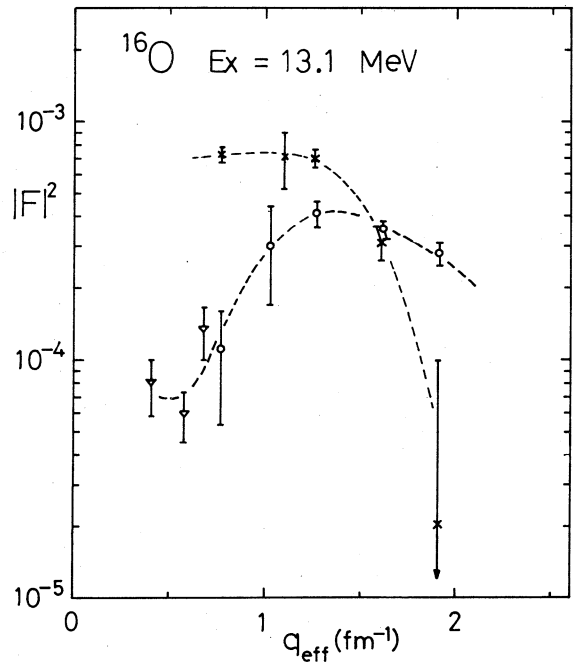
E_0 (MeV)	θ (deg.)	$\left[\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \right] \times 10^4$			
		$E_X=13.1\text{MeV}$	$E_X=15.3\text{MeV}$	$E_X=18.6\text{MeV}$	$E_X=19.1\text{MeV}$
85.0	135.0	14 ± 3	3.9 ± 0.9	8 ± 2	14 ± 5
113.15	"	26 ± 6	10 ± 2	17 ± 5	17 ± 6
139.0	"	33 ± 3	13 ± 2	30 ± 6	49 ± 6
176.5	"	25 ± 2	12.5 ± 1.2	22 ± 4	47 ± 4
200.0	66.6	9.8 ± 1.6	4.7 ± 0.9	9.2 ± 0.9	3.5 ± 0.5
208.7	135.0	20 ± 3	4.4 ± 1.8	15 ± 4	40 ± 7
250.0	35.0	7.9 ± 0.5	2.0 ± 0.7	4.4 ± 0.6	2.5 ± 0.7
"	40.0	7.9 ± 1.2	2.8 ± 1.0	7.0 ± 1.0	2.7 ± 1.0
"	60.0	10.4 ± 0.5	6.4 ± 0.4	7.7 ± 0.5	6.9 ± 0.5
"	80.0	7.3 ± 0.4	5.8 ± 0.4	4.9 ± 0.5	9.5 ± 0.5
"	100.0	5.2 ± 0.6	2.8 ± 0.7	3.8 ± 1.3	12.5 ± 1.3
"	135.0			4.0 ± 1.9	17.3 ± 1.9

このピーク附近には $T=1$ の 12.96 MeV 2^- , 13.08 MeV 1^- , 13.25 MeV 3^- 準位と $T=0$ の 13.01 MeV 2^+ , 13.12 MeV 3^- 準位が存在することが知られている。我々の測定した形状因子もそれ等の複合と考えられる。実験値を第2表及び第1図に示す。

第2表 $E_X=13.1\text{MeV}$

$q_{\text{eff}} (\text{fm}^{-1})$	$ F_L ^2 \times 10^4$
0.76	7.3 ± 0.6
1.10	7.1 ± 2.0
1.25	7.0 ± 0.6
1.61	3.1 ± 0.5
1.91	< 1.0

$q_{\text{eff}} (\text{fm}^{-1})$	$ F_T ^2 \times 10^4$
0.77	1.1 ± 0.6
1.03	3.0 ± 1.4
1.28	4.1 ± 0.5
1.62	3.5 ± 0.3
1.91	3.0 ± 0.6



第1図 ^{16}O の $E_X=13.1\text{MeV}$ ピークに対する $|F_L|^2$ 及び $|F_T|^2$ 。×は $|F_L|^2$ ，○は $|F_T|^2$ の測定値。文献2)の $|F_T|^2$ の測定値を▽で示す。

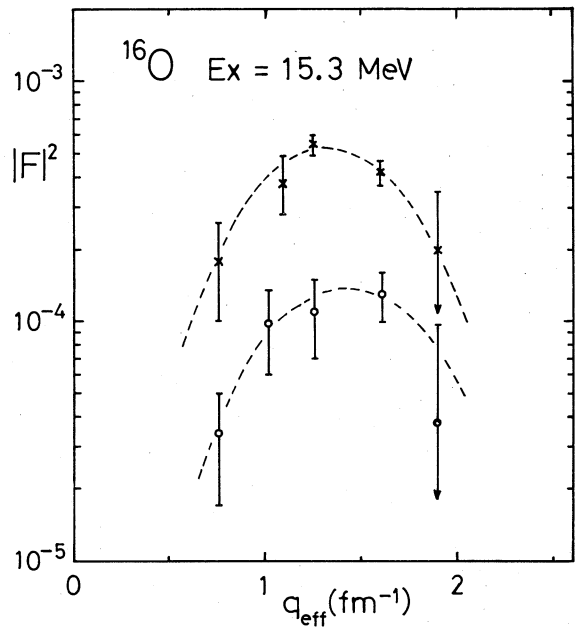
(2) $E_X = 15.3 \text{ MeV}$ ピーク第3表 $E_X = 15.3 \text{ MeV}$

$q_{\text{eff}} (\text{fm}^{-1})$	$ F_L ^2 \times 10^4$	$q_{\text{eff}} (\text{fm}^{-1})$	$ F_T ^2 \times 10^4$
0.75	1.8 ± 0.8	0.76	0.33 ± 0.17
1.09	3.8 ± 1.1	1.02	1.0 ± 0.4
1.25	5.5 ± 0.5	1.27	1.1 ± 0.4
1.60	4.2 ± 0.5	1.61	1.3 ± 0.3
1.90	2.0 ± 1.2	1.90	0.4 ± 0.4

測定された形状因子を第3表及び第2図に示す。測定された形状因子の縦成分 $|F_L|^2$ 及び横成分 $|F_T|^2$ 共に E_3 励起の q 依存性を示している。 $|F_T|^2$ の $|F_L|^2$ に対する相対的な大きさから、この単位が $T=0$ であるか $T=1$ であるかを定めることはできない。もし $T=0$ の単位であればスピン反転が強いきいてくる配位であり、 $T=1$ ならばスピン反転成分の少ない配位であると言える。例えば particle-hole 模型で 3^- 単位に対して $(1p\ 1/2)^{-1} 1d\ 5/2$, $(1p\ 3/2)^{-1} 1d\ 5/2$, $(1p\ 3/2)^{-1} 1d\ 3/2$ の三つの配位を考えると、 $T=0$ なら三番目、 $T=1$ なら二番目の配位に相当する。

(3) $E_X = 18.6 \text{ MeV}$ ピーク第4表 $E_X = 18.6 \text{ MeV}$

$q_{\text{eff}} (\text{fm}^{-1})$	$ F_L ^2 \times 10^4$	$q_{\text{eff}} (\text{fm}^{-1})$	$ F_T ^2 \times 10^4$
0.75	4.0 ± 0.7	0.74	6.4 ± 3.5
1.08	7.7 ± 2.1	1.01	1.4 ± 0.9
1.24	4.3 ± 0.9	1.25	4.0 ± 1.0
1.59	1.0 ± 0.9	1.59	3.3 ± 1.0
1.89	< 0.9	1.89	2.3 ± 0.7
		2.27	$6.3 \pm 3.0^*$

* $F_L = 0$ を仮定した。第2図 ^{16}O の 15.3 MeV 単位の $|F_L|^2$ 及び $|F_T|^2$ 。記号は第1図に同じ。

形状因子の実験値を第4表及び第3図に示す。縦成分形状因子は明らかに E 2 励起の q -依存性を示している、横成分形状因子は E 2 の場合よりも q の高い方へピークの位置がずれている。これは、 $E_X=18.6\text{MeV}$ 附近に 2^+ 準位だけではなく、他に磁気的に励起される準位 (例えば 3^+ 準位) が存在しているためと思われる。

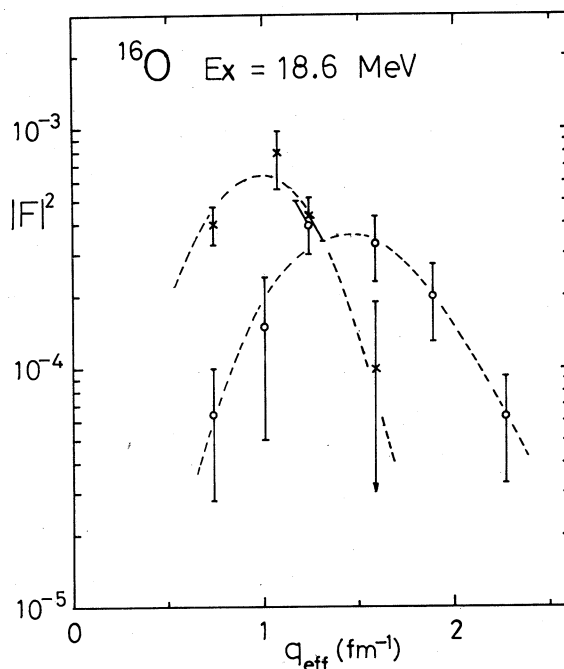
(4) $E_X=19.1\text{MeV}$ ピーク

このピークに対する形状因子は実験誤差の範囲内で横成分のみである。第5表及び第4図に示した実験値は純粋に横成分だけであると仮定して計算してある。このピークの形状因子は、Vanpraet²⁾, Drake等³⁾,

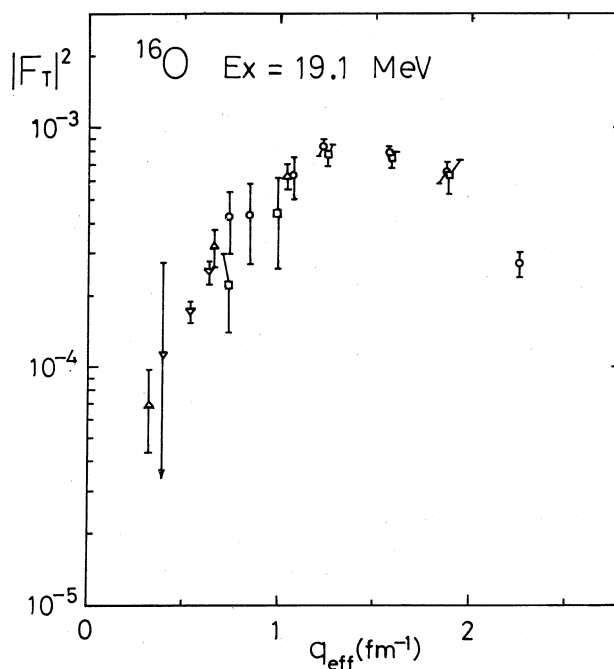
第5表 $E_X=19.1\text{MeV}$

(a)	
$q_{\text{eff}} (\text{fm}^{-1})$	$ F_T ^2 \times 10^4$
0.75	4.2 ± 1.2
0.85	4.3 ± 1.6
1.08	$6.3 \pm 1.3^*$
1.24	8.3 ± 0.6
1.59	7.9 ± 0.4
1.89	6.5 ± 0.7
2.26	2.7 ± 0.3
(b)	
$q_{\text{eff}} (\text{fm}^{-1})$	$ F_T ^2 \times 10^4$
0.74	2.2 ± 0.8
1.00	4.4 ± 1.8
1.25	7.7 ± 0.9
1.59	7.4 ± 0.6
1.89	6.4 ± 1.0

(a)は $E_0=250\text{MeV}$ の測定値 (但し * 印のみ 200MeV), (b)は $\theta=135^\circ$ の測定値。全て $F_L=0$ を仮定した。



第3図 ^{16}O の 18.6MeV 準位の $|F_L|^2$ 及び $|F_T|^2$ 。記号は第1図に同じ。



第4図 ^{16}O の 19.1MeV 準位の $|F_T|^2$ 。□は $\theta=135^\circ$ の測定値, △は文献³⁾の測定値, 他は第1図に同じ。

Sick等⁴⁾,及びGoldmann and Stroetzel⁵⁾によって測定されており,文献3),5)では低い q での形状因子の q -依存性から $J^\pi=2^-$ の準位であるとしている。しかし $q \geq 1.5 \text{ fm}^{-1}$ での形状因子の q -依存性から 2^- 準位だけであるとは考えにくい。この問題に関してSick等⁴⁾は簡単なparticle-hole模型の考察から 2^- 準位の他に 4^- 準位も存在するとして合理的な説明を行っている。(中原)

参 考 文 献

- 1) 核理研研究報告 Vol.2 No.2 (1969)9.
- 2) G. J. Vanpraet, Nucl. Phys. **74**, (1965)219.
- 3) T. E. Drake, R. M. Hutcheon, V. W. Stobie, G. A. Beer and H. S. Caplan, Phys. Rev. **163**, (1967)947,
T. E. Drake, E. L. Tomusiak and H. S. Caplan, Nucl. Phys. **A118**, (1968)138.
- 4) I. Sick, E. B. Hughes, T. W. Donnelly, J. D. Walecka and G. E. Walker, Phys. Rev. Letters **23**, (1969)1117.
- 5) A. Goldmann and M. Stroetzel, Phys. Letters **31B**, (1970)287.

²⁰Ne による弾性及び非弾性電子散乱

実験は入射エネルギー250MeV及び183MeVの電子線を用いて行なわれた。ターゲットには²⁰Neが90.92%含まれている天然のネオンガスを壁厚0.118mmのステンレス製の円筒に21kg/cm²で封入したガスターゲットが用いられた(図-1)。

スペクトロメーターの検出器上に容器により散乱された電子が入ってこない様円筒の直径は十分大きくとられている。有効なターゲットの厚さ(スペクトロメーターの検出器の大きさにより決まる),検出器の効率等の未知の定数を除くため,基準となる¹²CをC₂H₆ガスとして上述のカスターゲットと同様な容器に封入したものが使用された。

天然のネオンガス中には²²Neが88.2%含まれている。弾性散乱に対しては²⁰Neによる散乱電子と²²Neによるものを別ける事が出来ない為全部を²⁰Neによるものとした。しかしアイソトープ間における基底状態の電荷分布の差は大きくないと思われるのでこれによる弾性散乱の形状因子への影響は小さいとしてよい。非弾性散乱については励起エネルギーの差によって別ける

事が出来る。分離出来ぬものについては小さいとして無視した。(図-2)に生のスペクトラムに文献1)に従って輻射補正したものを示す。

今回の実験では弾性散乱, 1.63MeV (2+)準位, 4.25 MeV (4+)準位, 5.6 MeV (3-)準位の形状因子 (Form Factor)を測定する事が出来た。得られた Form Factorを(図-3), (図-4)及び(図-5)に示す。数値を(表-1),

(表-2), (表-3), (表-4)にそれぞれ示す。これらの図と表の中で q_{eff} は effective momentum transfer で

GAS TARGET

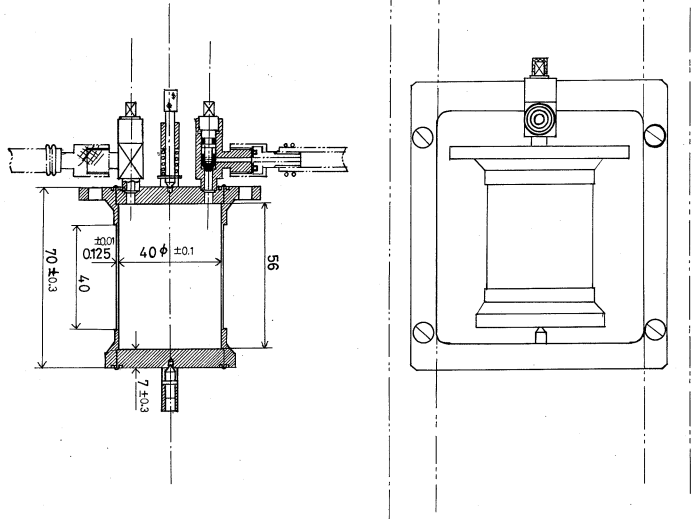


図 - 1

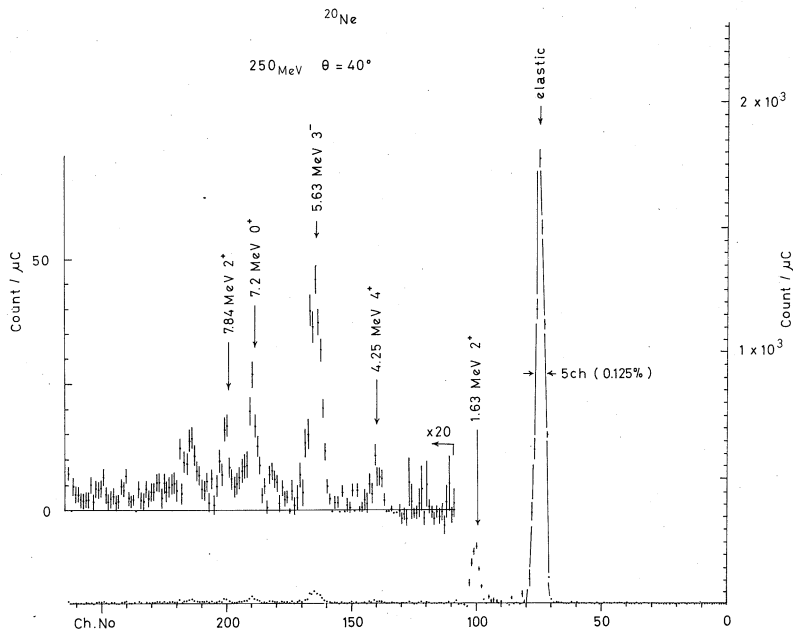


図 - 2

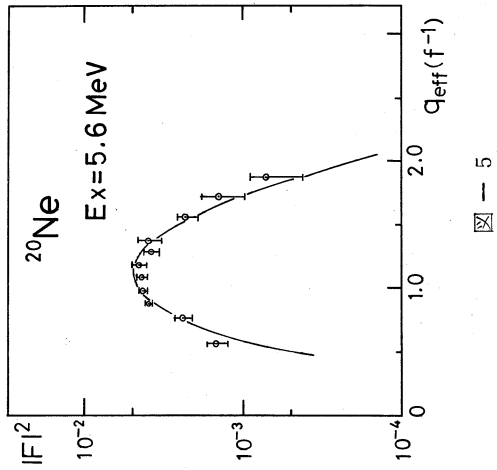
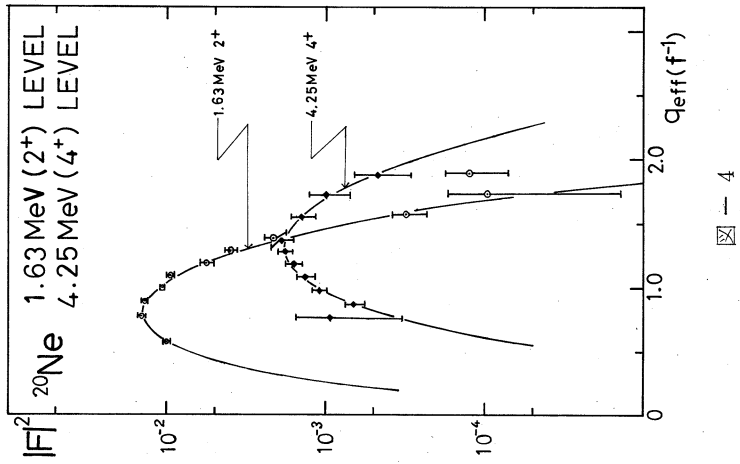
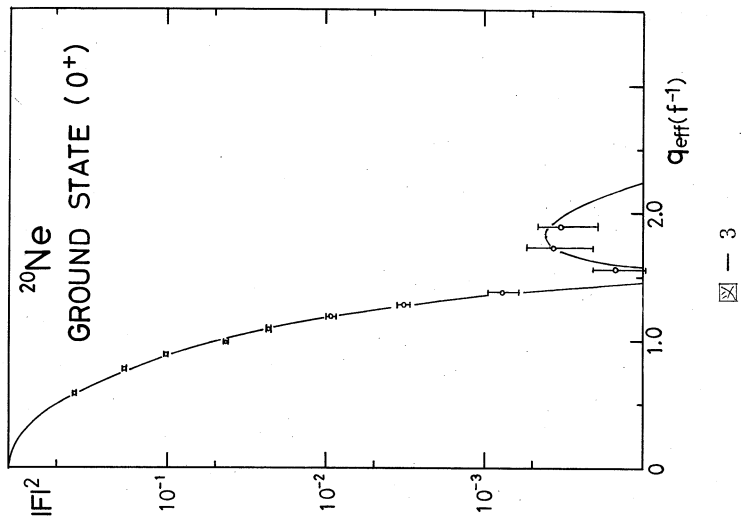


表-1 Squared form factor for ground State
of ^{20}Ne

E_0 (MeV)	θ	q ($f m^{-1}$)	q_{eff} ($f m^{-1}$)	$ F ^2$
183	35°	0.557	0.574	$(3.84 \pm 0.05) \times 10^{-1}$
250	35°	0.761	0.778	$(1.85 \pm 0.05) \times 10^{-1}$
250	40°	0.865	0.885	$(1.00 \pm 0.02) \times 10^{-1}$
250	45°	0.968	0.990	$(4.92 \pm 0.10) \times 10^{-2}$
250	50°	1.068	1.093	$(2.31 \pm 0.09) \times 10^{-2}$
250	55°	1.167	1.193	$(9.39 \pm 0.70) \times 10^{-3}$
250	60°	1.263	1.292	$(3.27 \pm 0.33) \times 10^{-3}$
250	65°	1.356	1.387	$(7.90 \pm 1.75) \times 10^{-4}$
250	75°	1.535	1.570	$(1.54 \pm 0.56) \times 10^{-4}$
250	85°	1.702	1.741	$(3.82 \pm 1.76) \times 10^{-4}$
250	95°	1.855	1.897	$(3.32 \pm 1.43) \times 10^{-4}$

表-2 Squared form factor for the 163MeV
level in ^{20}Ne

E_0 (MeV)	θ	q ($f m^{-1}$)	q_{eff} ($f m^{-1}$)	$ F ^2$
183	35°	0.555	0.572	$(1.00 \pm 0.03) \times 10^{-2}$
250	35°	0.759	0.759	$(1.44 \pm 0.07) \times 10^{-2}$
250	40°	0.863	0.863	$(1.39 \pm 0.07) \times 10^{-2}$
250	45°	0.965	0.965	$(1.07 \pm 0.03) \times 10^{-2}$
250	50°	1.065	1.065	$(9.54 \pm 0.51) \times 10^{-3}$
250	55°	1.163	1.163	$(6.62 \pm 0.56) \times 10^{-3}$
250	60°	1.259	1.259	$(4.02 \pm 0.41) \times 10^{-3}$
250	65°	1.352	1.352	$(2.13 \pm 0.36) \times 10^{-3}$
250	75°	1.530	1.530	$(3.07 \pm 0.77) \times 10^{-4}$
250	85°	1.694	1.694	$(9.67 \pm 8.11) \times 10^{-5}$
250	95°	1.849	1.849	$(1.29 \pm 0.55) \times 10^{-4}$

表-3 Squared form factor for the 425MeV level in ^{20}Ne

E_0 (MeV)	θ	q (fm^{-1})	q_{eff} (fm^{-1})	$ F ^2$
250	35°	0.755	0.772	$(9.57 \pm 6.02) \times 10^{-4}$
250	40°	0.858	0.878	$(6.70 \pm 0.94) \times 10^{-4}$
250	45°	0.960	0.982	$(1.11 \pm 0.12) \times 10^{-3}$
250	50°	1.060	1.084	$(1.36 \pm 0.17) \times 10^{-3}$
250	55°	1.157	1.183	$(1.64 \pm 0.22) \times 10^{-3}$
250	60°	1.252	1.281	$(1.87 \pm 0.22) \times 10^{-3}$
250	65°	1.345	1.376	$(1.96 \pm 0.35) \times 10^{-3}$
250	75°	1.522	1.557	$(1.44 \pm 0.26) \times 10^{-3}$
250	85°	1.688	1.726	$(1.00 \pm 0.29) \times 10^{-3}$
250	95°	1.839	1.881	$(4.84 \pm 1.92) \times 10^{-4}$

表-4 Squared form factor for the 56MeV level in ^{20}Ne

E_0 (MeV)	θ	q (fm^{-1})	q_{eff} (fm^{-1})	$ F ^2$
183	35°	0.548	0.565	$(1.50 \pm 0.22) \times 10^{-3}$
250	35°	0.752	0.769	$(3.46 \pm 0.34) \times 10^{-3}$
250	40°	0.856	0.876	$(4.00 \pm 0.16) \times 10^{-3}$
250	45°	0.957	0.979	$(4.44 \pm 0.21) \times 10^{-3}$
250	50°	1.057	1.081	$(4.40 \pm 0.31) \times 10^{-3}$
250	55°	1.154	1.180	$(4.56 \pm 0.41) \times 10^{-3}$
250	60°	1.249	1.277	$(3.82 \pm 0.40) \times 10^{-3}$
250	65°	1.340	1.370	$(3.90 \pm 0.59) \times 10^{-3}$
250	75°	1.518	1.552	$(2.37 \pm 0.39) \times 10^{-3}$
250	85°	1.683	1.721	$(1.43 \pm 0.40) \times 10^{-3}$
250	95°	1.834	1.876	$(7.28 \pm 2.81) \times 10^{-4}$

表-5

E_X (MeV)	J^π	$B(EL\uparrow) / B_{sp}$	Γ_r / Γ_w
162	2^+	27.5 ± 1.95	$17.5^{+1.9}_-1.5$ ^{a)}
425	4^+	48.3 ± 3.67	
562	3^-	33.6 ± 5.89	10 ^{b)} 7.0 ± 1.5 ^{b)}

a) ; 文献 7) a) , b) ; 文献 7) b) 。

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

で与えられる。\$R_u\$ は equivalent uniform radius, \$E_0\$ は入射電子エネルギーである。

弾性散乱

1次のBorn近似を用いると核のスピンの0のとき弾性散乱の断面積は²⁾

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \cdot |F(q)|^2$$

により与えられる。ここで

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{Ze^2}{2E_0} \right)^2 \cdot \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

で点電荷による相対論的 (\$v/c \approx 1\$) 電子の散乱断面積, \$F(q)\$ は電荷が空間的に広がりを持つ事による形状因子で

$$|F(q)|^2 = \frac{4\pi}{Z^2 e^2} | \langle 0 | \hat{M}_0^{\text{coul}}(q) | 0 \rangle |^2 \quad (1)$$

$$M_0^{\text{coul}}(q) = \int j_0(qr) Y_{00}(\Omega) \rho(\vec{r}) d\vec{r} \quad (2)$$

で与えられる。\$q\$ は momentum transfer である。shell model を仮定すると

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{i=0}^A \frac{1}{2} (1 - \tau_{3i}) e \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (3)$$

である。Born 近似が良い近似であるためには \$\frac{Z}{137} \ll 1\$ である必要がある。

我々は \$^{20}\text{Ne}\$ の基底状態の波動関数として

$$|0\rangle = a_1 (d_{5/2}^{22}) + a_2 (d_{5/2}^{12}, 2S_{1/2}^{10}) + a_3 (d_{5/2}^{02}, 2S_{1/2}^{20}) + \dots \quad (4)$$

$$|a_1|^2 + |a_2|^2 + |a_3|^2 + \dots = 1$$

\$d^{a,b}\$ においては \$a\$ は \$d\$ にいる Proton の数, \$b\$ は neutron の数を表わす。

この様な \$1p\$ まで完全につまっていた \$(2S, 1d)\$ の配位混合だけがある様な場合を考えると

(3), (4), (1) を用いて

$$|F(q)|^2 = (4\pi)^2 \left| \int j_0(qr) \rho(r) r^2 dr \right|^2 \quad (5)$$

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi Z} \{ 2(1S)^2 + 6(1p)^2 + \alpha(2S)^2 + (Z-8-\alpha)(1d)^2 \}$$

$$= \frac{1}{4\pi Z} \left\{ 1 + 2 \frac{r^2}{b^2} + \frac{\alpha}{3} \left(\frac{r^2}{b^2} - \frac{3}{2} \right)^2 + \frac{2}{15} (Z - 8 - \alpha) \left(\frac{r^2}{b^2} \right) \right\} \\ \times \frac{8}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{b^3} \exp \left(-\frac{r^2}{b^2} \right) \quad (6)$$

ここで $\alpha = |a_2|^2 + 2|a_3|^2 + \dots$

と与えられる。動径方向の波動函数として調和振動子のものを使った。

我々は(5)を用いて計算したForm Factorを実験に合わせる様 α と b をfree parameterとして変化させてみた。(5)にProtonのfinite sizeと重心の補正⁴⁾を含めて計算した。結果は $b=1.78 \text{ fm}$ $\alpha=0.1$ でBest fitとなった(図-3)。2Sの波動函数は中心で大きく、1dは中心では0であるので α の値により電荷分布(6)は大きく変化する。したがって(2S, 1d)の配位混合で十分よく²⁰Neの波動函数を記述出来るとするなら α は配位混合に対する一つの情報とみる事が出来る。

非弾性散乱

1.63MeV(2⁺)準位, 4.25MeV(4⁺)準位, 5.6MeV(3⁻)準位についてHelm Model⁵⁾を用いて解析した。Helm ModelでForm Factorは

$$|F_L(q)|^2 = \beta_L j_L^2(qR) \exp(-g^2 q^2)$$

と書かれる。

Form Factorを実験に合わせる様 β_L , R , g を決める。得られた結果は図-4, 図-5に示してある。 β_L と R から換算転移確率 $B(EL\uparrow)$ が求められる。

$$B(EL\uparrow) = \beta_L \frac{Z^2}{4\pi} R^{2L} \quad (e^2 \text{ fm}^{2L})$$

$B(EL\uparrow)$ を表-5に示す。

5.6MeV付近には5.63MeV 3⁻準位と5.80MeV 1⁻準位がある⁶⁾。この実験の分解能は0.125%で約300KeVに相当するので2つのPeakを分離する事は出来ない。ここでは3⁻だけとして $B(EL\uparrow)$ を求めたが他の実験と比較すると3倍程大きな値である。 $4T=0$ で0⁺→1⁻の電子散乱のForm Factorは3⁻と同じ様な q 依存性を示す。それ故5.6MeVのForm Factorには1⁻準位が大きく効いている可能性が残されている。

グランド回転バンドを用いて見た²⁰Neの電荷分布

1.63MeV(2⁺)と4.25MeV(4⁺)の準位はLitherland et al.⁸⁾によって集団運

動的な性質を持った、基底状態 0^+ を基とした回転バンドである事が研究された。

理論的にも Elliottらによる Shell-Model の計算⁹⁾、 $0^{16} + \alpha$ モデルによる計算¹⁰⁾ 等 Shell-model と collective model の関連といった立場から興味を持たれている。又 Hendrie et al. の行った (P, P') の実験¹¹⁾ で ^{20}Ne の Y_4 変形が見つけられている。

我々は剛体模型を仮定した時 ^{20}Ne の電荷分布がどのようにになっているかを電子散乱の結果を用いて調べた。この方法は以前に中原により ^{12}C について行なわれている¹²⁾。剛体モデルを仮定すると、 $K=0$ の場合電子散乱の Form Factor は

$$|F(c\lambda, q)|^2 = 4\pi \left| \int j_\lambda(qr') Y_{\lambda_0}(\hat{r}') \rho(\vec{r}') d\vec{r}' \right|^2 \quad (1)$$

で与えられる。 r' は核に固定した座標である。ここで

$$\rho(r') = \rho_0(r') + \rho_2(r') Y_{20} + \rho_4(r') Y_{40} + \dots \quad (2)$$

と展開する。(1) 及び (2) を導くとき電荷密度が回転対称軸とそれに垂直な対称面を持つ事を仮定した。

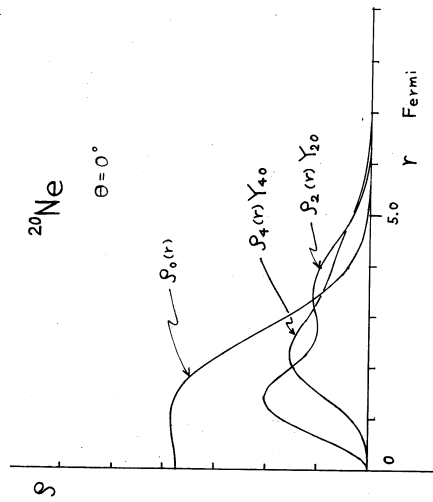
(1) 式からわかる様に ρ_0 は $\lambda=0$ つまり Elastic から、 ρ_2 は 1.63 MeV (2^+) から、 ρ_4 は 4.25 MeV (4^+) からそれぞれの Form Factor を Hankel 変換する事により求められる。実際には無限に多くのデータが必要になってしまうので ρ_0 、 ρ_2 、 ρ_4 に対して適当な函数を持って来て、その函数の Parameter を実験に合う様にきめる。 ρ_0 については前に出て来たものを用い、 ρ_2 、 ρ_4 に対しても Shell Model を念頭において次の様に仮定した。

$$\rho_2(r') = N_2 \left[\frac{r^2}{b^2} + A_2 \frac{r^4}{b^2} + B_2 \frac{r^6}{b^6} \right] \exp \left(-\frac{r^2}{b^2} \right)$$

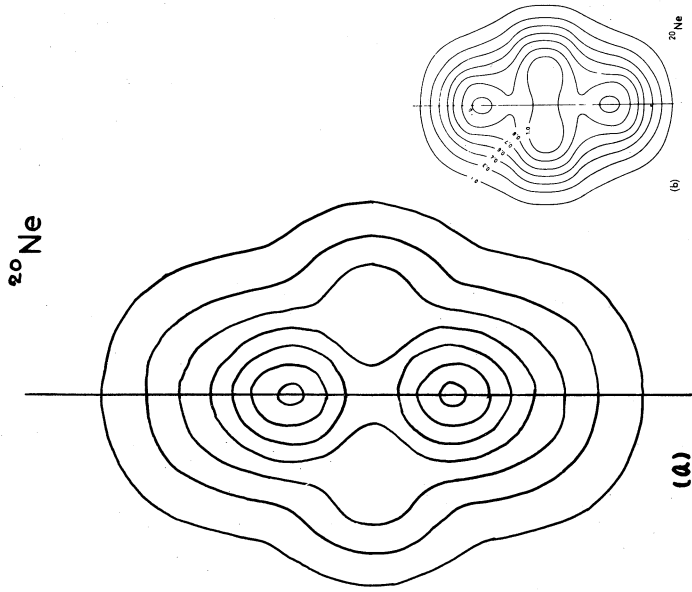
$$\rho_4(r') = N_4 \left[\frac{r^4}{b^4} + A_4 \frac{r^6}{b^6} + B_4 \frac{r^8}{b^8} \right] \exp \left(-\frac{r^2}{b^2} \right)$$

この形は ρ_2 では $1d \rightarrow 2S$ 、 $1d \rightarrow 1d$ 、 $1p \rightarrow 1f$ 、 $1p \rightarrow 2P$ 、 $1d \rightarrow 1g$ 等を取り入れた型になっている。 ρ_4 では $1d_{5/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ 、 $1p_{1/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ 、 $1f \rightarrow 1h$ 等を取入れている。各パラメータを実験から最小自乗法により決めたものが図-6 である。ここで Hendrie et al.¹¹⁾ の実験から β_2 及び β_4 が両方とも正である事が判っている。電子散乱からは ρ_2 、 ρ_4 の絶対値が求められるので他の実験により付号を決める必要がある。ここでは両方とも正であるとした。これをもっと見やすくするため等電荷密度線を書いたのが図-7 a) である。図-7 b) には RIPCA¹³⁾ によって計算された Hartree-Fock 近似での等ポテンシャル線を示す。電荷密度 \approx Mass の密度 \approx ポテンシャルと考えれば非常によく似た形を与える。

(光 延)



☒ - 6



☒ - 7

参 照 文 献

- 1) G.R.Bishop in "Nuclear Structure and Electromagnetic Interaction" ed. By N.Mac Donald, (Oliver and Boyd Edinburgh and London, 1965).
- 2) T.DeForest and Walecka Adv. in Phys., **15**, 1(1966).
- 3) Elton Nuclear size.
- 4) L.J.Tassie and F.C.Barker, Phys. Rev., **111**, 940(1958).
- 5) R.Helm, Phys. Rev., **104**, 1466(1956).
- 6) J.A.Kuehner, Phys. Rev., **125**, 1650(1962).
- 7) a) H.C.Evans, M.A.Eswaran, H.E.Gove, A.E.Litherland and C.Broude, Can. J. Phys., **43**, 82(1965).
b) Skolka Nuclear Data Vol.2 No.4 (1966)
- 8) H.E.Gove, A.E.Litherland, M.A.Clark Can. J. Phys., **39**, 1241(1961).
- 9) J.P.Elliott and M.Harrey, Proc. Roy. Soc., **272**, 557 (1963).
- 10) J.Hiura, Y.Abe, S.Saito and O.Endo, Prog. Theor. Phys., **42**, 555(1969).
- 11) R.de Swiniarski, C.Glashausser, D.L.Hendrie, J.Sherman, A.D.Racher and E.A.McClatchie, Phys. Rev. Lett., **23**, 317(1969).
- 12) 東北大学「核理研研究報告」 Vol.2, 1 No.1 (1969).
- 13) G.Ripka Advances in Nuclear Physics, Vol.1, p.183.

 ^{24}Mg , ^{28}Si による電子の弾性, 非弾性散乱

東北大学核理研の300MeV電子ライナックを用いて ^{24}Mg , ^{28}Si の特に低い励起エネルギー準位の散乱実験の報告をする。実験結果はTassie模型¹⁾を用いたBorn近似で整理した。Tassie模型では転移電荷密度分布を基底状態での電荷分布の微分型として与えられるが,ここでは基底状態の電荷密度分布 $\rho_{gr}(r)$ にFermi型の分布を用いる。

$$\rho_{gr}(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left[\frac{r-c}{a}\right]}, \quad t = 4.40a \quad (1)$$

ここで c, t は Half-density radius 及び Skin-thickness である。 $\rho_{gr}(r)$ から転移電荷密度分布 $\rho_{tr}^l(r)$ は

$$\rho_{tr}^l(r) = N r^{\ell-1} \frac{d\rho_{gr}(r)}{dr} \quad (2)$$

N は規格化定数, ℓ は転移に關与する核の角運動量変化を示す。 ρ_{tr} を用いて Coulomb 励起に対する微分断面積を求めると

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_l^{\text{coul}} = \frac{1}{1 + [2E_0 \sin^2 \theta / 2 / M_T]} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M \cdot |F(q)|^2 \quad (3)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M = \left(\frac{Ze^2}{2E_0}\right)^2 \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)} \quad (4)$$

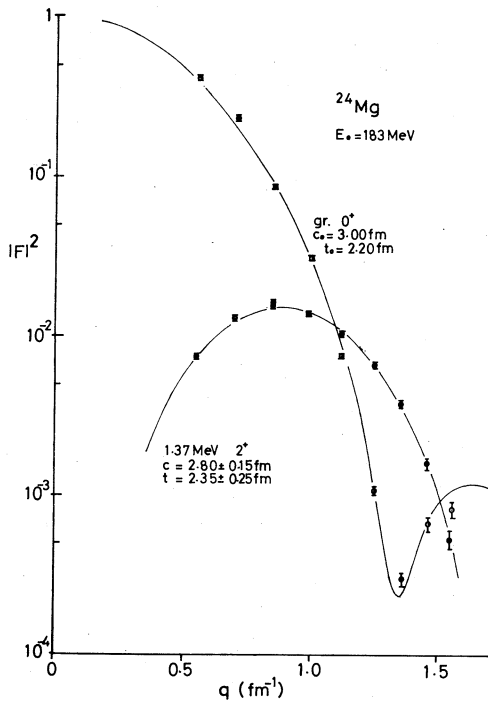
$$|F(q)|^2 = 4\pi \left| \int j_\ell(qr) \rho_{tr}^l(r) r^2 dr \right|^2 \quad (5)$$

ここで E_0 は入射電子のエネルギー, M_T は標的核の質量, θ は散乱角及び q は Momentum-transfer。 $\rho_{tr}(r)$ は換算転移確率 $B(E\ell)$ と関係していて

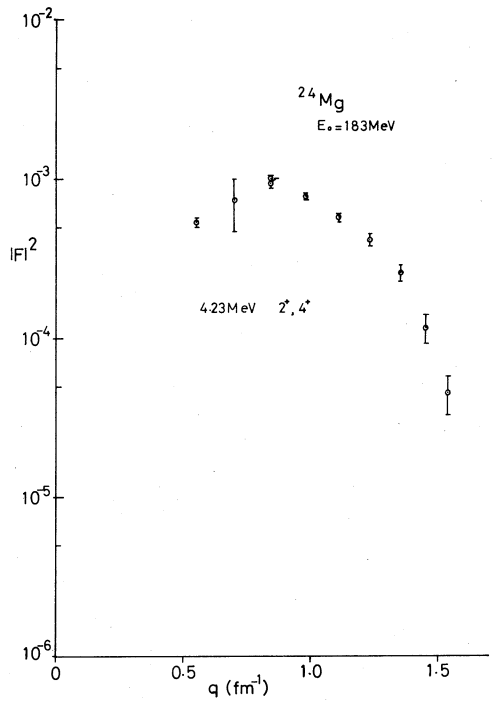
$$B(E\ell) = 4\pi \left| \int r^{\ell+2} \rho_{tr}^l(r) dr \right|^2 \quad (6)$$

6式より $B(E\ell)$ を求める事が出来る

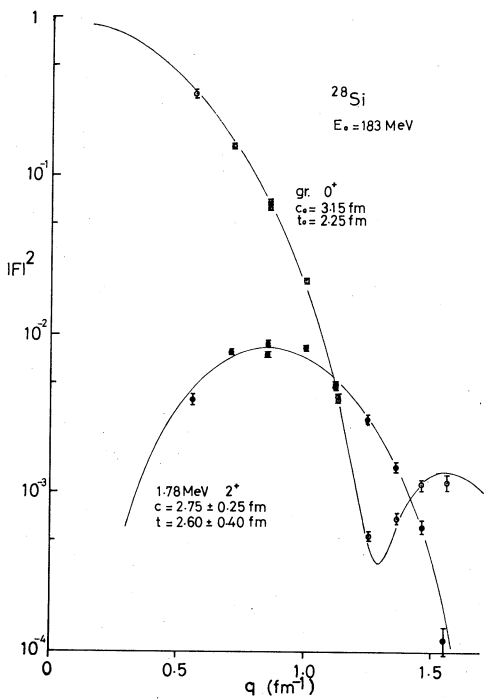
1図に ^{24}Mg の基底状態 $J^\pi = 0^+$ と第一励起準位 1.37 MeV, 2^+ の実験及び理論曲線を示す。 図中基底状態に対する理論曲線は部分波分析の方法による解析(TOBELS)で, 基底状態の電荷密度分布を(1)式を仮定している。 c_0, t_0 は(1)式の c, t を χ^2 -testの方法で χ^2 -最少を求めた時の値を示す。 励起準位に対する理論曲線は(5)式より求めたものである。 本来の Tassie 模型はパラメーター c, t に対し基底状態のパラメーター c_0, t_0 を用いるものであるが, 今ここでは c, t をフリーなパラメーターとして c, t を変化させ χ^2 の方法で χ^2 -最少の値を求め図中に示す。 第2図は ^{24}Mg の 4.23 MeV の準位であるがこの付近には $2^+, 4^+$ の準位が存在し, 実験的にこのニツの準位を分離する事が出来なかった。 $|F|^2$ の q -依存性は 1.37 MeV, 2^+ に非常に似ている。 従って 2^+ が主の様であるが, 絶対値は 1/10 である。 第3図, 第4図に ^{28}Si に対する結果を示す。 表1に結果をまとめる。 (中田)



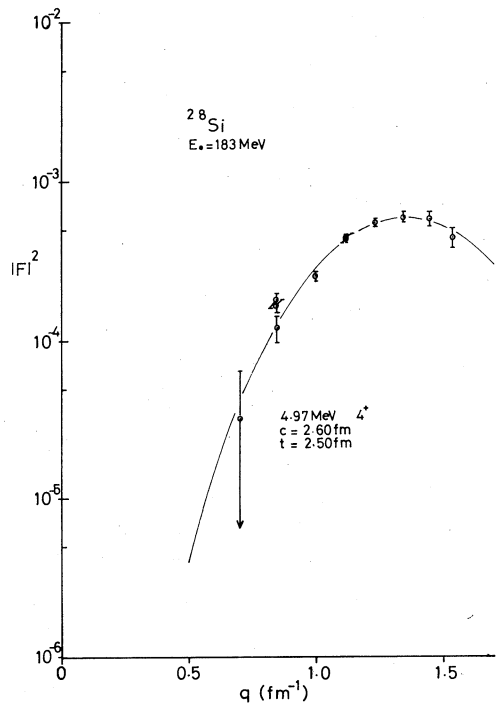
第 1 图



第 2 图



第 3 图



第 4 图

表 1

	E_X (MeV)	J^π	c (fm)	t (fm)	$B(E_L)$ (W. U.)
^{24}Mg	gr.	0^+	($c_0=3.00$)	($t_0=2.20$)	18.5 ± 0.7
	1.37	2^+	2.80 ± 0.15	2.35 ± 0.25	
	4.23	4^+			
^{28}Si	gr.	0^+	($c_0=3.15$)	($t_0=2.25$)	
	1.78	2^+	2.75 ± 0.25	2.60 ± 0.40	1.27 ± 1.9
	4.61	4^+	2.60	2.50	5.0

表 2

E_X (MeV)	J^π	$B(E_L)$ (W. U.)	Life Time (SEC)	Γ_r (eV)	Life Time
					3) 4)
^{24}Mg	1.37	2^+	$(222 \pm 0.12) \times 10^{-12}$	$(2.97 \pm 0.15) \times 10^{-4}$	$(1.70^{+1.0}_{-0.5}) \times 10^{-12}$
	4.23	$2^+, 4^+$			
^{28}Si	1.78	2^+	$(71 \pm 1.1) \times 10^{-13}$	$(9.2 \pm 1.4) \times 10^{-4}$	$(8.5 \pm 0.5) \times 10^{-13}$
	4.61	4^+	$(1.40 \pm) \times 10^{-6}$	$(4.71 \pm) \times 10^{-10}$	$(2.29 \pm 0.16) \times 10^{-6}$

表1を見ると $c < c_0$, $t_0 < t$ である事が示されている。この傾向は ^{40}Ca のより詳しい解析²⁾の際にも見られる事である。表2に他の実験結果との比較を示す。

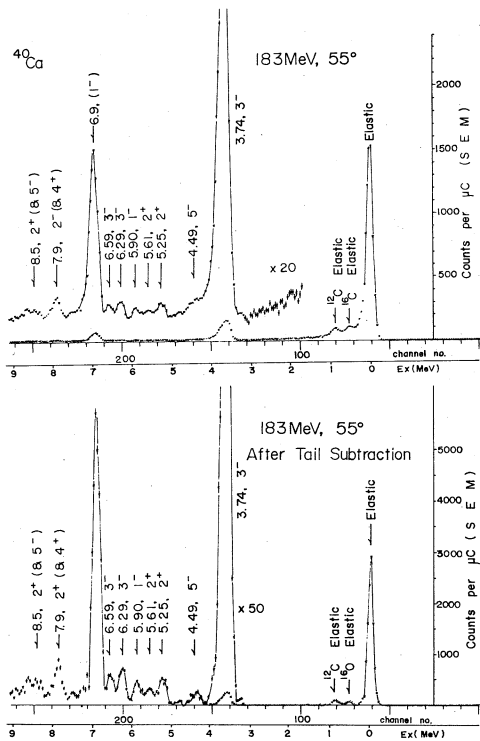
参 考 文 献

- 1) L. J. Tassie, Australian J. Phys. **9**, (1956)407
- 2) 核理研報告 Vol.2 No.2 (1969)19
- 3) J. H. Anderson and R. C. Ritter Nucl. Phys., **A128**, (1969) 305
- 4) G. A. Savitskii et al. Sov. J. Nucl. Phys., **6**, (1968)499

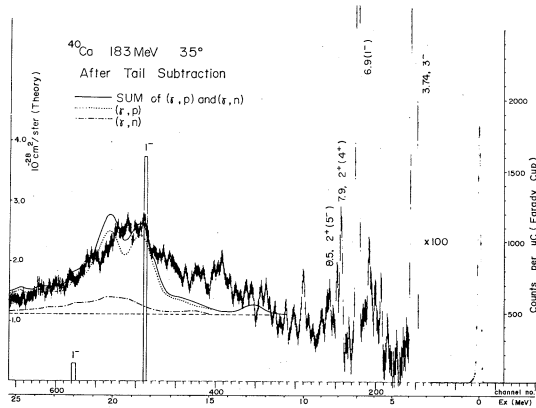
^{40}Ca による非弾性散乱

^{40}Ca の低い準位による非弾性散乱実験についてこれまで報告してきたが¹⁾その解析のまとめを以下に行なう。転移電荷密度 ρ_{tr} (転移に關与する核子の空間分布)の様相が調べられることが非弾性電子散乱実験から得られる有用な知識と考えられる。電子散乱の形状因子は ρ_{tr} の運動量移行 (q) 空間へのフーリエ変換で表わされるから大きい q までの形状因子を測定すればそれ丈核の内部までの ρ_{tr} の様子が調べられる。実験は入射エネルギー 183 MeV 及び 250 MeV 散乱角 $35^\circ \sim 125^\circ$ で相当する q の範囲は 0.5F^{-1} から 2.2F^{-1} で ^{40}Ca の 3^- , 5^- 及び 1^- 準位について得られた形状因子を集団運動模型 (Tassie模型, 藤井模型) 及び殻模型 (particle-hole模型) を用いて比較解析した。

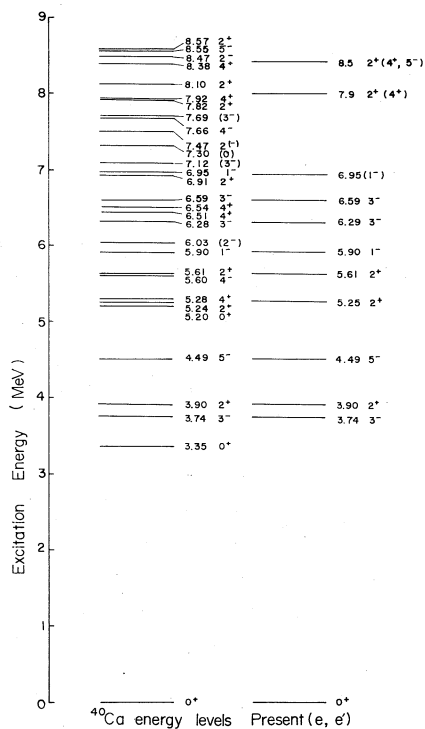
図1に散乱電子スペクトラム及び輻射補正後のスペクトラムの一例を示す。 ^{40}Ca の巨大共鳴を調べるために 183 MeV $\theta = 35^\circ$ 及び 55° で励起エネルギー 25 MeV まで測定したのでそれを図2に示す。図3に本実験で励起されたエネルギー準位を示す。左欄はこれまでの種々な実験から分っている準位をまとめたものである²⁾。実験から得られた形状因子は図4以下に示す。特に興味ある問題は 2nd 及び 3rd 3^- 準位の diffraction の第二パターンが大きく出たことと同じ 3^- 準位でも 1st 3^- の diffraction とかなり様相が違うことである。以下に先ず 3.74 MeV 3_1^- , 6.29 MeV 3_2^- , 6.59 MeV 3_3^- の3本の 3^- 準位及び 4.49 MeV 5^- 準位について Tassie 模型及び殻模型との比較及び解析をのべ、次に $E1$ 準位について藤井模型との比較、最後に ^{40}Ca の巨大共鳴領域について報告する。



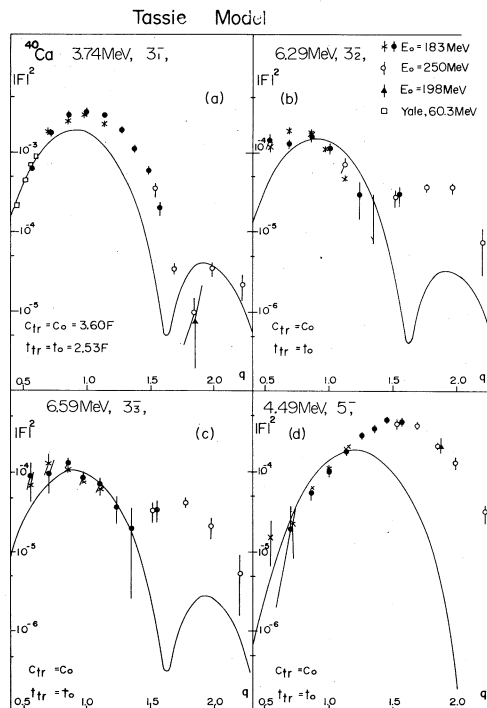
⊗ 1



⊗ 2



⊗ 3



⊗ 4

1 Tassie模型との比較

Tassie模型³⁾の ρ_{tr} は次式の様
に基底状態の電荷分布 ρ_0 と密接な関係がある。

$$\rho_{tr}(r) = N r^{L-1} (d\rho_0/dr) \tag{1}$$

上式は核の励起を非圧縮及び非回転性の流体の shape oscillation と仮定して出て来た式で核表面にピークを持つ形である。3⁻及び5⁻単位について基底状態のFermi分布のパラメータ(c_0, t_0)を用いてDWBAによる計算値と実験値を比較したのが図4である。図から分かる様にTassie模型の ρ_{tr} では3⁻及び5⁻単位の q -依存性を説明することは出来ない。

2 Particle-hole模型との比較

GilletとSanderson⁴⁾のRPA近似を用いたone-particle-one-hole模型の3⁻及び5⁻の波動関数を用いて形状因子をBorn近似で計算し、実験と比較したのが図5である。計算には陽子の大きさ及び重心の補正を考慮した。3₁⁻単位及び5₁⁻単位についてはparticle-hole模型は絶対値、 q -依存性共によく実験を説明しているといえる。特に注目したいのはparticle-hole模型から計算した3₂⁻, 3₃⁻(3₄⁻も)の第2パターンが大きく出て実験値を説明する方向である。しかしその大きさは実験値の数分の1である。

3 Tassie型(Surface Peak型) ρ_{tr} による解析

前述のようにTassie模型は極めて不適当であるが c と t をパラメータとしてかえることにより実験値に一致する理論値を求めることが出来る。3⁻, 5⁻単位に合う様な(c, t)の組を χ^2 分布をとって調べた。転移を記述する(c, t)を(c_{tr}, t_{tr})と書くことにする。 χ^2 は次式を用いて計算した。

$$\chi^2 = \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^N \frac{(\beta_i |F_i^{th}|^2 - |F_i^{exp}|^2)^2}{(d|F_i^{exp}|^2)^2} \tag{2}$$

この χ^2 が極小値になる点 χ^2_{min} を求め、 χ^2_{min} の1標準偏差を $\chi^2_{min}(1+1/(N-1))$ で求めた。 N は実験点の数である。3₁⁻と5₁⁻単位に対する χ^2 分布を図6(a), 6(b)に示す。計算値は総てDWBA⁵⁾で行なったが

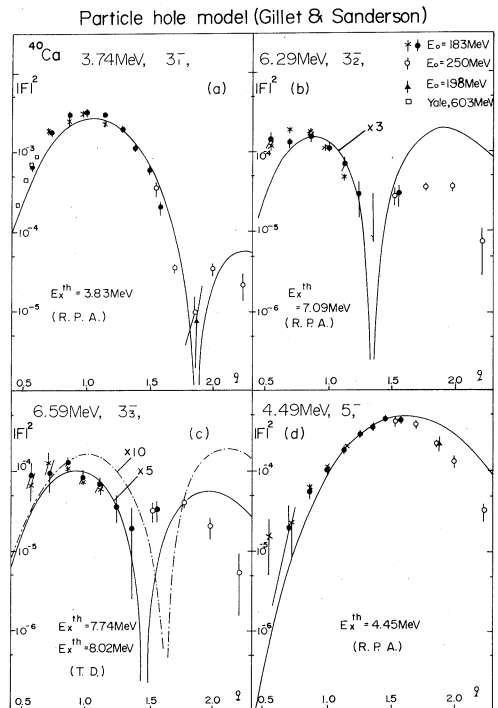
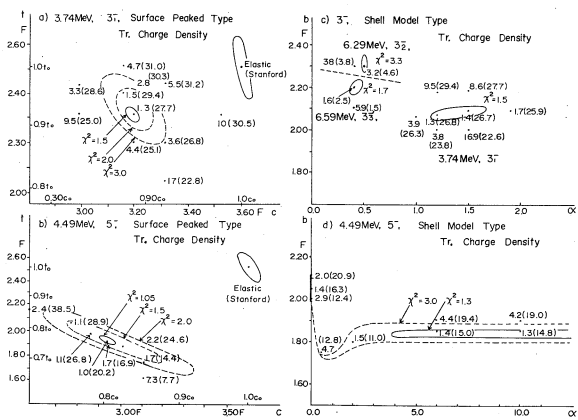
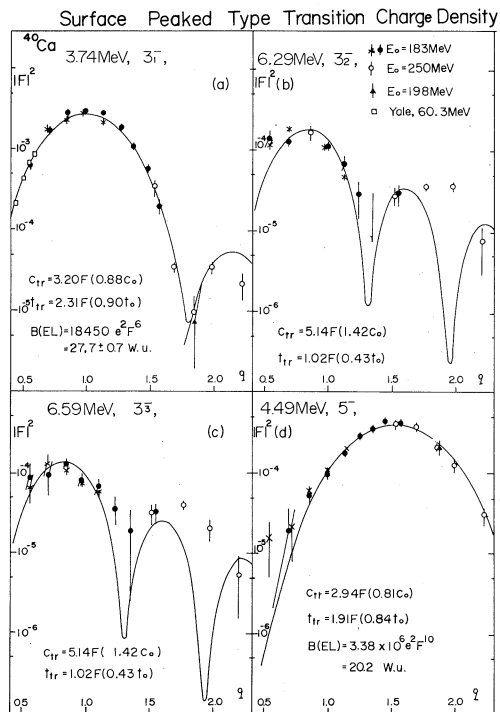


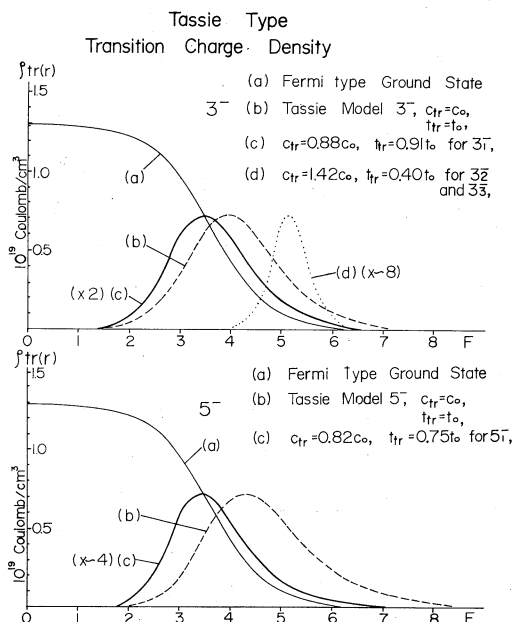
図 5



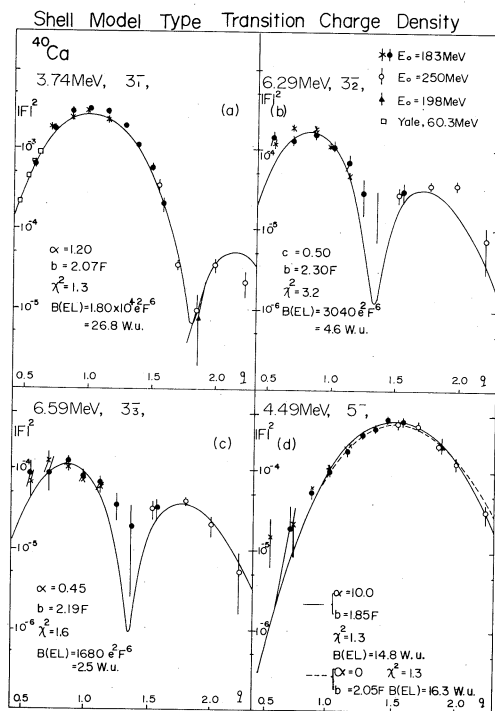
⊗ 6



⊗ 7



⊗ 8



⊗ 9

$$B(EL) = (2L+1) \left(\int r^L \rho_{tr}(r) r^2 dr \right)^2 = 1 e^2 F^{2L} \quad (3)$$

のように規格化して計算するので実験値との比 β_i から換算転移確率 $B(EL)$ が求まる。 $B(EL)$ を Weisskopf 単位であらわしたのが図中の括弧内の数字で $B(EL)$ の値にパラメーター依存性があることが分る。両準位共特に c_{tr} は基底状態のパラメーターより大巾に小さくしなければ合わない。以上の χ^2 分布から得られた best fit の曲線を図 7 に示す。しかしながら Tassie 型 ρ_{tr} を用いた上述の方法は 3_2^- と 3_3^- の特異な第 2 パターンの再現には成功しなかった。図 7 にはかなり実験値に近い理論曲線を示した。これらの ρ_{tr} の様子を厳密な Tassie 模型と比較したのが図 8 である。 3_1^- , 5_1^- 準位共転移が核の内側で起っていることを示している。図中の (d) は図 7 の 3_2^- 又は 3_3^- の理論曲線から計算した ρ_{tr} の形である。

4 殻模型型 ρ_{tr} による解析

Tassie 模型の場合と同じ理由で particle-hole 理論から求めた ρ_{tr} のパラメーターを変えて実験値と比較することを試みた。殻模型でも ρ_{tr} は転移に関する波動関数の積で表わされるが⁶⁾ particle-hole 模型から得られる 3^- の ρ_{tr} は b を oscillator length parameter とすると次の形にまとめられる。

$$\rho_{tr}(r) = y^3 e^{-y^2} (1 - \alpha y^2), \quad y = r/b \quad (4)$$

この ρ_{tr} の特徴は節を持つ振動型である。 α によって動径方向の節の位置をきめられる。 (α, b) をパラメーターとして χ^2 分布を調べたのが図 6(c), 6(d) である。 3_2^- 及び 3_3^- が $\alpha \sim 0.5$ で fit することは振動が大きいことを意味している。 5_1^- については (4) 式の y^3 の項を y^5 と置きかえて χ^2 分布を調べた。 5_1^- では $\alpha = 0$ 及び $\alpha > 4$ の 2 つの領域で x^2 が極小値を持つ。 $\alpha = 0$ では $\rho_{tr} = y^5 e^{-y^2}$ で particle-hole 模型 (1d1f 間の転移) に一致し $\alpha \neq 0$ では振動部分の存在を示すが後述の様にこの振動部分はあっても小さい。 χ^2_{\min} の曲線を図 9 に示す。殻模型型の ρ_{tr} の特長として Tassie 模型では不可能だった 3_2^- , 3_3^- 準位の第 2 パターンを説明出来ることである。殻模型型の best fit の ρ_{tr} を図 10 に示す。又図

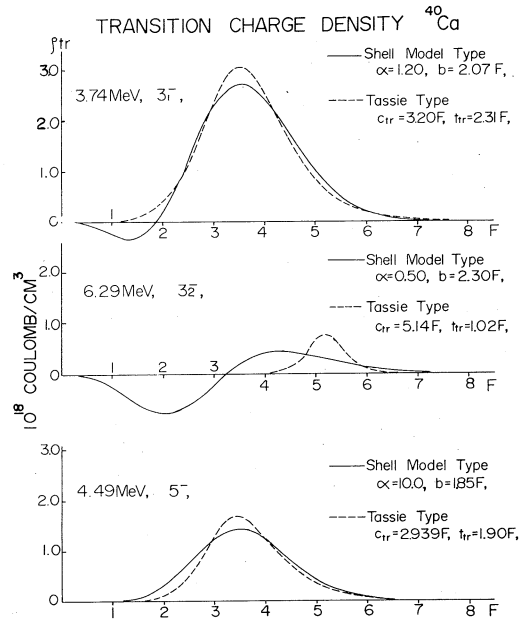


図 10

10でbest fitのTassie型 ρ_{tr} と比較した。 3_1^- に見られる様に殻模型型及びTassie型のいずれも核表面側では非常に似ていることが分る。図11で 3^- に対してbest fitの殻模型型 ρ_{tr} とGillet et al.の波動関数から直接計算した ρ_{tr} を比較した。但しGillet et al.からの ρ_{tr} には比較の為に陽子の大きさの補正を行なっている。この比較から両者が類似していることが分る。

5 換算転移確率 $B(EL)$

以上2つの違った模型から $B(EL)$ が求められた。 3^- と 5^- 準位について得られた $B(EL)$ の値を表1に示す。 3_1^- では2つの模型から得られた $B(EL)$ は殆ど一致し、 5^- でも誤差の範囲で一致する。図10に見られる様に χ^2 testにより得られた ρ_{tr} の形は核表面側ではよく似ていて $B(EL)$;

$$B(EL) = (2L+1) \left(\int \rho_{tr}(r) r^{L+2} dr \right)^2 \quad (5)$$

の値が半径方向の大きい所で効いてくる為と考えられる。これらの $B(EL)$ の値を他の実験で得られたもの^{7,8,9)}と比較したのが表2である。以上の準位の他はTassie型模型で $B(EL)$ を求めたが断面積が小さく、又いくつかの準位の複合と見られるものもあるのであえて誤差は出さなかった。又堀江、横沢のone-particle-one-hole模型の計算値¹⁰⁾及び変形ポテン

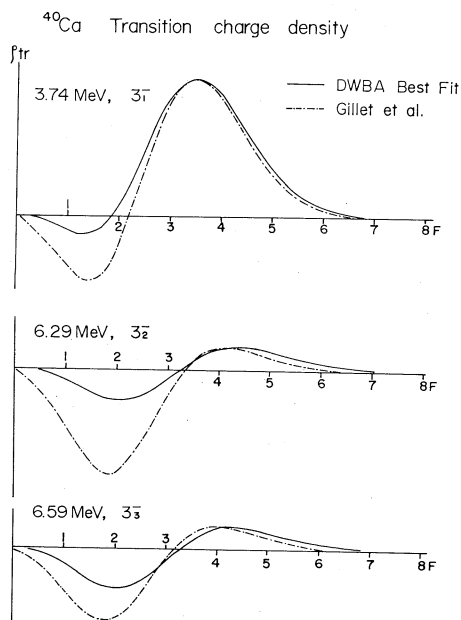


図 11

表 1

E_x (MeV), J^π	Tassie Type		Shell Model Type	
	$B(EL)(e^2 F^{2L})$	B/B_{Wu}	$B(EL)(e^2 F^{2L})$	B/B_{Wu}
3.74, 3^-	18450 ± 670 ($c_{tr}=3.20F, t_{tr}=2.31F$)	27.7 ± 1.0	18000 ± 670 ($\alpha=1.20, b=2.07F$)	26.8 ± 1.0
4.49, 5^-	$(3.38 \pm_{0.85}^{1.52}) \times 10^6$ ($c_{tr}=2.94F, t_{tr}=1.91F$)	$20.0 \pm_5^9$	$(2.73 \pm 0.75) \times 10^6$ ($\alpha=0.00, b=2.05F$)	16.3 ± 4.5
6.29, 3^-			3040 ± 260 ($\alpha=0.50, b=2.30F$)	4.6 ± 0.4
6.59, 3^-			1680 ± 130 ($\alpha=0.45, b=2.19F$)	

表 2

E_x (MeV)	J^π	Present		B/B_{W^u}	Yale ^{a)} (e, e')	Orsay ^{b)} (e, e')	MIT ^{c)} (e, e')
		Tassie Type	Shell Model Type				
3.74	3 ⁻	27.7±1.0	26.8±1.0	31.7±4	15.0	23.6±3.5	
3.90	2 ⁺	3.0		2.0±0.2	3.6	2.9±0.5	
4.49	5 ⁻	20.2± ⁹ ₅	16.6±4.5		12.3	17.7±2.7	
5.25	2 ⁺	0.4					
5.61	2 ⁺	0.4					
5.90	1 ⁻					0.7±0.2	
6.29	3 ⁻			4.6±0.4		6.6±1.0	
6.59	3 ⁻			2.5±0.2		3.8±0.6	
6.95	1 ⁻						
7.9	2 ⁺	1.3				1.8±0.4	
7.9	(4 ⁺)	5				5.6±0.8	
8.5	2 ⁺	0.4				0.7	
8.5	(5 ⁻)	7.0			6.9	2.1(4 ⁺)	

a) ref.8 b) ref.7 c) ref.9

シャル中の $3p-3h$ 状態をとり入れた Gerace Green 模型¹¹⁾と比較したのが表3である。尚以上の計算のうちDWBAは東北大学大型計算センターで行なった。

表 3

B/B_{Wu}				
$E_x(\text{MeV})$	J^π	Present	Horie Yokozawa	Gerace Green
3.74	3_1^-	27.3 ± 1.0	25.0	$27.2(23.0)^*$
6.29	3_2^-	46 ± 0.4		1.9(0.5)
6.59	3_3^-	2.5 ± 0.2		2.7(3.5)
4.49	5	17.7 ± 3.8	23.4	20.4(18.0)

6 $E1$ 励起準位及び藤井模型

6.95 MeV に励起された準位は図 11 に示すように 3_1^- に似た q -依存性を示すがこのエネルギー領域に 1^- の存在することは (r, r) , $(\alpha, \alpha r)$, (α, α') 等から分っているし ^{40}Ca の様な self-conjugate nuclei では $\Delta T = 0$ の $E1$ 転移が撰択則によって $E3$ 類似の q -依存性を示すことが既に確められた¹²⁾。又 5.90, 1^- 準位もほぼ同じ q -依存性を示していることに注目する必要がある。又現在の particle hole 模型ではいずれも 3^- の強度は第一励起準位に集中してこの様なエネルギー領域に強い 3^- のあることは示唆されていない。最近藤井¹³⁾によって $E1$ operator として重心不動の条件をとり入れた圧縮性モードの励起を考えた $E1$ 励起が $E3$ 類似の q -依存性を持つことが示された。

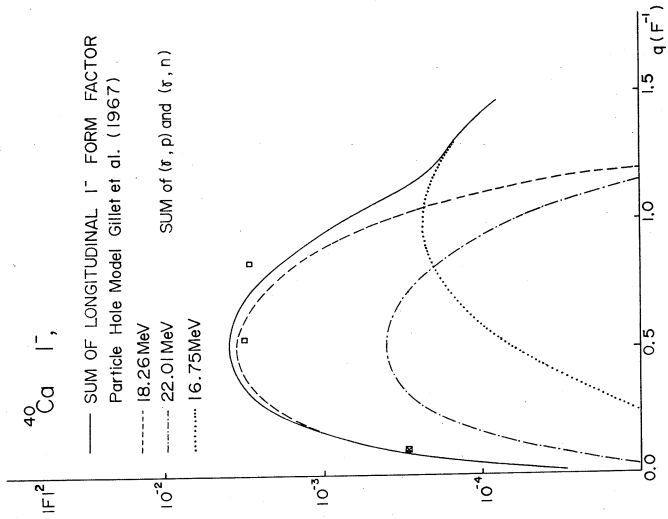
$$\rho_{tr} = \frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r^3 \rho_0) \right] \quad (6)$$

ρ_0 は基底状態の電荷分布である。計算された形状因子が図 11 の実線である。

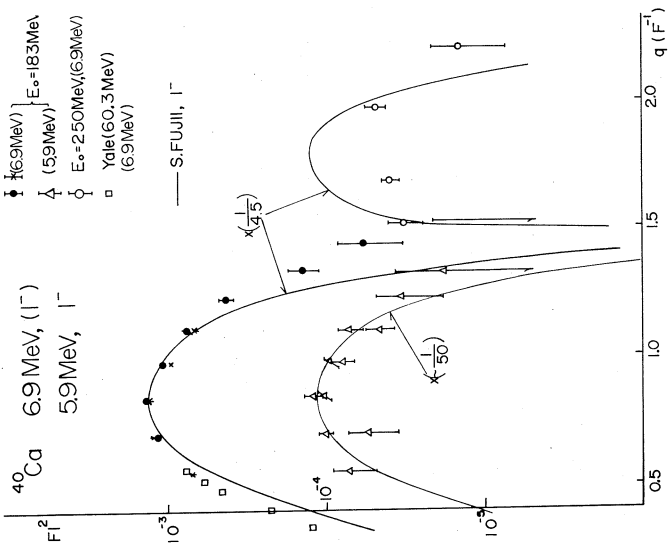
7 ^{40}Ca の巨大共鳴

図 2 に示す様に励起エネルギー 19 MeV を中心として巾の広い所謂巨大共鳴のスペクトラムを得た。縦線は Gillet et al. の 1^- の波動関数から計算したものである。非弾性散乱で得られた巨大共鳴のスペクトラムは準弾性散乱を含んでいる。実線は (r, p) と (r, n) の和であり¹⁴⁾ その形は運動量移行が若干違うのに抱らずよく一致しているといえる。この光核反応の断面積を参考として点線から上の部分の面積から形状因子を計算し Gillet et al. の particle-hole 模型と比較したのが図 12 である。particle-hole 模型は大まかには巨大共鳴の位置及び強さを説明している。又 photon point は (r, p) と (r, n) から求めたもので $E1$ 励起として longitudinal 形状因子¹⁵⁾ に直してある。

(伊 藤)



13



12

References

- 1) 核理研研究報告 Vol. 2, No. 1, 22(1969), Vol. 2, No. 2, 19(1969)
- 2) 例としては
 P. M. Endt and C. Van der Leun, Nucl. Phys., **A105**, 1(1967)
 E. P. Lippincott and A. M. Bernstein, Phys. Rev., **163**, 1170
 (1967)
 K. K. Seth et al. Phys. Rev., **164**, 1450(1967)
 R. Anderson et al. Nucl. Phys., **A131**, 113(1969)
 他は1のref参照
- 3) L. J. Tassie, Australian J. Phys., **9**, 407(1956)
- 4) V. Gillet and E. A. Sanderson, Nucl. Phys., **A91**, 292(1967)
- 5) S. T. Tuan, L. E. Wright and D. S. Onley, Nucl. Instr. Methods
60, 70(1968)
- 6) V. Gillet and M. A. Melkanoff, Phys. Rev., **133**, B1190
 (1963)
- 7) D. Blum, P. Barreau and J. Bellicard, Phys. Letters, **4**,
 109(1963)
- 8) R. A. Eisenstein, D. W. Madsen, H. Theissen, C. K. Bockelman
 and L. S. Cardman, Phys. Rev., **188**, 1815(1969)
- 9) A. M. Bernstein, Advances in Nucl. Phys., **III** (1969)
- 10) H. Horie and T. Yokozawa, Phys. Letters, **7**, 145(1963)
- 11) W. J. Gerace and A. M. Green, Nucl. Phys., **A113**, 641(1968)
- 12) Y. Torizuka, M. Oyamada, K. Nakahara, K. Sugiyama, Y. Kojima,
 T. Terasawa, K. Itoh, A. Yamaguchi, and M. Kimura, Phys.
 Rev. Letters, **22**, 544(1969)
- 13) S. Fujii, private communication
- 14) Proceedings of the International Conference on Nuclear
 Structure, Tokyo, p. 397(1967)

I - 2 (γ, p) 反応による中重核の研究

核理研・CEN/SACLAY*

庄田勝房・菅原真澄・齋藤悌二郎
 宮瀬晴久・鈴木厚人・及川 四郎
 R. Bergere*

今期の実験は大別して次の様に分けられる。

A A) Sn isotopes の E1 Isobaric Analogue States (IAS) の研究。前期迄に例えば $N=82$ 核 $^{138}\text{Ba} \sim ^{144}\text{Sm}$ について IAS を測定し、その Z -dependence をしらべた。今期は $Z=50$ の Sn isotope に関し N -dependence を調べるのが主な目的である。このテーマには Saclay の Dr. Bergère 氏が参加された。

B) E1-IAS と β -decay との関連。前期の測定は統計が十分でなかったので更に実験を追加した。対象とする核によって ^{139}La , ^{141}Pr , ^{148}Sm の研究, ^{207}Pb , ^{209}Bi の研究に分けられる。前記のテーマには Seoul Univ. の Dr. Sung 氏が前期に参加された。

夫々のテーマに関する結果を以下に述べる。

§ 1 Sn アイソトープの ($e, e' p$) 反応

我々は ($e, e' p$) 反応による陽子を観測することによって、中重核以上の核のアナログ状態を研究してきた。Sn アイソトープもその一つである。Sn は陽子状態が閉核を作っている上にアイソトープが非常に多く、中性子状態の変化がアナログ状態に及ぼす影響をみる上には都合のよい核である。測定された陽子のエネルギー・スペクトル¹⁾ の特徴は陽子エネルギー 8 MeV 付近にすると二ピークがみられることである。 ^{120}Sn で特にこのピークがはっきりしており Fig. 1 に示すように 7.8, 8.0, 8.3 MeV の三本に分れている。

入射電子エネルギーを変化させた測定から 8.3, 8.0 MeV のピークは一つのアナログ状態から ^{119}In の基底状態と第一励起状態への陽子放出に対応していると推察される。Fig. 2 には 5.1 MeV から 10.2 MeV までのエネルギーを持つ陽子数から求めた励起曲線を示した。

曲線の形は殆んど同じであって、中性子数の増加とともに励起エネルギーのみが徐々に変化している。つまり Sn アイソトープの範囲ではアナログ状態を作るための中性子状態に急激な変化がないことを示している。全ての励起曲線にみられる二ヶ所の屈折点は単位巾が約 400 keV 以下のアナログ状態の存在を示している。Fig. 2 の実線は屈折点に対応する励起エネルギーの場所に

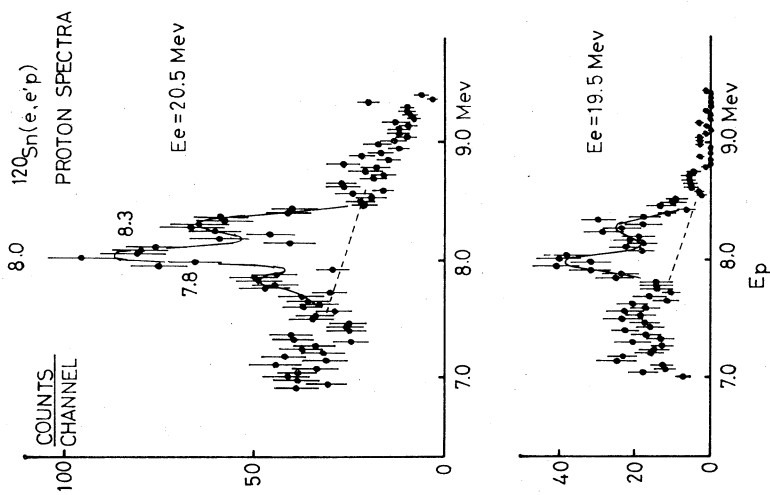


Fig. 1 $^{120}\text{Sn}(e, e'p)$
 ^{119}In の陽子エネルギーレスベクトル

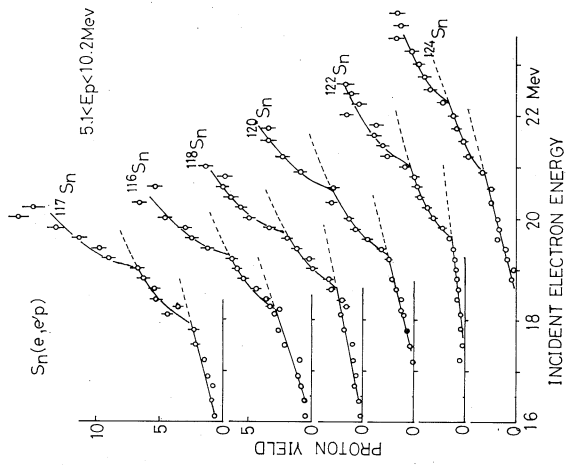


Fig. 2 $\text{Sn}(e, e'p)$ Inの陽子励起曲線

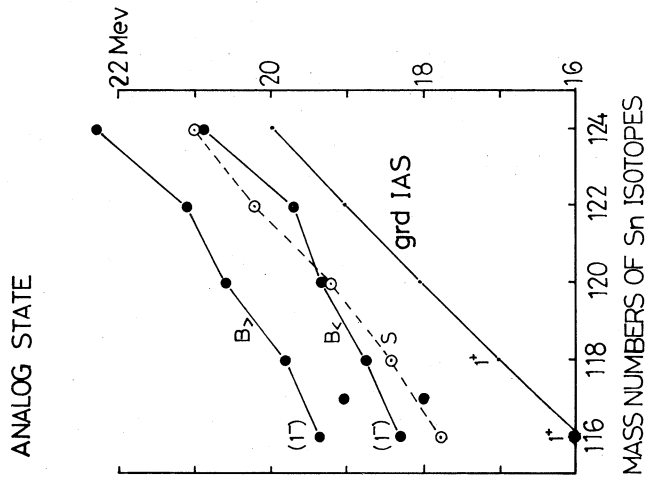


Fig. 3 アナログ状態の励起エネルギー
 $B >$, $B <$ は励起曲線から求め
 S はエネルギーレスベクトルから
 求めた。

アナログ状態が存在するとして予想される励起曲線であって、よい一致が得られる。励起曲線及びスペクトルから求められるアナログ状態の励起エネルギーをFig. 3に示した。図中B₁, B₂は励起曲線の屈折点から求められたもの、Sはスペクトルで8MeV附近の陽子ピークを与えるアナログ状態を示した。Fig. 4にはこれらの状態への(r, p)の積分断面積(∫_{level} σ dE, 但し5.1MeV < E_p < 10.2MeVの範囲の陽子数から求めた), E 1遷移, Γ_p/Γ = 1を仮定したときの換算遷移確率を示した。図には参考のためにアナログ状態に対するWeisskopf Unit,

$$B(E 1 \uparrow) W.U. = \frac{1}{2T+2} \frac{e^2 R^2}{4\pi} \left(\frac{3}{4}\right)^2$$

も同時に示した。Tは基底状態のアイソスピンである。遷移確率がW.U.と同じような変化をしていることはアナログ状態を作る中性子状態が中性子数によって殆んど影響を受けていないことを裏付けている。

理論的にも指摘されているようにこれらのアナログ状態とT > E 1巨大共鳴の関連は重要である。アナログ状態とσ(r, p)の関係をFig. 5に示した。

σ(r, p)の実験は¹²⁰Snについて行われており断面積の最大値は2.08 ± 0.5 MeVの位置で6.5 ± 0.6 mb, 積分断面積は28 ± 3 mb-MeVである²⁾。我々のアナログ状態の励起エネルギーは、この断面積の広がりの中に含まれており、しかも二つのアナログ状態の断面積の和は10 mb-MeVであって、これだけで全体の三分の一を占めていることになる。この対応から(r, p)反応の巨大共鳴にはいくつかの強い遷移強度をもった巾の狭い共鳴順位がSnの場合でも存在することが明らかである。或いはSnの附近では、σ(r, p)の大部分がこの種の共鳴単位から成立っていて以前に云はれていたような巾の広い共鳴ではない可能性を示している。

我々のアナログ状態の重心が仮にT > E 1巨大共

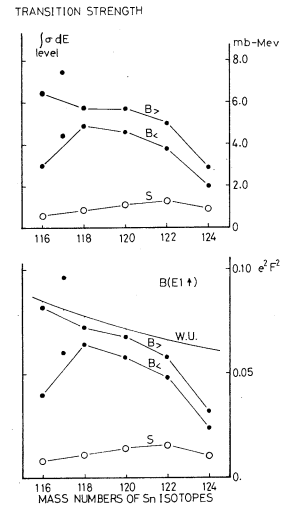


Fig. 4 Sn(e, e'p)Inの遷移強度。上図は積分断面積, 下図は換算遷移確率を示す。

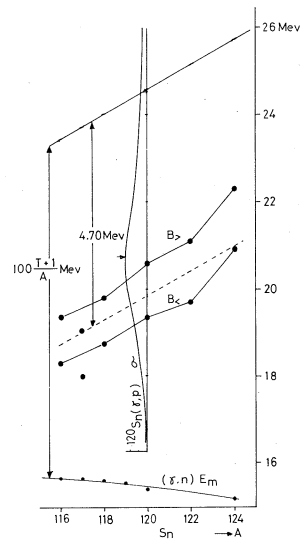


Fig. 5 (r, p)巨大共鳴と励起曲線から求めたアナログ状態の説明図。100(T+1)1Aはアイソスピン分離エネルギー。

鳴の励起エネルギーを与えるものとする $T <$ 巨大共鳴と $T >$ 巨大共鳴のエネルギー差はアイソスピン分離エネルギーを与える式, $100(T+1)/A$ MeV,³⁾ で求めたものよりも4.7 MeVも小さい。この事情は中性子過剰核では $T <$ 巨大共鳴の方が配位状態数が多いために励起エネルギーの増加が大きく, $T >$ 巨大共鳴と接近するという説明⁴⁾ と定性的には一致している。
(菅原)

References

- 1) 庄田, 菅原, 斉藤, 宮瀬 核理研研究報告 2, (1969)37
- 2) Kuo CH' I-DI and B. S. Ratner, J. Exptl. Theoret. Phys. (U. S. S. R.) 39, (1960)1578
- 3) T. Terasawa Buturi 24, (1969)703
- 4) B. Goulard, T. A. Hughes, S. Fallieros, Phys. Rev. 176, (1968)1345

§2 E1 Isobaric Analogue State と 1st forbidden β -decay

(1) ^{139}La , ^{141}Pr , ^{148}Sm の $(e, e'p)$ 反応

Single particle transition に対して, Electromagnetic dipole transition の matrix element は $\langle f_r | \vec{r} | i_r \rangle$ であり, 1st forbidden β -decay に関しては $\langle f_\beta | \vec{r} \cdot T | i_\beta \rangle$ で表わされる。ここで前者の state $|i_r\rangle$ が後者の initial state $|i_\beta\rangle$ の Isobaric Analogue State (IAS) で, 又 final state が共通の場合,

$$|i_r\rangle = \frac{T_-}{\sqrt{2(T+1)}} |i_\beta\rangle = |\text{IAS of } i_\beta\rangle$$

$$|f_r\rangle = |f_\beta\rangle$$

$$|j_i - j_f| = 0, 1 \quad \text{parity; change,}$$

の時は, r -transition matrix element と β -transition matrix element の間には次の様な関係がある。

$$\begin{aligned} m_\beta &= \langle f_\beta | \vec{r} \cdot T_- | i_\beta \rangle \\ &= \sqrt{2(T+1)} \langle f_\beta | \vec{r} \cdot \frac{T_-}{\sqrt{2(T+1)}} | i_\beta \rangle \\ &= \sqrt{2(T+1)} \langle f_r | \vec{r} | \text{IAS of } i_\beta \rangle \\ &= \sqrt{2(T+1)} M_r^{\text{IAS}} \end{aligned}$$

従って M_T^{IAS} を測定して m_β を求める事が出来る。 m_β の測定は β -decay から直接求める事が一般に不可能である為、この様な方法で m_β の値が求められると β -decay の transition matrix element の構成を研究する上で非常に有用である。

1st forbidden β -decay の matrix element は $\Delta J = 0, 1, 2$, parity change yes の種々の matrix element の組合せから構成される。中重核以上で一般によいと思われる近似の下での式を Table 1 に示す。これらの個々の matrix element

Table 1. Matrix element of 1st forbidden β decay

Spectrum :

$$N(W) = \frac{1}{2\pi^3} F(Z, W) P W (W_0 - W)^2 C dW$$

Transition Probability :

$$t^{-1} = \int N(W) dW$$

Spectral Shape factor (M. Morita, Prog. Theoretical Phys., 14(1955)27.)

$$C = b_{00}^{(0)} - (1/\sqrt{3})b_{11}^{(0)} + (1/\sqrt{5})b_{22}^{(0)}$$

$$b_{00}^{(0)} = \xi^2 (v+w)^2 + \xi \{K + (p^2/W)\} (2w/3) (v+w) \\ + \{ (1/9)(K^2 + p^2) + (2Kp^2/9W)\} w^2$$

$$b_{11}^{(0)} = -\sqrt{3} [\xi^2 (x-y+u)^2 \\ + \xi \{ -(2K/3)(x-w)(y-x-u) + (2p^2/3W)(x+u)(x+u-y) \} \\ + \{ (1/6)(K^2 + p^2)(2x^2 + u^2) - (2Kp^2/9W)(u^2 - x^2) \}]$$

$$b_{22}^{(0)} = (\sqrt{5}/12)(K^2 + p^2)z^2$$

$$\xi = \alpha Z / 2R$$

$$\xi v = C_A \int i \vec{r}_5 \quad w = C_A \int \vec{\sigma} \cdot \vec{r}$$

$$u = C_A \int i \vec{\sigma} \times \vec{r} \quad \xi y = C_V \int i \vec{a} \quad x = -C_V \int \vec{r}$$

$$z = C_A \int B_{ij}$$

の間には理論的に関係のあるものがあり、それらはTable 2に示されている。 β -decayの

Table 2 Theoretical relations between matrix elements

$$\xi A = \int \vec{\alpha} / \int i \vec{r} = W_0 - 2.5 + \lambda \xi$$

$$\lambda = 2.4 \quad : \text{from CVC theory (Fujita)}$$

$$A_0 = \int r_5 / \xi \int i \vec{\alpha} \cdot \vec{r}$$

$$A_0 \approx 1 \quad : \text{Ahrens-Feenberg approximation}$$

$$A_1 = - \int \vec{\alpha} \times \vec{r} / \int i \vec{r}$$

$$A_1 = j_i (j_i + 1) - l_i (l_i + 1) - j_f (j_f + 1) + l_f (l_f + 1)$$

: from extrem single-particle model

and spin orbit coupling.

energyがCoulomb energyより十分小さい(この時 ξ が大)時には更に近似が進められる。之を ξ -approximationといふ結果はTable 3に示す様に非常に簡単になる。この

Table 3 ξ -approximation (for large ξ value)

$$C \simeq V^2 + Y^2$$

$$V^2 = \xi^2 (v+w)^2 \quad V = C_A [\int i r_5 + \xi \int \vec{\alpha} \cdot \vec{r}] = -C_A \xi (A_0 - 1) \int \vec{\alpha} \cdot \vec{r}$$

$$Y^2 = \xi^2 (x+y+1)^2 \quad Y = -C_V \int i \vec{\alpha} - \xi [C_V \int r - C_A \int i \vec{\alpha} \times r] \\ = C_V \xi (A - 1 - 1.2 A_1) \int r$$

ξ -approximation and Ahrens-Feenberg approximation

$$|M^\beta|^2 \simeq C \simeq Y^2 = |C_V \xi \int r (A - 1 - 1.2 A_1)|^2$$

$$|C_V \xi \int r (1.4 - 1.2 A_1)|^2 \quad \text{CVC theory}$$

近似を用いる範囲で、i) β -decayのft valueから M^β を求める。ii) IASのr-matrix element M_r^{IAS} から m^β を求める。iii) β -decayで普通使われる $\int r$ は $\langle f | r | i \rangle$ で M^r は $r Y_1$ である事を考えると $|\int r| = \sqrt{4\pi/3} \sqrt{2(T+1)} |M_r^{\text{IAS}}|$ 。

iv) 求めた $\int r$ と M^β から A_1 (level structureによってきまる)を求め、level構造を調べる事が出来る。或は A_1 が明確な場合には上記の様な β -matrixのestimationがどの程度良いかどうかのチェックとなる。

こゝに述べる実験はN=82附近の一連の核に関するものである。そのlevel schemeを

Fig.6に示す。図中に示される1st-forbidden β -decayに対応するIASからの γ transitionは $\int \sigma^{IAS}(\gamma, p) dE$ から求める事が出来る。 $\int \sigma^{IAS}(\gamma, p) dE$ を測定する為に $(e, e'p)$ の yield curveを測定した。(e, e'p)の実験は virtual photonの考えを用いと (γ, p) の実験と analogousである。 yield curveの結果を Fig. 7に示す。図中矢印で示されている場所は IASの存在する位置で、最も左のものが β -decayに対応する ground IASの位置を示す。この位置からの yieldの増加分から $\int \sigma dE$ を計算する。求めた radiative width Γ_γ (Γ_γ^R は resonanceに於ける radiative width, Γ_γ^{IAS} は IASと giant dipole resonanceの interferenceを補正して求めた IASのみに関する radiative width.), M_γ^{IAS} , f_γ^{\rightarrow} を Table 4に示す。Tableにはこの結果から求めた $|M_\gamma^{IAS}|^2 / \epsilon |f_\gamma^{\rightarrow}|^2$ の値を ξ -approximationを用いた theoryの値と比較してある。 ^{141}Pr 以外の相違は大きい。この相違に関する理論的説明はこれからなされる筈である。他の実験結果も同Tableに比較してある。 ^{141}Pr に於ては Ejiri et al. が同じ考えで (p, r_0) 反応を用いて測定した。その結果は我々の $(e, e'p)$ による値と良く一致している。

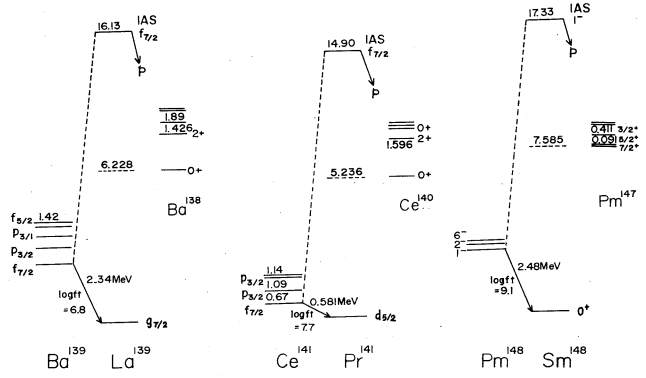


Fig. 6 Level Scheme

ら $\int \sigma dE$ を計算する。求めた radiative width Γ_γ (Γ_γ^R は resonanceに於ける radiative width, Γ_γ^{IAS} は IASと giant dipole resonanceの interferenceを補正して求めた IASのみに関する radiative width.), M_γ^{IAS} , f_γ^{\rightarrow} を Table 4に示す。Tableにはこの結果から求めた $|M_\gamma^{IAS}|^2 / \epsilon |f_\gamma^{\rightarrow}|^2$ の値を ξ -approximationを用いた theoryの値と比較してある。 ^{141}Pr 以外の相違は大きい。この相違に関する理論的説明はこれからなされる筈である。他の実験結果も同Tableに比較してある。 ^{141}Pr に於ては Ejiri et al. が同じ考えで (p, r_0) 反応を用いて測定した。その結果は我々の $(e, e'p)$ による値と良く一致している。

(庄田)

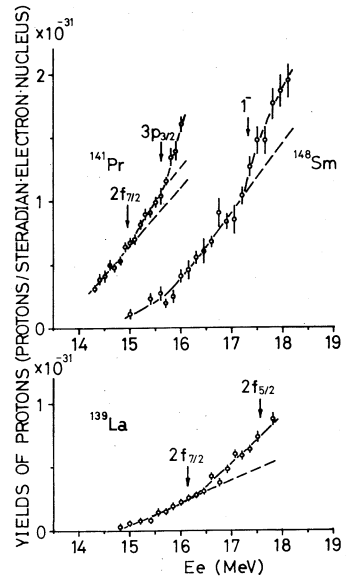


Fig. 7 yield curve of the $(e, e'p)$ reaction

Table 4. Gamma and Beta Matrix Elements

Target Nucleus	State Ground IAS	$I_T^{R(a)}$ (eV)	$\Gamma_T^{IAS(a)}$ (eV)	$\frac{\Gamma^{IAS(a)}}{2(T+1)\Gamma_{wu}}$	$\frac{\Gamma^{IAS(a)}}{2(T+1)\Gamma_{sp}}$	$\frac{ M_T^{IAS} }{(\text{fermi})}$	$ \int \overline{\tau} = \sqrt{4\pi/3} \sqrt{2(T+1)} M_T^{IAS} $
¹³⁹ La	$1g_{7/2}^{-1}$	52	35	0.12	37	0.089	0.95
¹⁴¹ Pr	$2f_{7/2}$	32	15	0.059	0.072 { 0.13 b) 29 c)	0.064	0.66
¹⁴⁸ Sm	0^+	68	37	0.096		0.082	0.86

Daughter Nucleus	log ft	$ M^{\beta} $ (fermi)	$\xi \int \overline{\tau} $ (fermi)	$\frac{ M^{\beta} }{\xi \int \overline{\tau} }$		other data
				Experiment	Theory (ξ -approximation) $A = 2A, A_1 = j-j$ coupling	
¹³⁹ La	6.8	12.2	12	1.0	80	$\frac{ M^{\beta} }{\xi \int \overline{\tau} } = A-1, 2A_1-1 = \begin{cases} 0.48 \pm 0.07 & \text{d)} \\ 0.5 \pm 0.5 & \text{e)} \end{cases}$
¹⁴¹ Pr	7.7	4.32	8.7	0.50	0.2 { 0.5 b) 80 c)	$\int \overline{\tau} = 0.06 \text{ fermi}$
¹⁴⁸ Sm	9.1	0.880	1.2	0.08		

a) $\frac{I^p}{I} = 1$ is assumed.

d) H. Ejiri et al. Nuc. Phys. A128 (1969) 388

b) The single particle transition ($2f_{7/2} \rightarrow 2d_{5/2}$) is assumed. e) H. Beekhuis et al. Nuc. Phys. A108 (1968) 382

c) The single particle transition ($2f_{7/2} \rightarrow 1g_{7/2}$) is assumed. f) C. V. K. Baba et al. Phys. Lett. 3 (1963) 232

(II) ^{207}Pb , ^{209}Bi の $(e, e'p)$ 反応

ここでは ^{207}Pb と ^{209}Bi について (I) で述べた関係を示し、実験の解析結果を報告する。

^{207}Pb , ^{209}Bi の ground state と isobaric analogue state 間の γ -transition は β -decay $^{207}\text{Tl} | 3S1/2^{-1} \rangle \rightarrow ^{207}\text{Pb} | 3P1/2^{-1} \rangle$, $^{209}\text{Pb} | 2g9/2 \rangle \rightarrow ^{209}\text{Bi} | 1h9/2 \rangle$ に対応する (Fig. 8)。これらの核は ^{208}Pb の double magic core

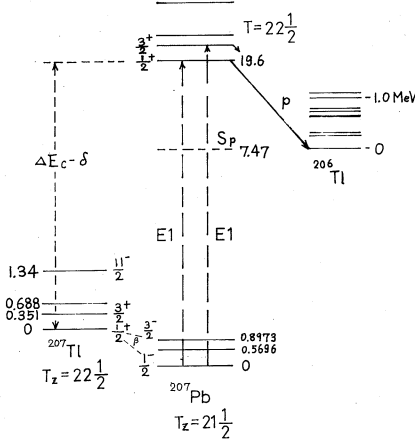


Fig. 8 (a) ^{207}Pb のレベルスキーム

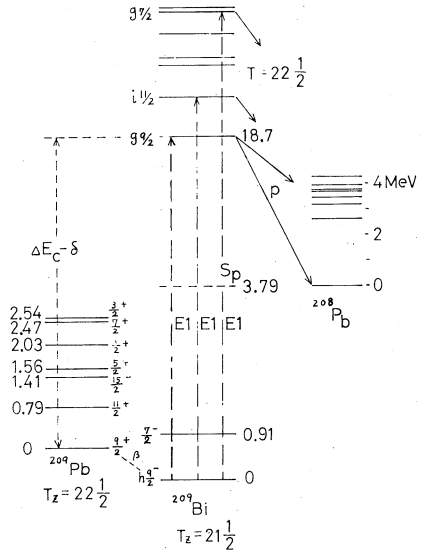


Fig. 8 (b) ^{209}Bi のレベルスキーム

±one particle の配位を持つので transition は single-hole state 間, single-particle state 間で起こることが予想される。Fig. 9 に実験から得られた yield curve を示す。

図中の矢印は E1-IAS の位置を示している、 ^{207}Pb , ^{209}Bi には共に IAS で大きな break が見られる、 ^{206}Pb の実験は $0^+ \rightarrow 0^-$ の radiative transition のチェックの意味で行ったもので yield curve から IAS は誤差の範囲であらわれておらず $0^+ \rightarrow$

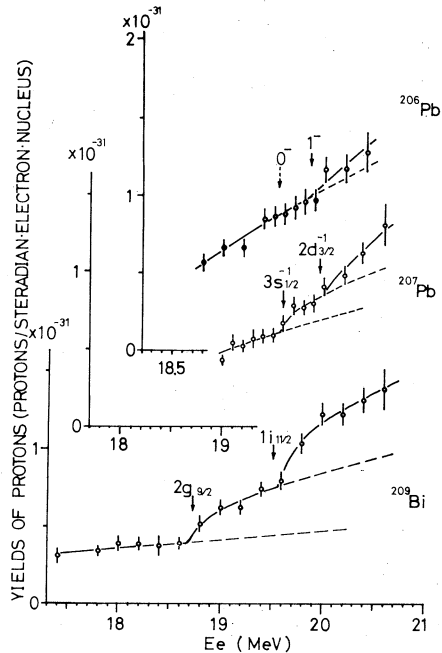


Fig. 9 Yield curve of the $(e, e'p)$ reaction

0^- がforbiddenであることと一致した。(以後図の 0^- , $3S_{1/2}$, $2g_{9/2}$ をGround-IAS \equiv G-IASと呼ぶ)

Table 5にyield curveからvirtual photonの概念を使って得られたradiative widthを示す。但し Γ_{γ}^{IAR} はyield curveから直接得られる Γ_{γ}^{IAR} にgiant dipole resonanceとisobaric analogue resonance (IAR)とのinterference^{1), 2)}を考慮しその寄与を差し引いたIASだけによるradiative

Table 5. Radiative width of E1 IAS in ^{207}Pb and ^{209}Bi

Nucleus	State		EX (MeV)	Γ_{γ}^R (eV)	Γ_{γ}^{IAS} (eV)	$2(T+1)\Gamma_{\gamma}^{IAS}$ (KeV)	$2(T+1)\frac{\Gamma_{\gamma}^{IAS}}{\Gamma_{wu}}$	$2(T+1)\frac{\Gamma_{\gamma}^{IAS}}{\Gamma_{sp}}$
	Ground	IAS						
^{207}Pb	$3P_{1/2}$	$3S_{1/2}$	19.6	160	98	4.4	0.25	0.63
^{209}Bi	$1h_{9/2}$	$2g_{9/2}$	18.7	180	140	6.3	0.40	210
^{209}Bi	$1h_{9/2}$	$1i_{11/2}$	19.5	220	170	7.6	0.43	0.31

widthである。

Γ_{sp} はinfinite square well potentialでの計算値を使ったsingle particle widthである。

Γ_{sp} , Γ_{wu} が $2(T+1)\Gamma_{\gamma}^{IAS}$ と比較されているのはisospinが良い量子数であるために $|i\rangle$ と同じ配位を持つIASが $\frac{1}{\sqrt{2(T+1)}}$ にreduceされることによるものである。

それぞれのtransitionのradiative widthはWeisskopf unitに対してcomparableな値をとるがsingle particle widthに対して ^{209}Bi のG-IASへのtransitionは200倍もenhanceされる。 ^{209}Bi のtransitionはspin flipで、その上、nodeが変化するため Γ_{sp} が小さくなるにも拘らずnormalな場合とほとんど同じであると言える。

Table 6にradiative widthから得られたmatrix elementとsingle particle shell modelで計算^{3) 4)}した対応する β -decay matrix element

Table 6. Comparison of the matrix element $|f\vec{r}|$ for the 1st forbidden β -decay

present experiment calculation

Decay Scheme		M^T IAS (fermi)	$ f\vec{r} $ (fermi)	$i\xi f\vec{r}$	$ f\vec{r} $ (fermi)
i	f				
$^{207}\text{Tl}(3s_{1/2})$	$^{207}\text{Pb}(3p_{1/2})$	0.11	1.5	-0.114	2.7
$^{209}\text{Pb}(2g_{9/2})$	$^{209}\text{Bi}(1h_{9/2})$	0.14	2.0	-0.00399	94×10^{-2}

を示す。

^{209}Bi における実験値は radiative width の場合と同じ事情で理論計算値から大きくなる。他方 ^{207}Pb における実験値は理論計算値の $\sim \frac{1}{2}$ の値をとる。この現象は transition が比較的 pure な single hole state 間で起こること, hinderance factor が 2 であることを考え合わせると Ejiri, Ikeda, Fujita ら⁵⁾ が指適した 1st forbidden β -matrix element の giant dipole resonance による hinderance effect に対応する。

Matrix element $f\vec{r}$ と β -decay の $f_0 t$ -value の関係は次の様に示される。

$$f_0 t = \frac{6250}{|M(\lambda=0)|^2 + |M(\lambda=1)|^2}$$

$$M(\lambda=0) \rightarrow f_1 (f_{r_5}, f_{i\vec{\sigma} \cdot \vec{r}}, W_0, W) \quad W_0; \beta\text{-particle の最大エネルギー}$$

$$M(\lambda=1) \rightarrow f_2 (f_{\vec{\alpha}}, f_{i\vec{r}}, f_{\vec{\sigma} \times \vec{r}}, W_0, W) \quad W; \beta\text{-particle のエネルギー}$$

この $M(\lambda=0)$, $M(\lambda=1)$ は ξ -approximation を使うと (I) の Table 3 の V, Y に一致する。

個々の matrix element 間の関係は j - j coupling shell model によれば

$$f_{\vec{\sigma} \times \vec{r}} \equiv A_1 f_{i\vec{r}} = -[J_i(J_i+1) - J_f(J_f+1) - l_i(l_i+1) + lf(lf+1)] f_{i\vec{r}}$$

$$f_{i\vec{\sigma} \cdot \vec{r}} \equiv A_2 f_{i\vec{r}} = \sqrt{4lf^2 - 1} f_{i\vec{r}} \quad \text{for } lf - l_i = 1$$

$$\text{or } = \sqrt{4l_i^2 - 1} f_{i\vec{r}} \quad \text{for } lf - l_i = -1$$

一方 CVC-theory と isobaric analogue resonance の実験結果から

$$f_{\vec{\alpha}} = A \cdot \xi \cdot f_{i\vec{r}} \quad \text{6)} \quad \text{そこで } \xi = \frac{\alpha Z}{2R} \quad \alpha = \frac{1}{137}$$

$$A = 2.4 + (W_i - W_f) \frac{1}{\xi}$$

Table 7 $f_0 t$ -value for $^{207}\text{Tl}(3s_{1/2}^{-1}) \rightarrow ^{207}\text{Pb}(3p_{1/2}^{-1}) \beta$ -decay

	Assumption	A_0 $A_1^{(*)}$ A_2^*	$f_0 t$
theoretical calculation	○ Pure single hole configuration in the Woods-Saxon Potential	262, 1.39, 205, -2.13	0.46×10^5
calculation with the value of our present experiment	○ j-j coupling of the shell model ○ Ahrens-Feenberg approximation (Random phase approximation)	$248 \approx 1, 200, -1.73$	1.22×10^5
β -decay experiment			1.35×10^5

(*) hole state間の transition を考慮

これはCVC - theoryとAhrens - Feenberg approximation⁷⁾を使った estimation⁸⁾と一致する。A - F approximationは今日のrandom phase approximationと呼ばれるものでこれからaxial vector partの関係も導かれる。

$$f_{\vec{r}_5} = A_0 \cdot \xi \cdot f_{i\vec{\sigma}} \cdot \vec{r}$$

$$A_0 = A + (\text{nuclear potential part}) \approx 1$$

以上の関係式とcoulomb場における β^- - particleの相対論的波動関数⁹⁾を使えば $f_{i\vec{r}}$ から f_0t - valueを求めることができる。

上の式を $^{207}\text{Tl} \rightarrow ^{207}\text{Pb}$ のtransitionに適用して求められた f_0t valueを Damgaard et, alの理論計算値や β^- - decay experimentからの値等と比較してそれをTable - 7に示す。

この表から個々に計算したmatrix elementの比とapproximationから導いた比がかなりよく合っていること、および我々の実験値より求めた f_0t が測定された f_0t に近い値をとることがわかる。それ故theoretical f_0t と β^- - experiment f_0t との相違はTable 6のmatrix element $f_{i\vec{r}}$ の相違と同じ割合ですべての1st - forbidden β^- - matrix elementがhinderされることによるものであろう。このことは β^- - decayにおいてCoreの役割が重要であることを示すものである。

$^{209}\text{Pb} \rightarrow ^{209}\text{Bi}$ に対する f_0t - valueの理論計算値は β^- - experimentの f_0t - valueをよく説明する。しかしこのdecayはrank(λ)=0のmatrix elementがmain partであるためTable 6における $f_{i\vec{r}}$ (calucuration)のかわりに $f_{i\vec{r}}$ (present experiment)を使っても f_0t - valueを大きくかえない。このdecayにおける $f_{i\vec{r}}$ の理論値と実験値との20倍の相違の究明は今後の課題である。(鈴木)

References

- 1) H. Ejiri, P. Richard, S. Ferguson, R. Hoffer and D. Perry, Nucl. Phys. A128, 388(1969)
- 2) H. Ejiri and J. P. Bondroff, Phys. Letters. 28B, 304(1968)
- 3) J. Damgaard and A. Winter, Nucl. Phys. 54, 615(1964)
- 4) A. Bohr and B. R. Mottelson, "Nuclear Structure" vol 1(1969)
- 5) H. Ejiri, K. Ikeda J. I. Fujita, Phys Rev. 176, 1277(1968)
- 7) T. Ahrens and E. Feenberg, Phys Rev. 86, 64(1952)

- 8) J. I. Fujita, Prog. theo. Phys. 28, 338(1962)
- 9) W. Buring, Nucl. Phys. 40, 472(1963)

I-3 $^{31}\text{P}(\gamma, n)$ 反応におけるアイソスピン効果

理学部物理・教養部

陸路 直・川村暢明・坪田博明

§1 序 文

軽い核の光反応は $4n$ 核について最もよく調べられており、giant resonance の configuration, fluctuation, isospin の mixing 等について多くの情報が得られている。しかし、 $4n$ 核は proton と neutron の波動関数を同等に取扱える特殊な核であって、問題が単純化される利点はあるが、一方 giant resonance の excitation や decay における proton, neutron 間の相関の有無を調べるには、差があまり明確にあらわれないため不便である。

我々は photoreaction において proton または neutron が示す振舞から荷電対称性についての information を得る目的で odd 核を選び、その photoneutron のスペクトルを Time of Flight 法によって測定して来た。

今回のマシンタイムでは、最初に $E_{\gamma\text{max}} = 25.5\text{MeV}$ で ^{31}P , ^{27}Al ターゲットを照射して、前回のマシンタイムで得られたデータの信頼性をチェックした。その後で、前回見出された fine structure¹⁾ を更に調べるためと、(γp) スペクトルとの比較の都合上、 $E_{\gamma\text{max}}$ を、Abe et al²⁾ のデータと等しい 21.5MeV にして測定した。

しかし、 ^{27}Al については測定時間がたりなく、計数が少いので公表できる様な結果は得られなかった。

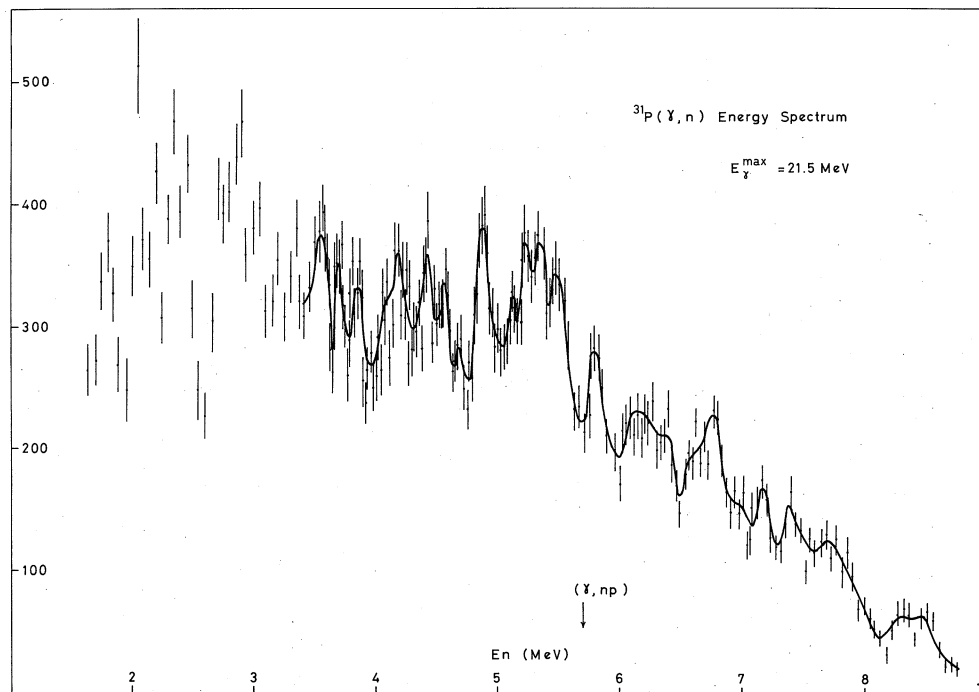
したがって、こゝでは ^{31}P の結果のみを示す。実験方法は、以前に我々が発表したものとほぼ同じである。³⁾

§2 実験結果

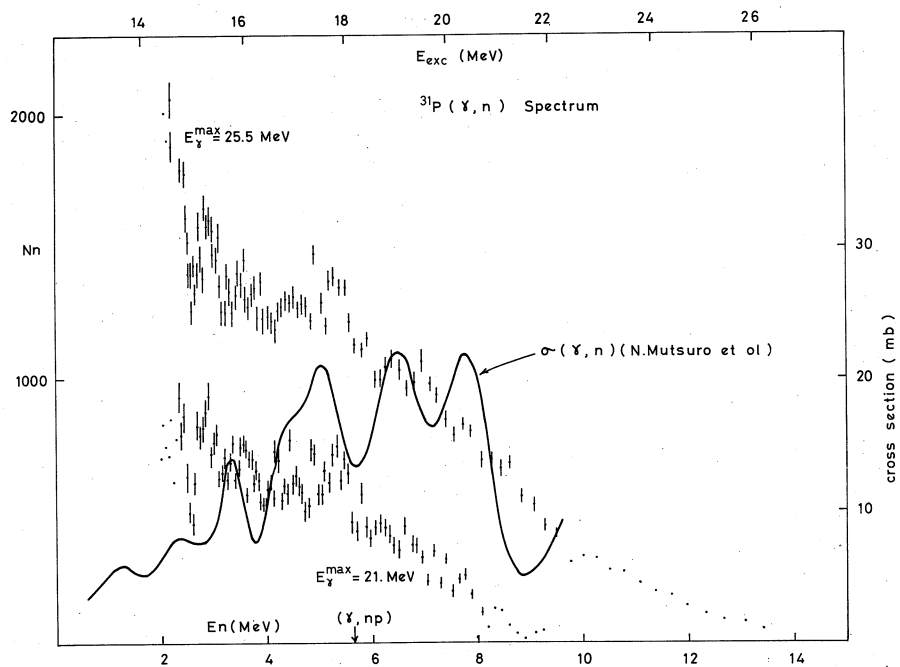
^{31}P ターゲットを最大エネルギー 21.5MeV の bremsstrahlung で照射して得られた photoneutron スペクトルを第1図に示す。

第2図は $E_{\gamma\text{max}} = 25.5\text{MeV}$ のスペクトルと (γn) の全断面積⁴⁾ を今回のデータと比較したものである。図において、上横軸は (γn) 断面積に対する励起エネルギーで、下横軸はスペクトルに対する放出中性子のエネルギーである。

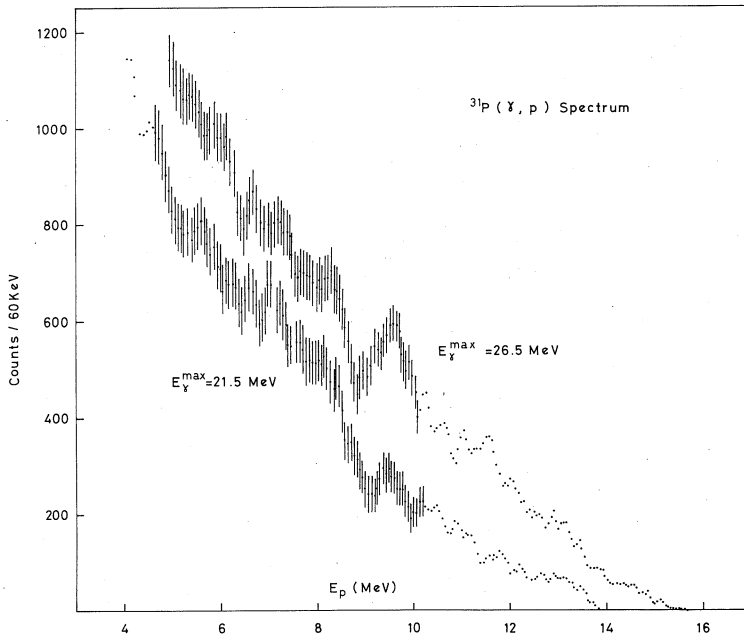
第3図は K. Abe et al²⁾ の (γp) スペクトルを比較のために示したものである。



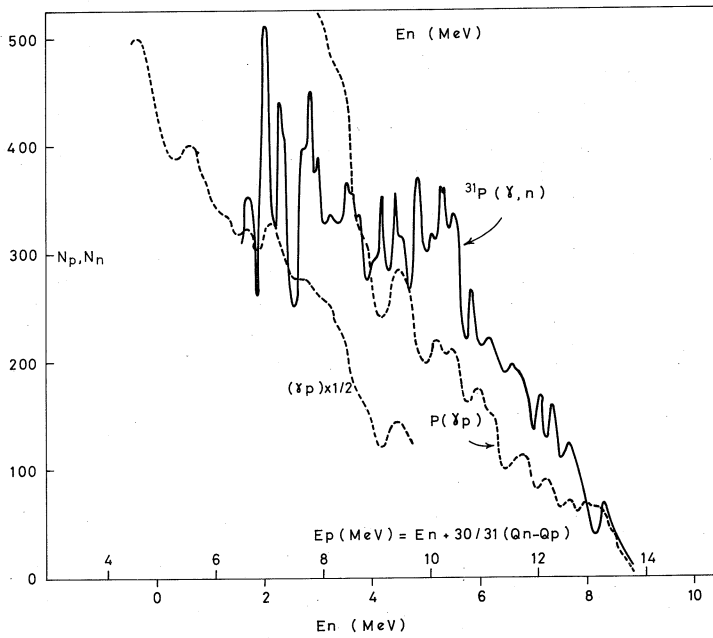
第 1 图



第 2 图



第 3 图



第 4 图

第4図は $E_{r \max} = \text{MeV}$ の (rp) スペクトルと (rn) スペクトルを Q -value を考慮して重ねたものである。この図で E_p と E_n は $E_p = E_n + \frac{30}{31}(Q_n - Q_p)$ で関係づけられている。つまり、proton または neutron が ^{31}P の同じ励起状態から ground state transition で放出された場合は、それぞれのもつエネルギーは横軸上で同じ位置にくる。これらの図から次のことがわかる。

- 1) (rp) スペクトルに比べて、 (rn) スペクトルでは low energy 部分の強度が小さい。
- 2) エネルギー分解能の範囲内で一致している fine structure が多数みられる (第4図)。これらを (r, p_0) , (r, n_0) transition とみなして ^{31}P の giant resonance の fine structure の energy を求めた (Table 1)。
- 3) fine structure の巾は 50~150KeV で、その間隔は 100~300KeV である。それらの total neutron に占める割合は 15~20% である。

Table 1

E_n (MeV)	$E(^{31}\text{P}^*)(\text{MeV})$
8.35	20.93
7.75	20.31
7.40	19.95
7.15	19.69
6.7	19.23
6.2	18.71
5.80	18.30
5.48	17.97
5.34	17.82
5.22	17.70
5.12	17.59
4.88	17.35
4.55	17.01
4.41	16.86
4.16	16.60

§ 3 考 察

軽い核の光反応で、大体一般的にみられる現象は、 (rp) yield が (rn) yield よりも相当大きいという事である。例えば ^{31}P の (rp) , (rn) の積分断面積は

$$\int_0^{32\text{MeV}} \sigma(rp) dE = 0.35 \text{MeV} \cdot b^5)$$

$$\int_0^{28\text{MeV}} \sigma(rn) dE = 0.13 \text{MeV} \cdot b^6)$$

となり積分上限のエネルギー差を無視すると

$$(rp) \text{ yield} / (rn) \text{ yield} = 2.7$$

となる。

$(rn) \text{ yield}$ が小さくなる理由としては、次の様なものが考えられる。

1) threshold energy の差

2) isospin の効果

これらの事については、すでに Morinaga によって議論がなされている。^{7,8)} 即ち統計 model で考えると、粒子が放出される確率は、残留核の level density と放出粒子のエネルギーに比例する。故に self-conjugate 核のように、残留核が互に mirror で同様な level density をもつ場合には、threshold の高い (rn) 反応の yield が小さくなる。また $N \neq Z$ の核の場合は、dipole excitation で $\Delta T = 0, 1$ の二つの異った isospin 状態ができる。Morinaga は Mg-isotope についての議論の中で、 (rp) に対しては $\Delta T = 0$ の状態が主に効き、 $\Delta T = 1$ の状態の方が、高い励起エネルギーにあるため (rp) 、 (rn) threshold にそれ程差がない場合でも $(rp) \text{ yield}$ の方が大きくなると結論した。

しかし ^{29}Al 、 ^{31}P の様な odd Z 核の場合は、Mg の場合と残留核の性質が全く異なるので事情が変ってくる。odd Z 核からの neutron 放出では残留核は odd-odd であり、proton 放出での even-even 残留核よりも大きい level density をもつ。一般に odd-odd 核の level density は even-even 核のそれの 5~10 倍ある。したがって、統計 model の立場にたつと、この大きな level density が neutron 放出を容易にし、threshold energy の差による効果を相殺してしまふ。それどころか、むしろ $(rn) \text{ yield}$ の方が大きくなる可能性がある。

この点について、実際に我々のデータに対して考察してみる。

今第 4 図で N_p / N_n が急に大きくなるエネルギーとして $E_p = 8\text{MeV}$ 、 $E_n = 3\text{MeV}$ をとる。このエネルギーの proton または neutron が ^{31}P の同一の励起状態から放出されたものとするれば、それぞれに対応する残留核は同じ励起エネルギーの状態にある。8MeV proton、3MeV neutron に対する penetration factor は $l = 0 \sim 2$ でほぼ等しい値をもつから

$$\begin{aligned} & [E_n \times (^{30}\text{P}^* \text{ の level density})] / [E_p \times (^{30}\text{Si}^* \text{ の level density})] \\ & = 2 \sim 4 \end{aligned}$$

となり、neutron 放出の確率の方が大になる。

その結果、エネルギースペクトルにあらわれる傾向としては (low energy part) /

(high energy part)の比はneutronの方が大きくなる筈である。これは実験結果とは逆である。さらに問題なのは、今の議論はlow energy neutronのかなりの部分が統計過程によって多くのexcited stateにtransitionしていると仮定した場合に成立つが、実際は励起状態へ行くものは非常に少く、大半のneutronがground state transitionをしている⁹⁾という事である。この事はbremsstrahlung weightを考えると、我々の結果からも容易に予想できる。

したがって $^{31}\text{P}(rn)^{30}\text{P}$ 反応では、関与する ^{30}P のlevelが非常に限られていて、effectiveなlevel densityは ^{30}Si のそれと同程度、またはそれ以下になっているものと考えられる。その原因として先ず気付くのは、この反応にはisospinによって禁止されるdecay modeがあるということである。

^{31}P のgiant dipole resonanceには $T=1/2$ と $T=3/2$ のisospin状態が許され、 (r, p) 反応の場合はいずれの T -状態でもallowed channelとして関与し得る。しかし (rn) 反応では、 $T=1/2$ stateからのneutron放出に対しては ^{30}P の全ての状態がallowedであるが、 $T=3/2$ stateに対しては、 ^{30}P の $T=1$ stateのみがallowedで $T=0$ stateへのtransitionはisospinのmixingを通してのみ可能になる。

そこで ^{31}P のgiant resonanceには $T=3/2$ stateが強くpopulateされていて、そのために (rn) に対するallowed channelが少くなり、これが (rp) 、 (rn) スペクトルにみられるgrossな構造の違いを生ずる最も大きな原因になっていると考える。もし $T=1/2$ が主ならば、両者のdecay modeは同じになり、 (rn) にも (rp) と同様に残留核の励起状態へtransitionする過程が強くみられる筈である。

以上のgross structureに対する我々の結論はfine structureの説明にも有効である。

先に (rn) スペクトルのfine structureを (rp) スペクトルとの比較からground state transitionによるものであるとした。ところが $^{31}\text{P}^*(T=3/2)$ stateから $^{30}\text{P}(\text{ground}, 1^+ T=0)$ へのtransitionはforbiddenであり、むしろ $^{30}\text{P}^*(1\text{st}, 0^+ T=1)$ へのtransitionの方が強く起ることが予想される。これは $T=3/2$ stateがmain contributorであるとした今の結論と矛盾する様に思われる。しかし、実はそれは気にしなくてよい。なぜならば ^{30}P の1st excited stateと ^{30}Si のground stateとはisobaric analogueであり、両方共同のconfigurationをもつ。 $^{30}\text{Si}(\text{ground})$ は $\nu(s_{1/2}^{\uparrow})\nu(s_{1/2}^{\downarrow})$ の成分がmainであるから $^{30}\text{P}(1\text{st})$ は $\pi(s_{1/2}^{\uparrow})\nu(s_{1/2}^{\downarrow})$ となる。ところが $^{30}\text{P}(\text{ground})$ は $\pi(s_{1/2}^{\uparrow})(s_{1/2}^{\downarrow})$ であるため $^{30}\text{P}(\text{ground})$ に対して1 particle-1 holeの励起状態となる。s-d shell核のphotoexci-

tationは主に $d_{5/2}$ nucleonに依存すると仮定すれば、 ${}^{31}\text{P}(1st)$ へのtransitionが起るためには、 ${}^{31}\text{P}$ のgiant resonanceには $2p-2h$ stateの強い成分がなければならぬ。これは主な成分である $1p-1h$ stateよりもhigher order processになり、この間のtransitionは強く起り得ないからである。

したがって、 $T=3/2$ stateからのneutron decayは、波動関数のisospin部分と、それ以外の部分とによる効果の、両方のかね合いで最もoverlapの良い状態の間で起るのであって、先のfine structureはisospin mixingを通ったforbidden(rn_0) transitionである。

isospin mixingを生ずる最も大きな因子は荷電対称性に対するCoulomb perturbationである。time dependent perturbationによると、このmixing amplitudeはperturbationのcharacteristic time($\propto \frac{1}{\langle Hc \rangle}$)で決まるであろう。 $(\langle Hc \rangle)$ は平均のCoulomb energyである。したがって、(rn_0)の様なisospin forbiddenのexit channelは $\Gamma \ll \langle Hc \rangle$ の平均中で、大きな振巾を持ってfluctuateすることが期待される。一方(rp_0)はallowed channelなのでmixingによるfluctuationの相対的振巾は小さくなるであろう。実験的にも、(rn)スペクトルは(rp)のそれよりも大きな振巾でfluctuateしていることが明らかである。

§ 4 結 論

以上の、(rp)と(rn)のスペクトルにみられるgross structureとfine structureの両面に対する考察から、 ${}^{31}\text{P}(rn)$ 反応では $T=3/2$ stateが主な役割を果していると結論できる。 $T=1/2$ stateでは実験結果をうまく説明できない。

${}^{31}\text{P}$ 核を ${}^{28}\text{Si}$ coreとouter nucleonのweak coupling systemと考えれば、 ${}^{31}\text{P}$ のgiant resonanceのmain excitationはcore内の $d_{5/2}$ shellが受持つため、 $T=3/2$ stateの強度は $T=1/2$ の2倍になる。これも我々の結論を支持している様に思われる。

しかし同じodd Z核でも、 ${}^{27}\text{Al}$ の様にstrong coupling typeの核では上の議論は適用できない。そのため ${}^{27}\text{Al}$ の場合は、 ${}^{31}\text{P}$ と異ったdecay modeがあらわれるかもしれない。

次に(rn)スペクトルにみられた多数のfine structureをground state

transitionによるものとして、それに対応する ^{31}P の励起エネルギーをTable 1に示した。

我々はこのfine structureについて $T=3/2$ stateからisospin mixingによってground stateへdecayしたものと考えた。しかし何らかの原因で弱められた $T=1/2$ stateからのものかもしれない。しかし、これらのtotal neutronに占める割合は15~20%にすぎず、gross structureに含まれる大多数のneutronは $T=3/2$ stateからdecayしたものであると考える方がreasonableである。

後 記

TOFの実験も今期で3回目になった。ここでこれまでの経過を振り返ってみることにする。

43年半ばに高速中性子に対するTOFの実験ができる様になり、同年後期のマシンタイムで測定系全体のテストを行い非常に良い結果を得た。³⁾しかしこれは全く偶然のなせる結果であって、その次のマシンタイムでは予測せぬトラブルでずい分苦労した。結局、我々の実験に使えるビームをとりだすための要領がわかったのは前回のマシンタイムも終りに近くなったころであった。

この間、我々の口うるさい要求を満足すべく核理研のマシンのスタッフの方々の払った努力は大変なものであった。ここで改めて感射の意を表したい。

References

- 1) 陸路直 他, 核理研研究報告 2, No. 2, 47(1969).
- 2) K. Abe et al, J. Phys. Soc. Japan 25, 1725(1968).
- 3) 陸路直 他, 核理研研究報告 2, No. 1, 57(1969).
- 4) N. Mutsuro et al, J. Phys. Soc. Japan 17, 1673(1962).
- 5) B. S. Ishkhanov et al, Phys. Lett. 9, 162(1964).
- 6) L. N. Bolen et al, Phys. Rev. 132, 2251(1963).
- 7) H. Morinaga Phys. Rev. 97, 1185(1955).
- 8) H. Morinaga Phys. Rev. 97, 444(1955).
- 9) M. Mishina et al, J. Phys. Soc. Japan 23, 919(1967).

1-4 (γ , α) 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

検出器を交換しても従来通りの粒子弁別能が得られた。しかし同一型の検出器でも最良弁別能が得られる逆バイアス電圧は大幅に異なることがわかった。C, O, Beの予備実験結果について述べた。

検出器をKeveex社A-80-2A型にとりかえてから2度目の実験であるが、前回問題となった低計数率の改善と中性子のroundabout background対策やコリメータalignmentについてしっかりした知識を得ることをねらい、routineな測定は次回からとした。したがって速い計測演算系を反応室に移した場合の実験は行なわなかった。粒子型弁別操作についてはすでにTMC社W80-2A型を用いて十分な情報を得、報告済みである。^{1~5)}しかしp-i-n検出器でもパルスの立上り時間、すなわち空乏層内の有効電荷移動速度は逆バイアス電圧に依存し、とくにある程度以下の電圧においてはその電圧依存性が非常に大きくなり、かつ同一型粒子の割算信号の波高値のばらつきが甚だしく広くなる、したがって急激に粒子型分解能が低下することがわかったが、目的からそれるので、それについては未だ詳しくは調べていない。どの程度以上の逆バイアス電圧でそのばらつきが小さくなり、かつほとんど一定になるかは、同一規格の検出器でも個々の検出器により大幅に異なるようである。前記のKeveex A-80-2Aでは287V以下では全然使い物にならず、342V~437V間ではAm- α に対して商パルスがあまり変化しない。逆バイアスを高くすると、前置増幅器系を真空中で使用するために、基板の表面を伝わる放電がとくに~mmHg程度のときに発生しやすくなり、一方バイアス印加時にパス・コンに流れるラッシュ電流が大きくなって逆バイアス電流計を破損するなど、不都合が多い。逆バイアス電圧は372Vに定めた。この場合にも標的交換の際の排気操作はバイアスをoffにしておくことが必要である。粒子型信号である商パルスの波高分布の例を図1に示した。(A)は45°配置の半厚8.3 mg/cm²のBe標的をE_{rmax} = 30 MeV, ビーム電流6 μ A (コア・モニタ), Fast Discrim. レベル2.5メモリの条件で照射した場合の商信号で、(B)は回路系の設定をそのままとして標的を²⁴¹Am- α に取替えた場合の応答である。演算回路までのケーブルが長く、かつ計数が少ないため低品位であるが、粒子型判弁は明らかである。(C)は回路系の設定を変化した場合で、パルサーの立上りは水銀系の橋絡の往復に対応して二成分あり、それが現われている。手

動でパルサーのダイヤルをスライドしたため、全体の形状は問題にできない。図2の(A)は次の図4の(d)に、(B)は(c)に、(C)は(b)に対応する商パルスの分布である。 α の商パルスの大きさはパルサーのそれの -0.6db としてよく再現しうることがわかった。図3に ^{137}Cs から放射される転換電子に対する応答(A)と、 $^{241}\text{Am}-\alpha$ に対する応答(B)を示した。(B)の波高が異常に広がっているのはAmの銀背板への拡散のためと思われる。このようなエネルギー測定系でC(ポリエチレン), C+O(セロハン), Beの標的からの荷電粒子を測定し、それを図4に示した。 α yieldを上げるために反応箱を前進させ、BDM後方のコンクリート壁中にセットした。ファラデー・カップの台上に15mm鉄板を敷き、2トン・ジャッキ15個とPbレンガ約100個を用いて前方遮へいを施した。Pb厚は平均30cm, スリット全長60cm(大小のテーパつき), パラフィン厚20cm, 黒鉛hardner 10cmであった。(r, α)反応実験にとって現在の最大の問題はいかにして α yieldを上げるか、したがってどこまで反応箱を前進させうるかである。反応箱をコンクリート壁の穴の中にセットし、上記の遮へい条件で得た実際のスペクトルは図4の通りである。(a)の実験条件はビーム電流 $\sim 6\ \mu\text{a}$ (ただしコア・モニタ), $E_{r\text{max}} = 30\text{MeV}$, ポリエチレン全厚 $2.76\text{mg}/\text{cm}^2$, 45, 照射時間35分で、同時間同線量の標的なしバックグラウンドをすでに差引いてある。このスペクトルはよく知られたC(r, p)とC(r, α)⁵⁾のスペクトルとconsistentである。上記の相当大げさな遮へいにもかかわらず、低いチャンネル(100チャ

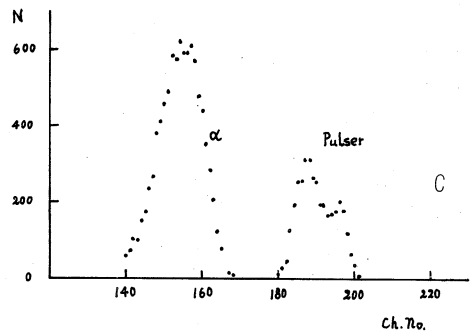
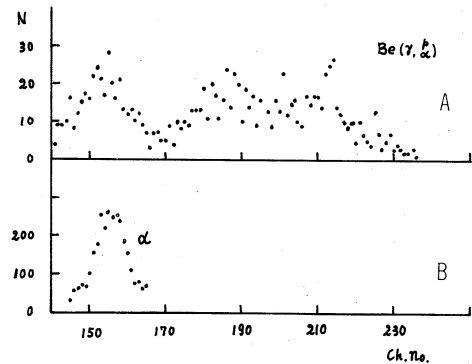


図 1

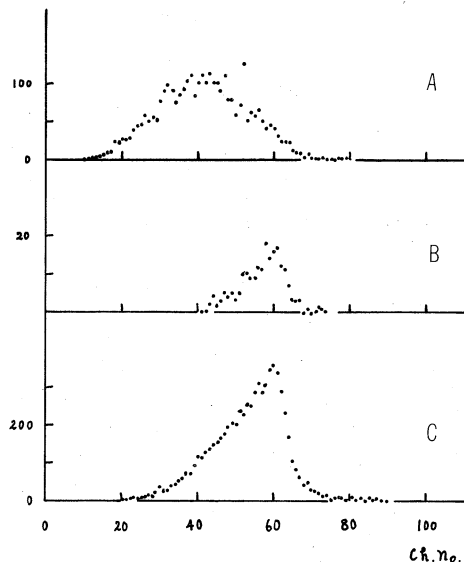


図 2

ンネル以下)では $1/2 \sim 1/3$ のバックグラウンドの寄与が見られた。そのバックグラウンドは $10 \sim 15 \mu$ 秒幅のビーム・ゲートをかけると、 $\sim 30\%$ 低下した。すなわちこれらのバックグラウンドは熱中性子のまわり込みが主で、そのことはLチャンネルで実験する(n, D)実験の際のバックグラウンド計数からも確かめられた。(b)は 45° 半厚 2.2 mg/cm^2 のセロハン標的でFast Discr. 2.5の場合、(c)はFast Discr.を非常に上げた場合である。これらはいずれも予想通りである。(d)は 45° 半厚 8.3 mg/cm^2 のBeで、Fast Discr. 2.6の場合である。これは乾板で実験したJ. Adler et alの結果⁷⁾とconsistentである。この程度のデータは約150

分で得られる。3日間のマシンタイムのうち、最初の2日間はシールド・テスト、残り1日が次の回のための予備データ収録実験となった。このまゝでも標的次第では正規の実験を行ないうるが、routineとするためには遮へい法を再検討し、かつ geometryを一層明るくする工夫が必要である。なお最近炉実験でも α 計測が非常に大きな問題となっていることを知った。

波高分析器が2台とも故障し、急拠マシン用のものを流用させて頂いたり、いつもながらマシン・クルーの御親切には感謝致します。なお星、柳田両技官(教養)には回路修理に、また力仕事に多大の御協力を得厚く感謝致します。

文 献

- 1) K. Abe, N. Kawamura and N. Mutsuro: Nucl. Instr. & Meth. **63** (1968)105.
- 2) K. Abe, N. Kawamura et al.: Nihon Buturigakkai Nenkai, Oct.

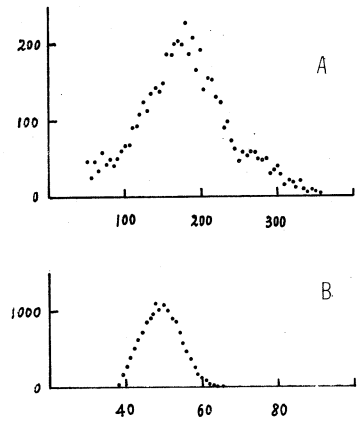


図 3

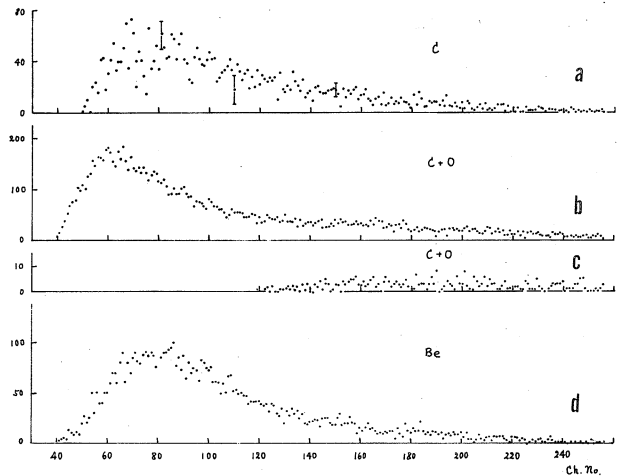


図 4

1965, and Apr. 1969.

- 3) K. Abe and N. Kawamura: Research Rep. Labo. Nucl. Sci.,
Tohoku Univ. 1(1968)20.
- 4) K. Abe, N. Kawamura and H. Tsubota: *ibid.* 1(1968)41.
- 5) *do.* 2(1969)47, and 2(1969)...
- 6) E. Tamura: in preparation.
- 7) J. Adler and B. Forkman: Ark. f. Fysik 38(1967)389.

I-5 $^{142}_{62}\text{Sm}_{80}$ の崩壊による $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の準位

理学部物理 林部昭吾・遠藤順政・宮田孝元
田沢 寿・志賀寿夫・石松敏之

先に $^{142}_{62}\text{Sm}_{80}$ の崩壊に伴う γ 線及び内部変換電子についての予備的な報告をした¹⁾が、今回の machine time に於いては、enrichment $\geq 90\%$ の $^{144}_{62}\text{Sm}_{82}$ の Sm_2O_3 を $E_{\gamma\text{max}} = 50\text{MeV}$ 及び 60MeV の γ 線で照射し、 $(\gamma, 2n)$ 反応によって生成された ^{142}Sm の崩壊に伴う放射線について、Ge(Li) による γ 線の singles spectrum, Ge(Li)-NaI(Tl) による γ - γ coincidence, magnetic β -ray spectrometer による β^+ 及び内部変換電子の測定を行い $^{142}_{62}\text{Sm}_{80} \rightarrow ^{142}_{61}\text{Pm}_{81} \rightarrow ^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ 崩壊より $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の準位構造を調べたので報告する。

§ 1 緒 言

$^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ は中性子数 $N=82$ の magic number の核であって、核構造上興味のある核である。その励起状態については、これまで核反応を用いては 2, 3 の人によって調べられているが、放射性核の崩壊からは調べられていなかった。P. P. Christensen 他²⁾ $^{142}\text{Nd}(d, d')$ の cross-section と、この反応に伴う K 殻内部変換電子の強度の測定から、2.21MeV 準位は 0^+ と考えられると報告した。その後、K. Yagi 他³⁾ 及び J. B. Ball 他⁴⁾ により $^{144}\text{Nd}(p, t)$ 反応が行われ、2.20MeV 準位への $L=0$ の遷移は弱いものに対して、2.91MeV へは $L=0$ の強い遷移が観測され、2.91MeV 準位は 0^+ であって、pairing vibration の準位であることが報告された。

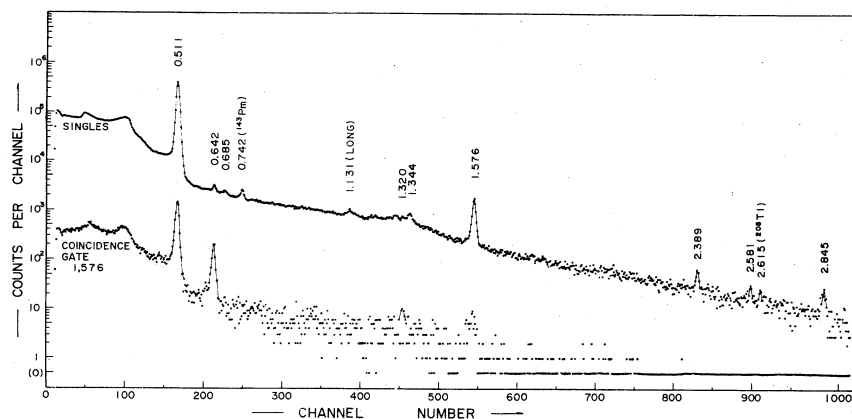
我々は $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の準位を調べるために、 $^{144}\text{Sm}(\gamma, 2n)^{142}\text{Sm}$ 反応で ^{142}Sm を作り、その $^{142}\text{Sm} \rightarrow ^{142}\text{Pm} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$ の崩壊より調べた。測定は、Ge(Li) による γ 線 singles spectrum, Ge(Li)-NaI(Tl) による γ 線 coincidence spectrum, magnetic β -ray spectrometer による β^+ 及び内部変換電子の測定を行い、2.218 MeV 0^+ 準位の崩壊の分岐比: $I(0^+ \rightarrow 0^+)/I(0^+ \rightarrow 2^+)$ を求めた。又 β 崩壊の ft 値と ^{142}Nd の strength parameter: ρ について検討した。

§ 2 実験及び結果

^{142}Nd の励起準位を調べるに当って, $_{61}\text{Pm}$ 元素は天然に存在しないこと, ^{142}Pm が 40 sec の短半減期核であることから, $^{142}_{62}\text{Sm}_{80}$ (73min) \rightarrow $^{142}_{61}\text{Pm}_{81}$ (40sec) \rightarrow $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の chain decay を用いた。 ^{142}Sm の線源は次のようにして作った。 ^{144}Sm の enrichment が 90% 以上の Sm_2O_3 の粉末 10mg を, γ - γ coincidence 測定用には, $E_{\gamma\text{max}} = 50$ MeV で照射し, 内部変換電子測定用には, $E_{\gamma\text{max}} = 60$ MeV の γ 線で照射し, ($\gamma, 2n$) 反応で ^{142}Sm を作った。 γ 線の照射時間は 60min である。照射後, γ 線源はアクリル樹脂の容器中に入れ密封し, β 線源はセロファン膜上に薄く塗布しセメダインを解かしたアセトンで固めた。 β 線源の厚さは $3 \sim 4$ mg/cm² である。

ORTEC 製 36 cc Ge (Li) 検出器を用いて測定した ^{142}Sm の崩壊に伴う γ 線のスペクトルを第 1 図に示す。Singles spectrum を上部に, 1.576 MeV γ 線 gate の coincidence spectrum を下部に示してある。Gate 側に使用した検出器は $3''\phi \times 3''$ NaI (Tl) である。Singles spectrum は照射後 30 分から 40 分間測定したものである。Coincidence spectrum は同様な測定の 5 回の和を示してある。Coincidence 回路系の分解時間は 80 nsec で使用した。

Coincidence spectrum から明らかなように, 0.642 MeV γ 線は 1.576 MeV γ 線と非常に良く coincidence し, 1.576 MeV 遷移と cascade の関係にあることが分る。Coincidence spectrum の統計が良くないため余り明かかではないが, (p, t) 反応により見つけられた 2.91 MeV $2\text{nd } 0^+$ 準位 (pairing vibrational state)³⁾ からの γ 線に相当する 1.320 MeV γ 線が coincidence spectrum に認められる。0.642 MeV γ 線に対する 1.320 MeV γ 線の強度比は 0.04 である。



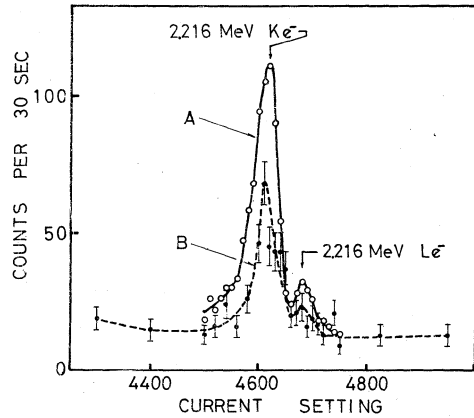
第 1 図 36 cc Ge (Li) 検出器を用いて測定した $^{142}\text{Sm} \rightarrow ^{142}\text{Pm} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$ 崩壊に伴う γ 線のスペクトル。Singles spectrum を上部に, 1.576 MeV γ 線 gate の coincidence spectrum を下部に示す。Gate 側に使用した検出器は $3''\phi \times 3''$ NaI (Tl) である。

Magnetic β -ray spectrometerによる2.2MeV近傍の内部変換電子スペクトルを第2図に再び¹⁾示す。“A”は照射後100分から40分間のスペクトルであり，“B”は照射後210分から15分間のスペクトルである。

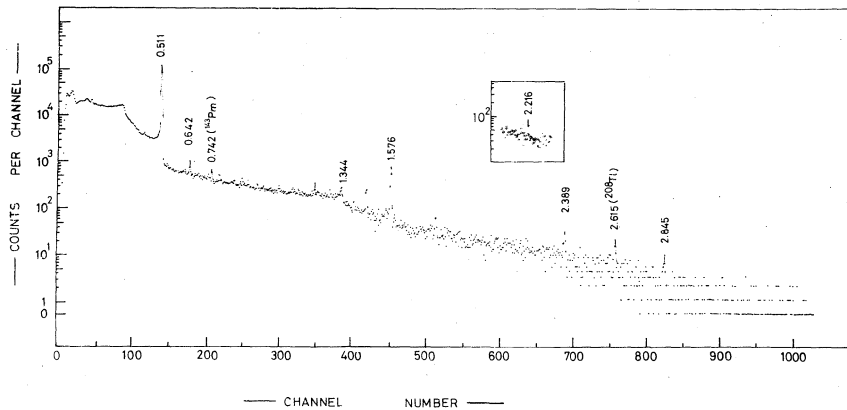
なお“A”は1点100secの測定を30secの測定にnormalizeしてある。2.216 MeV遷移によるK殻及び(L+M)殻の内部変換電子が測定された。崩壊及び $\beta\rho$ 値の違いによる補正をして得られた $K/(L+M)$ の値は 5.0 ± 0.9 であって、 $(L+M) \approx \frac{4}{3}L$ として得られる K/L の値は 6.6 ± 1.2 である。これらの内部交換電子は、その半減期から $^{142}\text{Sm} \rightarrow ^{142}\text{Pm} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$ の崩壊に属していることは明らかである。

この2.216MeV遷移の内部変換電子に対応する γ 線が存在するか否かを調べるため、エネルギー分解能の良いORTEC製26cc Ge(Li)検出器で、線源と検出器との距離

10cmで γ 線のsingle spectrumを測定した。そのスペクトルを第3図に示す。図の中



第2図 Magnetic β -ray spectrometerによる2.2MeV附近の内部変換電子のスペクトル。“A”は照射後100分から40分間のスペクトルであり“B”は照射後210分から15分間のスペクトルである。なお“A”は1点100secの測定であるが、1点30secの測定の場合に合わせ計数をnormalizeしてある。



第3図 26cc Ge(Li)検出器を用いて測定した $^{142}\text{Sm} \rightarrow ^{142}\text{Pm} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$ 崩壊に伴う γ 線のsingle spectrum。線源と検出器との距離は10cm。図の中部にある2.2MeV附近のスペクトルは2回の測定の和である。

央に示す2.2MeV附近のスペクトルは2回の測定の和である。2.216MeV遷移に対応する γ 線は検出されない。このことから、2.216MeV遷移は $E0$ 遷移であって、2.216MeV準位は 0^+ であ

ると考えられる。

この 2.216MeV 単位からの 0.642MeV E2 γ 遷移に対する 2.216MeV E0 遷移の K 殻内部変換電子の強度比を求めるため、次の測定を行った。内部変換電子の測定で、0.642MeV E2 遷移は弱く定量的測定は困難であったので、2.216MeV E0 の内部変換電子の数と、0.642MeV E2 γ 線の数の絶対測定を行い、それより比を求めた。内部変換電子の測定は magnetic β -ray spectrometer を用いて行い、以前に強度の分っている線源を使って測定したスリットの設定値と電子の透過度との関係の値より、変換電子の絶対数を求めた。次に、同一線源について、Ge(Li) を用いて γ 線の数の測定を行った。0.642MeV γ 線に対する検出効率、強度の分っている ^{22}Na 、 ^{137}Cs の標準線源の測定より、0.511MeV、0.662MeV の γ 線に対する検出効率を求め、その内挿より求めた検出効率及び崩壊の補正を行い、0.642MeV γ 線に対する 2.216MeV E0 K 殻内部変換電子の強度比として 0.08 ± 0.03 が得られた。K 殻以外の殻による寄与を含めて、(K+L+M) 殻内部変換電子の同様な強度比は 0.10 ± 0.04 であった。Thomas' の式⁵⁾より、内部対電子に対する K 殻内部変換電子の遷移の比を計算より求めると、3.2 であるので、内部対電子による遷移を加え、0.642MeV 遷移に対する 2.216MeV 遷移の比は、全体としては 0.13 ± 0.05 となる。

γ 線について崩壊を追って測定して、半減期 73min に属する γ 線として、0.642、1.320、1.576、2.389、2.841MeV の 6 本の γ 線が観測された。2.39MeV 単位が (d, d')²⁾ で観測されているが、これは我々の場合の 2.389MeV 単位に対応しているものと考えられる。 $r-r$ coincidence spectrum に於いて 0.810MeV 附近が、いく分高くなっているのが確かめられる。 β^+ の消滅による 0.511MeV γ 線とともに、それらの強度を第 1 表に示す。

Magnetic β -ray spectrometer を用い

Positron のスペクトルの測定を行った。1 回だけの測定

で精度はよくないが、 $E_{\beta\text{max}}$ として、3.2MeV 及び 1.6

MeV の 2 成分が測定された。 γ 線の強度を考慮することより

$Q_{\text{EC}}(^{142}_{61}\text{Pm} \rightarrow ^{142}_{60}\text{Nd}) = 4.2\text{MeV}$ 、 $Q_{\text{EC}}(^{142}_{62}\text{Sm} \rightarrow$

$^{142}_{61}\text{Pm}) = 2.6\text{MeV}$ が得られた。このことより、2.6

MeV 以上の γ 線は、 ^{142}Nd の単位に属しているものと考え

られる。Coincidence spectrum に現れない γ 線で

2.6MeV 以下のものは、 ^{142}Pm の単位に属するのかわ ^{142}Nd

の単位に属するのかわ、はっきりはしないが、これらはかなり強

度は小さく、 $^{142}\text{Pm} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$ 崩壊の ft 値に影響は与え

第 1 表 $^{142}_{62}\text{Sm}_{80} \rightarrow ^{142}_{61}\text{Pm}_{81}$
 $\rightarrow ^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の崩壊に
 伴う γ 線のエネルギー
 及び相対強度

Energy (MeV)	Relative intensity
0.511	3730
0.642	21
0.813	≤ 0.16
1.320	0.8
1.576	100
2.389	3.0
2.841	2.8

ない。

§ 3 考 察

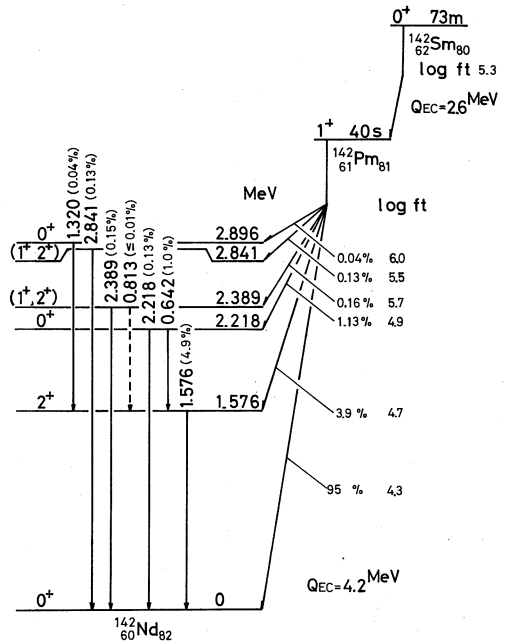
β^+ の消滅 r 線を含む r 線の相対強度，内部変換電子の強度， Q_{EC} の測定値をもとにして，内部対電子に対する K 殻内部変換電子の数の比と β^+ 崩壊に対する K 殻電子捕獲の数の比を理論^{5,6)} より求め，各準位への β 崩壊の分岐比を求めた。Log ft 値を求めるに当っては， $^{142}_{61}\text{Pm}_{81}$ の半減期としては 40sec の値⁶⁾ を用いた。

各 β 崩壊の β^+ の数は，励起準位へ崩壊する成分を含めて，全 β^+ の数の 24% が $^{142}_{62}\text{Sm} \rightarrow ^{142}_{61}\text{Pm}$ に 76% が $^{142}_{61}\text{Pm} \rightarrow ^{142}_{60}\text{Nd}$ の崩壊に属するものであることが得られた。全 β^+ の数としては，測定された消滅 r 線の数の $\frac{1}{2}$ をもってあてた。

崩壊形式，分岐比，log ft 値等を第 4 図に示す。

$^{142}_{61}\text{Pm}_{81}$ から $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の基底状態への log ft 値は 4.3 の値が得られ，第 1 励起準位，第 2 励起準位への log ft 値は，それぞれ 4.7, 4.9 の値が得られた。これらの log ft 値は，allowed transition を示すものであって， $^{142}_{61}\text{Pm}_{81}$ の基底状態は 1^+ であることを確定させるものである。何故ならば， 0^+ 又は 2^+ であるとすると，交互に 2nd forbidden の β transition になってしまうからであり，-パリティでは，上記の遷移がいずれも 1st forbidden 以上の forbidden transition にならなければならない，これは log ft 値と合わなくなる。近傍の奇核の基底状態の configuration より， $^{140}_{59}\text{Pr}_{81}$ ⁷⁾ 同様 $\{ (d \frac{5}{2})_p (d \frac{3}{2})_n^{-1} \}_1^+$ と考えられる。基底状態への β 遷移は $(d \frac{5}{2})_p \rightarrow (d \frac{3}{2})_n$ の遷移であって log $ft = 4.3$ は $^{140}_{59}\text{Pr}_{81} \rightarrow ^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$ の場合の同様遷移の log $ft = 4.4$ ⁷⁾ と良く一致する。しかしながら第 1 励起準位，第 2 励起準位への ft 値は， $^{142}\text{Pm} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$ の場合が，4.7, 4.9 であるのに対して， $^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$ の場合は，6.0, 5.9⁷⁾ であって一致は良くない。

第 2 励起状態 2.218MeV 準位は，2.218MeV 遷移に相当する内部変換電子が強く観測されるにも拘らず 2.2MeV 付近には r 線が観測されないことから 0^+ と定められるが，これは，2.218



第 4 図 $^{142}_{62}\text{Sm}_{80} \rightarrow ^{142}_{61}\text{Pm}_{81} \rightarrow ^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の崩壊形式

MeV 遷移の内部変換電子の K/L 比 6.6 ± 1.2 は E0 遷移とした時の理論値 7.7^8) と実験誤差内で一致し矛盾しない。この準位は先に (d, d') の実験でその断面積と、内部変換電子の値に内部対電子生成の確率を加えた値との比較から約 80% が 2.218 MeV 遷移であるとして、 0^+ 準位と定めた報告²⁾があるが、それと J^π は一致する。しかしながら、2.218 MeV 準位からの遷移の分岐比では、大きく異なった結果が得られた。我々の場合 0.642 MeV 遷移に対する 2.218 MeV 遷移の比は 0.13 ± 0.05 である。この値は E0 遷移の strength parameter: ρ を決定する上で重要である。E. L. Church and J. Weneser⁸⁾によれば、E0 遷移による内部変換電子の絶対遷移確率: W は $W = Q\rho^2$ で表わされる。ここで Q は electronic factor であり、 ρ が strength parameter である。K 殻電子に対する E0 遷移の reduced transition probability は、reference⁸⁾に於いて計算されていて、 $Z=60$, 遷移エネルギー 2.218 MeV の場合は、 $(W/\rho^2)K \simeq 6.8 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ である。現在の所、この E0 遷移の K 殻変換電子の遷移確率も 2.218 MeV 準位の mean life も実験的に測定されていない。このため 0.642 MeV E2 r 遷移が Weisskopf⁹⁾による single-particle transition probability を持っているものと仮定して ρ を求めることにすると、0.642 MeV E2 r 遷移に対する 2.218 MeV E0 K 殻変換電子の強度比 0.08 ± 0.03 より、2.218 MeV E0 遷移の K 殻変換電子による遷移確率: W は $W = (1.0 \pm 0.4) \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$ となる。これより、求める strength parameter: ρ は $\rho = 0.12 \pm 0.03$ となる。この値は R. M. Kloepper et al.¹⁰⁾による $^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$ の $\rho = 0.15$, $^{214}_{84}\text{Po}_{130}$ の $\rho = 0.17$ と似た値である。実際には 0.642 MeV E2 遷移が上の仮定の遷移確率より強められていることが期待され、 ρ の値も大きくなることが考えられる。(e, e') による 2.218 MeV E0 遷移確率の測定が望まれる。

2.389 MeV 準位は、(d, d')²⁾による 2.39 ± 0.02 MeV 準位と同一と考えられる。 r 線の singles spectrum に見られる 2.389 MeV 遷移の他に、1.576 MeV r 線と coincidence する 0.813 MeV r 線が弱く存在するようである。coincidence spectrum より、0.642 MeV r 線に対する 0.813 MeV r 線の強度比は、0.01 程度又はそれ以下であって、2.389 MeV r 線に対する 0.813 MeV r 線の強度比は $1/15$ 又はそれ以下である。 $^{142}_{61}\text{Pm}_{81}$ 1^+ からの $\log ft$ 値を考慮して、2.389 MeV 準位は 1^+ 又は 2^+ と考えられる。

(d, d')²⁾ の実験に於いては J^π は決められていない。

2.841 MeV 準位は $\log ft$ 値より 1^+ 又は 2^+ と考えられる。 $^{142}_{62}\text{Sm} \rightarrow ^{142}_{61}\text{Pm}$ の $Q_{EC} = 2.6$ MeV より $^{142}_{60}\text{Nd}$ に属すると考えられた準位である。

2.896 MeV 準位は、 $^{144}\text{Nd} (p, t)^{3,4}$ に於いて、 $L=0$ の角度分布を持って非常に強く現われ、pairing vibrational state と考えられている 0^+ 準位である。この準位への

$^{142}_{61}\text{Pm}_{81}$ 1^+ からの $\log ft$ 値は 6.0 であって、他の 0^+ 準位である基底状態及び 2.218 MeV 準位への $\log ft$ 値に較べ 1.1~1.7 大きな値となっている。このことは 2.896 MeV 準位が pairing vibrational state であることと矛盾しない。この準位から基底状態又は 2.218 MeV 準位への E0 内部変換電子は実験誤差の範囲内で検出できなかった。

$^{142}\text{Nd} (d, d')^2$ に於いて検出された 1.97 MeV 準位は ^{142}Pm の崩壊による我々の実験では検出されない。-パリティ又は $J \geq 3$ を持つ準位と考えられる。同じ $(d, d')^2$ に於いて検出された 2.09 MeV 3^- 準位は ^{142}Pm 1^+ からの崩壊では 3rd forbidden となり、我々の実験で現われないことと矛盾しない。

$^{142}_{62}\text{Sm}_{80} \rightarrow ^{142}_{61}\text{Pm}_{81}$ の $Q_{EC} = 2.6 \text{ MeV}$ よりこの崩壊の $\log ft$ 値を求めると 5.3 となる。この値は、隣の偶-偶核の崩壊 $^{140}_{60}\text{Nd}_{80} \rightarrow ^{140}_{59}\text{Pr}_{81}$ に於いて、半減期 3.3d, $Q_{EC} = 0.3 \text{ MeV}^{(6)}$ とした時の $\log ft = 5.1$ と似た値となる。

最後に、この実験中ご協力を載いた核理研リニアック machine group の方々及び R. I. 実験室の方々に謝意を表します。

REFERENCES

- 1) 林部昭吾・吉川宣治・遠藤順政・宮田孝元・田沢 寿・志賀寿夫・石松敏之：核理研研究報告 Vol. 2 No. 2 (1969)59.
- 2) P. P. Christensen and F. Yang: Nuclear Phys. **72** (1965)657.
- 3) K. Yagi, Y. Aoki, J. Kawa and K. Sato: Phys. Letters **29B** (1969)647.
- 4) J. B. Ball, R. L. Auble, J. Rapaport and C. B. Fulmer: Phys. Letters **30B** (1969)533.
- 5) R. Thomas: Phys. Rev. **58**(1940)714.
- 6) C. M. Leder, J. M. Hollander and I. Perlman: Table of Isotopes (John Wiley & Sons, Inc., New York, (1968).
- 7) K. Hisatake, Y. Yoshida, K. Etoh and T. Murata: Nuclear Phys. **56**(1964)625.
- 8) E. L. Church and J. Weneser: Phys. Rev. **103**(1956)1035.
- 9) J. M. Blatt and V. F. Weisskopf: Theoretical nuclear physics (Wiley, New York, 1952)p.627.
- 10) R. M. Kloepper, R. B. Day and D. A. Lind: Phys. Rev. **144**(1959)240

II 物性物理部門

II-1 TOF 中性子回折及び分光の改良と実用化研究

核理研・金研*・工学部原子核**・非水研***

木村一治・渡辺 昇・小山男正幸
山田幸男・窪田健雄・富吉 昇一*
高橋文信*・安川民雄***・鈴木 隆司*

緒 言

前報に引きつづき TOF 法による中性子回折(デバイシエーラ法)及び非弾性散乱の測定のその後の改良と二、三の実用的な測定結果を報告する。デバイ・シエーラ法については、金研平林研のスタッフが、原研 3 号炉(TOG 回折装置)と東北大リニアックと両方で金属重水素化物について測定を行い、同一人が同一試料で測定を経験するという得難いチャンスに恵まれた。

非弾性散乱についてはチョッパーを用いる方法のテストと TiH_2 に対する予備実験、多単結晶を用いて単色化パルス中性子を得る方法について報告する。逆フィルター法による分子振準位の測定は実験室建家の構造を根本的に変更しないかぎりこれ以上精度を上げることはできないが、これなりに実用段階に達していると思われる。

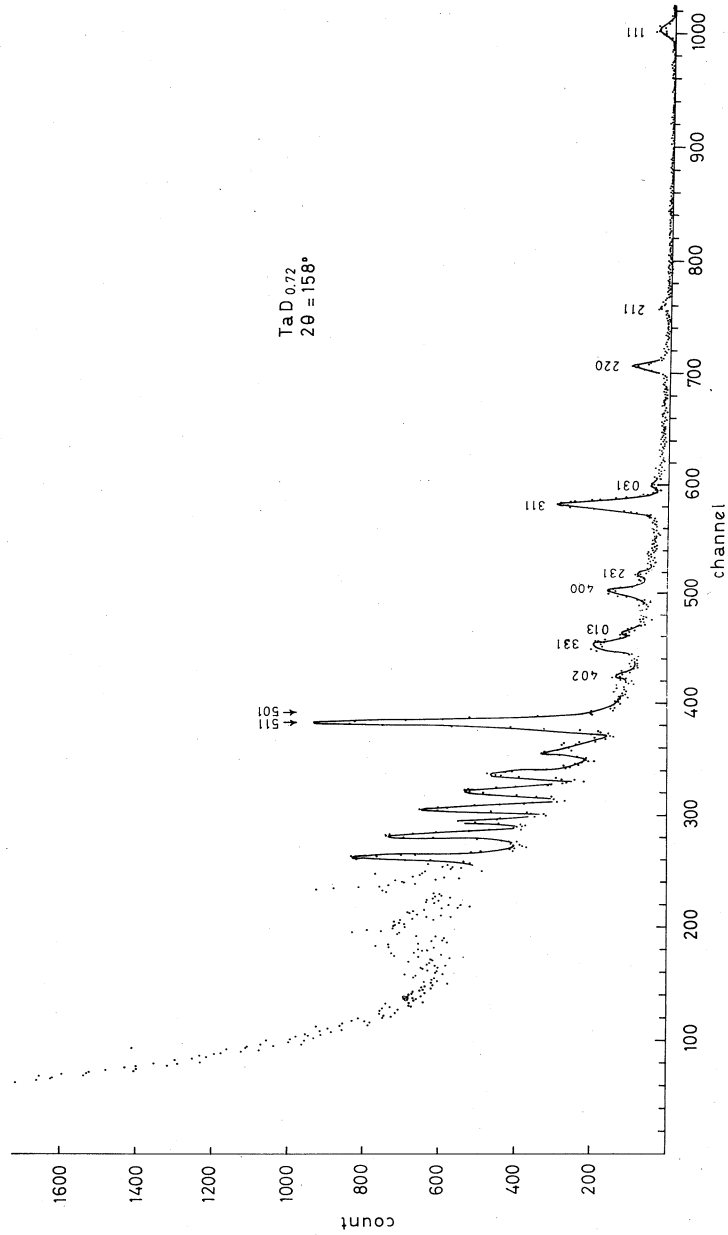
§ 1 デバイ・シエーラ法のその後の改良

今期飛び入りで行った NbD 及び TaD のパターン(図 2-1a, b)にも見られる如くバックグラウンド係数が従来よりかなり減少している。これはデバイ装置全体を大体 50cm 厚さのコンクリートブロックで蔽ったためで、天井も 50cm しかなく、遮蔽のない部分(入口など)もあるが、かなり有効なことが分かった。今までは試料は通過したあとの中性子ビームは、20cm ϕ の穴のあいた 50cm \times 50cm 角のパラフィンのダクトを 10m 程度走ったあと、厚さ 50cm のコンクリート・ブロックを積み重ねた塀の孔の中に捨てていた。この捨てられた中性子が実験室全体に散らばりそれが計数管に入っていたものと思われる。つまりビームキャッチャの性能不十分と思われる。試料において非干渉性散乱を起し直接計数管に入る中性子はそれ程多くないことが分かった。

第 2 に試料自体における中性子吸収効果に対する補正である。このために補正用コードも作製したが、くわしくは別報*を参照されたい。TOF 法の場合は、波長をスキップするため、吸収が波

* 中性子回折による TiO の温度因子, 山田幸男他, 核理研研究報告 Vol. 3 No. 1 (本冊) p

長に依存すると不正確になる欠点があると言われていたが、この方法で充分信頼性のあるデータが得られることが分った。



2.1 TaD_{0.72} 2θ = 158°

§ 2 Nb 及び Ta の重水素化物の中性子回折 (金研浅野肇, 山口貞衛, 平林真)

この測定は初め予定になかったが, 平林研の要請もあり, 本装置の性能をテストするよい機会であるので, 特に1日のマシンタイムを用いて行った。以下平林研グループの測定結果報告をここに引用させていただく。

目 的

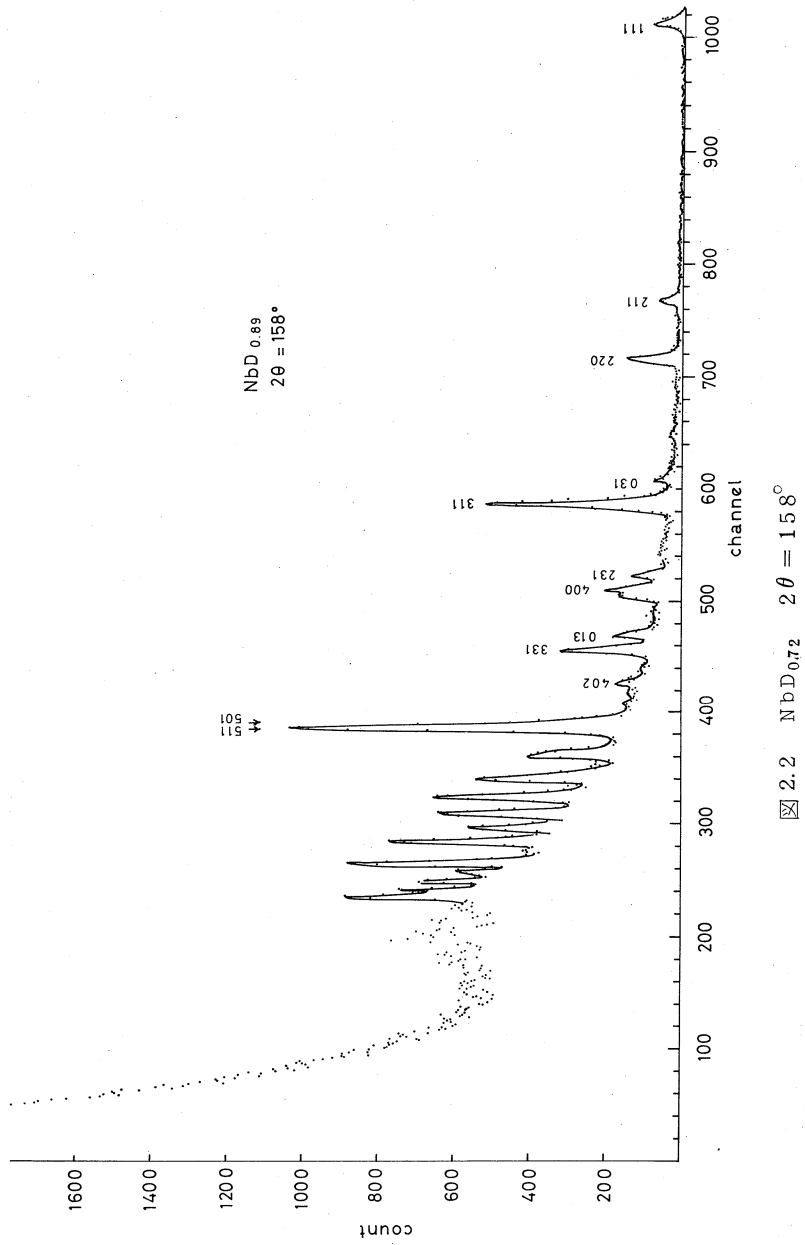
重金属中の軽元素の位置決定は, 中性子核散乱の主要な応用分野の一つであり, すでに多くの研究例がある。しかし TOF 法の応用としてのこの種の研究は未だ行われていない。とくに水素化合物に関しては弾性散乱と非弾性散乱の測定との併用によって, 金属中の水素の挙動に関して, 多くの知見をうることができる。また Ta および Nb の水素化合物は広い非化学量論組成をもち, 格子面間隔の差 $\Delta d/d$ が 2~4% の回折線が多数出現することが知られており高分解能の中性子回折強度の測定が望まれるので, まず重水素化合物を作成して TOF 法の実験とそれによる構造解析を試みた。

結 果

作製した試料は $\text{TaD}_{0.72}$ および $\text{NbD}_{0.89}$ で表わされる組成をもった粉末で, その量はそれぞれ約 150 g (27 cc) および 50 g (18 cc) であった。カウンターは $2\theta = 90^\circ$ 系と 158° 系を使用し, 測定時間は約 4 時間であった。測定結果の一例を図 2.1 に示す。得られた回折パターンを解析した結果, Somenkova ら¹⁾ (Sov. Phys. -Solid State, 10 (1968) 1076, 10 (1969) 2123) の報告している TaD, NbD の構造から D 原子を一部分統計的に除いた構造が得られた。即ち単位格子は $a = b = \sqrt{2} a_0$, $c = a_0$ (a_0 は金属原子だけで作られる体心立方格子定数) の正方格子で, 金属原子は (000) , $(0 \frac{1}{2} \frac{1}{2})$, $(\frac{1}{2} 0 \frac{1}{2})$, $(\frac{1}{2} \frac{1}{2} 0)$ 位置に各 1 個ずつ, D 原子は $(\frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4})$, $(\frac{3}{4} \frac{3}{4} \frac{3}{4})$, $(\frac{3}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4})$, $(\frac{1}{4} \frac{3}{4} \frac{3}{4})$ 位置に統計的に分布していると考えられる。

回折強度は $I = K_j |F|^2 e^{-2w} A(\lambda)$ で与えられる。ここで K : 定数, j : 多重度, F : 結晶構造因子, e^{-2w} : 温度因子, $A(\lambda)$: 吸収の補正を表す。金属原子の温度因子には単体における ($B_{\text{Ta}} = 0.32$, $B_{\text{Nb}} = 0.53 \text{ \AA}^2$) を使い, 重水素原子の温度因子には Somenkova らによる値 $B_{\text{D}} = 1.26 \text{ \AA}^2$ を使った。吸収の補正については, $\text{NbD}_{0.89}$ の場合には吸収の波長依存性が無視できる程小さいので, この補正を省略したが, 一方 $\text{TaD}_{0.72}$ の場合には線吸収係数を $\mu = (0.188\lambda + 0.168) \text{ cm}^{-1}$ と表わし補正を行なった。

表 1 に前述の構造による計算強度と実測強度の比較を示す。R 因子を



$$R = \frac{\sum \{ |I_{\text{obs}} - I_{\text{cal}}| \}}{\sum I_{\text{obs}}}$$

で定義し、111から051, 151までのピークについて求めた。NbD_{0.89}のR因子がTaD_{0.72}に比べて大きいのは、試料の量の少いことと、重水素濃度の誤差によるものである。TaD_{0.72}

表1 強度の実測値と計算値の比較

<i>hkl</i>	TaD ₀₇₂				NbD ₀₈₉			
	<i>I</i> _{cbs}	<i>I</i> _{cal}	<i>d</i> (Å)	λ (Å)	<i>I</i> _{cbs}	<i>I</i> _{cal}	<i>d</i> (Å)	λ (Å)
1 1 1, 2 0 0	8.5	8.5	2.405	4.721	12.0	13.0	2.424	4.759
2 1 1	3.9	3.7	1.818	3.569	6.1	8.0	1.836	3.597
2 2 0, 0 0 2	12.0	13.2	1.701	3.339	15.3	20.1	1.715	3.366
0 3 1	3.5	1.8	1.450	2.847	4.8	3.6	1.462	2.869
3 1 1, 2 0 2	44.3	48.0	1.389	2.726	52.4	60.7	1.400	2.747
2 3 1	3.7	3.6	1.242	2.438	5.8	6.4	1.252	2.457
4 0 0, 2 2 2	14.8	15.6	1.203	2.361	18.5	18.1	1.212	2.379
0 1 3, 4 1 1	4.3	5.2	1.104	2.166	8.0	8.6	1.112	2.183
3 3 1, 1 1 3	20.6	24.8	1.076	2.111	19.4	22.9	1.084	2.128
2 1 3	2.2	3.2	1.003	1.969	4.2	5.2	1.011	1.985
4 0 2, 2 1 3	1.9	2.6	0.982	1.929	~ 0	1.1	0.990	1.943
0 5 1			0.926	1.818			0.933	1.832
{ 1 5 1	100.0	100.0	0.909	1.785	100.0	100.0	0.916	1.798
<i>R</i> (%)	6.6				10.0			

の $R=6.6\%$ は、この試料の回折線の多くが、2種の指数の回折の重なりであることから考えると、一致というべきで、吸収の補正が正しいことを物語っている。

さらに分解能について見ると表1に示すように2本の回折線が非常に近接しているものがあるがこれらは Somenkovらの定常炉で用いた測定では分離できなかったものである。図2では、たとえば(0 3 1)と(3 3 1)の波長の差 $\Delta\lambda/\lambda$ は2.5%でよく分離されているが、 $\Delta\lambda/\lambda$ が1.8%の(0 5 1)と(1 5 1)は分離できないが、これは一方の回折強度が非常に弱いためであろう。

結論として20~30ccの試料を用いて行った構造解析としては、回折強度、分解能の両面で一応満足すべき結果がえられた。この種の化合物については数倍の量の試料を準備すれば、ほぼ完全な構造解析を行うことがわかった。

平林研では最近原研3号炉とTOG回折装置を用いてVD_{0.78}のパターンを撮った。サンプルの量はリニアックで測定したNbDなどのほぼ倍量を用い、 $2\theta=8^\circ\sim 40^\circ$ にわたり(指数で0 1 1.....4 0 0)スキャンするのに約40時間、最大ピークでTotal countは約400、分解能は400と2 3 1が分離できない程度であった。少なくとも分解能と計数率の点では東北大リニアックによる方が有利であることがわかった。

§ 3 チョッパーを用いた非弾性散乱

電子リニアックチョッパー同期装置

一般にリニアックとチョッパーを同期させるには、チョッパーを制御し、回転数を一定に保つ方式がとられている。

今回はこの方式でなく、チョッパーを制御せずにチョッパーの回転数に合わせてリニアックをトリガーする方式をとった。すなわち、チョッパーの1回転の時間を測定し、基準時間との差(Δt_1)を検出する。次の1回転の間にリニアックトリガーを Δt_1 により変える。この方法をくりかえせば、リニアックトリガーよりチョッパーが開くまでの時間を一定に保つことができる。しかし変動分は常に1回転遅れとなるために急激な変動を吸収することができない欠点があるが、チョッパーは慣性が大きいために実用的には、大きな問題としないと考える。

この装置に使用するチョッパーの回転数は50 rps \pm 2.5% (20 \pm 0.5ms)ほど変動しており1回転に2回チョッパーが開く時、信号を出すようになっている(図3.

1(a)参照)。

チョッパーよりの信号(Chopper Signal(CS))をchopper signal control回路に入れ、clock pulse(500KHz)と同期をとったのち、CSA、CSBに振り分ける。またこの回路ではチョッパー回転が20 \pm 0.5msの範囲内に入っているかを検出し、入っていればREADYとする。

CSAによりチョッパーの回転変動分を検出する。これはまずCSA₀によりSCALER-1(SCA-1)のCOUNTを始め19.5ms後にSCA-1をRESETし、又COUNTを始めCSA₁までの時間 Δt_1 を求め、 Δt_1 の $\frac{1}{2}$ をBUFFER REG.(B.R.)に一時記憶する。同時に次の19.5msよりCSA₂までの Δt_2 を次々に測定する。

SCALER-2はCSA₁によりPRESET PULSEが出て、DELAY TIME PRESET SWの内容の補数がSETされ、直ちにCOUNTを始める。CARRYが出た時点でB.R.の内容($\frac{1}{2} \Delta t_1$)の補数がSETされCOUNTを始め、再びCARRYが出た時にリニアックにトリガーパルスを送る。

次にCSB₁により同時にくりかえす。

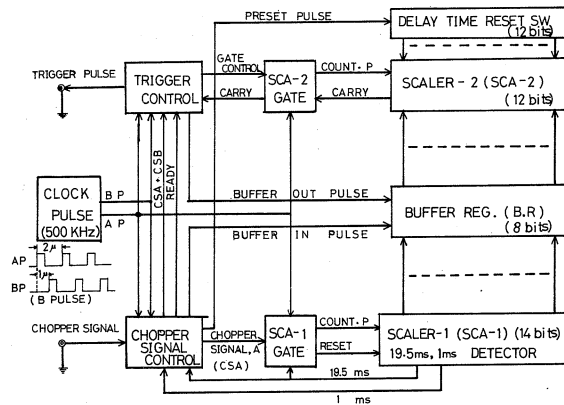


図 3.1 a リニアック同期装置回路図

この事により、TRIGGER PULSEよりCSA又はCSBまでの時間 (DT) は一定に保たれる。

DT の変動分 ΔDT は

$$\Delta DT = 0 \pm 2\mu\text{s} \pm \alpha$$

(α はチョッパーの1回転内の変動)

となる。図 3.1 (b) で DT が 5.75ms から 5.95ms に変動しているのはチョッパーを急激に 0.2ms 変動させたためである (α ; 0.2ms)。

この制御回路の製作費はおよそ 100万円、チョッパーの回転数を自動的に制御する電源に比較して特に安いとはいえないが、チョッパー制御の場合もリアックとの間の位相調節は必要であるので、この新しい制御方式もよい点がある。

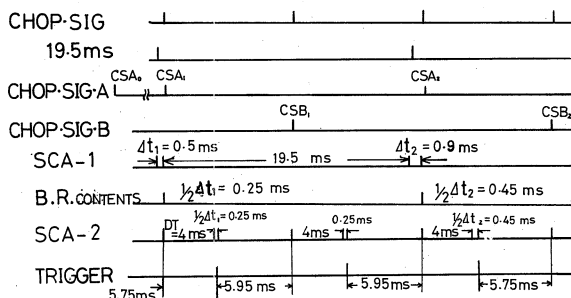


図 3.1 b リニアック同期装置タイムチャート

改良型チョッパーによるテスト実験

最初に試作したチョッパーはバースト半値巾 $100\mu\text{s}$ で、しかも電源制御を行っていなかったため長時間に回転数に変動し、固定の delay time を用いていたので実効半値巾はさらに増大し、熱外中性子領域の down scattering の実験には使用できなかった。

今回改良された装置の主要パラメータは表 1 のとおりで、バースト半値巾は $50\mu\text{s}$ に改善され、さらに前節に述べた回路 (delay time computer) により、回転数変動による位相の変動は $\pm 2\mu\text{s}$ 内にすることができた。これによりローター 1 回転に対し 2 回リアックを打つことができ (リアースリットのため)、100pps 運転を可能にした。電磁ピックアップはローター上 180 離れた 2ヶ所に固定され、一方の位置を微調整することにより相互の位相のずれを定格運転時で $\sim 6\mu\text{s}$ までおさえることが出来た (これはさらに減少可能である)。結局モデレーターから 14m に置かれたチョッパーから 2m 後におかれたカウンターによるバースト半値巾の実測結果 $56\mu\text{s}$ を得た。

中性子カウンターは $5\text{cm}\phi \times 56\text{cm}$ の BF_3 8本を縦に 4本上下 2段に散乱試料に対し円弧状 (半径 2.5m の球と散乱角 θ_s の円錐の交線) に並べたカウンターバンクをとりあえず 2系統備えた。カウンターのひろがりによる $\Delta\theta_s$ は 0.08 である。

チョッパーまわりの配置は図 3.2 に示される。

熱外中性子領域の非干渉性非弾性散乱のテスト実験として試みた T i H_2 (室温) の測定結果を $E_1 = 0.182\text{eV}$ および $E_1 = 0.356\text{eV}$ の場合について図 3.3 および図 3.4 にそれぞれ示す。

測定時間は1つの E_1 に対し約6時間であった。TiH₂ については D. H. Saunderson et al.²⁾ の beryllium detector 法による結果, S. N. Rurohit et al.³⁾ の linac-filter defference 法による測定結果があり, 図 3.5 に比較のためこれらを示す。我々の測定結果はまだ十分整理されておらず, エネルギー軸がリニアでないため比較しにくいが非常によい一致が見られる。

表 1 から明らかな如く 0.1eV 以上の散乱中性子の測定には (チョッパー半値巾) / (散乱中性子飛行距離) が大きく 2nd レベルを測定するため大きい E_1 を用いる時には 1st レベルの分解能は十分ではないが, それぞれのレベルに最適の E_1 を用いれば十分よい結果が得られる。

今後ヴァナジウムとの比較測定により $d^2\sigma/dE, d\Omega$ を求め, $s(\alpha, \beta)$ を求める予定である。

表 1 テスト実験用チョッパー非弾性散乱実験装置の主要パラメーター

中性子源：東北大電子リニアック

- ビームエネルギー：～240MeV
- ビーム電流：～60mA
- パルス巾：～2.5 μ s
- 繰返し波数：100pps
- モデレータ：～2cm厚H₂O(annular type)

Experimental Equipment Arrangement

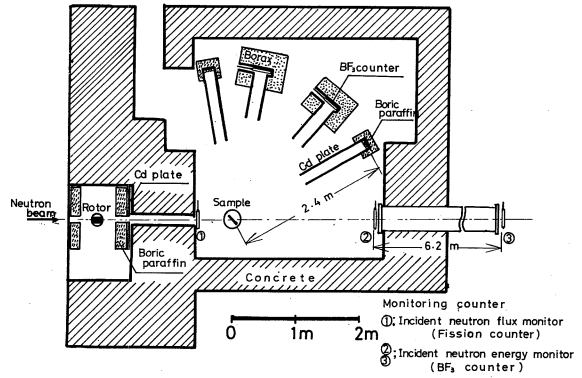


図 3.2

TiH₂ (room temp.)

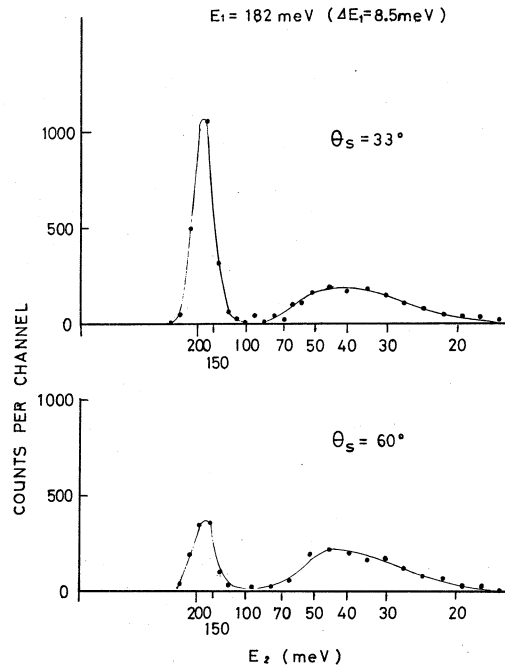


図 3.3

スペクトロメーター：

3000rpm チョッパー

総面積：70×70mm²

スリット：30ミクロン

Cdメッキ0.5mm銅板

スリット巾：2.5mm

パースト半値巾：5.0μs

(3000rpm にて)

入射中性子飛行距離：14.09m

散乱中性子飛行距離：2.5m

中性子カウンター：BF₃ カウ

ンター (50mmφ ×

56cm × 8本/バンク)

(96% B¹⁰, 900

mmHg)

入射中性子エネルギー (E_1) 分解能

E_1 (eV)	ΔE_1 (eV)	$\% \Delta E_1 / E_1$
0.182	0.0085	4.7
0.356	0.0234	6.8

散乱中性子分解能

$E_1 = 0.182 \text{ eV}$		$E_1 = 0.356 \text{ eV}$	
E_2 (eV)	ΔE_2 (eV)	E_2 (eV)	ΔE_2 (eV)
0.042 ($\Delta E \sim 0.14$)	0.0057	0.21 ($\Delta E \sim 0.14$)	0.065
		0.08 ($\Delta E \sim 0.28$)	0.015

TiH₂ (room temp.)

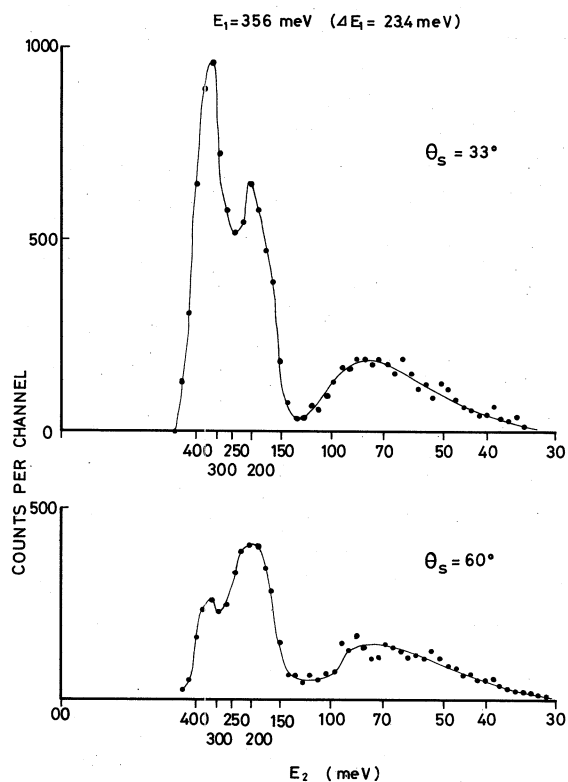


図 3.4

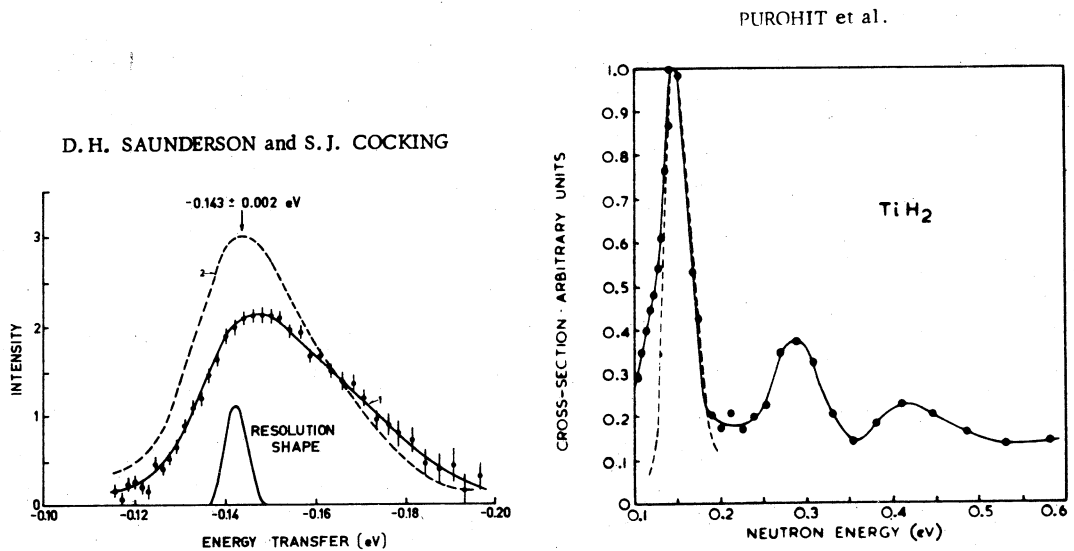


図 3.5

§ 4 複数単結晶を用いた非弾性散乱の準備研究

ここにいう単結晶は、定常炉中性子のモノクロメーターと少し異なり、TOF法分析に用いる大型又は複合単結晶の意味である。

単結晶をモノクロメーターとして用いるにせよ、アナライザーとして用いるにせよ、複数個用いた場合、時間フォーカスの条件は満たせる。しかしチョッパーに比べて良い点は少なく、むしろ劣っている点が多いかも知れない。すなわち

- (1) Bragg 反射で択み出すので、ビームは屈曲する。幾何学的条件がチョッパーほど単純でない。
- (2) Bragg 条件を満たす中性子でも反射率は 20% 以下であり、チョッパーの透過率より概して劣る。チョッパーとて完全な透過率をもつものでなく特に cut off 以下の中性子は透過しないが、概して高い透過性能をもっている。
- (3) 単結晶で択み出せる中性子は低エネルギーの場合が多く、電子リニアックの中性子源としては高エネルギーに有利であるので適合しない(単色パルスビームを得ようとする場合)。
- (4) とり出す中性子のエネルギーを変えるのにチョッパーの場合は比較的かんたんに行なえるが結晶法ではそう簡単には行ない得ない。
- (5) チョッパーのパルス巾による中性子エネルギーの拡がりに相当するものは結晶でもモザイ

ク角の拡がりによって現われ、それが中々大きい値を示す。

などとあまり良い点はないようであるが、一二よいと思われる点をかかげると、

- (1) 高速回転体のようなものは不用で、ビーム断面の大きさはチョッパーの場合かなりきびしく制限されるが、単結晶をたくさん並べれば大きくとれる。
- (2) そのように大型化しても収斂性はいろいろ実現できる。
- (3) Geは別として、Cuなどではかなり大型のものが比較的安くできる。今回試みたのは高木豊教授の研究室で作っていただいたものであり、殆んど材料費だけであったので基準にはならないけれども、大体そう言えよう。
- (4) 複数単結晶のブラッグ反射面をお互に平行に揃えることが光学的な方法で比較的容易である(これについては後に述べる)。

複数の単結晶を用いてパルス単色ビームを得る場合

分子運動単位の測定のように、散乱角(θ , φ)のひろがりをあまり問題にする必要のない場合、多数の単結晶を図4.6の如く並べて、散乱試料に単色パルスビームを近似的に収斂させる。

このさい $\theta = \text{const}$ (共通のBragg条件)及び $L_1 a + L_1 b = \text{const}$ (同時到達)は円と円の接面でかなり広い範囲で同時に充たされる。

モデレーター表面の大きさ、散乱試料の大きさをほぼ60mm ϕ 程度と考えれば、単結晶ユニットも60mm ϕ 位が適当で、これらのユニットを10~20個並べてチョッパーより強い単色パルスビームが期待できる。

高次反射によりスペクトルが分析しにくくなるおそれのある点はアナライザー法より少ないと思われる。実さい問題としてCuの220, 440, 111, 222反射ぐらいしか使えないので、 θ にも依るが、 E_1 として択べる値は10~100 meV程度のものである。これを用いた非弾性散乱の実験は未だ行なわれていない。

図4.6(b)はアナライザーとして使用する時の原理図である。

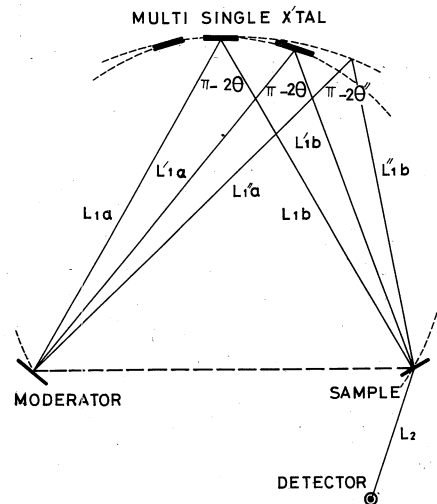


図4.6(a) Bragg条件, TOF条件を両立させるモノクロメーターの並べ方

$$\begin{aligned} \pi - 2\theta &= \pi - 2\theta' = \pi - 2\theta'' \\ L_1 a + L_1 b &= L_1 a'' + L_1 b'' \\ &= L_1 a' + L_1 b' \end{aligned}$$

複数単結晶のアライメント

各単結晶の網平面の平行度は、そのモザイクの広がり (η)、サンプルやモデレーターの有限の大きさなどを考えて、 ± 2 mrad 程度まですることができればよい。

6cm ϕ × 10cm長の大きさのCu単結晶をX線により、真チゅう製の架台の上で(110)面が垂直になるよう固定し、エポキシで固めた。

次に金工場にあるふつうの帯鋸により、架台ごと、(110)面に平行に厚さ1cm程に8枚にスライスした。軸方向にほぼ垂直(輪切り)に近くなった。鋸あとが少しあったので砂でみがき落して平らかに、表面をエッチした後、再び高木研究室において200kg/cm²でプレスしていただいた。ただし1枚は比較のため残し、7枚で複数単結晶セットを構成した。

各円板の表面の中央にガルヴァ用の小さな鏡を貼りつけ、取手と自在ゲンコツにより任意の方向に固定できるようにした(図4.7参照)。

光学的に鏡面が所要の精度で平行になるよう調節した。この場合フォーカスは考えなかった。

次に中性子ビームを用いて各単結晶が別々に示すTOFスペクトルと複合スペクトルを求めた。

図4.8は7枚のCu単結晶から反射された(220)(440)及び高次の反射である。図4.9は7枚の個々のCu単結晶からの反射の(220)ピークの構造を示す。No. 1 No. 2の群, No. 3, 4, 5の群, No. 6, 7の群に分けたのは混乱をさけるためと、それぞれの群は互にFlight pathが多少異なっているもので別けたものである。同じ群の中でのチャンネル位置が異なるのはアライメントが完全でないことを示す。各群で少しづつ平均チャンネル位置が異なっているが、重ね合わせてもチャンネル巾は50%ぐらい広がるにすぎない。No. 6は何か故障がある。

これによって単結晶を多数複合して中性子アナライザー又はモノクロメーターを作ることは技術的に容易であることが分った。

Cuの大型単結晶を多量に製作して下さった名古屋大学、人工結晶研究施設の高木豊教授及び

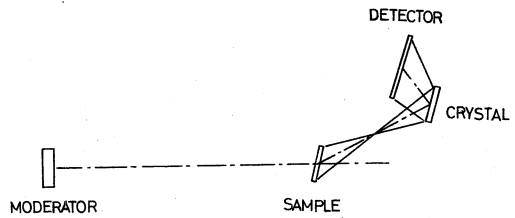


図4.6(b) time focussingを行なったクリスタルアナライザーの原理図
moderator, sample, detectorを平行に置く

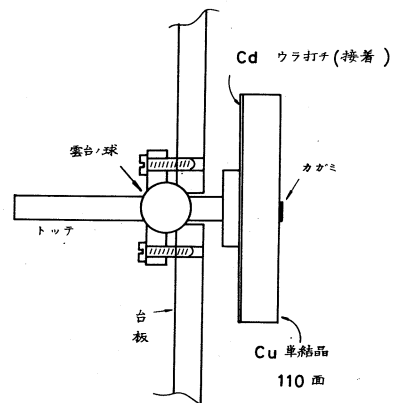


図4.7 Cu単結晶マウント法
(同様のもの更に6個を周りに配置)

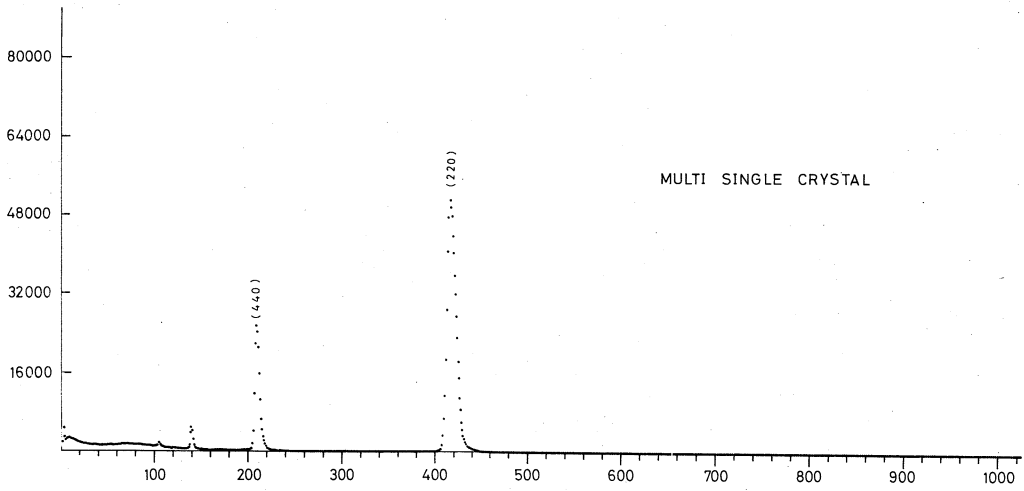


図 4.8 7 個の Cu 単結晶の複合した中性子鏡による反射

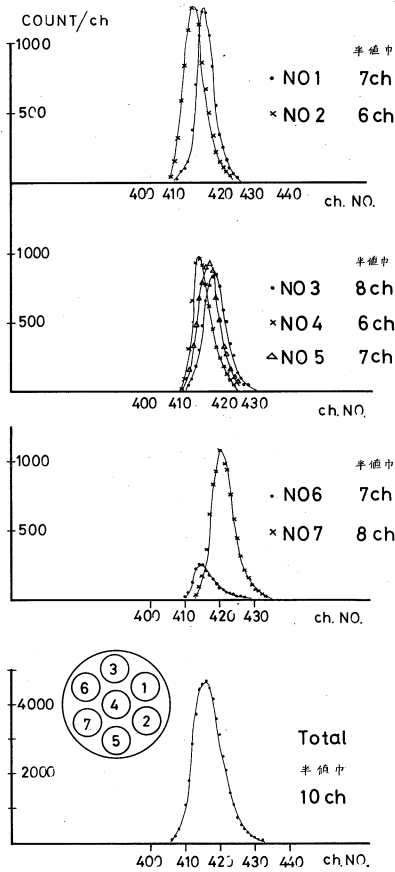


図 4.9 7 枚の個々の Cu 単結晶の示すブラック・ピーク

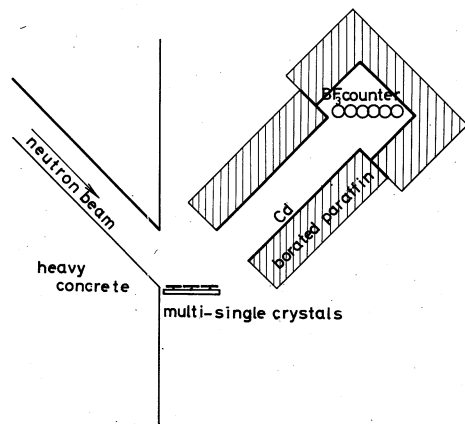


図 4.10 複合単結晶による中性子反射の配置図

柳野助手に深く感謝する。また単結晶の切断，マウンティング等は核理研技官石塚順一郎氏の腕に負う所が多大であった。方位測定はもちろん金研で行った。

§ 5 フィルター法

前報にのべたように BeO フィルターによる「たたき下げ」法により非弾性散乱スペクトルが数時間の計数でえられることが明らかとなった。この方法でえられるスペクトルの解能は ~ 2 meV 程度であるが，一般に中性子非弾性散乱スペクトルを測定しようとする対象の振動数分布の中はこれよりかなり広いので一応の目安として充分実用になる。分子化合物についての中性子分光法の利点は禁制則がない点にあり，たとえば赤外不活性なポリエチレンの音響モードの研究などに有効である。

図 5.1 (a) にわれわれの得たポリエチレンの「たたき下げ」スペクトルを示す。使用した試料は比重 0.915 (結晶化度 45%) のもので厚さ 2.4mm であった。結晶化度が充分高くなく，強度をかせぐために試料を厚くしすぎた，などの問題点があるが，測定時間 6 時間で一応予想される各ピークを明確に測定できた。比較のために図 5.1 (b) に Danner ら⁴⁾ が，また図 5.1 (c) に土井ら⁵⁾ が定常炉によりえた，室温での「たたき上げ」スペク

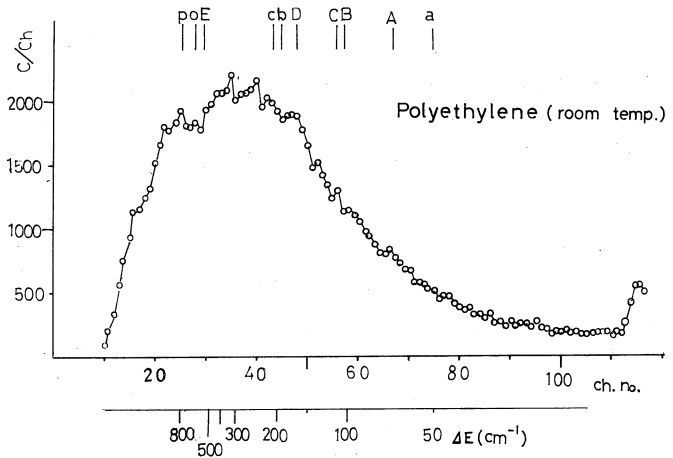


図 5.1 (a) ポリエチレンの「たたき下げ」スペクトル (本実験)。

図中の線は分子鎖間相互作用を考慮に入れた基準振動の計算値⁶⁾より予想されるピーク位置。

a , $\nu_9^b(0)$: b , ν_9^b cut off :
 c , ν_9^a cut off : A , $\nu_5^a(\pi)$: B , $\nu_5^b(\pi)$:
 C , $\nu_5^b(0)$: D , $\nu_5^a(0)$: E , ν_5^a , ν_6^b cut off :
 o , $\nu_8(\pi)$: p , $\nu_8(0)$
 他のピークは多量散乱，倍音，結合音。

トルを示す。図 5.3 のスペクトルは JRR-2，チョッパーによったもので，結晶化度 65%，試料厚さ mm，測定時間 40 時間のものである。Danner ら，あるいは土井らの実験は「たたき上げ」実験であるため 200 cm^{-1} 前後に最大値があり，これより高エネルギー側のピークはあまり明瞭には観測されていない。これに対して「たたき下げ」法では 1000 cm^{-1} 以上まで明確に測定でき，この方法が高波数領域の実験（とくに低温において）に有利なことを示している。

分子間相互作用を考慮に入れた基準振動の計算結果からは二つの音響モード ν_5 および ν_9 の種々の位相差でのピークが $60 \sim 510 \text{ cm}^{-1}$ 多数予想され、各ピークの帰属には重水素ポリエチレンでの実験などを併用しないと確実なことはわからない。 640 cm^{-1} 以上の各ピークは光学モードおよび分子内振動によるものであろう(この試料の $> 400 \text{ cm}^{-1}$ 領域の赤外スペクトルでは $720, 1300, 1370, 1450, \sim 2900 \text{ cm}^{-1}$ にピークがみられた)。

中性子散乱スペクトルを格子振動をも含めた基準振動の計算値と比較するのが望ましい。この目的のため、最も簡単な構造をもつものとして水分子をとりあげた。氷、各種結晶水についてこれまでも多くの報告があるが厳密な取扱をしたものはあまりない。前報で $\text{K}_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ および $(\text{NH}_4)_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ のスペクトルを報告したがこの延長として $\text{M}(\text{II})\text{C}_2\text{O}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ の結晶水の振動におよぼす金属イオンの影響を検討しようとした。

図5.2にNi, Zn, Co, Fe塩の中性子非弾性散乱スペクトルを示す。 $900 \sim 450 \text{ cm}^{-1}$

にいずれの塩でも三つのピークがみられ、高波数側から水分子の縦ゆれ、ひねり、横ゆれの各

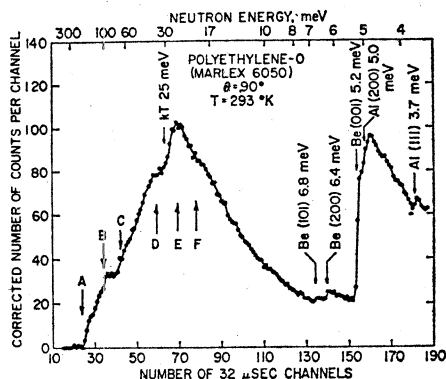


図5.1(b) Saffordら¹⁾の「たたき上げ」スペクトル

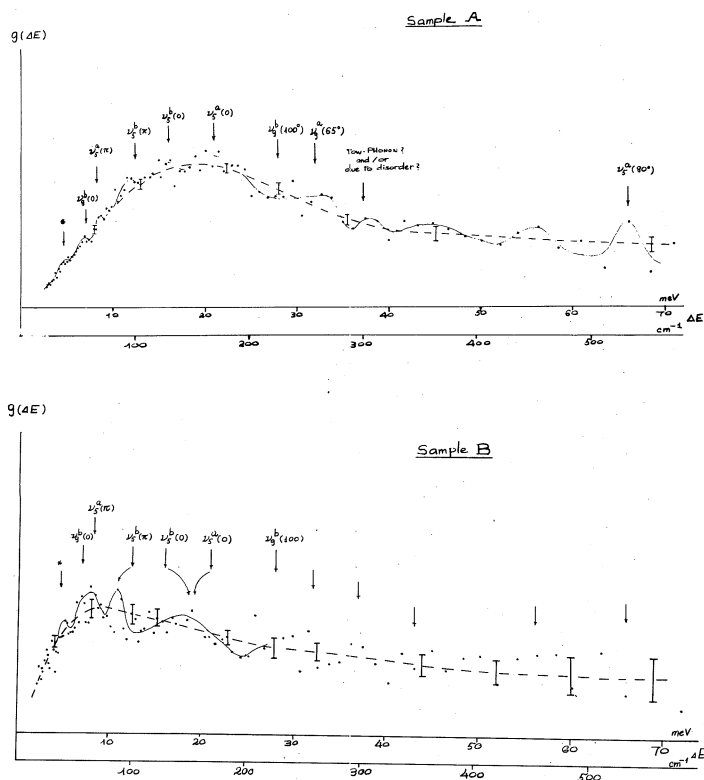


図5.1(c) 土井²⁾の「たたき上げ」スペクトル
結晶化度65%, 室温, 40時間

librationによると考えられる⁶⁾が、この帰属は確実なものではなく目下検討中である。これらの水分子の運動は金属イオンにより顕著な影響を受け、Fe, Co, Zn, Niの順に全体として高波数側にシフトしている。この順序は一般の錯化合物の安定性の順序とほぼ一致し水分子の結晶中での運動がより阻害されるようになることを示している。この順序はまたこれらの塩のシュウ酸基の赤外線吸収、たとえば $810 \sim 840 \text{ cm}^{-1}$ にある $\delta(\text{O-C-O}) + \nu(\text{M-O})$ のシフトの順序と一致し、金属イオンは水分子とシュウ酸基の分子運動に同様な影響を与えることを示している。対照のため図5.3にNi塩について赤外線吸収と中性子散乱スペクトルを示す。後者はピークの位置のみが示してある。赤外の 490 および 815 cm^{-1} の吸収は中性子散乱ピークと一致するよう

に見えるが、無水のシュウ酸塩でもほぼ同じスペクトルを示すことからみて、偶然の一致であり水のlibrationは赤外不活性であることがわかる。500 cm^{-1} 以下でも多くの中性子散乱ピークは赤外線吸収と一致しない。中性子ではもっぱら水分子の運動のみが観測されるのに対し、赤外ではシュウ酸基の振動も観測できるが、禁制則があるため不一致が生じることになる。

270 cm^{-1} のピークは中性子、赤外のいずれでも観測され、Ni-OH₂の伸縮と考えられるが、

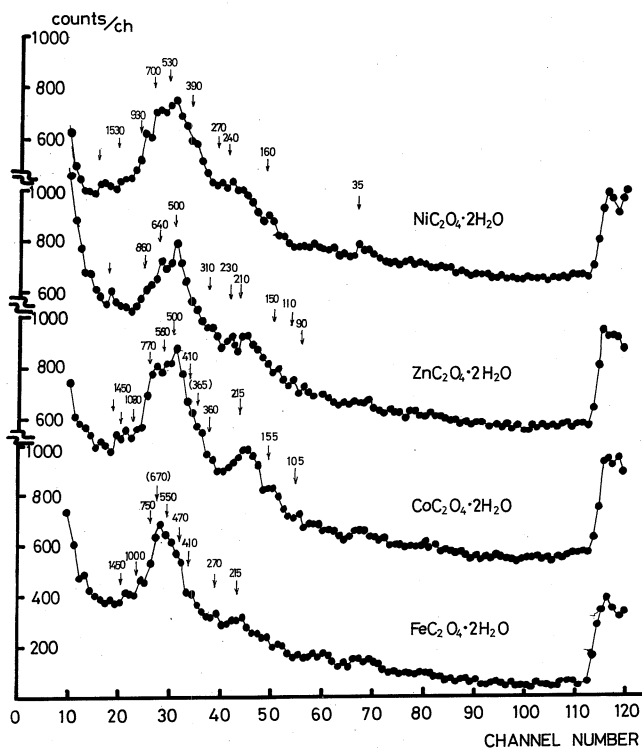


図 5.2 4種のシュウ酸塩のスペクトル

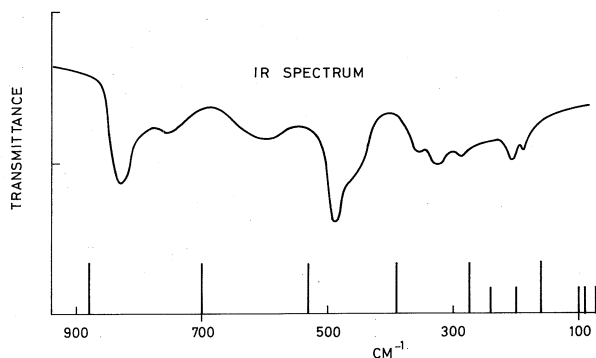


図 5.3 NiC₂O₄·2H₂Oの赤外線吸収および中性子散乱スペクトル(後者は位置のみを示し、短線は不明確ピークを示す)。

確実ではない。基準振動の計算値との比較は目下検討中である。

OH基を含むものについては $\text{Al}(\text{OH})_3$ 、 $\text{Ca}(\text{OH})_2$ について測定した(図5.4参照)。

金属水素化物についてはチョッパー法で

TiH_2 の Optical mode が容易に測定できることを示したが、フィルター法によっても測定することができる。金属と水素の質量比が大きいため、Acoustic と Optical mode は離れて観測されるはずである。一例として図5.5にフィルター法により測定された CaH_2 のスペクトルを示す。少し古いが図中の挿入図は J. Bergsma et al.⁷⁾ による定常炉 4meV 冷中性子の“たたき上げ”法による結果である。我々の測定時間はわずか6時間であった。

Optical mode のように高エネルギーの測定にはリニアック・ブースター等 under moderate pulsed neutron source による down scattering は確かに有利であることがわかる。

§ 6 まとめ

以上の報告によって明かなように、いろいろ盛りたくさんのことを企てたため、一つ一つが不十分なのは残念である。

TOF 法による非弾性散乱の測定技術を更に向上させる必要性が痛感されるが、それには東北リニアックよりもう少し強い中性子源がないと、方法論上の

精確な比較検討ができない。このためにも、リニアックブースターによる $10^{15}/\text{sec cm}^2$ 程度

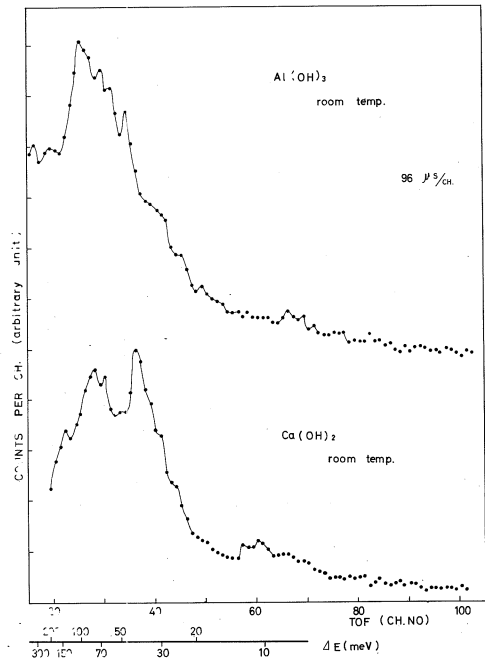


図 5.4 OH基を含む分子の振動

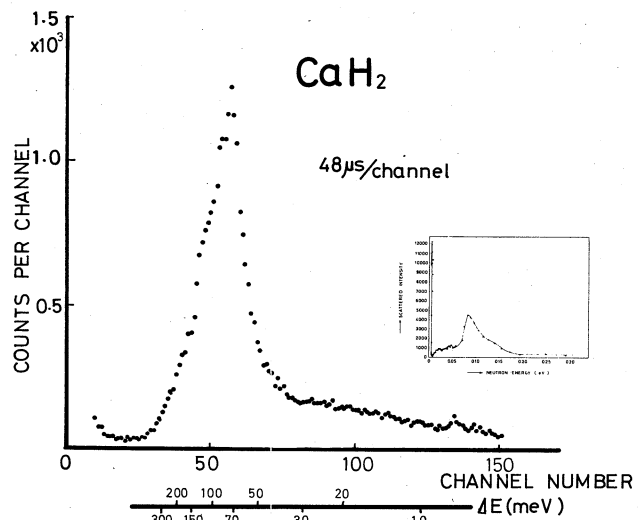


図 5.5 Hydride (CaH_2) のスペクトル

の Puls 中性子源 (中間的設備) の実現が望まれる。これを土台にして更に世界に数歩先じるような研究設備が展望される。

文 献

- 1) Somenkov et al. Sov. Phys. — Solid State, **10**(1968)1076, **10**(1969)2123.
- 2) D. H. Saunderson, S. J. Cocking; Inelastic Scattering of Neutrons in Solid and Liquid II, IAEA, Vienna(1963)265.
- 3) S. N. Purohit et al.; Proceeding of a Symposium on Neutron thermalization and Reactor Spectra Vol **1**(1968)407.
- 4) H. R. Danner, G. J. Safford, H. Boutin, M. Berger, J. Chem. Phys. **40**(1964)1417.
- 5) 土井健治, 日本物理学会年会 (昭和45年4月).
- 6) H. J. Prask, H. Boutin, J. Chem. Phys. **45**(1966)699.
- 7) J. Bergsma et al., Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids(1961) IAEA.
- 8) M. Tasumi and S. Krimm, J. C. P. **46**, 755(1967).

II - 2 モデレーターの最適化に関する研究

核理研・工学部原子核*・金研**

渡辺 昇・木村一治・高橋 文信*

山田幸男・富吉昇一**・小山田正幸

概 要

中性子回折・分光に用いるパルス状熱または熱外中性子源を得るためのモデレーターの最適化を実用的な常温のモデレーターについて実験的に検討している。純水およびポリエチレンについては寸法を、水を均質にポイズン(B, Cd, Gdにより)したものについてはポイズン濃度を、非均質にポイズンしたポリエチレンについてはその寸法形状をそれぞれ種々変化させて、パルス特性の変化を調べた。モデレーターの最適化の評価基準に(パルス高)/(半値巾)²を採用した時、Cdシートによる非均質ポイズンを行ったポリエチレンは測定エネルギー領域では最も優れており、その最適パラメーターは、3cm厚のポリエチレンに中性子ビームを取出す面から約1cmのところCdシートを挿入した場合であった。

§ 1 緒 言

電子リニアック、パルス炉、リニアック・ブースター等から得られるパルス状速中性子源を減速してパルス状熱中性子源とし、T-O-F法により中性子回折あるいは中性子非弾性散乱の実験を行う方法は、中性子束強度に対する要求が今後ますます増大するにつれ不可欠な実験的方法論となるであろうことは周知の通りである。リニアック等の一次中性子源が与えられた場合、実験条件と照らし合せて測定系の総てのパラメーターを可能な限り最適化するのは当然であるが、なかでもモデレーターの特性は最も重要なパラメーターの一つとなる。つまり一次中性子源の強度を2倍とか3倍に増力するには技術的にも経済的にもかなりの困難を伴うが、現状では案外モデレーターを少し本気でつつけば、一次中性子源が2倍あるいは3倍になったと同じ測定を可能にする余地がまだあると言うことである。少し本気でつつくと言ってもパルス炉等で実用的になるものを作れば多分モデレーター1個に数千万円程度を必要とする場合もあるだろうが、最初から2~3倍の出力のパルス炉なりリニアックを作る建設費の増分に比べればはるかに経済的と言えよう。

このような見地からパルス中性子源用モデレーターの最適化の研究は重要とされ、若干の研究がなされてきた。R. G. Fluharty et al.¹⁾は常温および液体窒素温度の種々のモデレーターのパルス特性をR. P. I. リニアックを用いて実測しているが、多くの物質について調べているため最適パラメーターを見出すまでには至っていない。D. H. Day and R. N. Sinclair²⁾はHarewellリニアックを用い、常温の水およびポリエチレンについて均質、非均質ポイズンの影響、寸法等について調べているが、測定的时间分解能がかなり悪いことと、ポイズン濃度の影響をシステムティックに調べる等が不充分であること、特にCdシートによるポリエチレンの非均質ポイズンについては、エネルギー依存時間分布の測定を省略し、時間積分スペクトルの測定で逃げてパラメトリックサーベイを行っているため、パルス巾を考慮した最適化の情報が得られない等のため充分とは言えない。

このため今回の実験ではとりあえず比較的容易に実用化ができそうなモデレーターについて常温での特性を寸法、ポイズン濃度等を変化させてシステムティックに測定し、最適パラメーターを求めようとしている。

§ 3 実験方法

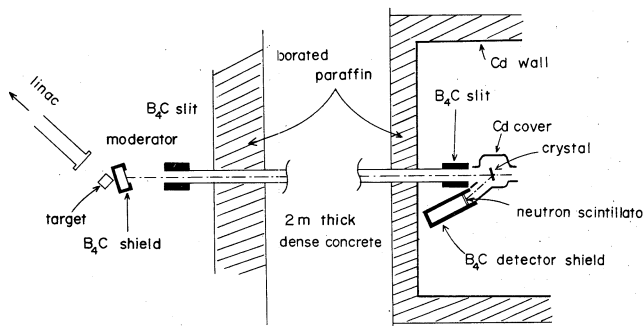
モデレーターからの中性子ビームの引き出し方はビーム孔によらず、表面からの放射を採用した。冷中性子領域以外ではこの方が特性がよいことがすでに知られている。それぞれ着目したエネルギーでの中性子束の時間分布はT-O-F結晶法で行った。この方法はR. G. Fluharty et al.¹⁾やD. H. Day et al.²⁾の用いた測定法と、また筆者等がBeOの時間依存スペクトル測定に用いた方法³⁾と本質的には同じである。ここで対象とするような時間的変化の非常に速いスペクトルの測定には、所要の時間分解能とデータの集積速度を考えると、結晶法の方がチョッパー法より格段に有利なためである。さてG. H. Fluharty et al.¹⁾はモデレーター、単結晶間にファインなソーラスリットを用いて所要の時間分解能を得ているが、この種の実験がパラメーターを種々変えた多数の測定Runを必要とすることを考えるとファインなソーラスリットで中性子強度を損なうことは得策ではない。またD. H. Day et al.²⁾は全然ソーラスリットを用いていないためモデレーター・単結晶間の角度のゆらぎ $\Delta\theta_1$ が大きく、時間分解能はかなり悪い。我々がここで念頭においている一次中性子源はリニアックのみかりニアックブースターのようにパルス巾の短い場合で、パルス炉のように比較的パルス巾の長い場合でないことに着目すると所要の時間分解能としては、R. G. Fluharty et al.¹⁾の測定と同程度が必要となる。この時間分解能と中性子強度に対する要求を両立させるため我々はタイム・フォーカシングの方法を採用した。これは、エネルギー E 、時間 τ に依存した中性子束 $\phi(E, \tau)$ が E に対しては τ

に対してよりも比較的ゆっくり変化している関数と考えるとさしつかえないため、所要の Δt を実現するのに ΔE はかなり大きくともよい。すなわちモデレーターのビーム放射面と結晶面と検クターの三者が平行に置かれた時、 ΔE_1 は

$$\Delta E_1 = 2E_1 \cot \theta_1 \cdot \Delta \theta_1$$

となるが、 $\Delta \theta_1$ による飛行時間 t のゆらぎ Δt は原理的には零に近づけることができる。

BeOの時間依存スペクトル測定に用いた第1実験室の装置³⁾を一部変更し、第1図の配置とした。単結晶には約50mmφ × 5mm tのCuを用いた。このCu単結晶はほぼ111面ベクトルに垂直にカットしており、タイムフォーカシングのためディスク状単結晶の表面をそのまま111反射面として用いることが出来るようになっている。ディテクタ



第1図 実験装置の概要

ーは高い時間分解能を得るため薄いものが必要で、少なくともディスク状単結晶と同程度の面積を有する平面が必要となるためガラスシンチレーターを用いている。厚さは2mm以下である。リニアックは約6.15MeV、300ppsで運転し、パルス巾は3μsecにおさえてある。インターフェースのチャンネル巾は2μsecまたは3μsecとした。このような条件での時間分解能の推定値を第1表に示しておく。

第1表 クリスタルスペクトロメーターの時間分解能推定値

エネルギー (meV)	時間分解能* (μsec)
20	5.45
45	4.4
80	4.0
125	3.6

中性子発生ターゲットには水冷の鉛ターゲットが用いられた。モデレーターは10cm × 10cm × dcm (dは厚さで可変パラメータ)のslabで、room return epi-Cd neutronによりパルス巾が影響を受けないよう厚さ1cmのB₄Cでシールドされている。

またモデレーターを特に冷却をすることは行わなかったため、常温と言ってもγ-heat等により約80℃で測定がなされていることをことわっておく。

* インターフェースチャンネル巾3μsecの時、タイムフォーカシングはしていないと仮定(したがって実際には時間分解能はここに示す値よりよいはず)。エネルギー分解能 $\Delta E/E$ は全エネルギー領域で0.4%以下である。

§ 3 測定結果

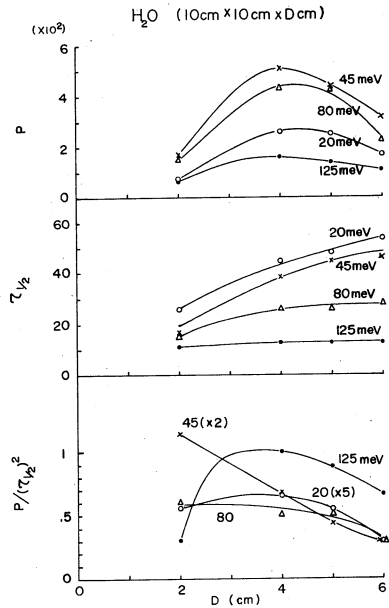
3.1. 純水モデレーター

水は最も簡便で、よく用いられて来たモデレーターである。純水の基本特性を知っておくことは後のポイズンした水の最適化のためにも必要である。

第2図は純水の厚さ d の変化に対するパルス特性（ピーク値，半値巾，FOM等）を示すものである。但しピーク値は arbitrary unit で、また異なるエネルギー間での規格化は行っていない（結晶の反射率、減衰、カウンター効率等の補正は行っていない）。したがってそれぞれのエネルギーでのパルス特性の厚さに対する依存を示すものである。測定された全エネルギー領域に亘ってピーク値の最大になる厚さはほぼ4cmにあり、もしFOMがピーク値そのものである場合には4cm程度の水を用いるべきであろう。一方パルスの半値巾 $\tau_{1/2}$ はモデレータ厚の減少に対して単調減少するので、 $FOM = P / (\tau_{1/2})^2$ にはMaxが存在する。高エネルギーでは半値巾は厚さに対してあまり変わらないのでFOMのMaxはPのMaxを与える厚さより少し小さい所に現れるが、中程度のエネルギーでは $\tau_{1/2}$ の減少の方が効くため2cmまで厚さを減少させてもFOMはまだ増加している。もっとエネルギーが低くなると熱化過程でのろう洩が効いてくるため、薄い体係ではピーク値の減衰が強くなり、FOMは2cmまで厚さを減少する以前にMaxが現れる。

3.2. ポリエチレン

第3図はポリエチレンについての同様の特性を示す。傾向は非常に水の場合と似ているが、PのMaxは水の場合ほどcriticalでない。また水素密度が水の約1.2倍であること等のため多少Maxを与える厚さが薄い方に移動している。Maxの値も水と比べ殆んど優劣はないが、高エネルギー（熱外）では明らかにポリエチレンに優位性が認められる（FOMにも同様のことが言える）。また熱中性子領域ではポリエチレンの場合、水に比べPが厚さの薄い側にシフトするため、2cm厚程度ではFOMはまだ増加の傾向にある。



第2図 H₂O モデレーターのパルス特性

3.3. H₂O+Boron

純水モデレーターの特性を改善するためよく用いられる方法はBoronによる均質ポイズンである。

BoronはH₃BO₃の型で水に溶かしたものをを用いた。

最適化は厚さとBoron濃度の両者について行い必要があるが、限られた測定回数で傾向をつかむため、純水の最大のピーク値を与える厚さ4cmの体系で

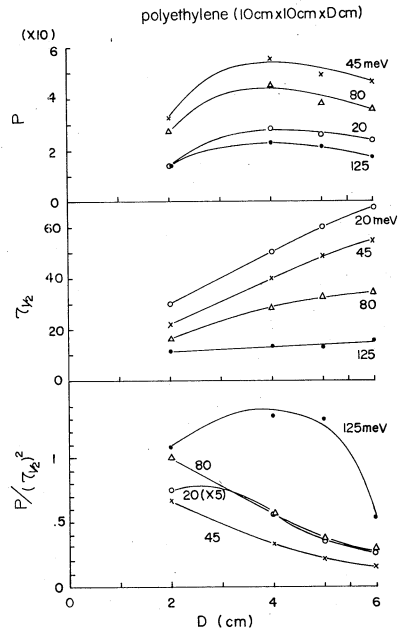
Boronの濃度変化を行った。

第4図はH₃BO₃濃度に対するパルス特性を示すもので、50g/lのH₃BO₃(常温での溶解限界)でもまだFOMは増加の傾向にある。150g/lで測定を行ったが統計がよくないので示していない。但し明らかに150g/lではFOMは減少しているようである。FOMを $P/(\tau_{1/2})^2$ あるいは $P/(\tau_{1/10})^2$ をとる場合は別として、 $P/(\tau_{1/2})^2$ に関する限りでは低エネルギーではポイズンによるFOMの改善は非常に小さい。

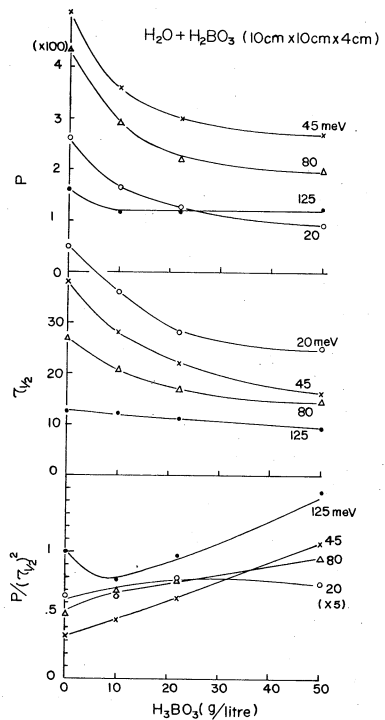
3.4. H₂O+Gd

Boronが1/v吸収であるのに対し、Gdは0.1~0.2eVにcut-offを持つ代表的なnon-1/v吸収体である。Gdをテストする理由は、熱中性子の源となるエネルギーの中性を犠牲にすることなしに熱中性子領域でのパルス巾を効果的に減らすねらいと、吸収断面積の立上り附近(0.1eV近傍)でのパルス特性を、下からのup-scatterをおさえる(スペクトルの低エネルギー側を弱めることにより)ことにより、パルスのテイルを減らして、 $\tau_{1/2}$ 、 $\tau_{1/10}$ 等を改善しようとするところにある。

GdはGdCl₃の形でポイズンを行った。H₃BO₃の時と同様4cm厚体系について濃度変化によるパルス特性の変化を調べた。第5図はこの結果を示すもの



第3図 ポリエチレンモデレーターのパルス特性



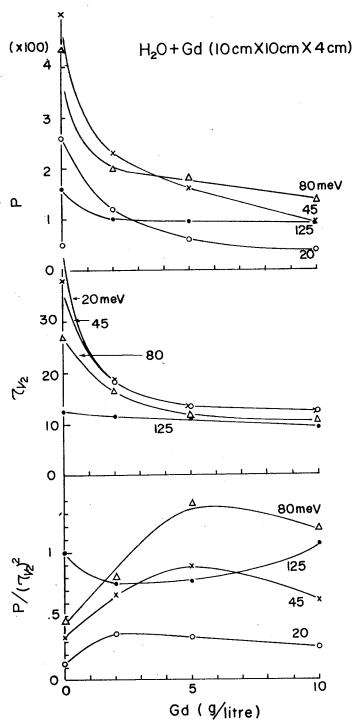
第4図 H₂O+Boronモデレーターのパルス特性

で、熱中性子領域でFOMのMaxは約5g/lのあたりに存在するが、エネルギーの増加とともに、このMaxを与える濃度が高い側にシフトしているのは断面積の形から当然であろう $\tau_{1/10}$ 等については期待通りの改善が得られたか否かについてはデータ処理が完了していないので次の機会に報告する。

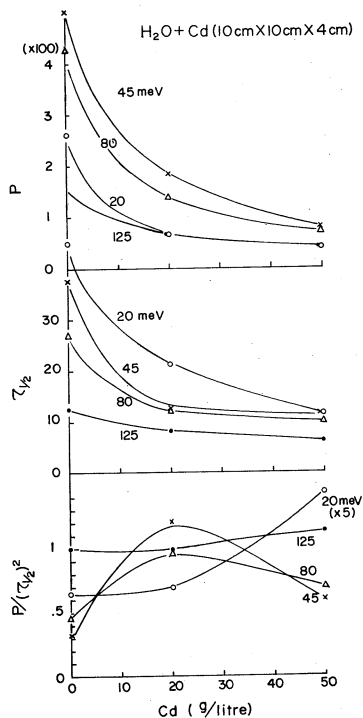
3.5. H₂O + Cd

さらにnon-1/vとして代表的なCdによる均質ポイズンのテストを行った。CdのCut-offエネルギーはGdよりも高く、この差違がパルス特性にどう効いてくるかを見るために行ったものである。第6図に結果を示す。FOMのMaxは約20g/lにある。

以上水に均質ポイズンを行った場合の特性を調べてきたが、Gdの場合6~9 barns/hydrogen atom, Cdの場合4~5 barns/hydrogen atom, Boronの場合も50g/l以上のデータが十分ではないが数 barns/hydrogen atomのあたりにFOMのMaxが存在している。もちろん断面積の形により、着目するエネルギーによりMaxを与えるポイズン濃度が異なるのは当然であるが、一応の目安は上記のあたりと考えてよからう。R. G. Fluharty et al. もBoron, Cdによる均質ポイズンをテストしているが、Boric acidで8.57g/l, Cd sulfateで1.72g/lと濃度が小さく、特に優れた特性は得られていない。D. H. Day et alはGdで8.5g/l, Boronで7.5g/l (H₃BO₃換算で約45g/l)で測定しているが、すでに述べた如く時間分解能がよくないので、純水の場合に対するFOMの改善が我々の結果に比べ非常にひかえ目になっている点を注意したい。



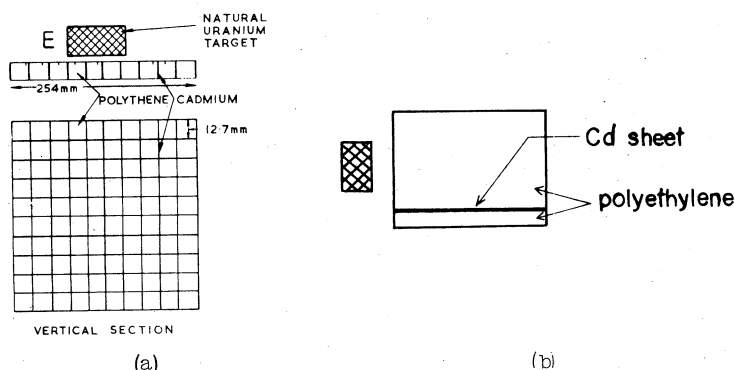
第5図 H₂O + Gd モデレーターのパルス特性



第6図 H₂O + Cd モデレーターのパルス特性

3.6. ポリエチレン+ Cd シート

ポリエチレンを Cd シートで非均質にポイズンしたモデレーターが優れた FOM を示すことは R. G. Fluharty et al. がすでに報告しているが、ここではさらにこれの最適化を行ったものである。非均質ポイズンと言っても適当な吸収体をモデレーターと幾重にも層状に重ねてみても意味がなく、D. H. Day et al. のように板状モデレーターに吸収体のグリッドを挿入したような構造(第7図(a))か R. G. Fluharty et al. 式にモデレーターを1枚の吸収板で仕切った構造(第7図(b))が基本形として考えられる。いずれにせよ熱中性子の源



第7図 Cd シートにより非均質にポイズンしたポリエチレンモデレーター
(a)は D. H. Day et al. の使用したモザイク構造を、
(b)は R. G. Fluharty et al. の使用した非均質構造を示す。

となる熱外中性子およびさらにもう少し高エネルギーの中性子に対してはモデレーターの大きさがどうであろうと、そのパルスの時間分散は着目している熱またはこれに近い熱外中性子の時間分散に比べ無視できる程度であるので、この源となる中性子の収率ができるだけ大きくなるようにモデレーター全体の大きさを選び、利用するエネルギー領域の中性子に対してはモデレーターの大さが小さくなり、中性子の洩れが顕著に効いてパルス巾が短くなるよう適当なカット・オフエネルギーの吸収体で仕切るやり方である。ここでは種々の理由から Fluharty 式の方がよいと考えられるのでこの方式をとり、またシートには 0.5 mm 厚の Cd を用いている(我々の場合、第7図(b)の場合とターゲット位置が異なり後に置かれるが)。

さて Cd シートよりターゲット側は今述べた源となる中性子をフィードしてやる部分と考えることができ、この層の厚さ D_b は厚いほどターゲットよりの速中性子をより多く減速させることができるが、あまり厚くなると Cd シート面に到達するまでに Cd カット・オフ・エネルギー以下になってしまうので当然最適厚さが存在する。第8図は熱中性子を取り出す層の厚さ D_f を 1 cm に固定し、 D_b 影響を調べたものである。 D_b によるピーク値 P の変化は測定された全エネルギー範囲で同様の傾向を示し約 2 cm 厚の時 Max を与えることがわかった。 $\tau_{1/2}$ は D_b で非常に

第2表 各種モデレーターのFOM

モデレーター	FOM $\equiv P(\tau_{05})^2$			
	20meV	45meV	80meV	125meV
H ₂ O(4cm厚)	1.0	1.0	1.0	1.0
H ₂ O(2cm厚)	0.85	1.65	1.2	0.3
ポリエチレン(4cm厚)	0.86	1.0	1.1	1.32
ポリエチレン(2cm厚)	1.15	1.95	2.0	1.08
H ₂ O + H ₃ BO ₃ (50g/l)(4cm厚)	1.15	3.15	1.9	1.47
H ₂ O + Gd(5g/l)(4cm厚)	2.54	2.6	2.75	0.77
H ₂ O + Gd(10g/l)(4cm厚)	1.9	1.8	2.34	1.06
H ₂ O + Cd(20g/l)(4cm厚)	1.07	3.5	1.9	1.0
H ₂ O + Cd(50g/l)(4cm厚)	2.2	1.75	1.4	1.14
ポリエチレン + Cdシート (Df = 2cm, Df = 1cm)	2.9	3.75	5.0	2.4

ている。このように最適パラメーターを追及することにより、常温でも3インチ厚液体窒素温度固体アンモニアより優れたFOMを示すモデレーターが実現できることがわかった。もっとも Fluhartyも述べている如く彼のパラメーターは最適化されたものではなく、固体アンモニアの場合もさらに最適なパラメーターが見出せると思うが、一先ず常温のモデレーターでこれ以上のFOMのものを見つけるのは困難であろう。なお以上の議論はFOM $\equiv P/(\tau_{1/2})^2$ の場合に限ったが、FOMとして $P/(\tau_{1/5})^2$ あるいは $P/(\tau_{1/10})^2$ ($\tau_{1/5}$ および $\tau_{1/10}$ はパルス巾がそれぞれ1/5, 1/10となる時のパルス巾)を採用した場合についても比べてみる必要があるが、これらについては別の機会に報告したい。

今機は低温モデレーターの最適化を計画している。

謝 辞

中性子検出器のエレクトロニクスで核理研武藤正勝氏に御援助いただいたことに感謝します。

文 献

- 1) R. G. Fluharty et al., Nucl. Sci. Engng. **35**, 45(1969).
- 2) D. H. Day and R. N. Sinclair, Nucl. Instr. Methods **72**, 237 (1969).
- 3) 木村一治他, 核理研研究報告 Vol. 1, No 2, 105(1968).
" Vol. 2, No. 1, 97(1969).
および N. Watanabe et al, TUEL-6(April, 1969).

II - 3 中性子回折による磁性体の研究

金研・核理研*・工学部原子核**

富吉 昇一・鈴木隆司・渡辺 浩
木村 一治*・渡辺 昇*・山田幸男*
小山田正幸*・高橋文信**

§ 1 序

T-O-F法による中性子回折によって磁性体、特に、反強磁性体の磁気構造を研究する際に特徴的なことは、磁気散乱によって生ずる回折線は、比較的大きい面間隔を持っているために、T-O-F法では散乱角 2θ の小さいカウンター系によって測定しなければならぬということである。そのために、東北大ライナックでは散乱角 $2\theta = 33^\circ$ に磁気散乱専用のカウンター系が設置されている。散乱角が小さいと良く知られているように、分解能は $\Delta\lambda/\lambda = \Delta\theta \cdot \cot\theta$ の関係によって悪くなるが、現在までに測定されている $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 、 $\text{Sr}_2\text{Fe}_2\text{O}_5$ 等の結果を見ると、方々の原子炉に設置されている回折装置に比較して、東北大ライナックの装置の分解能は決して悪くなく、充分未知の物質の磁気構造の解析にも用いられることを示している。ここでは、ネール点 $T_N = 320^\circ\text{K}$ の反強磁性体 FeMnP についてのスピン構造の解析結果について述べ、次に、 Mn_3Si の予備的な実験結果について述べる。

§ 2 FeMnP

1 序

FeMnP は Fe_2P 、 Mn_2P の固溶体である。この系の状態図的研究は R. Vogel, J. Berak によってなされている。 Fe_2P 、 Mn_2P は共に hexagonal であるが、 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_2\text{P}$ の $x = 0.31 \sim 0.62$ の間で orthorhombic の結晶系に変化する。この orthorhombic 相の結晶型の空間群は Pnma であり、 Co_2P 型、又は ordered PdCl_2 型といわれるものである。 FeMnP の結晶構造を図-1に示す。金属原子の占める site は2つあり、Fe は tetrahedral site を占め、Mn は Piramidal site を占める。 Fe_2P は強磁性 ($T_c = 307^\circ\text{K}$) であり、 Mn_2P は反強磁性 ($T_N = 103^\circ\text{K}$) である。 Fe_2P については Mossbauer effect の測定が行われており、tetrahedral site の Fe が

1.0 μB , pyramidal siteのFeが1.3 μB の大きさの磁気モーメントを持っていることが報告されている。一方 Mn_2P に関しては単結晶での実験が行われており、磁気構造が明らかになっている。その結果は、tetrahedral siteにある3つのMnのうち2つが非常に小さなモーメント ($0.01 \pm 0.04 \mu\text{B}$)をもち、pyramidal siteにある3つのMnのうち2つがかなりのモーメント ($0.84 \pm 0.03 \mu\text{B}$)をもっている。モーメントの方向はb軸方向 (magnetic unit cellをorthorhombicにとる)にある。

この系列については先に長瀬氏によって帯磁率の測定が行われているが、それによると $0.31 \leq x \leq 0.62$ の orthorhombic 相は反強磁性であることが報告されている。 FeMnP についての長瀬氏の磁気測定の結果によると、 $T_N = 320^\circ\text{K}$, $Q_p = 0^\circ\text{K}$, $\mu_{\text{eff}} = 3.5 \mu\text{B}$ である。この結果は筆者の行った磁気測定の結果とほぼ一致している。

2 実験

試料は1000°Cで約24時間焼結し、700°Cで約30時間焼鈍して空冷したものである。上述の様にして得られた粉末試料の帯磁率の温度変化を測定した。その結果は図-2に示してある。結果は $T_N = 320^\circ\text{K}$, $\theta_p = -20^\circ\text{K}$, 金属原子1個当り $\mu_{\text{eff}} = 2.5 \mu\text{B}$ である。

中性子回折の実験は、高温側で 408°K , 低温側では 100°K で行った。実験の結果得られた patternは散乱角 $2\theta = 33^\circ$ の場合について、図-3及び図-4

Crystal structure of FeMnP (Pnma, Co_2P type)

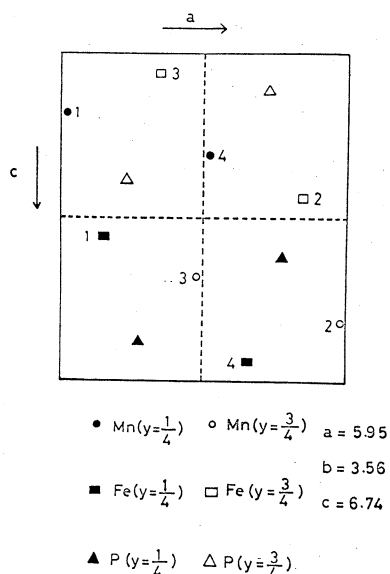


図-1 FeMnP の結晶構造

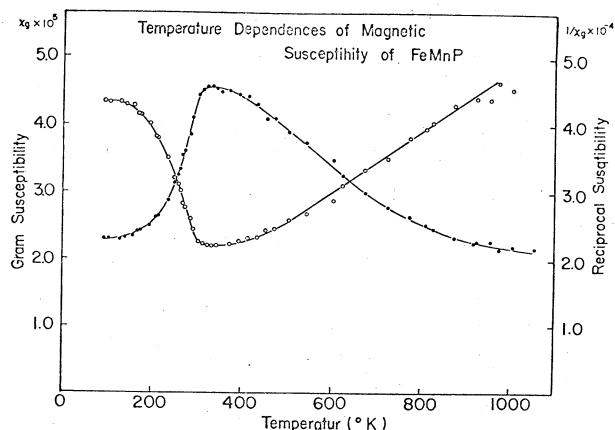


図-2 FeMnP の帯磁率 χ の温度変化

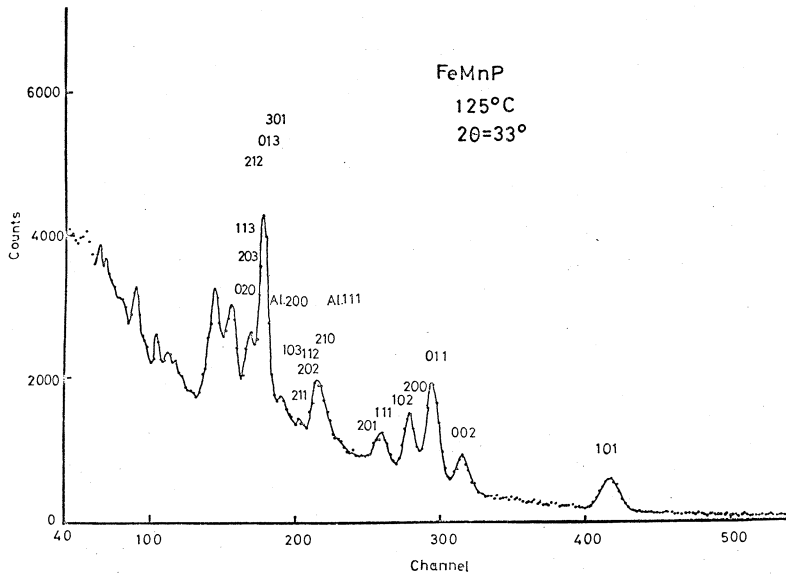


図-3 125°Cに於けるFeMnPのT-O-F中性子回折像
散乱角 $2\theta = 33^\circ$

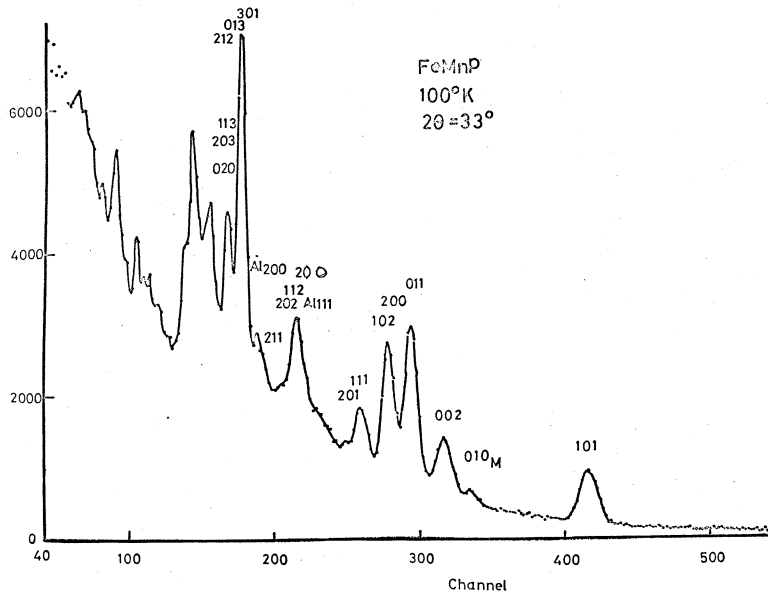


図-4 100°Kに於けるFeMnPのT-O-F中性子回折像
散乱角 $2\theta = 33^\circ$

に示されている。

低温側 (T_N 以下)の測定で高温側 (T_N 以上)では存在しない(010)ピークが現われ、又(200)ピークが大きくなっているのが顕著である

3 結 果

高温側に於ける核散乱ピークについて、実験から得られた観測値と計算値との比較を表-1に示す。計算値は jF^2 (j :多重度; F :構造因子)に吸収の補正として A_s の因子をかけてある。 I_0 の強度の中性子が入射した場合の物質による中性子線の減少は次の式で表わされる。

$$I = I_0 e^{-\sigma N t}$$

σ : total cross section

N : 試料 1cm^3 当りの

原子の数

t : 物質の厚さ

ここで A_s の因子として I/I_0 をとっている。

表-1から Reliability factor

$$R = \frac{\sum_{hkl} |jF_{\text{obs}}^2 - jF_{\text{cal } A_s}^2|}{\sum_{hkl} jF_{\text{ob}}^2}$$

を計算すると、 $R = 6.9\%$ になる。

低温側に於ける観測値より磁気構造の解析を行った。解析は collinear model を仮定して行った。実験で得られた pattern から (101), (010), (002), (200) + (102) がいずれも磁気散乱による部分が含まれていると考えられる。従って Fe については (+--+) の配列を, Mn については (+-+-) の配列をとる。又 (200) の磁気散乱の部分が他に比較して非常に大きいことから、磁気モーメントの向きは (100) 面内にあるとする。この様な仮定でモーメントの大きさを計算すると $\mu_{\text{Fe}} = 3.6 \mu_B$, $\mu_{\text{Mn}} = 2.0 \mu_B$ となり、 b 軸からの傾きは 23° となる。その構造因子の計算値と観測値の比較は表-2に示してある。

この結果は Fe_2P 等の場合に比して FeMnP が非常に大きなモーメントを持っていることになる。この原因は、collinear model を仮定することが間違っているか、又は測定値の誤差が大き過ぎることによると思われる。(010) ピーク以外のピークは核散乱と重なっている為、磁気散乱の部分を評価するのにかなりの誤差を生じると考えられる。又ピークどうしの

表-1 Observed and Calculated nuclear structure factor for FeMnP at 125°C

h k l	$jF^2_{\text{cal } A_s}$	jF^2_{ob}	$F^2_{\text{ob}}/F^2_{\text{cal } A_s}$
1 0 1	12.90	13.6	1.05
0 0 2	13.58	11.2	0.83
0 1 1	31.15	33.3	1.07
2 0 0	17.63	17.8	1.01
1 0 2	0.00		
1 1 1	7.92	10.5	0.94
2 0 1	3.12		

重なるの為、磁気散乱の部分がどのピークからの寄与であるかを判定するのも困難である。これらの問題を解決する為には単結晶による実験を行うことが必要であると考えられる。

§ 3 Mn₃Si

Mn₃Siの結晶構造は、Fe₃Al型といわれるもので、体心立方格子(b. c. c.)で、体隅の位置をMn原子が占め、体心に位置にMn原子が入ったunitと、Si原子が入ったunit

の2種類のものがあり、その2つのunitが交互に規則的に配列した構造をしている。格子定数 $a = 5.722 \text{ \AA}$ である。この結晶構造では、各原子は8ヶの最近接原子により取り囲まれているが、8ヶのMn原子により取り囲まれたMn原子(Mn_I)と、4ヶのMn原子と4ヶのSi原子に取り囲まれたMn原子(Mn_{II})の2種類のMn原子がある。

この物質で興味を持たれている点は、Mn原子が磁気モーメントを持つとすれば、Mn_IとMn_{II}でそのモーメントの大きさがそれぞれいくらかになるかという点であり、最近接原子の種類の違いが磁気モーメントの大きさ、すなわち、Mnの電子状態にどのような相違をもたらすかという点である。また、磁気モーメントが整列したときに、そのスピン構造がどのようにになっているかという事も興味ある問題である。このような点を明らかにするために中性子回折の実験を行った。

現在までに行われているMn₃Siの磁性の研究は少ないが、渡辺、山本(日本物理学会、昭和35年秋)によれば、液体窒素温度以上の温度に於ける帯磁率の温度変化の測定から、200°k附近に変態点を持つフェリ磁性体、あるいは弱強磁性体ではないかと考えられていた。

我々は変態点以下の温度であると考えられる104°kと室温のそれぞれの温度に於て、T-O-F法による中性子回折の実験を行った。図-5に104°kで測定した散乱角 $2\theta = 33^\circ$ に於けるDebye Scherrer回折像を示す。104°kの回折線は、X線回折の場合の回折線と全く同じもので、X線の場合にみられるもの以外に現われた回折線は、試料容器のアルミニウムから来るもの以外は何も見出されなかった(アルミニウムの回折線であることはBlank testにより確めた)。反強磁性的にスピンの配列したときにあらわれる核散乱による回折線以外の磁気散乱による回折線、たとえば110, 100, 等の回折線は全く見出されなかった。また、室温で測定したDebye-Scherrer回折像は図示しなかったが、104°kで測定したものと全く同じであり、各回折線の強度比の2つの温度に於ける変化はほとんど認められなかった。この中性子回

表-2 Observed and calculated magnetic structure factor for FeMnP at 100°k

h k l	$jF^2 \text{ mag cal}$	$jF^2 \text{ mag ob}$
1 0 1	2.7	1.7
0 1 0	3.5	3.5
0 0 2	4.8	4.8
0 1 1	0.1	0.0
1 1 0	3.6	0.0
2 0 0	17.9	
1 0 2	1.5	17.9

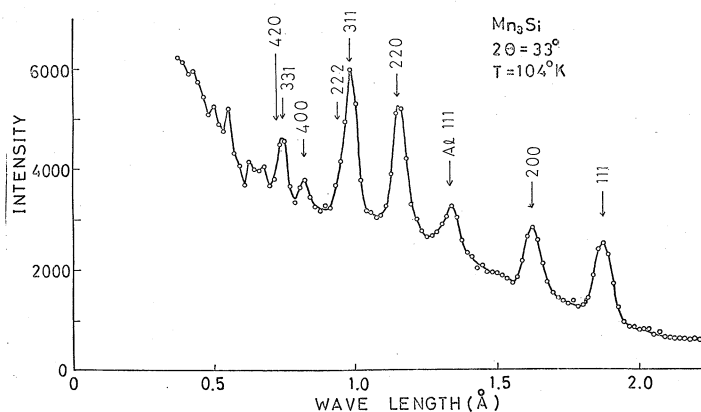


図-5 104 Kに於ける Mn_3Si のT-O-F中性子回折像
散乱角 $2\theta = 33^\circ$

折の結果は104°k以上の温度では Mn_3Si の磁気モーメントの整列は起っていないことを示している。

最近行った低温の帯磁率 x の温度変化の測定結果を図-6に示す。この図で x は30°k附近に山を持ち、この温度が磁気的変態点ではないかと考えるのが、中性子回折の結果などから考えて妥当なようである。200°k附近の帯磁率の急激な変化は、弱強磁性などの出現によるものではなく、 Mn_3Si では単相になりやすく、他の相が混りやすいので、多分 Mn_3Si 以外の相によるものと思われる。さらにヘリウム温度に於て、中性子回折の実験をう予定である。

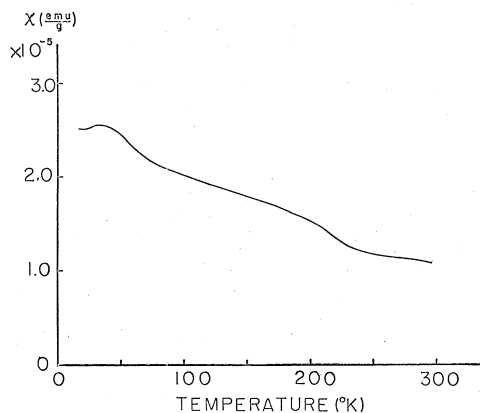


図-6 Mn_3Si の帯磁率 x の温度変化

II-4 TOF 中性子回折による TiO の温度因子の測定

理学部物理・核理研*・金研**・工学部原子核***

山田幸男・寺崎 治・渡辺伝次郎

木村一治*・小山田正幸*・渡辺 昇*

富吉昇一**・鈴木 隆司**・高橋 文信***

要 約

前回に引続き試料 $\text{TiO}_{0.8}$ のデバイ温度を測定して $\Theta = 516 \pm 20^\circ\text{K}$ なる値を得、 296°K における動的な平均変位として 0.12 \AA を求めた。また TiO_x ($0.7 < x \leq 1.25$) 結晶に存在する多量の空格子点の影響による平均格子位置からの原子の変位、即ち静的変位を $\text{TiO}_{0.8}$ について求めることができ、その大きさは 0.07 \AA であった。

§ 1 序 言

チタンの酸化物のうち、岩塩型構造をもつ TiO_x 相 ($0.7 < x \leq 1.25$) はその構造に多量の空格子点を含み、その量は組成によって変化する。第 1 表に、組成 (x) による格子定数の変化、チタンおよび酸素格子点の占有率の変化を示す。この表からわかるように、チタンと酸素の割合が 1:1 の TiO においてもそれぞれの副格子点の約 15% の空格子点を含んでいる。これらの空格子点は約 990°C 以上の高温では不規則配列をとる。このように多量の空格子点を含む結晶の温度因子を中性子回折および X 線回折によって測定して各原子の熱振動の平均自乗変位を求め、かつ空格子点の存在に起因する原子の静的な変位を分離して求めるのが本研究の目的である。

第 1 表

組 成 (x)	格 子 定 数 (\AA)	Ti 及び O 格子 点の占有確率	
		% Ti	% O
0.80	4.195	0.923	0.742
0.91	4.179	0.885	0.805
1.00	4.177	0.857	0.857
1.20	4.165	0.790	0.948
1.25	4.166	0.773	0.966

これらの結晶は岩塩型構造をもつため、X 線回折においては偶数指数の反射が強く、奇数指数の反射が弱い。これに対して中性子回折においては、Ti の核散乱振幅が負であるため奇数指数の反射の方が強くなる。すなわち、これらの結晶の動的および静的な原子変位を明らかにする上において X 線回折と中性子回折は相補的な関係にある。

前報¹⁾において、既に粉末試料 $\text{TiO}_{1.20}$ についての測定結果を報告したが、今回は $\text{TiO}_{0.80}$ 試料についての測定を行なってデバイ温度を求め、原子の動的および静的な変位を求めた。

§ 2 実験および結果

試料はチタンと酸化チタンを 3:2 の割合で混合し、10cc ずつ 10 回に分けてアルゴン雰囲気中でアーク溶解して作った。これを鉄製の器に入れ、ハンマーで細かく砕いてから磁石で鉄粉をとり除き、めのうの乳鉢でさらにすりつぶしたのち、100メッシュのふるいにかかけ、約 55 cc の粉末を 5cm ϕ × 2.8cm のアルミニウム円筒容器につめ、カウンターに対する対称性を考慮して円筒軸が入射ビームに平行になるよう試料をクライオスタットにセットした。速中性子に対するモデレーターとして 10g H_3BO_3 / 1 ℓ H_2O を用いたほかは、ビーム条件、積分強度の規格化の方法、デバイ温度の導出法は、前報¹⁾に記した $\text{TiO}_{1.20}$ の場合と同様である。

測定は予備実験も合わせると 3 回くりかえしたが、予備実験の時は電子ライナックのビーム条件が悪く十分な積分強度を得ることができず、正確なデバイ温度は求められなかった。第 2 表に、

第 2 表

温度 (°k)	測定時間 hr. m.	モデレーター (ℓ H_2O)	B(T ₂)-B(T ₁), (\AA^2)		デバイ温度 θ (°k)	
			90°系	158°系	90°系	158°系
115	5:00	10g H_3BO_3	0.365	0.374	528 \pm 2	523 \pm 6
296	5:10					
121	3:30	10g H_3BO_3	0.358	0.402	519 \pm 3	494 \pm 5
291	7:42					

今回の 2 回の実験によって得られた結果を示す。2 $\theta = 90^\circ$ および 158° の両方の系から求めたデバイ温度の平均値は、 $\theta = 516 \pm 20^\circ\text{k}$ となる。この値は、既に求まっている $\text{TiO}_{1.20}$ のデバイ温度、 $\theta = 473 \pm 20^\circ\text{k}$ と比較すると約 40° 高い。

§ 3 $\text{TiO}_{0.80}$ における原子の静的な変位と動的な変位

温度因子 e^{-2W} は、多量の空格子点の存在に起因する温度に無関係な平均格子点からの原子の静的変位と、熱振動によって原子が平均格子位置から変位する動的変位の二項よりなり、次式の如く表わされる。

$$e^{-2W} = e^{-2(B_S + B_0 + B_T)} \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right)^2 \quad (1)$$

ここで、 B_S は静的変位 $u(s)$ によるもの、 B_0 は零点振動による項で B_T が動的変位による項である。§ 3 および前報¹⁾で求めたデバイ温度は室温と低温での積分強度の比をとっているため、

B_S および B_0 の項は消去され、二つの温度における B_T の差から求めたものである。したがって、こうして求めたデバイ温度を

$$\overline{u^2} = \frac{9 h^2 T}{4 \pi^2 m k \Theta^2} \left\{ \Phi(x) + \frac{x}{4} \right\} \quad (2)$$

へ代入することにより零点振動を含む動的な平均自乗変位が求まる。ただし、ここで h , m , k , T , x および Φ は前報に与えたものと同じものである。

二つの温度における積分強度の比をとった理由の一つは、試料による中性子の減衰およびカウンター効率を含む補正項 $A_s(\lambda_h)$ を打消すためであった。したがって、これらが正しく補正できれば、二つの温度での比をとらなくても一つの温度での測定から温度因子を求めることができる。本研究においては、試料がカウンターに対して対称的な位置にある $2\theta = 90^\circ$ の場合について、入射および散乱中性子の試料による減衰およびカウンター効率を次のように計算し、補正係数 $A_s(\lambda_h)$ を求めた。

入射中性子は完全に平行でしかも試料面に均一にあると仮定する。この仮定は第1飛行距離におけるコリメーションの良さを考えれば妥当であると考えられる。第1図の如く、円筒試料容器の底面の半径を R とし、その中心から r だけ離れた所で中性子が散乱され、 r を通る半径方向に対し α なる角度で試料から飛び出したとする。ここで便宜上、円筒試料容器とカウンターを厚さ t なる層に分け、カウンターの i 番目の層と試料 j 番目の層が対応しているとする。ある波長 λ の入射中性子が j 番目の層にくるまでに減衰する割合は

$$e^{-n \cdot \sigma(\lambda) \cdot (j - \frac{1}{2}) \cdot t} \quad (3)$$

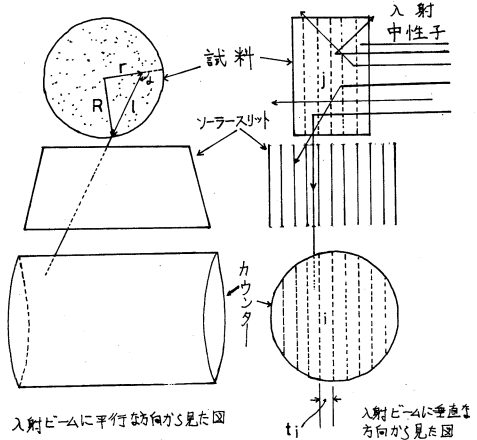
である。ここで、 n は試料 1cm^3 当りの原子数、 $\sigma(\lambda)$ は波長 λ の中性子に対する試料の

全断面積であり、 $(j - \frac{1}{2})$ は j 層の中心で散乱されたと考え、 $1/2$ を引いたのである。 j 層まで到達した中性子はここで散乱され、更に試料内の距離 l を走る際に、 $e^{-n \cdot \sigma(\lambda) \cdot l}$ なる割合で減衰する。 l は次式の如く角度 α および半径 r と関係づけられる。

$$l = -r \cos \alpha + \sqrt{r^2 \cos^2 \alpha - r^2 + R^2}$$

よって減衰の割合は

$$e^{-n \cdot \sigma(\lambda) \cdot (-r \cos \alpha + \sqrt{r^2 \cos^2 \alpha - r^2 + R^2})}$$



第1図

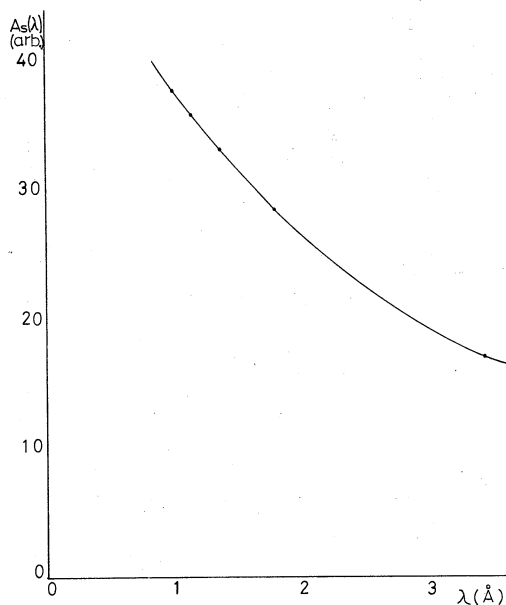
と表わされるから、これを α について0から 2π まで、 r について0から R まで積分すれば、 j 層において $2\theta = 90^\circ$ に散乱された波長 λ なる中性子の減衰率が計算される。ソーラースリットによって散乱中性子の平行性が良くなっているから、試料の j 層で散乱された中性子はカウンターの i 層にのみ入ると考えられ、よってこの積分値に(3)の減衰率をかけ試料全体にわたって j について合計すれば、試料による波長 λ の中性子の減衰率が求まる。カウンター効率も類似の方法で計算し、上記の試料による減衰率との積 $A_s(\lambda)$ を波長の関数として計算した。その結果を第2図に示した。

この補正係数 $A_s(\lambda_h)$ を用い、次式の如く積分強度 $E_h(T)$ を規格化した。

$$\frac{E_h(T)}{i(\lambda_h) \cdot \lambda_h^4 \cdot j_h \cdot A_s(\lambda_h)} = C \cdot e^{-2W_h(T)} \quad (4)$$

ただし、今考えている奇数次のみの反射に対し構造因子 $|F_h|$ は一定なので定数 C に含ませてある。(4)式の対数をとると、

$$\begin{aligned} \ln E'_h(T) &= \ln C - 2W_h(T) \\ &= \ln C - 2(B_s + B_0 \\ &\quad + B_T) \left(\frac{\sin \theta}{\lambda_h} \right)^2 \end{aligned} \quad (5)$$



第2図

但し

$$E'_h(T) = \frac{E_h(T)}{j(\lambda_h) \cdot \lambda_h^4 \cdot j_h \cdot A_s(\lambda_h)}$$

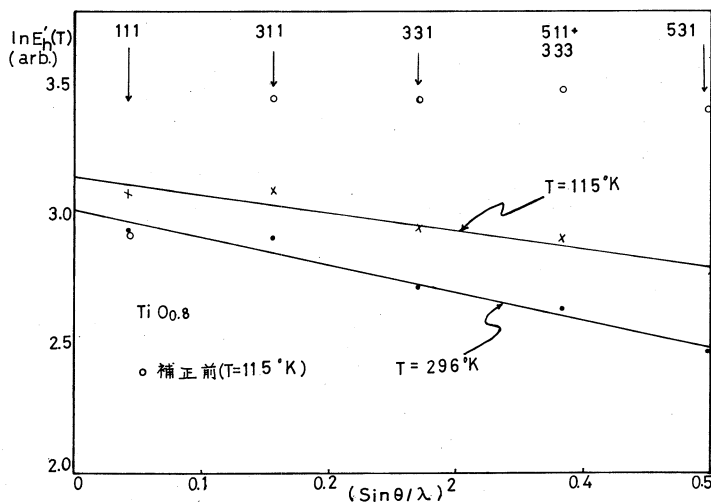
(5)式を $(\sin \theta / \lambda_h)^2$ の関数として T_1 および T_2 の場合についてプロットすると直線になり、その傾向から $2(B_s + B_0 + B_{T_1})$ 及び $2(B_s + B_0 + B_{T_2})$ が求まる。こゝで積分強度の比をとることにより求まっているデバイ温度を用いれば、 $B_0 + B_T$ は次式で求められる。

$$B_0 + B_T = \frac{6\hbar^2}{mk\Theta} \left\{ \frac{\Phi(x)}{x} + \frac{1}{4} \right\}$$

たゞし前報¹⁾と同様デバイ温度は試料の温度によらず一定と仮定する。従って、 B_s が求められるが T_1 及び T_2 の温度において求めた B_s の値は当然一致するはずである。

(5)式を $T = 115^\circ\text{K}$ 及び 296°K についてプロットしたのが第3図である。図中、白丸は $T = 115^\circ\text{K}$ における、補正項 $A_s(\lambda_h)$ で規格化する前の値である。この直線の傾斜を使って

B_s を求めると B_s
 $= 0.291 \text{ \AA}^2$ となった。
 $B_s = 8\pi^2 \overline{u^2} (S)$
 3 から原子の静的な平均変位を計算すると
 $\sqrt{\overline{u^2}} (S) = 0.074 \text{ \AA}$
 を得た。一方、動の変位は (2) より 296°K
 及び 115°K において
 それぞれ $\sqrt{\overline{u^2}} = 0.12$
 \AA 及び 0.089 \AA であっ
 た。



第3図

§ 4 考 察

現在までの実験で $\text{TiO}_{1.20}$ のデバイ温度は $473 \pm 20 \text{ K}$, $\text{TiO}_{0.8}$ のそれは $516 \pm 20^\circ\text{K}$ と求まった。 $\text{TiO}_{0.8}$ のデバイ温度は $\text{TiO}_{1.20}$ のそれより約 40° 高い。従って平均自乗変位は $\text{TiO}_{0.8}$ の方が小さくなる。この結果をチタン及び酸素のイオン半径から考えてみる。

Ti^{4+} のイオン半径は $r = 0.68 \text{ \AA}$ で O^{2-} のそれは $r = 1.40 \text{ \AA}$ であるから、酸素格子点に空孔が多い $\text{TiO}_{0.8}$ は $\text{TiO}_{1.20}$ より原子間のすきまが大きいと考えられる。よって $\overline{u^2}$ も大きくなり、 θ は小さくなることが予想される。しかし結果は逆であった。

次に物質の弾性定数の方から考察してみる。弾性定数がわかっているならば、デバイ温度は次式から計算できる³⁾。

$$\theta = \frac{\hbar\sqrt{3}}{k} \left(\frac{3N}{4\pi} \right)^{1/3} \frac{K^{1/2}}{M^{1/3} \rho^{1/6} \cdot \sqrt{f'(\sigma)}} \quad (6)$$

ここで

$$f'(\sigma) = \frac{1 + \sigma}{3(1 - \sigma)} + \frac{4(1 + \sigma)}{3(1 - 2\sigma)}$$

N : アボガドロ数

K : 体積弾性率

ρ : 密度

M : 原子量

σ : ポアソン比

最近、高圧力下の X 線回折測定によって求められた室温における $\text{TiO}_{1.20}$ の体積弾性率 $K = 1.16 \times 10^{12} \text{ dyn/cm}^2$ (4) を使い、ポアソン比 $\sigma = 0.33$ と仮定して (6) 式から θ を求めると 477°K になる。一方、 $\text{TiO}_{0.8}$ の体積弾性率は $\text{TiO}_{1.20}$ の場合よりも大きく、 $K = 3.33 \times 10^{12} \text{ dyn/cm}^2$ と求められている⁵⁾。(6) 式中の $\sqrt{f'(\sigma)}$ は σ と共に大きく変化するので TiO_x のように正確な σ の値がわかっていないものについては定性的なことしか言えないが、 $\text{TiO}_{0.8}$ の体積弾性率が $\text{TiO}_{1.20}$ のそれよりも大きいという傾向は、 $\text{TiO}_{0.8}$ のデバイ温度が $\text{TiO}_{1.20}$ のそれよりも大きいというわれわれの実験結果と定性的に一致するようと思われる。

$\text{TiO}_{0.8}$ について求めた静的な変位 0.07 \AA はこの結晶内に含まれている多量の空格子点の影響によるものと思われる。六方晶系チタンに酸素が固溶した侵入型固溶体について求められている B_2 因子から静的変位を計算すると、 $\text{TiO}_{0.25}$ に対して $\sqrt{u^2(S)}_{[001]} = 0.07 \text{ \AA}$ であった⁶⁾。たゞしこの値は六方稠密結晶の $[001]$ 方向に対するものであり、われわれの場合と同じ程度の大きさになっている。

TOF 法は高次の反射まで同時に測定できるから本実験のような場合最適な方法である。測定時間についてもライナックのビーム条件さえよければ、数時間で十分な積分強度を得ることができ、同様な実験を定常炉において波長一定法で行なおうとすると桁違いの時間がかかるであろう。

しかし TOF 法において最も問題になるのは、入射中性子の強度、検出器の感度及び試料による吸収、消衰がいずれも波長依存性をもっていることである。本実験では入射中性子 $i(\lambda)$ による規格化、検出器の感度及び試料による減衰の補正を全て行なった。消衰効果については、 $\text{TiO}_{1.20}$ の場合に 100 メッシュの試料と 270 メッシュの試料で実験した結果、相対的な積分強度比にほとんど差がなかったので、モザイクの大きさ及び傾きによる一次及び二次の消衰効果は無視できるとした。また、試料の優先方位については、 $\text{TiO}_{1.20}$ の場合試料を容器につめかえて測定した結果、ほとんど差がなかったのでこれも無視した。 $\text{TiO}_{0.8}$ の場合も同様であると考えた。

文 献

- 1) 渡辺他, 核理研研究報告 Vol. 2(1969)No. 2, 111.
- 2) L. Pauling: The Nature of the Chemical Bond (2nd Edition) P. 346, Oxford University Press (1950).
- 3) R. W. James, The Optical Principles of The Diffraction of X-rays. (1965) Cornell University Press.
- 4) H. Iwasaki, K. Kamigaki, S. Ogawa, O. Terasaki and

D.Watanabe, J. Phys. Soc. Japan 28(1970)1095.

5) H. Iwasaki, K. Kamigaki, S. Ogawa, O. Terasaki and

D.Watanabe(to be published).

6) F. R. L. Schoening and F. Witt, Acta Cryst, **18**(1965)609

II-5 パルス電子線によるイオン結晶の光学的研究(5)

理学部物理 上田正康・平井正光
近藤泰洋・吉成武久

前回までの実験で、色中心の生成消滅に関して主として次のことが明らかになった。

1) 従来の実験結果からは、電子捕獲中心であるF中心は結晶中にすでに生成された負イオン空格子点に電子が捕獲されて生成されるものと思われてきたが、この機構によるとLHeTのKCl中でのF中心の生成の時定数は $\sim 0.6 \mu\text{s}$ である。しかし我々のパルス電子線による実験では、この機構で説明のできない早い時定数 80 ns をもつF中心の生成が主なものであることが観測された。

2) 紫外領域に正孔捕獲中心であるH中心によるH吸収帯が現われ、これとF吸収帯は共に電子線照射後 $\tau_1 \sim 3 \mu\text{s}$, $\tau_2 \sim 15 \mu\text{s}$ の二つの時定数で消滅する。このことからFとH中心は相補的に生成され、消滅するものと推論された。

3) 赤色領域(660 nm)にself-trapped excitonによると思われる吸収帯が観測され、その位置と寿命は先にKabler等が測定したものと一致した。

以上の実験結果を考慮して今回は、

1) 極低温のアルカリ・ハライド結晶中に生成される色中心の生成機構を更に具体的に考察する。

2) 励起子と色中心生成との関係を明らかにする。

3) KCl以外のアルカリ・ハライド結晶での色中心生成機構を研究する。

以上の目的で以下の実験を行った。

装置および測定方法は前回までと同じである。

§ 1 実験結果及び考察

1. KCl

約 15°K のKClの単結晶にエネルギー 30 MeV 、ピーク電流 0.8 A 、時間巾約 10 ns の電子

線パルスを照射し、330nmから5nmごとに波長800nmまで光吸収率の時間変化を測定した。これをOptical density (O. D.) の変化に換算する。各波長でのO. D. の時間変化の曲線からパルス照射後20ns, 50ns, 100ns, 500ns, 1 μ s, 10 μ s, 20 μ s, 100 μ sでのO. D. を求めることができる。上記の各時刻ごとのO. D. を波長の関数として表わすと、Fig. 1, 2 のようになる。540nmにF帯, 660nmにtriplet stateにあるself-trapped excitonの吸収帯, ~340nmにH帯が現われている。以下に各吸収帯について述べる。

i) F吸収帯

この吸収帯は80nsの時定数で生成され, 2.8 μ sと15 μ sの二段階の時定数で消滅する。この帯の半値巾はパルス照射後20nsでは0.3eVであり, その後徐々に減少し, 5 μ s~10 μ sでは付加着色によって作られたF中心によるF帯の半値巾0.18eVになる。

同様にH帯は~2.2 μ sと~11 μ sの二つの時定数で消滅する。このことはF中心とH中心が相補的に対になって消滅することを暗示する。

上記の実験結果を総合して, FおよびH中心の生成過程について次のような推論を行った。

高速電子線が結晶中に入射すると, 結晶を構成している正負イオンのあるものは電子によって

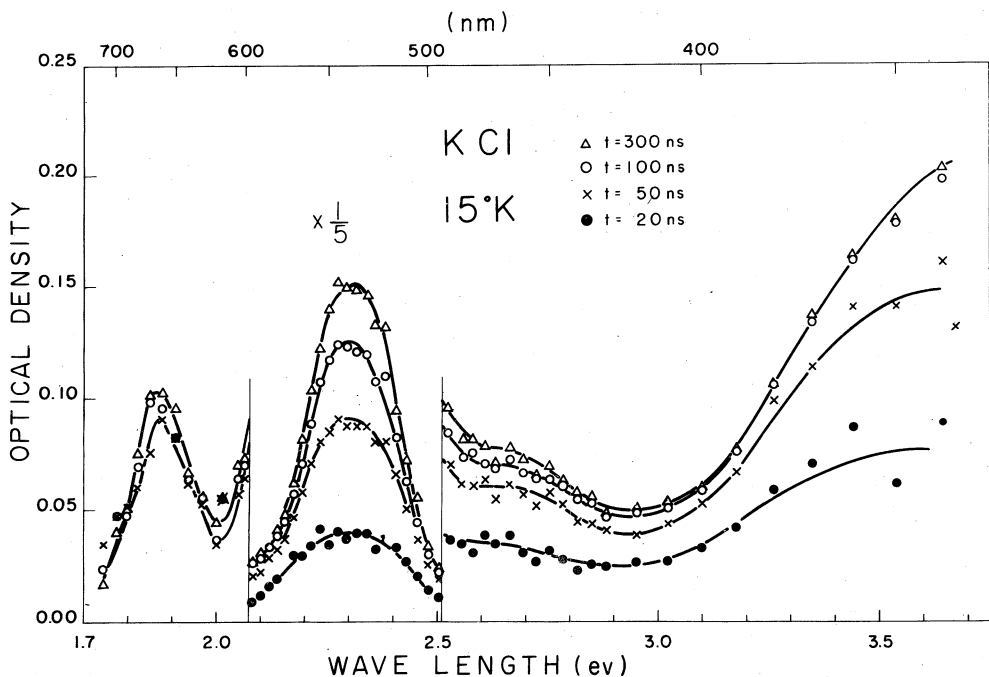


Fig. 1

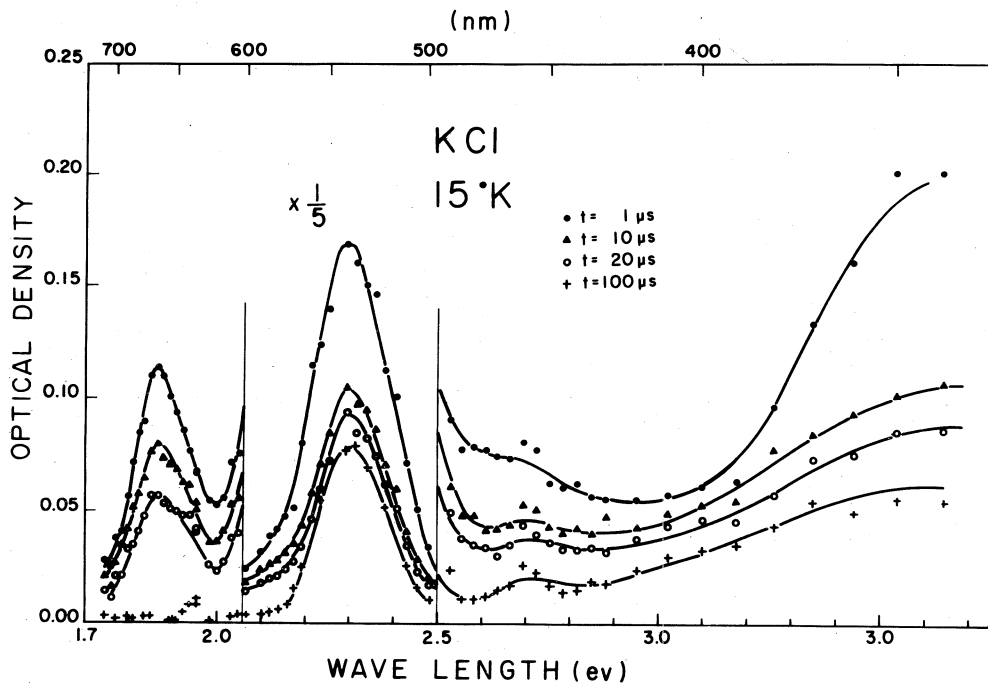


FIG. 2

直接たたき出され、空格子点と格子間イオンができる。またイオンの電子が二次電子としてたたき出され、これらの空格子点に捕獲されたり、あるいは内殻電子を励起準位に上げたり、更にはこれらの二次電子のエネルギーが次第に失われて励起子を作るのに使われたりするのであろう。これらの過程の内 Cl^- の電子が励起され、隣の Cl^- と結合して励起状態にある Cl_2^- ($\text{Cl}_2^-^*$) が作られる。これがいわゆる self-trapped exciton である。この状態はまた Cl^- がイオン化され、 Cl^0 となり隣の Cl^- と結合し、 Cl_2^- すなわち V_k 中心となり、それに他からの電子がその励起準位に一個捕獲されても実現する。このような励起状態にある $\text{Cl}_2^-^*$ は一般には低温ではいわゆる intrinsic luminescence を放出して基底状態へ戻るが、nonradiative に基底状態へ戻る確率もある。後者の場合そのエネルギーは Cl^0 または Cl^- を格子間位置に押し出すのに使われると考えるのが、いわゆる F 中心生成に関する excitonic mechanism である。 Cl^0 が格子間位置に押し出されると、それが今まであった格子点に電子が一個残され F 中心が生成される。この F 中心の斜め隣の負イオン格子には Cl^0 と Cl^- があり、変則的な H 中心が生成されていることになる。この場合の F 中心は孤立した F 中心ではなくて、変則的な H 中心の影響を受けている F 中心である。電子線照射直後このような F 中心が作られるので、これらの F 中心による F 帯の半値巾は孤立した F 中心による F 帯の半値巾 0.18eV と

は異なることが期待される。実際に Fig. 1 に示されているように、電子線照射後 20ns における F 帯の半値巾はこのような理由により、 0.3eV と大きくなっていると考えられる。

更に時間が経過すると、 Cl^- の位置に捕まって変則的な H 中心を形作っていた Cl^0 は元の位置に戻って F 中心と再結合して Cl^- となるか、または F 中心から更に遠くの Cl^- 位置へ移って正常な H 中心を形成する。この変則的な H 中心を形成している Cl^0 の寿命が $1\sim 3\mu\text{s}$ とすれば、F 帯が $3\mu\text{s}$ の時定数で減少するのはこの Cl^0 が F 中心と結合することによるのであろうし、変則的な H 中心による H 帯もほぼ同じ時定数で減少することが期待される。変則的な H 中心に影響された F 中心はこの時定数で消滅するので、F 帯の半値巾も $1\sim 3\mu\text{s}$ の時定数で正常な値 0.18eV に近づく。これは Fig. 1 に見られる通りであって、以上の推論を支持する。

一方 F 中心から $2\sim 3$ 格子間隔離れた位置に移った Cl^0 は、F 中心と再結合する確率が小さくなる。即ちこのような対の寿命は最近接の対のそれよりも長い。この対の寿命が $15\mu\text{s}$ に相当するものと考えられる。更に離れた位置にある Cl^0 は安定な H 中心として残ると考えてよい。

ここで F 中心の増加する時定数は 80ns であったが、 Cl^0 が隣の Cl^- の位置に移動するのは多分格子振動数の逆数に相当する時間内 ($\sim 10^{-13}\text{sec}$) に行われるであろうから、 80ns という時定数は Cl^0 が移動するのに要する時間ではないと考えられる。むしろこれは Cl_2^{--*} としてエネルギーを蓄えている時間即ち self-trapped exciton の寿命と考えられる。しかし一方 self-trapped exciton の寿命は intrinsic luminescence の減衰時間の測定から LHeT 付近では 5ms であることが判っているので、 80ns の F 中心生成の時定数を説明できない。しかしこの 5ms は self-trapped exciton が triplet state にある場合の寿命であって、singlet state にある場合ではない。しかし singlet state にある self-trapped exciton が作られたとするならば、この state と ground state とは許容遷移であるから、この state の life time は短い。即ちこの state のエネルギーが Cl^0 を Cl^- の位置に押し出すのに使われると考えれば 80ns の時定数は考えられる値となる。しかし現在までにはこの遷移に伴う発光は KCl では見つかっていない。 80ns の時定数を説明する他の可能性としては Cl^0 を押し出すエネルギーは exciton ではなくて他の理由で蓄えられ、これが 80ns で放出されることである。しかし何がエネルギーを蓄えているか今の所不明である。

ii) 660nm 吸収帯

この吸収帯の寿命の温度変化は Kabler 等によって報告されたように、self-trapped exciton の triplet state の寿命の温度変化と一致することから、triplet state から更に高エネルギー側にある excited state への遷移による吸収と考えられる。

この吸収帯は 50 ns までに急激に増加し、その生成速度は 30 ns 以内である。(測定系の時定数が約 30 ns なので、これ以下の短い時間の現象は測れない)その後約 $1\mu\text{s}$ までゆるやかに増加し、 $100\mu\text{s}$ までにはほとんどが消滅する。もし結晶が LHeT になっていたなら、この吸収帯の消滅の時定数は 5 ms のはずであるが、 $100\mu\text{s}$ 以内に消滅したのは結晶の温度が LHeT より高かったと思われる。

もし excitonic mechanism で triplet state の exciton がつぶれて負イオン空格子または F 中心が作られるなら、F 中心の生成時定数はこの実験では $\sim 100\mu\text{s}$ でなければならないが、このような時定数で生長する F 帯は先にも述べたように観測されなかった。あるいは $\sim 100\mu\text{s}$ で増加する成分があって、これが減少する成分に隠されているとしても、その量は微量で F 中心生成の主たる成分ではない。即ち入射した電子線のエネルギーが triplet state にある exciton として蓄えられ、これが色中心生成に使われる可能性は極めて小さいといえる。

2. NaCl

NaCl について電子線パルス照射後 20 ns , 50 ns , 100 ns , 300 ns , $1\mu\text{s}$, 0.2 ms , 0.5 ms , 1.0 ms , 3.0 ms での吸収スペクトルを求め、これを Fig. 3, 4 に示す。

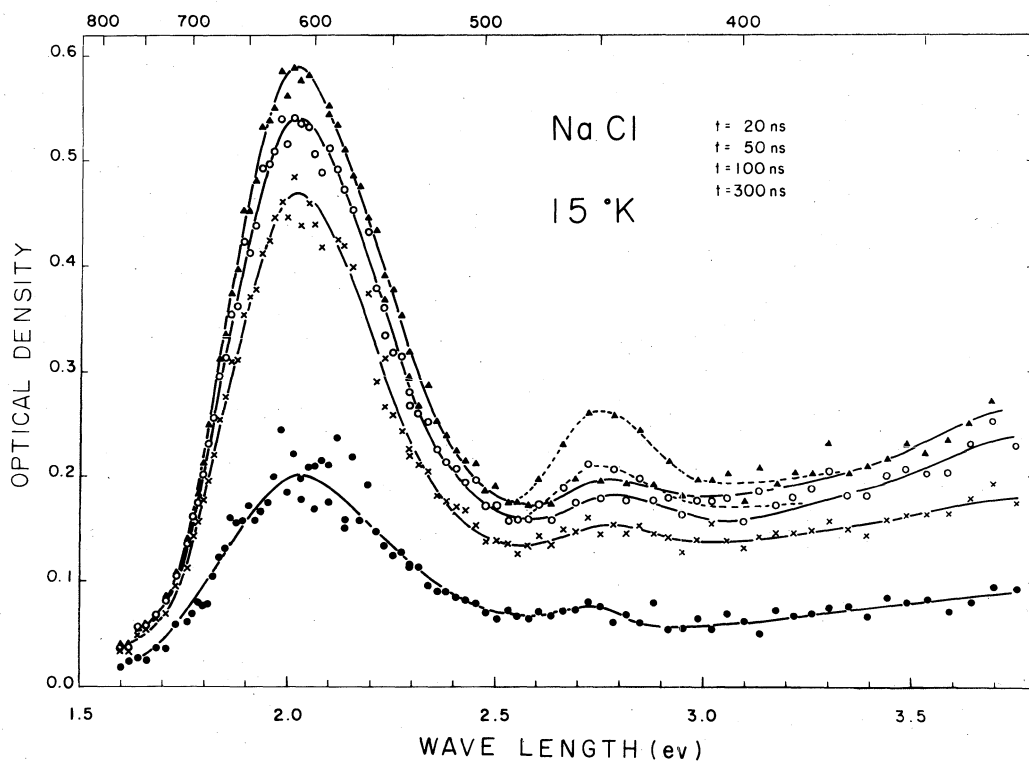


Fig. 3

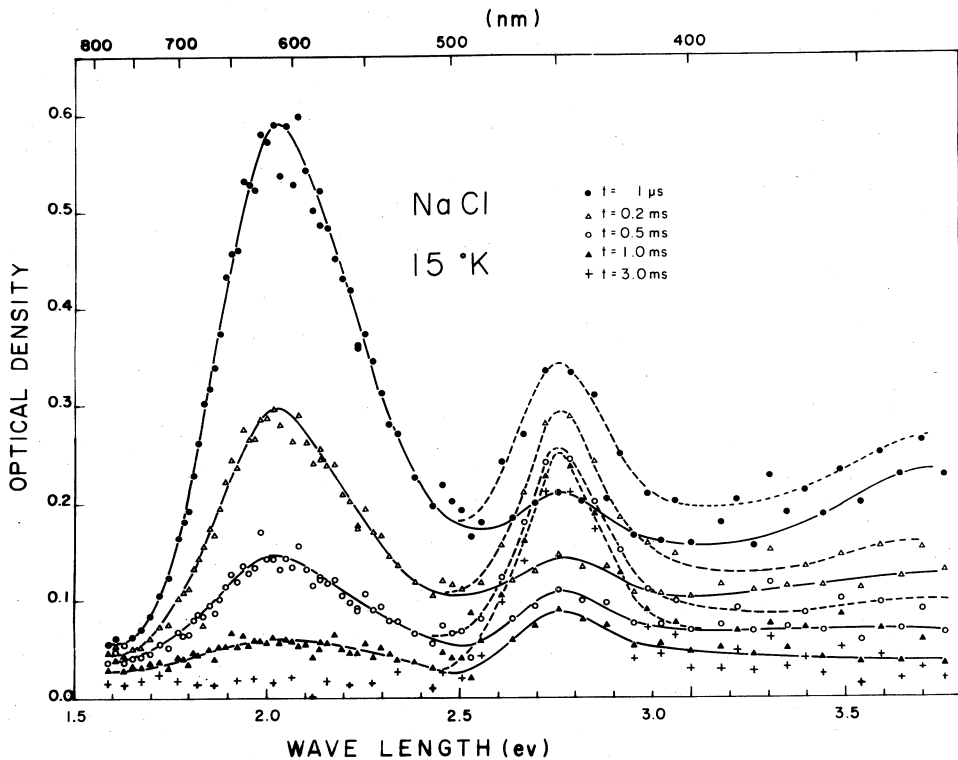


Fig. 4

これらの吸収スペクトルは次の様にして得られた。先づ結晶に電子線パルス照射して 330 nm の光の吸収率の時間変化を測定する。同じ測定を 10 nm ごとに長波長側へ向って行い、800 nm まで測定する。これを O. D. に直し、上記の各時間における O. D. を波長の関数として Plot したのが実線で示してある。次に 795 nm から始めて、短波長側へ 10 nm ごとに 330 nm まで測定を行い同様に Plot したのが点線で示してある。450 nm に F 帯、610 nm に self-trapped exciton による吸収帯、 ~ 330 nm に吸収帯が現われている。

i) F 帯

F 帯の生成量は一回目の測定では少ないが、二回目ではかなり増えている。また F 帯に 610 nm の吸収帯のすそが重なっているため、この分を差し引いて正味の F 帯の生成の時間変化を求めると $\sim 1 \mu\text{s}$ である。この二つの事実は次のように解釈できる。NaCl では KCl の場合の 80 ns で生成される F 中心に相当するものが非常に少ない。即ち Cl^0 が格子間位置に押し出されて F 中心が作られるという過程では、F 中心は作られたとしても非常に少ない。一方 Cl^- が格子間位置に押し出されて負イオン空格子点 (α 中心) が多少作られていると思われる。F 吸収帯のピークの 450 nm

付近での吸収率の時間変化を測定するまでには、330nmに始まって約20回測定を行い、この間電子線パルスで40回照射し、その度に作られた色中心を白色光で褪色させているので、各回ごとに少いながら作られたF中心はイオン化されて α 中心になっている。また各回ごとに Cl^- が出ることにより多少作られている α 中心も蓄積されることが考えられる。第一回目の測定で現われるF帯は、このように結晶中に蓄積された α 中心に電子が捕獲されて作られたF中心によるものと思われる。このことは二回目の測定でF帯が更に大きくなったことから支持される。またその生成の時定数は $\sim 1\mu\text{s}$ であるが、これはNaCl中のF中心の第一励起状態の寿命と一致している。即ち電子が先づF中心の第一励起状態として α 中心に捕獲され、次に基底状態に移りF中心になると解釈される。

NaClのintrinsic luminescenceの実験からtriplet state ($a^3 \Sigma_u^+$ + $b^1 \Pi_u$)とsinglet state ($^1 \Sigma_u^+$)のself-trapped excitonの寿命は夫々 $295\mu\text{s}$ 、 $\sim 1\mu\text{s}$ であることが判っている。前者に相当するおそいF帯の生成はKCl同様観測されなかった。後者に相当するものは本実験の測定系の能力外であって測定できないが、F帯付近の吸収率の時間変化のデータでは、610nm帯のすそによる速い成分は認められたが、それ以上の急激な増加は観測されなかった。あったとしても微量であるので、KClの場合に述べたようなsinglet excitonのnonradiative transitionに伴うエネルギー放出によるF中心生成はNaClでは可能性が低い。

ii) 610nm帯

この吸収率はそのピークの位置からtriplet stateにあるself-trapped excitonによる吸収と考えられる。半値巾は $\sim 0.41\text{eV}$ で、生成、消滅の時定数は夫々 35ns 、 $\sim 300\mu\text{s}$ である。後者はintrinsic luminescenceの消滅の時定数から測定したtriplet stateのlife time $295\mu\text{s}$ と一致する。この吸収帯は第一回目、二回目でO. D.の生成量が同じである。このことは、F中心の場合と異なり、この吸収帯が照射効果によって生じた格子欠陥に関係するものではなくて、結晶固有の性質によるものと考えられる。即ちself-trapped excitonならこの条件を満たす。またNaClの吸収帯はKClの場合とは逆にF帯に比して大きい。

iii) $\sim 330\text{nm}$ 帯

この帯の短波長側は今回の測定精度では測定できなかった。しかし330nm付近でのO. D.の増加、減少の時定数は610nm帯のそれと略々同じであることが確かめられた。F帯のところで述べたように、NaClでは Cl^0 が押し出されてH中心が作られることはほとんどないと考えられるので、この吸収帯はH帯ではないと考えられる。むしろその生成消滅の時定数が610nm帯

のそれらと等しいことから、次のように考えられる。triplet stateのself-trapped exciton Cl_2^-* が作られると、その電子状態は、

$$(\sigma_g 3p)^2 (\pi_u 3p)^4 (\pi_g 3p)^4 (\sigma_u 3p) (\sigma_g 4s) : {}^3\Sigma_g^+$$

である。一方 V_k 中心即ち Cl_2^- の電子状態は、

$$(\sigma_g 3p)^2 (\pi_u 3p)^4 (\pi_g 3p)^4 (\sigma_u 3p) : {}^2\Sigma_u^+$$

であるから、 Cl_2^-* は $(\sigma_g 4s)$ の電子でスクリーンされた V_k 中心と考えてよい。従って $(\sigma_g 4s)$ の電子が triplet state にある間に

$$\begin{aligned} & (\sigma_g 3p)^2 (\pi_u 3p)^4 (\pi_g 3p)^4 (\sigma_u 3p) (\sigma_g 4s) \\ \longrightarrow & (\sigma_g 3p)^2 (\pi_u 3p)^4 (\pi_g 3p)^3 (\sigma_u 3p)^2 (\sigma_g 4s) \end{aligned}$$

あるいは

$$\longrightarrow (\sigma_g 3p) (\pi_u 3p)^4 (\pi_g 3p)^4 (\sigma_u 3p)^2 (\sigma_g 4s)$$

の遷移が起こり得る。これらの遷移は $(\sigma_g 4s)$ の電子にスクリーンされた V_k 帯付近に現われることが期待される。また $(\sigma_g 4s)$ の電子でスクリーンされた状態の V_k 中心の寿命は、とりもなおさず triplet state の寿命であって、 $\sim 330\text{nm}$ 帯と 610nm 帯の生成、消滅の時間定数がほぼ等しいのは、このように考えれば当然である。後者の遷移に対する吸収は 610nm 帯と重なっていると考えられる。

LINAC を運転して下さいました小島、浦沢両氏とそのクルーの方々に感謝いたします。

III 放射化学部門

III - 1 残留核法による光核反応の研究

理学部化学 加藤豊明・斎藤達弥
蔡 恵沢・野村紘一
佐藤武雄

1 残留核測定法による (r, n) 反応収率 (斎藤達弥)

先のテスト実験において残留核測定法を用いて 30 MeV, 45 MeV および 68 MeV 制動輻射による (r, n) 反応収率のデータ¹⁾を得たが、これらのデータとその後同様な照射実験を繰り返して得られた結果から各最大エネルギーにおける正確な収率値を求め、さらにテストマシンを利用した 10 MeV, 13 MeV および 16 MeV 制動輻射の照射結果を加えて (r, n) 反応収率の制動輻射最大エネルギー依存性を調べたのでここに報告する。

ターゲットとしては ^{12}C , ^{16}O , ^{23}Na , ^{55}Mn , ^{127}I および ^{197}Au を選んだ。

試料は天然組成のものを用いたが炭素、酸素以外は単一同位体組成であり、この両元素も ^{12}C (98.893%) および ^{16}O (99.634%) という組成からみて単一同位体組成として反応径路を考へてもさしつかえない。

炭素は電極用炭素棒、酸素はホウ酸、ナトリウムは無水炭酸ナトリウム、マンガンは金属マンガ板、ヨウ素はヨウ化カリウムおよび金箔を用い、多くの場合石英管あるいはパイレックス管に封入して照射を行なった。

照射後の試料は管から取り出し、Ge(Li)-1024 cPHA あるいは NaI(Tl)-800 cPHA を用いて定立体角法により残留放射能を測定し、照射終了時における飽和生成量を求めて収率を算出した。また、線量の較正は Barber らのデータ²⁾ との比により求めた。

得られた結果を Fig. 1 に示した。このうち 20 MeV における値は別に原研ライナックを利用して得た結果³⁾ である。これらのデータから 10~70 MeV 制動輻射による諸核種の (r, n) 反応収率の大略の値を推測することが可能である。

(r, n) 反応断面積曲線から巨大共鳴のパラメーターであるピーク断面積 (σ_m) および半値巾 (Γ) が得られる。巨大共鳴の断面積曲線をローレンツ曲線とすると

$$\int_0^\infty \sigma dE_r = \frac{1}{2} \pi \sigma_m \Gamma$$

となる⁴⁾。

σ_m および Γ の値として Montalbetti ら⁵⁾ および Nathans ら⁶⁾ の値を用いて積分断

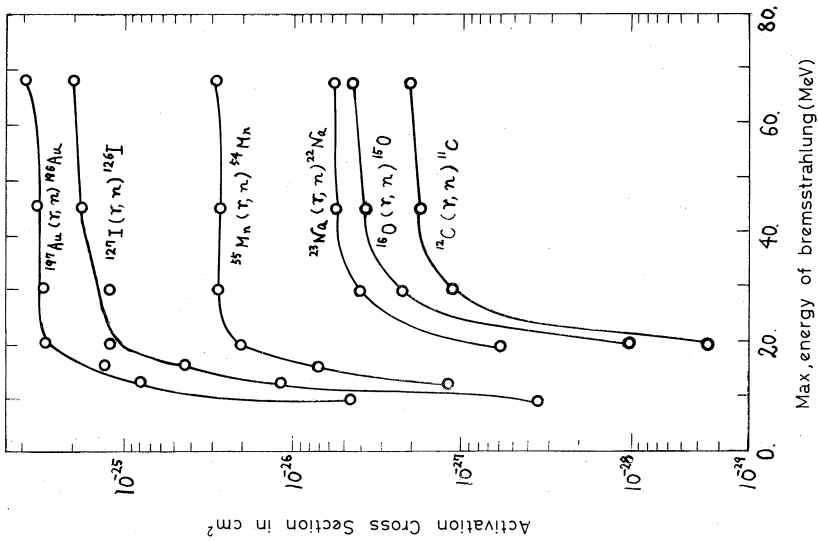


Fig. 1 Yield curves for the reaction (γ, n)

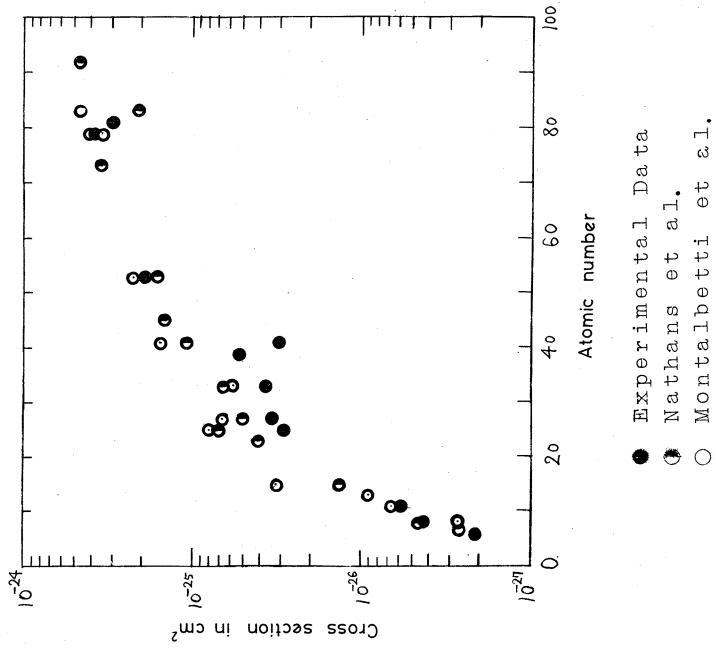


Fig. 2 Yield Data compared with those of Nathans et al. and Montalbetti et al.

面積を計算した。計算で得た値と本実験で得た値とを比較して Fig. 2 に示した。

この比較には前記の6種の反応の他に $^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$, $^{75}\text{As}(\gamma, n)^{74}\text{As}$, $^{89}\text{Y}(\gamma, n)^{88}\text{Y}$, $^{93}\text{Nb}(\gamma, n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ および $^{203}\text{Tl}(\gamma, n)^{202}\text{Tl}$ の場合も加えたが、これら諸反応の収率の実験値は 68 MeV 制動輻射による結果から求めたものである。

この場合も $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ 反応を基準にした。

軽核と重核では比較的よく一致しているが、中核ではあまり一致がよくない。とくに、 $^{93}\text{Nb}(\gamma, n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応で両者の相違が著しいが本実験では $^{93}\text{Nb}(\gamma, n)^{92}\text{Nb}$ ($T_{1/2} \sim 10^7$ y) 反応の寄与が考慮されていないためと思われる。

σ_m と Γ の値は光中性子の検出によって得られたものであり、 $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ あるいは (γ, pn) 等の反応による中性子の寄与も含まれていることが不一致の主な原因と思われる。

文 献

- 1) 岡 他, 核理研報告, 1, No. 1, 77(1968).
- 2) W. C. Barber et al., Phys. Rev., 98, 73(1955).
- 3) Y. Oka et al., Bull. Chem. Soc. Japan, 40, 575(1967).
- 4) B. L. Berman et al., Phys. Rev., 162, 1098(1967).
- 5) R. Montalbetti et al., Phys. Rev., 91, 659(1953).
- 6) R. Nathans et al., Phys. Rev., 93, 437(1954).

2 250 MeV 制動輻射による ^{133}Cs および ^{139}La の光核破砕反応 (蔡 恵 沢)

高エネルギー核反応過程に関する研究は Serber¹⁾ が Two-step model を提案して以来、実験、計算の双方から進められてきたが、その多くは陽子による核反応に関するもので光核破砕反応過程を系統的に検討した例は比較的少ない、Halpern ら²⁾ は 320 MeV 制動輻射で照射した銅-ヒ素領域の核からの生成物を残留核法で調べ、収率面と核エネルギー面とを検討し、Two-step model の適用性を論じたが、本法の妥当性をみる意味で重核に於ける挙動と比較することは興味もたれる。そこで ^{133}Cs (天然組成 100%) および ^{139}La (天然組成 99.911%) を選び、250 MeV 制動輻射で照射した時に得られるセシウム、ヨウ素およびアンチモン核種の収率分布を求め、Halpern ら²⁾ の結果と比較した。ヨウ素核種については ^{141}Pr (天然組成 100%) からのものも調べた。その結果、核種の収率と質量との関係はそれぞれ parabolic form となり、Two-step model が適用できる過程で生成したものと理

解できた。

試料はCsCl, La₂O₃ および Pr₆O₁₁ を用い, これらの一定量約 300mg に金箔を線束モーターとして添付したものである。照射は 250MeV で平均 20μA 程度の電子 beam を 0.2mm Ta converter で制動輻射に換え, 未変換の電子は小型 Sweep magnet で除いて, converter から 1m 後方の位置にある target holder 内の試料を照射した。照射時間はセシウムでは 1 時間, ランタンおよびプラセオジウムでは 2 時間である。照射後直ちに化学分離を行なった。すなわち, 照射後の試料を希硝酸に溶解し, Cs⁺, Ba⁺², Te⁺³, Sb⁺⁵, I⁻ の担体を各 40mg 加え, 抽出法, 沈澱法を併用して各フラクションに分離した。この際, 同一質量数の系列で着目した核種が Z の 1 多い核種の EC, β⁺ 壊変で生じる場合がある。たとえば, ¹²⁷Cs (6.2hr) は ¹³⁹La の (r, p11n) で生じる ¹²⁷Ba (10min) の β⁺ 壊変でも生じる。本研究ではバリウム, キセノンおよびテルル核種の収率は求めるに至らなかったので壊変の寄与を定量的に求めることはできなかったが, この寄与をできるだけ減らすために分離は照射後直ちに迅速に行なった。γ線スペクトルの測定は 36cc Ge(Li) と 1024 チャンネル PHA で行なった。Fig. 3 は ¹³³Cs ターゲットからのヨウ素核種とアンチモン核種の収率分布曲線であってヨウ素核種は (r, 2pxn) 反応によりアンチモン核種は (r, 4pxn) 反応によりそれぞれ生成するものである。横軸は放出陽子数と中性子数の和をとっている。共に, parabolic form となり, ヨウ素では (r, 2p8n) による ¹²³I に収率極大が得られ, アンチモンでは (r, 4p11n) による ^{118m}Sb の収率が一番高いが極大としてはむしろ ¹¹⁹Sb にありそうな曲線が得られた。いづれの場合にも核エネルギー面の stable line からかなり中性子過少側に移行した分布曲線となっている。

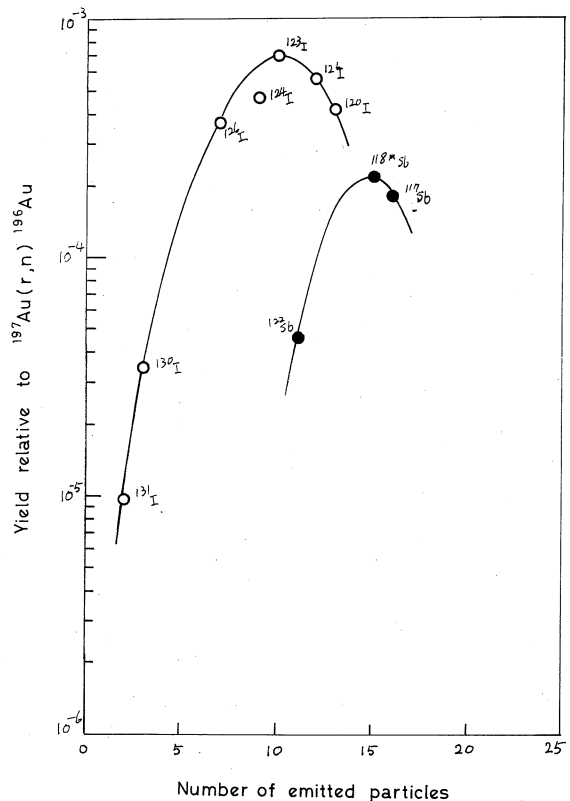


Fig. 3 Yield distribution curves for iodine and antimony nuclides produced in ¹³³Cs with 250MeV Bremsstrahlung

Fig. 4は ^{139}La を"fixed target"とした時のセシウム, ヨウ素, アンチモン核種の収率の分布曲線であって, それぞれ, $(r, 2pxn)$, $(r, 4pxn)$ および $(r, 6pxn)$ 反応の生成物である, ^{129}Cs , ^{123}I および ^{119}Sb の収率がそれぞれ極大になると考えられる。ターゲットからの質量数差の大きいほど, すなわち, セシウム, ヨウ素, アンチモンとなるにつれてより中性子過少側に幅の狭い分布曲線となっている。質量数129に相当する最確荷電は54.1, 123では51.9, 119では50.4であるから極大をつなぐ収率面は核エネルギー面のstable lineよりもこの領域では質量数単位で2内至3だけ中性子過少側にシフトしていることになる。

これをHalpernら²⁾の銅-ヒ素領域の実験結果と比較するとこの領域では核エネルギー面のstable lineからのずれが0.5質量数単位と求められているのに比べると明らかに中性子過少側への移行が著しいことが解かる。これは核内カスケード過程につぐ蒸発過程で重い核ではクーロン障壁の影響を強く受ける結果, 陽子放出は抑制され中性子放出が主役となったためと考えられる。また, 本照射は制動輻射によって行なっている。したがって, より中性子過剰の, すなわち, ターゲット核に近い核の生成にはより低いエネルギーの r 線による反応の寄与が増えると考えられるから幅が広がって観察される。つぎに, ヨウ素核種を"fixed product"とし, ターゲット核を変えた場合の収率分布を比較するとFig. 5のようになる。いづれも ^{123}I の収率が極大となる分布曲線となったが, 極大附近の ^{123}I , ^{124}I といった核種についてみると, 各ターゲットからの収率値は, 放出粒子の増加と共に指数函数的に減少している。この傾向が一般的であるか否かは今後, 広い原子番号と質量数領域にわたって収率分布を検討し, 明らかにしていきたい。また, 光核分裂生成物の荷電や質量分布との比較も反応過程の検討に役立つものとして興味を持たれる。

文 献

- 1) R. Serber, Phys. Rev., **72**, 1114(1947).
- 2) I. Halpern, R. J. Debs, J. T. Eisinger, A. W. Fairhall and H. G. Richter, Phys. Rev., **97**, 1327(1955).

最後に, この実験を行なうにあたり, お世話戴いた核理研ライナックmachine groupの方々およびR. I. 実験室の方々に感謝致します。また, ^{127}Cs の壊変検討に林部昭吾博士のお力添えを賜ったので謝意を表します。

III - 2 光量子放射化分析法の研究

理学部化学 岡 好良・彭 通均
横井武秋

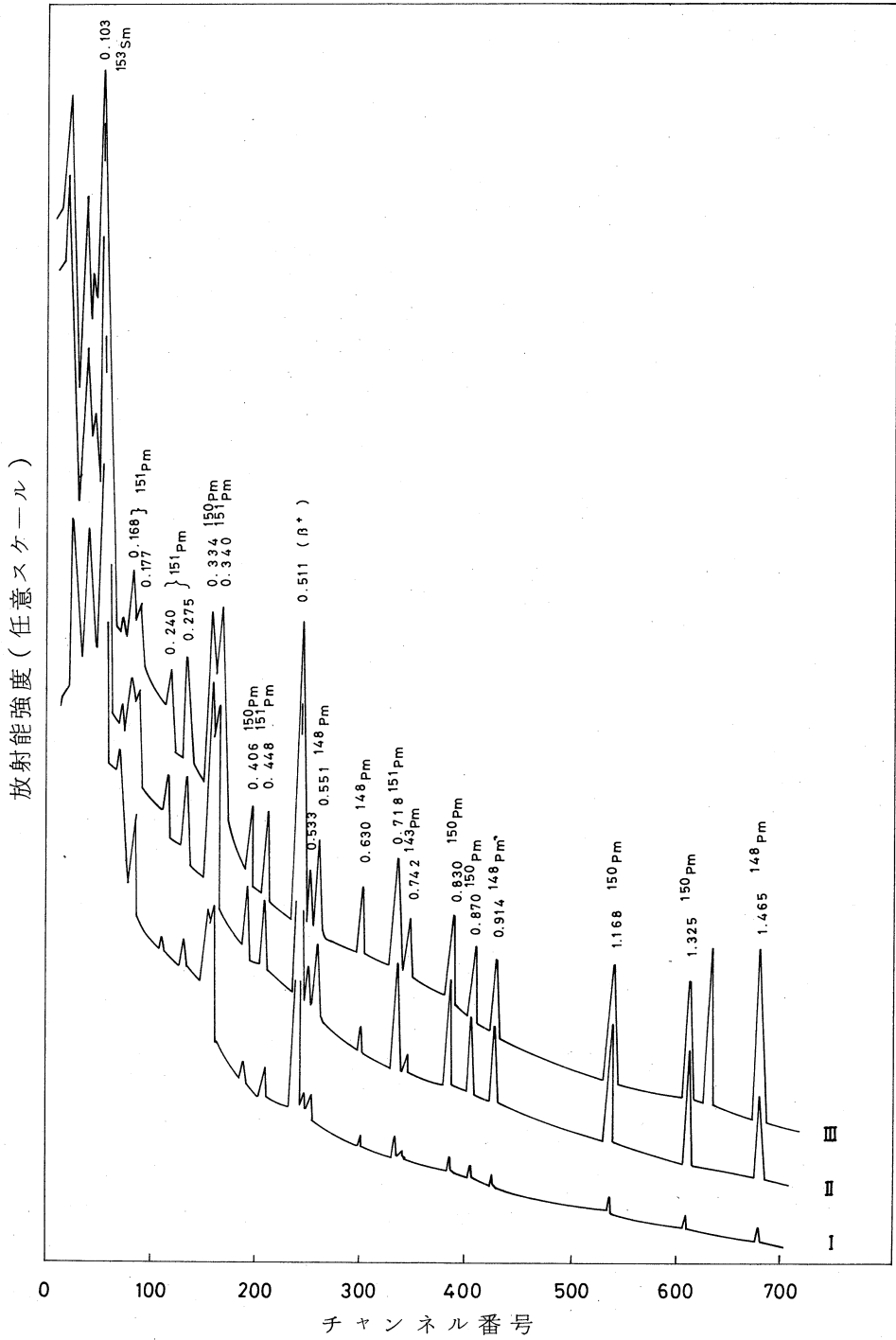
サマリウムを内基準元素とするジスプロシウムおよびツリウムの光量子放射化分析 (彭通均)

微量希土類元素の放射化分析では (n, r) 反応を利用したものが多く (n, r) 反応以外の核反応も考慮すれば、さらに選択的非破壊分析の範囲を拡張することができると考えられる。すなわち、希土類元素は一般に大きい熱中性子吸収断面積を有するから自己遮蔽の影響を強く受ける結果実施が困難な場合が多い。ここに光量子放射化法を適用すれば、このような困難さは除かれる。本研究では最大 60 MeV までの制動輻射によって数種の希土類元素を放射化し、残留核を Ge(Li) 検出器により追跡検討した結果、本法がサマリウムを内基準元素とする、ジスプロシウムおよびツリウムの非破壊定量に有効に利用できることを明らかにした。すなわち、最大エネルギーをいろいろに変えて照射し、光核反応の種類と生成量を調べそれぞれの定量に適する条件を確立した。

$^{152}\text{Sm}(r, p)$ 反応で生じる ^{151}Pm を内基準核種として用い、 $^{158}\text{Dy}(r, n)$ 反応による ^{157}Dy を測定してジスプロシウムを定量した。また、ツリウムは $(r, 2n)$ 反応によって生成する ^{167}Tm を定量に使用した。

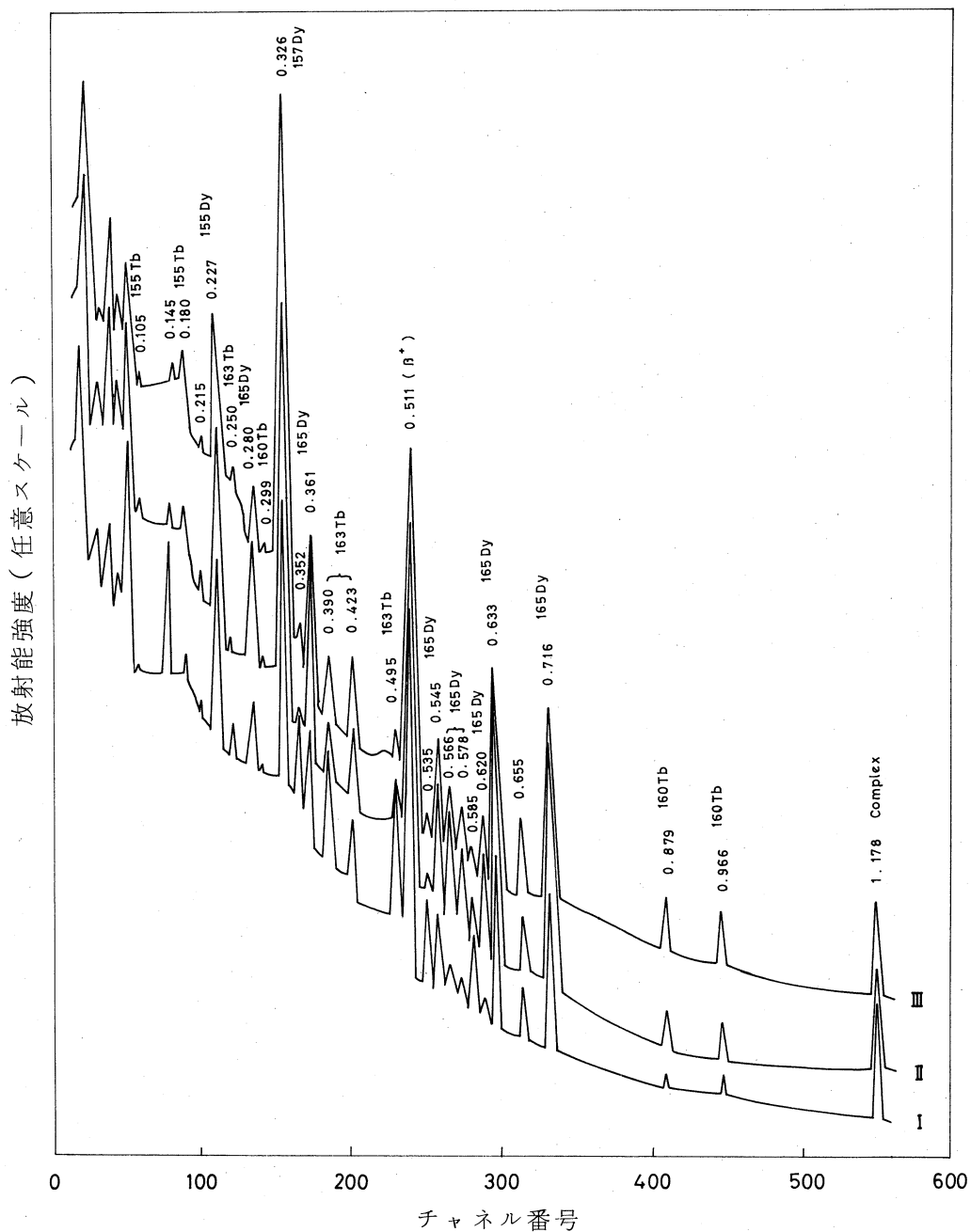
既知混合比のサマリウム-ジスプロシウム-ツリウム混合試料を作り、サマリウムに対するジスプロシウムあるいはツリウムの混合重量比とそれぞれに対応する放射能強度比との間によい比例性が得られることを確かめた。すなわち、酸化サマリウム粉末 25 mg に種々の量の酸化ジスプロシウムおよび酸化ツリウムを添加し、均一に混合して作製した。酸化ジスプロシウムは 14.47 mg ~ 67.0 μg 、酸化ツリウムは 1.90 mg ~ 8.8 μg にわたって変化させた。

サマリウム、ジスプロシウムおよびツリウムをそれぞれ最大エネルギーが 30, 45 および 60 MeV の制動輻射で照射し、それぞれの残留核を調べた。30 MeV でサマリウムを衝撃すると、図 1、スペクトル I のように 0.103 MeV に顕著な光電ピークが見られ、 $^{154}\text{Sm}(r, n)^{153}\text{Sm}$ 反応による ^{153}Sm の生成が確認された。ほかに $(r, 2n)$, (r, p) , (r, pn) , (r, d) および $(r, \alpha n)$ 反応も起る。確認できた残留核種は ^{143}Sm , ^{148}Pm , ^{148m}Pm , ^{143}Pm , ^{151}Pm , ^{150}Pm および ^{147}Nd であった。照射エネルギーを 45 MeV および 60 MeV まで上げると、スベ



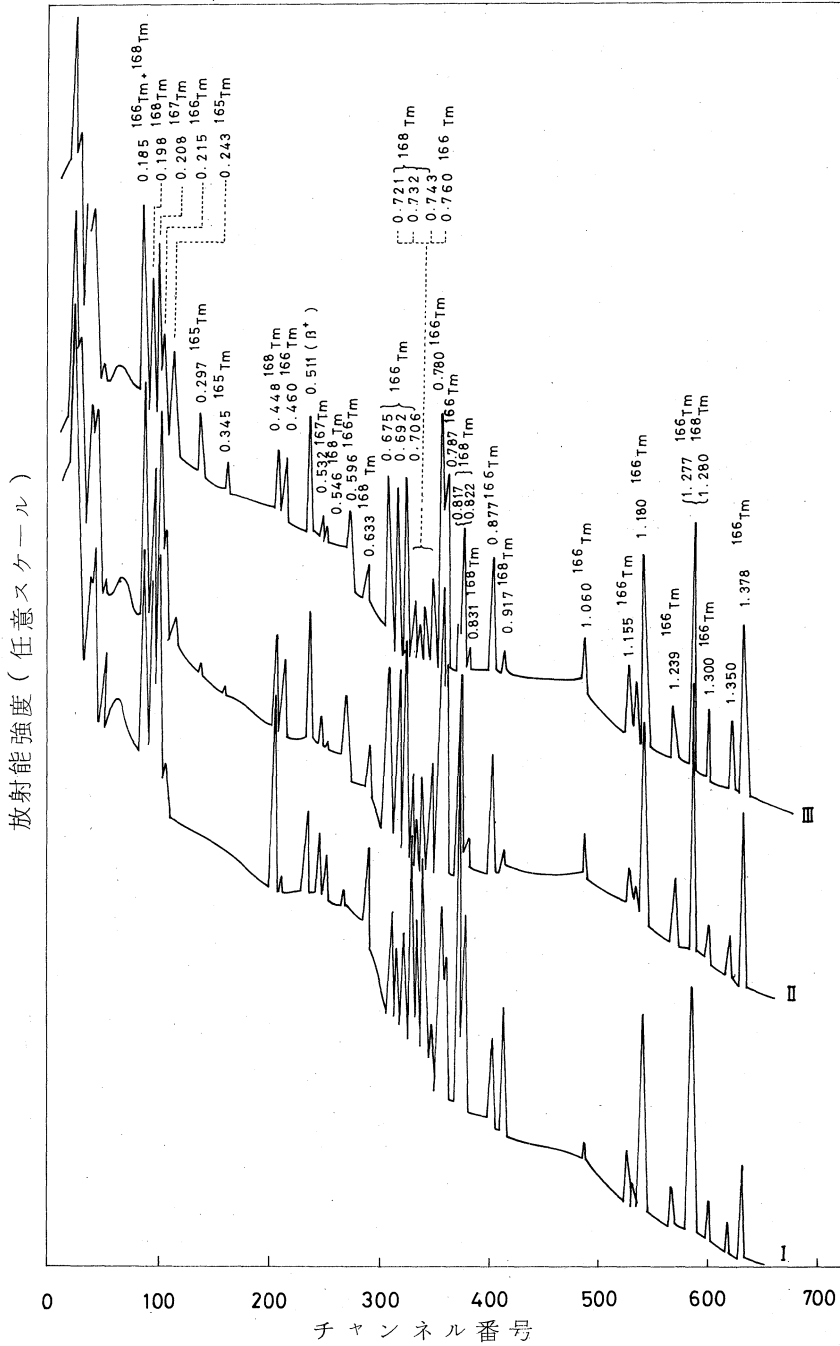
スペクトル	制動放射線の最大エネルギー	照射時間	測定までの経過時間
I	30 MeV	1.00 hr	1.93 hr
II	45 "	1.00 "	5.90 "
III	60 "	1.73 "	9.08 "

図1 サマリウムターゲットのγ線スペクトル



スペクトル	制動放射線の最大エネルギー	照射時間	測定までの経過時間
I	30 MeV	1.00 hr	1.53 hr
II	45 MeV	1.00 hr	2.63 hr
III	60 MeV	1.73 hr	2.72 hr

図2 ジスブロシウムの γ 線スペクトル



スペクトル	制動放射線の最大エネルギー	照射時間	測定までの経過時間
I	30 MeV	1.00 hr	1.83 hr
II	45 MeV	1.00 hr	1.42 hr
III	60 MeV	1.73 hr	2.07 hr

図3 ツリウムターゲットのγ線スペクトル

クトルⅡおよびⅢに示したように、これらの生成は顕著になる。サマリウムには8種の安定同位体が存在するが、これらのうち、存在比が最も大きな核種は ^{152}Sm (26.63%)である。この核種の (r, p) 反応によっては ^{151}Pm が生成する。加藤, Voigt¹⁾の70MeV制動輻射による照射実験の結果によると、 ^{151}Pm は0.340MeVの光電ピーク強度が最大であるが、本研究の結果でも同様であった。サマリウムを内基準元素として用いた時、 ^{151}Pm の0.340MeV光電ピークが r 線束のモニターとして使える。つぎに、ジスプロシウムを30, 45および60MeVの制動輻射で衝撃したときの r 線スペクトルを図2に示した。スペクトルⅠは30MeV制動輻射で照射した場合のもので残留核法により確認できた反応は $^{156}\text{Dy}(r, n)^{155}\text{Dy}$, $^{158}\text{Dy}(r, n)^{157}\text{Dy}$, $^{156}\text{Dy}(r, p)^{155}\text{Tb}$, $^{161}\text{Dy}(r, p)^{160}\text{Tb}$ および $^{164}\text{Dy}(r, p)^{163}\text{Tb}$ であった。照射エネルギーを45MeV以上にすると、 $^{158}\text{Dy}(r, pn)^{156}\text{Tb}$ あるいは $^{158}\text{Dy}(r, d)^{156}\text{Tb}$ 反応の生成も確認される。これらの核種の中、図2から見られるように光電ピークが最も顕著に現われているのは $^{158}\text{Dy}(r, n)^{157}\text{Dy}$ 反応により生成する ^{157}Dy の0.326MeV光電ピークである。ジスプロシウムの定量にこれを利用すれば高い鋭敏度が得られると思われる。図2にみられるように光中性子に起因する (n, r) 反応も起り ^{165}Dy が検出されている。 ^{157}Dy は $^{156}\text{Dy}(n, r)^{157}\text{Dy}$ によっても生成が可能である。しかし、 (n, r) 反応断面積、ターゲット核の賦存量から判断して、 (n, r) 反応の (r, n) 反応に対する影響は小さいとみられた。故に、ジスプロシウムの定量には ^{157}Dy の0.326MeV光電ピークを用いた。

図3に30, 45および60MeV制動輻射でツリウムを照射した時の r 線スペクトルを示した。最大エネルギー30MeVで照射すると、スペクトルⅠのように (r, n) , $(r, 2n)$ および $(r, 3n)$ 反応により生成する ^{168}Tm , ^{167}Tm および ^{166}Tm の核種が確認できた。照射エネルギーを45および60MeVに上げると、 $(r, 4n)$ 反応による ^{165}Tm の生成も確認される。

$^{169}\text{Tm}(r, xn)$ 反応の収率は x の値の増加とともに急激に減少することが確かめられており、70MeV制動輻射で衝撃した場合収率比は

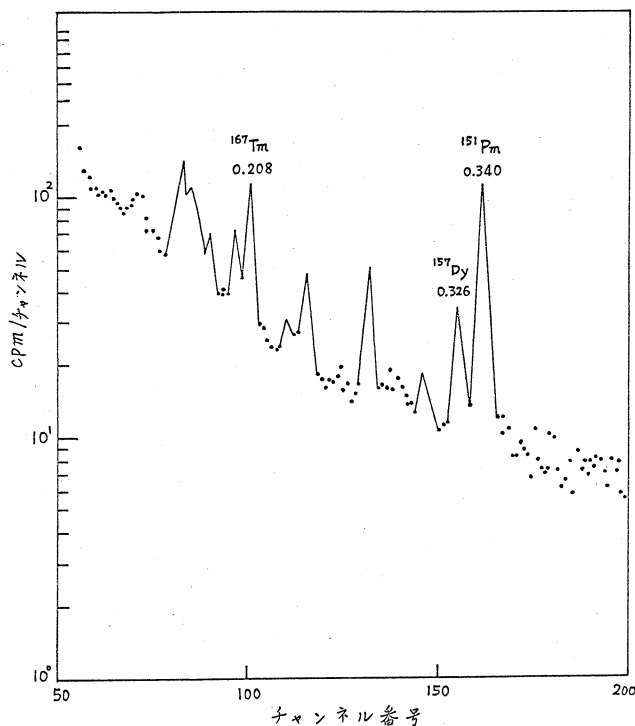
$$Y_{(r,n)} : Y_{(r,2n)} : Y_{(r,3n)} = 1 : 0.12 : 0.023$$

と求められている¹⁾。故に、単独のツリウムの放射化の結果からは定量には (r, n) 反応を使うのが望ましいが、 ^{168}Tm から放出される r 線のうち、図3で示したように最も顕著に現われる光電ピーク0.185MeVは ^{168}Tm と ^{166}Tm とからのピークが加算されたものであり。また、 $^{156}\text{Dy}(r, p)^{155}\text{Tb}$ 反応で生成する ^{155}Tb も0.180MeVの r 線を放出する、両ピークのエネルギーが接近しているため、0.185MeV光電ピークをツリウムの定量に用いられない。 ^{168}Tm の0.198MeV光電ピークを定量に使うとすれば、 $^{158}\text{Dy}(r, pn)^{156}\text{Tb}$ あるいは $^{158}\text{Dy}(r, d)^{156}\text{Tb}$ 反応で生成する ^{156}Tb が0.199MeVの r 線を放出するので同様に好ましくない。

そこで、ツリウムの定量には $^{169}\text{Tm}(\gamma, 2n)^{167}\text{Tm}$ 反応を考慮した。 ^{167}Tm は 0.208 MeV に顕著な光電ピークを示す。また、サマリウムおよびジスプロシウムが共存してもこの光電ピークに対して妨害となるような r 線を放出しない。故に、この光電ピークがツリウムの定量に利用できる。

前に述べたように、サマリウムを内基準元素として用いれば、 ^{153}Sm の 0.103 MeV 光電ピークおよび (γ, p) 反応で生じる ^{151}Pm の 0.340 MeV 光電ピークを使うことができるが、しかし、 $^{156}\text{Dy}(\gamma, p)^{155}\text{Tb}$ 反応で生成する ^{155}Tb が 0.105 MeV の r 線を放出するので、 ^{153}Sm の 0.103 MeV 光電ピークに妨害となる、それで ^{151}Pm の 0.340 MeV 光電ピークを基準とした。

以上の結果から、 $^{169}\text{Tm}(\gamma, 2n)^{167}\text{Tm}$ および $^{152}\text{Sm}(\gamma, p)^{151}\text{Pm}$ 反応の生成量を増すため、定量には照射の最大エネルギーを 45 MeV とした。サマリウム - ジスプロシウム - ツリウム混合試料を最大エネルギー 45 MeV で 1 時間衝撃した後、試料を約 10 時間冷却させて、短寿命核種および半減期が約 2 時間以下の核種を減衰させて後に、その放射能強度を測定した。図 4 に r 線スペクトルの一例を示した。各スペクトルから ^{157}Dy の 0.326 MeV および ^{167}Tm の 0.208 MeV の光電ピーク面積強度を求め、また、 $^{152}\text{Sm}(\gamma, p)^{151}\text{Pm}$ 反応により生成する ^{151}Pm の 0.340 MeV の光電ピーク面積強度を求めた。それぞれ照射終了時に換算して次のように比をとり、 R_{A_0} とした。 $R_{A_0} = \text{cpm}(^{157}\text{Dy } 0.326\text{MeV}) / \text{cpm}(^{151}\text{Pm } 0.340\text{MeV})$ あるいは $R_{A_0} = \text{cpm}(^{167}\text{Tm } 0.208\text{MeV}) / \text{cpm}(^{151}\text{Pm } 0.340\text{MeV})$ 。 R_{A_0} と混合重量



制動放射線の最大エネルギー 45 MeV
照射時間 1.00 hr
測定までの経過時間 21.93 hr
Sm 10.624 mg + Dy 0.7073 mg + Tm 94.9 μ g
重量比: Dy/Sm = 6.658×10^{-2} ,
Tm/Sm = 8.936×10^{-3}

図 4 サマリウム - ジスプロシウム - ツリウム混合試料の r 線スペクトル

比, $R_W = Dy/Sm$ あるいは $R_W = Tm/Sm$ との関係求めたところ, 表1および表2のとおりの結果となり, それぞれ R_W/R_{A_0} はよく一定値を示し, 本実験条件下ではジスプロシウムとトリウムとの定量について $R_W = (3.09 \pm 0.13) \times 10^{-1} R_{A_0}$ となり, 誤差は $\pm 4.2\%$, トリウムの場合には $R_W = (1.84 \pm 0.07) \times 10^{-2} R_{A_0}$ となり, 誤差は $\pm 3.8\%$ であった。本法により $13 \mu g$ までのジスプロシウムおよび $0.21 \mu g$ までのトリウムが正確に定量できる。本法はサマリウムにふくまれるジスプロシウムおよびトリウムを同時に非破壊定量する方法になる。また, 本結果から三者の混合試料でサマリウムが主成分であるとき, ジス

表1 ジスプロシウム-サマリウム-トリウム混合試料における重量比 (Dy/Sm) と放射能強度の関係

R_W (Dy/Sm)	R_{A_0}	R_W/R_{A_0}
	$\frac{^{157}Dy(0.326MeV)}{^{151}Pm(0.340MeV)}$	
5.479×10^{-1}	1.68	3.26×10^{-1}
6.658×10^{-2}	2.19×10^{-1}	3.04×10^{-1}
1.847×10^{-2}	6.39×10^{-2}	2.89×10^{-1}
1.351×10^{-2}	4.26×10^{-2}	3.17×10^{-1}
3.689×10^{-3}	1.18×10^{-2}	3.13×10^{-1}
3.287×10^{-3}	1.08×10^{-2}	3.04×10^{-1}
平均 :		3.09×10^{-1}
標準偏差 :		$\pm 0.13 \times 10^{-1}$

表2 ジスプロシウム-サマリウム-トリウム混合試料における重量比 (Tm/Sm) と放射能強度の関係

R_W (Tm/Sm)	R_{A_0}	R_W/R_{A_0}
	$\frac{^{167}Tm(0.208MeV)}{^{151}Pm(0.340MeV)}$	
7.347×10^{-2}	3.98	1.85×10^{-2}
8.936×10^{-3}	5.08×10^{-1}	1.76×10^{-2}
2.477×10^{-3}	1.37×10^{-1}	1.81×10^{-2}
2.033×10^{-3}	1.01×10^{-1}	2.01×10^{-2}
5.038×10^{-4}	2.81×10^{-2}	1.79×10^{-2}
4.410×10^{-4}	2.45×10^{-2}	1.80×10^{-2}
平均 :		1.84×10^{-2}
標準偏差 :		$\pm 0.07 \times 10^{-2}$

プロシウムを定量する際トリウムが $0.04 \sim 7\%$ 共存してもさしつかえなく, 同様にトリウムを定量する際ジスプロシウムが $0.3 \sim 55\%$ 程度共存してもさしつかえないことがわかる。

文 献

- 1) T. Kato and A. F. Voigt, "The production Rates of Rare Earth Nuclides by 70MeV Bremsstrahlung for Photon-Activation Analysis", J. Radioanal. Chem., 4, 325(1970).

SPECIFIC FEATURES IN THERMAL ANNEALING OF RECOIL BROMINE ATOMS PRODUCED IN POTASSIUM BROMATE*

理学部化学 塩川孝信**・佐々木貞吉**・高橋秀逸**

The thermal annealing of recoil bromine atoms produced by isomeric transition in the $^{80\text{m}}\text{Br}$ -labelled potassium bromate crystal was studied. The isothermal annealing curves showed a specific feature which was characterized by maximum and minimum points.

While some publications¹⁻⁴⁾ have appeared on the retention of the recoil atoms produced in $^{80\text{m}}\text{Br}$ -labelled bromate crystals by isomeric transition, very little is known about their behaviour on thermal annealing.

Jones⁴⁾ found that the retention for ^{80}Br recoil atoms by isomeric transition in the $^{80\text{m}}\text{Br}$ -labelled potassium bromate crystal increases rapidly by heating during a short period, whereas it decreases over a longer period. Harbottle³⁾ reported that the retention for the $^{80\text{m}}\text{Br}$ -labelled potassium bromate crystal kept at -78°C was larger than that for the crystal kept at room temperature. These observations are different from those for the recoil atoms produced by (n, γ) reactions in the bromate crystal.

EXPERIMENTAL

The $^{80\text{m}}\text{Br}$ -labelled potassium bromate was prepared from molecular bromine which was irradiated with bremsstrahlung up to 40 MeV by the use of an electron linear accelerator. Prior to the annealing experiment, the crystal was dried at 160°C for an hour. Thermal annealing was done in an oil bath connected

* RADIOCHEM. RADIOANAL. LETTERS, 1 (1), 31 (1969).

** T. Shiokawa, T. Sasaki, S. Takahashi

Department of Chemistry, Faculty of Science
Tohoku University, Sendai, Japan

with a thermal controller of accuracy $\pm 1^\circ\text{C}$.

The chemical separations were performed by the extraction method described by Saito et al.⁵⁾ About 60mg of the sample was dissolved in the mixture of water and carbon tetrachloride containing a small amount of molecular bromine. After shaking for a minute, the inorganic phase which contained radioactive bromate ion was separated immediately from the organic phase. It was confirmed that non-parent species was extracted completely to the organic phase by this procedure. Aliquots were pipetted from both phases for the determination of radioactivity. The inorganic fraction was allowed to stand for about 3 hours to ensure radioactive equilibrium in the $^{80\text{m}}\text{Br} - ^{80}\text{Br}$ system.

Measurement of radioactivity was carried out with a multi-channel pulse height analyzer connected with a well-type NaI(Tl) detector.

The radioactivities of the organic fraction decrease with the half-life of ^{80}Br (17.6 min), whereas those of the inorganic fraction decreased with the half-life of $^{80\text{m}}\text{Br}$ (4.5 hr). Thus, the retention R was calculated as follows:

$$R(\%) = \frac{100(A_t - A_0)}{A_t}$$

where A_t is the total activity and A_0 is the activity of the organic fraction at the beginning of the extraction procedure. Correction was made for the decay of $^{80\text{m}}\text{Br}$ during the extraction procedure.

RESULTS AND DISCUSSION

Fig.1 shows the thermal annealing curves of the samples which were allowed to reach radioactive equilibrium at -196°C over a period of 3 hours and then heated at 184° and 264°C .

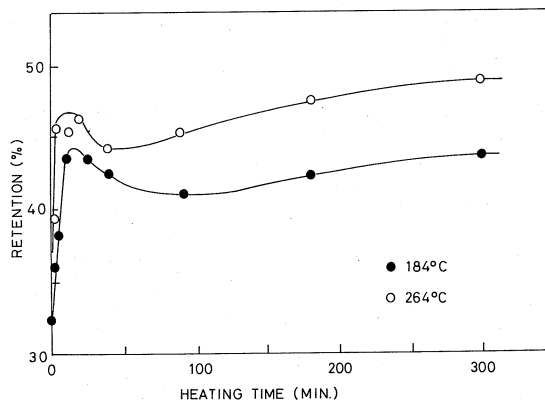


Fig.1. Isothermal annealing curves for ^{80}Br recoil atoms in the $^{80\text{m}}\text{Br}$ -labelled potassium bromate.

Characteristic annealing curves which had maximum and minimum points were obtained, as seen in the figure. The rapid increase in retention was observed in a short time of heating, as found for the $^{80\text{m}}\text{Br}$ -labelled sodium bromate.⁴⁾ In this region of heating time the thermal annealing might be promoted by inherent crystal defects. It is noteworthy that the thermal annealing of recoil bromine atoms produced by isomeric transition proceeds far faster than that by the (n, γ) reactions.⁶⁾ Recoil energy is estimated to be less than 50 eV for the former nuclear process and 200 ~ 300 eV for the latter. Therefore, the above observations may be explained by considering that a disordered region of the ^{80}Br recoil site is smaller than that of the recoils produced by the (n, γ) reactions, and the recovery processes of the former proceed more rapidly than the latter.

The decrease in retention is considered to arise from removal of the inherent crystal defects and decay of annealable recoil species produced at -196°C .

A slowly rising part of the curve over 3 hours may result from the annealing reaction promoted by the inherent crystal defects whose activation energy for the removal is comparatively

larger. The thermal annealing of this process seems to proceed apparently following zero-order kinetics. These observations are similar to the results obtained by Jach and Harbottle⁶⁾ who observed a slow increase in retention for neutron irradiated bromate crystal even after heating for a long period.

The retentions for the crystals which were kept at a constant temperature for 4 hours are plotted against the temperature in Fig.2. The results are the averages of three determinations. While the retention is constant below 0 °C, it increases with the temperature of heating. Thus, our observations are not consistent with those by Harbottle³⁾ who reported that the retention for the samples kept at -78 °C were 46 ~ 48 %, while at room temperature they were 34 ~ 37 %. The disagreement may result from the different histories of the sample prior to thermal treatment.

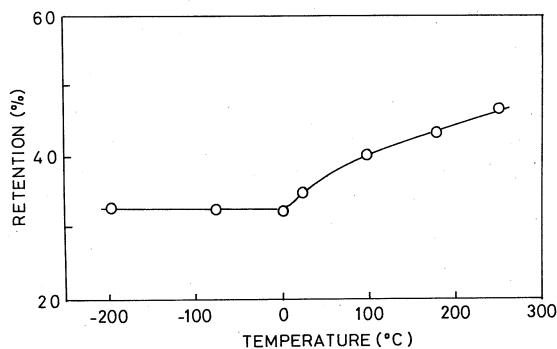


Fig.2. The relation between retention and temperature of heating.

Numerical treatment of the thermal annealing behaviour of recoil bromine atoms produced by isomeric transition will be reported later.

The authors wish to thank Drs. K. Yoshihara and T. Omori for their useful suggestions and discussions.

REFERENCES

1. I.G. Campbell, *J. Chim. Phys.*, **56**, (1959), 665.
2. I.G. Campbell, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **15**, (1960), 46.
3. G. Harbottle, *J. Am. Chem. Soc.*, **82**, (1960), 805.
4. C.H.W. Jones, *Inorg. Nucl. Chem. Letters*, **3**, (1967), 363.
5. N. Saito, F. Ambe, H. Sano, *Radiochim. Acta*, **7**, (1967), 131.
6. J. Jach, G. Harbottle, *Trans. Faraday Soc.*, **54**, (1958), 520.

CHEMICAL BEHAVIOUR OF THE RECOIL ^{57}Co FORMED BY THE DECAY OF ^{57}Ni -LABELLED HEXAMMINENICKEL(II) COMPLEXES*

理学部化学 大森 巍** 吳 紹 起** 塩川孝信**

As a result of *EC* and β^+ -decay of ^{57}Ni -labelled hexamminenickel(II) complex, a fairly large amount of ^{57}Co (III) species is produced, depending on the nature of the outer-sphere anion. This tendency is generally emphasized on thermal annealing. It is suggested that the fate of ^{57}Co produced in a matrix of nickel(II) complex is predominantly determined by the chemical property of the daughter complex.

INTRODUCTION

In recent years attention has been devoted to the exceptional results that recoil species are produced in a higher oxidation state than is the target, but are usually reduced by thermal annealing.^{1,2)}

In order to study in detail such nuclear and annealing processes, the decay-atom system is very desirable, where concomitant radiation effects can be ignored. Moreover, it is very interesting to study the chemical behaviour of the recoil daughter atom in a non-isotopic matrix, since the crystal matrix has an important role in determining the fate of the recoil atom.³⁾

For these reasons, the present investigation of the chemical behaviour of recoil ^{57}Co atoms in ^{57}Ni -labelled hexamine-nickel(II) complexes has been carried out. Although this ^{57}Ni $\xrightarrow{EC, \beta^+}$ ^{57}Co system possesses several advantages in its physical and chemical properties, there have been very few hot-atom studies⁴⁾

* Published in the Radioanal. Letters, 3, 405 (1970).

** T. Omori, Shaw-Chii Wu, S. Shiokawa
Department of Chemistry, Faculty of Science
Tohoku University, Sendai, Japan

EXPERIMENTAL

All the reagents used were of guaranteed reagent grade.

Nickel oxide was irradiated by bremsstrahlung of maximum 40 MeV with an electron linear accelerator at Tohoku University. Prior to synthesis, ^{57}Co produced by *EC* and β^+ -decay of ^{57}Ni and by (*r, p*) reaction was separated by an anion-exchange resin method.⁵⁾ Then eight kinds of the ^{57}Ni -labelled hexamminenickel(II) complexes were synthesized by ordinary methods and stored in the dark at dry-ice temperature for at least 26 days, to decay out the parent, ^{57}Ni .

The ^{57}Co -labelled species were separated by means of a cation exchange resin method, with reference to the procedure reported by Ikeda et al.⁶⁾

Radioactivity of ^{57}Co was measured with a 100-channel pulse height analyzer connected with a NaI(Tl) well-crystal.

RESULTS AND DISCUSSION

Experimental results for the distribution of ^{57}Co -labelled species between the oxidation states (II) and (III) in the hexamminenickel(II) complexes are summarized in Table 1.

When the outer-sphere anion contains the oxygen atoms, the initial yields of the trivalent cobalt complexes range from 41.8 % for persulphate to 18.1 % for chromate, while in halides the yields show nearly constant values. This tendency is generally emphasized when the samples are annealed thermally for 4 hrs at 60 °C before analysis. At 80 °C, however, the thermal annealing behaviour of the recoil cobalt atoms is very complicated as a result of thermal decomposition of the daughter and/or the parent complexes.

Table 1 shows that a considerable amount of the trivalent cobalt species is produced as a result of *EC* and β^+ -decay of the ^{57}Ni (II) complexes. Furthermore, heating increases the

yield of the trivalent cobalt species. This fact contrasts strongly with the general rule that the chemical species existing in a higher oxidation state return to the original parent compound on thermal annealing. In other words, the fate of the recoil ^{57}Co produced in a non-isotopic nickel compound is not necessarily determined by the crystal matrix, but predominantly by the chemical property of the daughter complex. These unusual results have also been obtained in the $^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$ reaction of the hexamminenickel(II) chloride.⁴⁾ However, in the $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ reaction of Ni(II)-EDTA complex, there is little change in the yield of $^{58}\text{Co(III)-EDTA}$ complex on thermal annealing.⁷⁾

In the present system, the yield of $^{57}\text{Co(III)}$ species is markedly affected by the nature of the outer-sphere anion. Especially in the oxy-anion complexes, the yield of Co(III) species is dependent on the amount of oxygen in the anion. The oxidation event taking place at the moment of recoil might be related to the Auger effect following the *EC* process. In addition, a variety of the yield of the trivalent cobalt species suggests that the recoil ^{57}Co would be de-excited by an interaction with the outer-sphere anion. Butterworth and Harbottle¹⁾ also observed a similar effect in the Tl(I) compounds. Thus, it will be reasonably recognized that in both the recoil and the thermal annealing processes, the oxidation reaction proceeds easily with the aid of the oxidizing power of the outer-sphere oxy-anion and that thermal annealing at a lower temperature is mainly of an electronic type, as proposed by Yoshihara.⁴⁾

We wish to express our thanks to Dr. M. Yagi and the operating group of LINAC for their kind arrangement for the irradiation. Thanks are also due to the Ministry of Education for financial support granted to one of the authors (T. O.).

REFERENCES

1. J.S. Butterworth and G. Harbottle, *Radiochim. Acta*, **6**, 169 (1966).
2. A.H.W. Aten Jr. and J.C. Kapteyn, *Radiochim. Acta*, **9**, 223, 224 (1968).
3. A.G. Maddock and R. Wolfgang, "Nuclear Chemistry", (ed. by L. Yaffe) Academic Press, (1968), p.185.
4. K. Yoshihara, *Nature*, **204**, 1296 (1964).
5. G. E. Moore and K.A. Kraus, *J. Am. Chem. Soc.*, **74**, 843 (1952).
6. N. Ikeda, K. Yoshihara and S. Yamagishi, *Radiochim. Acta*, **3**, 13 (1964).
7. S. Khorana and A. Nath, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **31**, 1283 (1969).

Table 1
 Yields of $^{57}\text{Co}(\text{III})$ species in the ^{57}Ni -labelled
 hexamminenickel(II) complexes

Compound	Initial yield of $^{57}\text{Co}(\text{III})^*$ (%)	60°C^{**} ΔY 4 hr (%)	80°C^{**} ΔY 4 hr (%)
$[\text{}^{57}\text{Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{S}_2\text{O}_8$	41.8 ± 1.1	32.8	36.5
$[\text{}^{57}\text{Ni}(\text{NH}_3)_6](\text{ClO}_4)_2$	36.6 ± 1.8	0.5	0.1
$[\text{}^{57}\text{Ni}(\text{NH}_3)_6](\text{NO}_3)_2$	34.4 ± 2.2	15.2	11.3
$[\text{}^{57}\text{Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{I}_2$	29.6 ± 2.1	1.6	-3.6
$[\text{}^{57}\text{Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{Br}_2$	27.3 ± 2.0	0.4	2.0
$[\text{}^{57}\text{Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{Cl}_2$	27.0 ± 1.3	0.2	11.2
$[\text{}^{57}\text{Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{SO}_4$	24.5 ± 1.1	0.1	-4.6
$[\text{}^{57}\text{Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{CrO}_4$	18.1 ± 1.2	10.4	26.0

* The yields are average values of at least five determinations.

** $\Delta Y^{T^\circ\text{C}}$ means the increase in the yield of $^{57}\text{Co}(\text{III})$ species
 after thermal annealing for 4 hrs at $T^\circ\text{C}$.

III-5 気相における $\text{CH}_4\text{-}^{80\text{m}}\text{Br}\cdot\text{Br}$ および $\text{CH}_4\text{-H}^{80\text{m}}\text{Br}$ 系の核異性体転移にともなう化学的效果 [I]

核理研 八木益男・近藤健次郎

1 緒 言

Willardら¹⁾は $\text{CH}_4\text{-}^{80\text{m}}\text{Br}\cdot\text{Br}$ 系で $^{80\text{m}}\text{Br}$ の核異性体転移による化学的效果を検討し、えられた有機収率は娘核 ^{80}Br の運動エネルギーに関与した反応からもたらされることを示唆した。さらに Rackら²⁾は $\text{CH}_4\text{-Br}_2$ 系における $^{79}\text{Br}(n, \gamma)^{80}\text{Br}$ 反応による化学的效果を詳細に検討し、その有機収率は (n, γ) 反応にともなう ^{80}Br の反跳運動エネルギーに関与した反応から由来することを明らかにした。

しかし最近 Rackら³⁾は、主として $\text{CH}_4\text{-}^{82\text{m}}\text{Br}\cdot\text{Br}$ 系における核異性体転移による同様の効果を検討し、その有機収率は核異性体転移にともなって取得される ^{82}Br の運動エネルギーと、生成臭素イオン ($^{82}\text{Br}^{+*}$) によるイオン-分子反応からもたらされることを明らかにした。

しかるに、さらに最近岡本、立川ら⁴⁾は $\text{CH}_3\text{Br-}^{82\text{m}}\text{Br}\cdot\text{Br}$ 系で同様検討を試み、この系でえられる有機収率は ^{82}Br の取得した運動エネルギーのみによって与えられ、上記イオン-分子反応は殆んど関係しないことを指摘した。

このように核異性体転移あるいは (n, γ) 反応等によりもたらされる有機収率が、(1) 生成臭素原子のもつ運動エネルギー (2) 生成臭素イオンによるイオン-分子反応 のいずれによって由来するかは未だ明確でなく、この関係を明らかにすることは、はなはだ興味あることといわなければならない。

そこでわれわれは、気相においては生成臭素原子の取得運動エネルギーが極端に異なるべきと期待される $\text{CH}_4\text{-}^{80\text{m}}\text{Br}\cdot\text{Br}$ および $\text{CH}_4\text{-H}^{80\text{m}}\text{Br}$ 系をえらび、それぞれの $^{80\text{m}}\text{Br}$ 核異性体転移にともなう化学的效果を比較検討し、臭素標識化合物 (有機収率) の生成機構を明らかにすることを試みた。

2 実 験

試 薬

メタンは高千穂化学工業最高純度 (99.9% 以上) のものをそのまま使用した。また実験に用い

た試薬はすべて市販特級品を用いた。

$^{80m}\text{Br}\cdot\text{Br}$ および H^{80m}Br の調製

約 2 g の PdBr_2 を東北大学 300 MeV 電子ライナックを用い最大 60~40 MeV 制動輻射線で 2 時間照射し、真空ラインで熱分解することにより $^{80m}\text{Br}\cdot\text{Br}$ をえた。 $^{80m}\text{Br}\cdot\text{Br}$ は照射 PdBr_2 から定量的に発生した。

一方 H^{80m}Br は $^{80m}\text{Br}\cdot\text{Br}$ を少量の水で湿した赤磷と反応させることにより発生させ、 P_2O_5 およびドライアイス、トラップを通して、水および未反応臭素を除去し使用した。

試料の調製

試料の調製は、すべてグリースレス、ストップコックおよびグリースレス、ジョイントを用いた真空ラインでおこなった。約 100 ml のバイレックス、ガラス製試験管に所定量の $^{80m}\text{Br}\cdot\text{Br}$ または H^{80m}Br を液体窒素温度でトラップし、ついでメタンを加え熔封した。所定量のメタンおよび H^{80m}Br は水銀マンオメーターを用いて添加し、 $^{80m}\text{Br}\cdot\text{Br}$ は所定量の照射 PdBr_2 から発生させた。熔封試料はただちに加温、気化させ室温で暗所に 2 時間以上放置した。

全有機収率および各生成物生成比の測定

試験管を液体窒素温度で冷却開管し、 CCl_4 および 0.5 M Na_2SO_3 溶液を加えて振盪し、有機層および無機層に分離した。両層の放射能は 3"×3" NaI(Tl) シンチレーターを接続した日立製 400 チャンネル波高分析器を用いて測り、それぞれの放射能の減衰曲線を解析することにより全有機収率を求めた。

また有機層の一部をガスクロマトグラフによって分離し、各生成物を捕集後、井戸型、 NaI(Tl) シンチレーションカウンターによって、それぞれの放射能を測り、各生成物の生成比を求めた。

3 結 果

量大 60~40 MeV 制動輻射線で照射してえた臭素中には $^{80m}, ^{80}\text{Br}$ (4.4 時間, 18 分) および少量の ^{77}Br (57 時間), 微量の ^{76}Br (17 時間) が見いだされた。しか

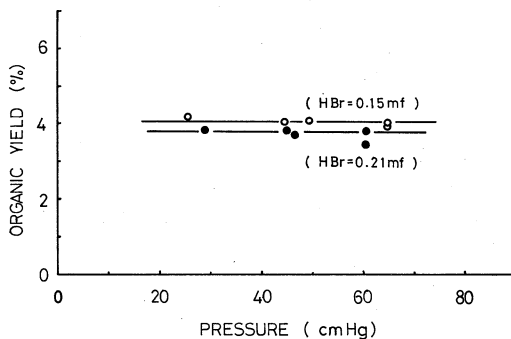


図-1 試料圧と全有機収率の関係

し ^{80m}Br 核異性体転移の比学的効果を検討する上では、原子炉照射による場合より極めて優れた ^{80m}Br 源とすることができた。

試験管内圧の全有機収率におよぼす影響は H^{80m}Br が 0.15 および 0.21 モル分率の一定組成となるようにメタンを加えて検討し、えられた結果は図-1に示した。

これから試料圧 250~700 mmHg の範囲では、全有機収率はほぼ一定値を示し、何等内圧により影響されないことがわかった。

全圧 600 mmHg で CH_4 と $^{80m}\text{Br} \cdot \text{Br}$ あるいは H^{80m}Br のモル分率を変化させてえられた全有機収率曲線は図-2に示した。

曲線は少量の Br_2 あるいは HBr の添加によって急激に減少する部分と、除々に減少する二つの部分からなり、両者ともその傾向は著しく類似していた。しかしながら $\text{CH}_4 - ^{80m}\text{Br} \cdot \text{Br}$ 系における有機収率は $\text{CH}_4 - \text{H}^{80m}\text{Br}$ 系のそれより全般的に高い値を示した。

Rack³⁾らは $\text{CH}_4 - \text{Br}_2$ 系における ^{82m}Br の核異性体転移、あるいは $^{79}\text{Br}(n, \gamma)^{80m}\text{Br}^{2,3)}$ 反応による同様検討を試み、それぞれ異なった全有機収率曲線をえたが、本実験によりえられた $\text{CH}_4 - ^{80m}\text{Br} \cdot \text{Br}$ 系におけるそれはそのいずれとも一致しなかった。このことは ^{80m}Br , ^{82m}Br の核異性体転移、あるいは $^{79}\text{Br}(n, \gamma)^{80m}\text{Br}$, $^{79}\text{Br}(n, \gamma)^{80}\text{Br}$ 反応による結果は、全有機収率を与える反応過程に、それぞれ何等かの差があることを示唆している。

一方 Rack³⁾は $\text{CD}_4 - \text{HBr}$ 系における $^{79}\text{Br}(n, \gamma)^{80}\text{Br}$ 反応による同様検討を僅かに試みたが、えられた値は本実験における $\text{CH}_4 - \text{H}^{80m}\text{Br}$ 系のそれとよく一致した。一般に H^{80m}Br が低モル分率の領域では実験の再現性がとほしく、本実験では 0 モル分率への外挿値はえられなかったが、Gordus, Willard¹⁾らが報告した $\text{CH}_4 - \text{H}^{80m}\text{Br}$ 系でえた大きな値 (41%) より、少くともそれは小さい値であることが推定された。

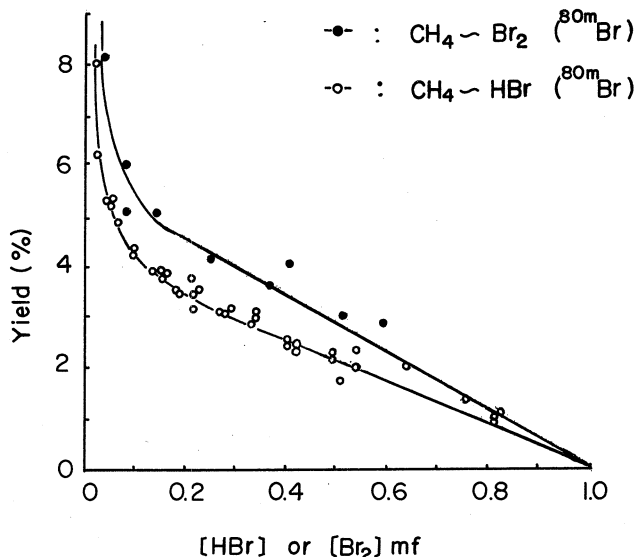


図-2 $\text{CH}_4 - ^{80m}\text{Br} \cdot \text{Br}$ および $\text{CH}_4 - \text{H}^{80m}\text{Br}$ 系における全有機収率曲線

有機層中の ^{80}Br 標識生成物をラジオガスクロマトグラフによって分析したところ、 $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ および $\text{CH}_2^{80}\text{Br}\cdot\text{Br}$ がいずれの系においても検出され、他の生成物は全く見いだされなかった。これは Gordus ら⁵⁾による報告と同様であった。 CH_4 と $^{80\text{m}}\text{Br}\cdot\text{Br}$ あるいは $\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}$ のモル分率を変化させてえられた有機層中の両生成物の生成比は表-1および表-2にそれぞれ示した。

表-1および表2から明らかなように、 $\text{CH}_4-^{80\text{m}}\text{Br}\cdot\text{Br}$ 系では $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ の、また $\text{CH}_4-\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}$ 系では $\text{CH}_2^{80}\text{Br}\cdot\text{Br}$ の生成比がそれぞれ高く、全く対象的な結果を与えることがわかった。

表-1 $\text{CH}_4-^{80\text{m}}\text{Br}\cdot\text{Br}$ 系における生成物生成比

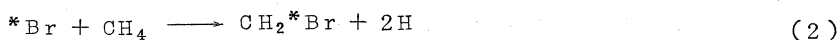
Br_2 モル分率	$\text{CH}_3^{80}\text{Br}$	$\text{CH}_2^{80}\text{Br}\cdot\text{Br}$
0.02	0.63	0.37
0.25	0.69	0.31
0.41	0.68	0.32
0.59	0.68	0.32

表-2 $\text{CH}_4-\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}$ 系における生成物生成比

HBr モル分率	$\text{CH}_3^{80}\text{Br}$	$\text{CH}_2^{80}\text{Br}\cdot\text{Br}$
0.05	0.25	0.75
0.25	0.35	0.65
0.40	0.37	0.63
0.75	0.50	0.50

4 考 察

これまで核変換反応で生成した放射性臭素原子($^*\text{Br}$)とメタン分子の気相における反応は、臭素原子のもつ運動エネルギー依存反応として、



が提唱されてきた。 CH_2^*Br は Br_2 の存在下では $\text{CH}_2^*\text{Br}\cdot\text{Br}$ として、また HBr の存在下では CH_3^*Br として安定化すると考えられる。

$^{80\text{m}}\text{Br}$ の核異性体転移における86KeV転移の内部転換率は100%、引き続き37KeV転移のそれは56%に達する。それ故娘核 ^{80}Br はAuger効果により高荷電イオンとして生成され、さらに $^{80\text{m}}\text{Br}\cdot\text{Br}$ および $\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}$ 系においては分子内荷電移動によるクーロン反発から表-3および表-4に示したような運動エネルギーを取得するに至る。ただし $\text{Br}\cdot\text{Br}$ および $\text{H}\cdot\text{Br}$ の結合間隔はそれぞれ2.29および1.43Åとして求めた。

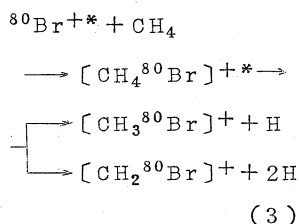
表-3および表-4から明らかなように $^{80\text{m}}\text{Br}\cdot\text{Br}$ 系において ^{80}Br は数eVから100eVにわたる運動エネルギーを取得できるのにたいし、 $\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}$ 系では大部分の運動エネルギーが H^+ に与えられ ^{80}Br は1eV前後の運動エネルギーを取得するにすぎない。それ故 $\text{H}^{80\text{m}}\text{Br}$ 系においては ^{80}Br の運動エネルギーが関与した反応は必然的に生じがたいと推定されなければ

ならない。

一方 Auger 過程によ
って生成される高荷電臭
素イオンは Br^{7+} が最
多頻出度^{6,7)}であるが、
これら生成初期の高荷電
臭素イオンは周囲の分子
との荷電移動反応を極め
て短時間内に終了し、終
末段階では $^{80}\text{Br}^{n+}$ の
状態にまで達しているも

のと推定される。この

$^{80}\text{Br}^{n+}$ が有機生成物を与
えるイオン-分子反応として
は、



などが考えられ、生成イオン種はさらに周囲の Br_2 あるいは HBr と反応して $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$, $\text{CH}_2^{80}\text{Br} \cdot \text{Br}$ を与え安定化するものと考えられる。

$\text{CH}_4 - ^{80}\text{mBr} \cdot \text{Br}$ 系および $\text{CH}_4 - \text{H}^{80}\text{mBr}$ 系において、有機生成物組成の最も著しい相違は、前者では $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ の生成が主であったのに対し、後者のそれは $\text{CH}_2^{80}\text{Br} \cdot \text{Br}$ であったことである。前述のように $\text{CH}_4 - \text{H}^{80}\text{mBr}$ 系での有機収率が、イオン-分子反応のみに関与したものであったとすれば、 $\text{CH}_4 - ^{80}\text{mBr} \cdot \text{Br}$ 系での $\text{CH}_3^{80}\text{Br}$ の生成は、主として $^{80}\text{Br} \cdot \text{Br}$ 分子内荷電移動でえられたクーロン反発による運動エネルギーに依存した反応、すなわち(1)によるためと考えられる。またこのことは $\text{CH}_4 - ^{80}\text{mBr} \cdot \text{Br}$ 系で全有機収率が全般にわたり $\text{CH}_4 - \text{H}^{80}\text{mBr}$ 系より大であったということをも説明するものである。

一方 Rackら^{2,3)} の $\text{CH}_4 - \text{Br}_2$ 系でえた ^{82}mBr の核異性体転移および $^{79}\text{Br}(n, r)$ $^{80}\text{m}, ^{80}\text{Br}$ 反応によるそれぞれの全有機収率曲線と、本実験結果のそれが、それぞれ異なってい

表-3 $^{80}\text{mBr} \cdot \text{Br}$ 系におけるクーロン反発により取得する ^{80}Br の運動エネルギー

初期生成 Br^{n+}	^{80}Br の運動エネルギー (eV)						
2+	3						
3+	6						
4+	9	12					
5+	12	18					
6+	15	25	28				
7+	18	31	37				
8+	22	37	46	49			
9+	25	43	55	62			
10+	28	49	65	74	77		
11+	31	55	74	86	92		
12+	34	62	83	99	108	111	
13+	37	68	92	111	123	129	
14+	40	74	102	123	139	148	151

表-4 H^{80}mBr 系におけるクーロン反発により取得する ^{80}Br の運動エネルギー

初期生成 Br^{n+}	^{80}Br の運動エネルギー (eV)	初期生成 Br^{n+}	^{80}Br の運動エネルギー (eV)
2+	0.12	9+	0.97
3+	0.24	10+	1.10
4+	0.37	11+	1.22
5+	0.49	12+	1.34
6+	0.61	13+	1.46
7+	0.73	14+	1.58
8+	0.85	15+	1.70

たことは極めて興味ある事実である。これは ^{80m}Br および ^{82m}Br の核異性体転移、あるいは (n, γ) 反応における即発ガンマ線による反跳、同ガンマ線の内部転換に起因するものと考えられ、少なくとも $\text{CH}_4 - \text{Br}_2$ 系では明らかに同位体効果が観測されたことを示している。しかしながら、本実験を除く他については、有機生成物の生成比が全く検討されておらず、詳細をここで考察することは、はなはだ困難であるといわなければならない。

本実験を遂行するにあたり ^{80m}Br の製造に協力いただいた東北大学核理研ライナック運転クルーおよび一部実験に協力いただいた同理学部化学科小林孝彰修士に厚く謝意を表わします。

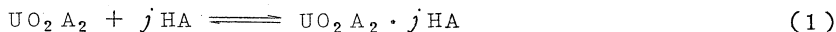
文 献

- 1) A. A. Gordus, J. E. Willard, J. Am. Chem. Soc., **79**, 4609 (1957).
- 2) E. P. Rack, A. A. Gordus, J. Phys. Chem., **65**, 944 (1961).
- 3) J. B. Nicholas, E. P. Rack, J. Chem. Phys., **48**, 4085 (1968).
- 4) J. Okamoto, E. Tachikawa, Bull. Chem. Soc. Japan, **42**, 1504 (1969).
- 5) L. D. Spicer, A. A. Gordus, Proc. Symp. on Chemical Effects of Nuclear Transformations, IAEA, Vienna, 185 (1965).
- 6) S. Wexler, G. Anderson, J. Chem. Phys., **33**, 850 (1960).
- 7) S. Wexler, J. Chem. Phys., **36**, 1992 (1962).

III - 6 ウラニル - TTA系における Additive Compound の生成

選 研 秋葉健一・鈴木信男

uranyl 2-thenoyltrifluoroacetate (UO_2A_2) の2相間分配において、*n*-hexane等の溶媒を用いた際に、ウラニル濃度の増大につれウランの分配比 (D_M) の低下することを明らかにした¹⁾。一方、高濃度のTTA(HA)が共存する時には、さらにウラニル濃度が増すと分配比は増大することが認められた。これは有機相でchelate UO_2A_2 に未解離のTTAが付加して、additive compoundを生成するためと考えられる。



chelateの配位座に余裕があることから、この反応が起りうると考えられる。

方 法

LINAC照射により生成した²³⁷Uでラベルした UO_2A_2 を合成し、種々の有機溶媒へのuranyl complexの溶解度(*S*)をTTA共存下で測定した。合成法、実験条件は前回²⁾と同じである。

結 果

additive compoundの生成定数を K_j とする。

$$K_j = \frac{[\text{UO}_2\text{A}_2 \cdot j\text{HA}]}{[\text{UO}_2\text{A}_2][\text{HA}]^j} \quad (2)$$

uranyl complexの溶解度(*M/l*)は次式で示される。

$$\begin{aligned} S &= [\text{UO}_2\text{A}_2] + [\text{UO}_2\text{A}_2 \cdot j\text{HA}] \\ &= S_0 (1 + \sum K_j [\text{HA}]^j) \end{aligned} \quad (3)$$

S_0 はTTAが共存しない時のchelateの溶解度である。TTAの濃度変化に対する溶解度変化の例をFig. 1およびFig. 2に示す。CCl₄中では従来知られている1:1 complex³⁾のみが生成しているが、*n*-heptane, *n*-hexane, cyclohexane中では1:1の他に1

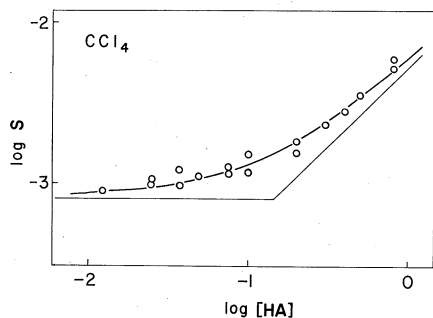


Fig. 1 Solubility of uranyl complex on addition of TTA in carbon tetrachloride at 25°C

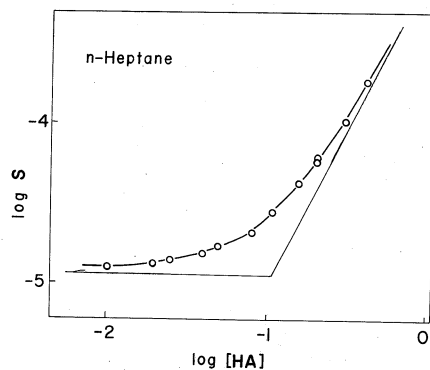


Fig. 2 Solubility of uranyl complex on addition of TTA in n-heptane at 25°C

: 2 complexも生成していることが明らかとなった。各溶媒中での1:

1および1:2 complexの生成定数を curve fitting法によって求めTable 1に示す。uranyl chelateのTBPとの付加錯体生成

定数は溶媒によって著しく変化したが¹⁾, TTAとのadditive compoundの場合はlog K_1 は1前後, log K_2 は2に近い値を示し, 溶媒のちがいは影響は少ないことが明らかとなった。

Table 1. Formation constants for $UO_2A_2 \cdot jHA$ in organic solvents at 25°C

Solvent	$\log K_1$	$\log K_2$
n-Hexane	1.01	2.02
n-Heptane	0.83	1.86
Cyclohexane	1.13	2.03
Carbontetrachloride	0.85	—

文 献

- 菅野卓治, 鈴木信男, 秋葉健一, 浅野宏子, 核理研研究報告, Vol. 1 (No. 2), 133 (1968).
- 秋葉健一, 鈴木信男, 菅野卓治, 核理研研究報告, Vol. 2 (No. 2), 150 (1969).
- S. Peterson, J. Inorg. Nucl. Chem., 14, 126 (1960).

III - 7 放射化法によるグラフト反応の解析

非水研 安川民男・高橋 太
佐々木康順

高分子に放射線を照射して活性化しこれに別の種類の高分子鎖を接木する放射線グラフト反応は高分子の改質方法として有望なものの一つであり、これまでに多くの報告がある。しかしグラフト反応は一般に不均一反応であり複雑な因子をもつためこれまで充分解析されていなかった。主な問題点は 1) 活性点数, 2) その寿命, 3) グラフト反応速度, 4) 活性点の幹高分子中の分布, 5) グラフト高分子の固体構造 などである。主実験ではグラフト反応がラジカル機構で進行する系について、活性点を $-Br$ でラベルすることにより定量し、さらにその分布・反応速度などを求めようとした。活性点数は一般に極めて微量であるため、結合した $-Br$ 量を通常の化学分析より求めるのは困難であり中性子による放射化分析法を利用した。

実 験

ポリエチレン(ハイゼックス 1200P, 結晶化度 60%) をポリエチレンの小袋につめデューワーびん中に入れ、横に線量計としてメチルイエロー 0.03% クメン溶液をアンプル中に封入したものを横に置き上からドライアイス粉をつめ、ライナックにより照射した。照射は RI グループの照射台の後方約 1 m のところで行なった。この位置ではビームのセンターより半径 10 cm 程度まではほぼ均一な線量率を示し、その値は約 $10^5 r/min$ であった。

照射後試料をドライアイス温度に数日保った後重合実験に使用した。モノマーとしてはスチレンを用い、 $0^\circ C$, $20^\circ C$, $50^\circ C$ で実験を行なった; すなわち、所定の温度に保ったスチレン 50 ml 中に窒素雰囲気中で、照射ポリエチレン粉末約 5 g を加え、定められた時間後に四臭化炭素の 5% トルエン溶液 5 ml を加え充分かくはんし、20 分後に反応液をガラスフィルターにより分別し、残留部分をソックスレーで 24 時間抽出後、乾燥し重量増加よりグラフト率を示した。

ここでえられたグラフトポリマー約 0.5 g をポリエチレン小袋に封入し、JRR-2 気送管により中性子照射を行ない、一晝夜放置後、マルチチャンネル波高分析器により γ 線のスペクトルを求めさらに一日後再測定を行ない、その減衰率と γ 線スペクトルより ^{82}Br の量を求めた。定量には、内部標準としてジブロムヒドロキノン 1 r および 5 r をポリエチレン粉末 0.5 g 中に分散させたものを用いた。比較のためスチレンの代りにベンゼンを用いた系でも同様な実験を行な

った。

結果と検討

図1に3Mrad照射ポリエチレンについて20°Cで行なった結果を示す。縦軸はポリエチレン1g当りに結合したBrのモル量、横軸は反応時間である。黒丸はスチレングラフト反応系、白丸はベンゼン膨らみ系である。反応時間ゼロの時のBrの結合量は 6×10^{-6} モル/g ポリエチレンであり、見掛上の

G値は0.3となる。このように小さな値となるのは後にのべるようにポリエチレン上にできた活性点の一部は再結合などで消滅すること、および残ったポリエチレンラジカルでもBrと反応するのは無定形部および結晶の表面に近いもののみであるためである。ベンゼンを加えると一たんBrの結合量は急速に減少した後ふたたび増加する。これは無定形部にあるポリエチレンラジカルはベンゼンを加え膨らみさせることで分子運動が容易になるため再結合による消滅が急速におこり、その後さらに膨らみがすすみ、結晶部の

ラメラ間のラジカルが反応できるようになるため、活性点がふえると解釈できる。これに対してスチレングラフト系では活性点数はベンゼン膨らみ系にくらべはるかに少なく単調に減少して

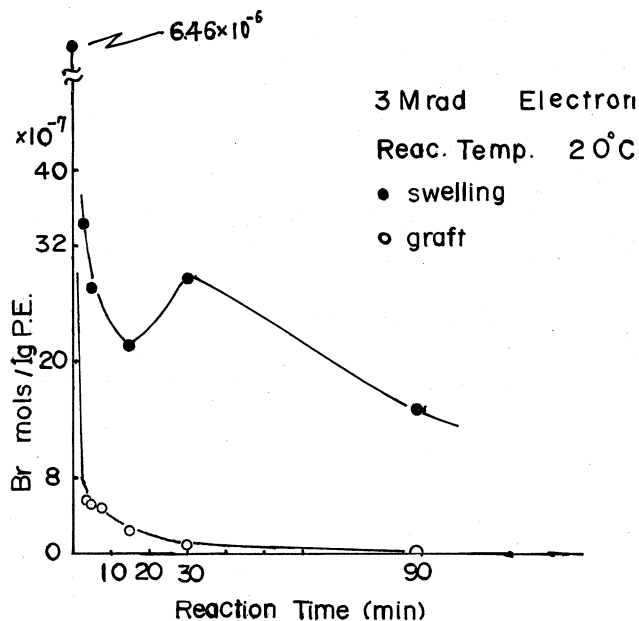


図1 3Mrad電子線照射ポリエチレンの四臭化炭素による活性点の標識量

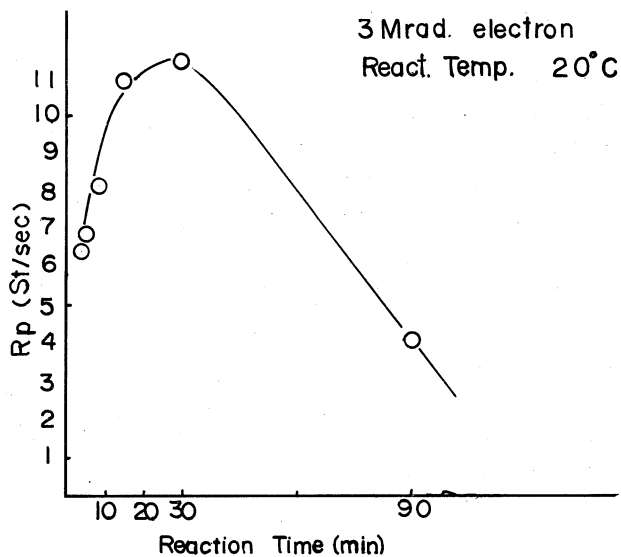


図2 グラフト活性点の生長速度の時間変化

いる。グラフト鎖の生長末端のあるものはポリエチレン相の外部に生長し、再結合あるいはモノマーへの連鎖移動などで消滅する可能性がふえる。液相重合の場合のポリスチレンラジカルの平均寿命はふつう数分以内であるから、本実験の場合も時間 0 でみられたラジカルの一部がそれ以後の各測定時間まで生のびたと考えることはできず、グラフト鎖の活性点は短時間で死滅し、膨じゅんなどの効果で新しいポリエチレンラジカルが反応に関与するようになると考えられる。

スチレングラフト系での Br 量が活性点数に等しいと一応考えることができるので、各時点でのグラフト率の増加速度を Br 量で除算することで活性点の生長速度を求めることができる(図 2)。この値はスチレンの液相重合の場合の生長速度より一桁小さい。これはグラフト重合ではモノマーの活性点への拡散が阻害されるためと考えられる。

活性点の平均寿命を求めるためにはスチレン相への連鎖移動速度を評価する必要があり、目下実験中である。反応温度 50°C の結果は 20°C のものに近いが、0°C ではグラフト反応系でも Br 量の再増加がみられた。結果の詳細は別に報告する(第 19 回高分子学会年会(1970))。

IV 加速器，データ処理装置稼動状況

IV-1 加速器稼動，整備状況

核理研 マシングループ

加速器稼動状況

1969年10月から1970年3月迄の加速器稼動状況を都1表に示す。今期は実験終了時刻を18時30分とし，加速器運転者，空調設備要員の勤務態勢を改善した。実験時間の延長は各実験グループの強い要望があり，今後も努力を続けるつもりである。

第1表 1969年10月～1970年3月の加速器稼動状況

テーマ	割当日数	実施日数	実験時間
e S	20	48	403
RI	20.5	21	152
ND	15	17	134
γ P	10	15	124
TOF	6	6	43
EH	6	6	47
$\gamma \pi$	4	4	33
$\gamma \alpha$	3	3	25
生物・医学	—	—	6
小計	84.5	120	967
マシン保守	3.5	3.0	
予備日	22.5	—	
休日	4.0	3.2	
合計	182	182	

加速器整備状況

1) クライストロン

今期は新品1本を購入し，3本を修理した。これまでのクライストロンの修理状況を次に示す。

形式	購入数	修理完了	修理中	修理不能	平均寿命(故障品)
TV2014	11	3	2	1	1340時間(6本)
PV2014	4	0	4	0	700時間(4本)
計	15	3	6	1	1090時間(10本)

2) 励振系

従来問題が多かった励振系を2月に新しい励振系と交換した。新しい励振系は板極管による発端をクライストロンSAS61で増巾する方式である。

3) ビームダンプ用窓

Ⅲ系の電子スイープ用電磁石の後のビーム窓を熔接構造に改造し、その後真空リークは生じていない。

IV - 2 データ処理装置稼動状況

核理研 小山田正幸・窪田健雄

今期、1969年10月から1970年3月までのデータ処理装置の月間稼動時間を第1図に示す。又、その利用区分を第1表に示す。表は時刻は0時から24時まで、シンボル1文字につき15分を表す。

L : 電子散乱実験用プログラムによるオンライン

B : 光陽子反応実験用 "

N : 中性子回折実験用 "

F : オフラインのデータ処理及び一般科学計算

— : 保守及び改良工事

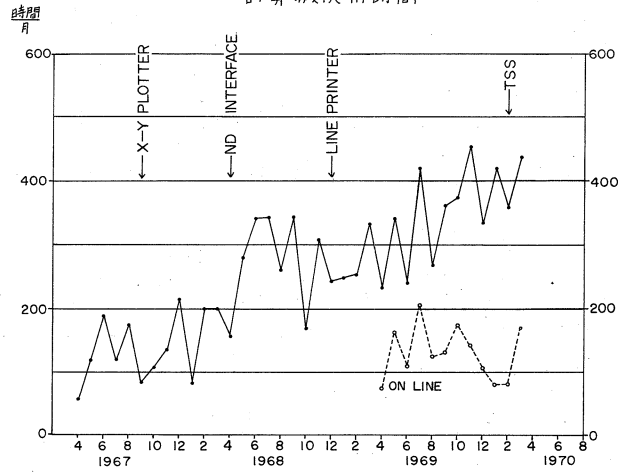
* : 故障による使用不能時間

表の右側の合計はその日のオンライン、オフライン、保守及び故障時間の総和である。

これらの図及び表を分析してみると、マクロには月平均の稼動時間は今期は396時間で前期の311時間に比べて27%の増加である。又、偶数月と奇数月との特徴は前期までと同じく奇数月の方が80時間程多くなっている。ミクロには表からわかることは夜間の使用時間が非常に多いことである。データ処理及び計算は夜寝る時間を当てていることがわかる。又、月間使用時間の限度はおおよそ500時間であろう。来期には頭打ちの傾向が予想され、加速器の運転時間の延長があれば、オフラインのデータ処理、科学計算の使用時間は減少するのではないと思われる。

今期の器機の増設は東北大学大型計算機センターと結んだTSSの端末機を1970年1月に設置した。伝送速度は50ビット/秒であるが、簡単な計算や、ファイルをうまく利用したデータ処理に向いているので大いに利用されることを希望する。

計算機使用時間



1969-10

DATA PROCESSOR OPERATION REPORT

0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	ON- LINE	OFF- LINE	TOTAL
1 (WED)	10:50		15:10
2 (THU)	11:00		3:40
3 (FRI)	FFFFFFFF	11:20	5:30	17:20
4 (SAT)	7:45	2:55	12:25
5 (SUN)	0:00	0:00	0:00
6 (MON)	0:00	0:00	11:30
7 (TUE)	0:00	0:00	15:30
8 (WED)	0:00	0:00	9:30
9 (THU)	0:00	0:00	9:30
10 (FRI)	0:00	0:00	0:00
11 (SAT)	10:55	0:00	11:25
12 (SUN)	0:00	2:40	2:40
13 (MON)	10:15	0:00	11:15
14 (TUE)	10:50	3:40	15:30
15 (WED)	F	10:20	0:20	11:10
16 (THU)	9:20	5:10	15:00
17 (FRI)	12:00	3:00	15:30
18 (SAT)	8:30	5:00	15:30
19 (SUN)	FF	0:00	1:50	2:40
20 (MON)	10:10	0:30	15:30
21 (TUE)	8:10	5:00	18:00
22 (WED)	FFFFFFF	9:45	2:57	14:17
23 (THU)	0:00	0:00	11:00
24 (FRI)	10:00	0:00	11:00
25 (SAT)	0:00	6:29	6:59
26 (SUN)	0:00	4:25	4:25
27 (MON)	0:00	5:40	11:25
28 (TUE)	9:00	5:00	15:30
29 (WED)	FFFFFFFF	9:35	8:45	19:20
30 (THU)	FFF	0:00	13:50	15:00
31 (FRI)	FFFFFFFF	6:00	8:00	23:30
TOTAL	176:45	57:21	373:01
													47.4 %	26.1 %	

L	LDM	23.5 %
B	BOM	19.6 %
N	ND	4.3 %
F	FORTAN	26.1 %
=	MAINTENANCE	23.0 %
*	DOWN	3.5 %
	TOTAL	100.0 %

DATA PROCESSOR OPERATION REPORT

0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	OFF- LINE	ON- LINE	TOTAL	
1 (SAT)	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	*****	4:20	10:10	24:00	
2 (SUN)	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	9:10	0:00	9:10	
3 (MON)	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	3:22	0:00	3:22	
4 (TUE)	12:40	0:00	12:40	
5 (WED)	8:00	6:00	14:00	
6 (THU)	9:55	9:55	15:20	
7 (FRI)	5:40	5:40	20:05	
8 (SAT)	9:07	9:07	21:40	
9 (SUN)	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	17:53	0:00	17:53	
10 (MON)	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	13:05	10:05	23:30	
11 (TUE)	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	13:10	9:30	22:40	
12 (WED)	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	7:35	11:10	18:45	
13 (THU)	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	6:20	0:00	17:15	
14 (FRI)	15:00	0:00	15:00	
15 (SAT)	10:10	7:30	17:40	
16 (SUN)	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	13:40	0:00	13:40	
17 (MON)	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	12:40	9:00	22:25	
18 (TUE)	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	FFFFFFFF	11:20	9:35	21:00	
19 (WED)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	5:40	9:30	15:40	
20 (THU)	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	FFFFFFF	10:45	0:00	10:45	
21 (FRI)	1:40	9:50	12:40	
22 (SAT)	0:00	7:50	10:00	
23 (SUN)	0:00	0:00	0:00	
24 (MON)	0:00	0:00	0:00	
25 (TUE)	1:30	9:25	10:55	
26 (WED)	6:00	0:00	12:10	
27 (THU)	3:30	0:00	18:30	
28 (FRI)	5:30	0:00	10:30	
29 (SAT)	5:40	8:50	15:00	
30 (SUN)	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	7:40	0:00	7:40	
TOTAL													143:07	143:07	238:08	451:40
													31.7 %	31.7 %	32.7 %	

L	LDM	102:32	22.7 %
R	ROM	21:15	4.7 %
N	ND	19:20	4.3 %
F	FORTAN	238:08	52.7 %
=	MAINTENANCE	39:25	8.7 %
*	DOWN	31:00	6.9 %
	TOTAL	451:40	100.0 %

DATA PROCESSOR OPERATION REPORT

0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	ON-	OFF-	TOTAL
1 (MON)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	7:50	17:50	
2 (TUE)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	8:00	8:00	
3 (WED)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	9:15	13:15	
4 (THU)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	20:45	
5 (FRI)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	9:05	9:50	
6 (SAT)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	11:25	
7 (SUN)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	2:40	
8 (MON)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	0:00	
9 (TUE)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	2:15	
10 (WED)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	2:45	
11 (THU)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	1:20	
12 (FRI)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	2:00	
13 (SAT)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	8:55	5:35	
14 (SUN)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	7:30	
15 (MON)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	7:40	1:40	
16 (TUE)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	9:30	6:20	
17 (WED)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	7:35	
18 (THU)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	6:22	
19 (FRI)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	7:50	
20 (SAT)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	2:48	
21 (SUN)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	2:05	
22 (MON)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	7:40	
23 (TUE)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	9:40	5:30	
24 (WED)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	10:25	9:00	
25 (THU)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	8:00	3:00	
26 (FRI)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	2:40	
27 (SAT)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	9:30	
28 (SUN)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	12:00	
29 (MON)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	1:00	
30 (TUE)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	0:05	
31 (WED)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	0:50	
TOTAL													107:50	184:15	336:38
													32.0 %	54.7 %	

L	LDM	69:50	20.7 %
B	BDM	7:40	2.3 %
N	ND	30:20	9.0 %
F	FORTAN	184:15	54.7 %
=	MAINTENANCE	43:48	13.0 %
*	DOWN	0:45	0.2 %
	TOTAL	336:38	100.0 %

DATA PROCESSOR OPERATION REPORT

0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	ON- LINE	OFF- LINE	TOTAL
1 (THU)	0:00	0:00	0:00
2 (FRI)	0:00	0:00	0:00
3 (SAT)	0:00	0:00	0:00
4 (SUN)	0:00	0:00	0:00
5 (MON)	0:00	0:20	3:50
6 (TUE)	0:00	6:10	7:55
7 (WED)	0:00	5:05	10:15
8 (THU)	0:00	3:50	14:45
9 (FRI)	0:00	9:45	15:50
10 (SAT)	0:00	5:40	15:55
11 (SUN)	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	0:00	12:03	12:03
12 (MON)	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	0:00	13:10	14:55
13 (TUE)	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	10:10	10:30	22:00
14 (WED)	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	0:00	19:52	21:20
15 (THU)	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	0:00	4:50	4:50
16 (FRI)	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	0:00	8:25	14:45
17 (SAT)	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	10:45	12:45	23:30
18 (SUN)	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	0:00	11:35	11:35
19 (MON)	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	0:00	15:05	16:10
20 (TUE)	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	0:00	17:05	17:50
21 (WED)	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	8:20	8:30	17:30
22 (THU)	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	0:00	4:15	16:45
23 (FRI)	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	0:00	14:30	14:55
24 (SAT)	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	11:30	9:40	21:35
25 (SUN)	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF	0:00	17:40	17:40
26 (MON)	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	0:00	8:25	9:30
27 (TUE)	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	8:15	4:00	13:10
28 (WED)	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	FFFFFFFFFFFF	0:00	4:00	19:30
29 (THU)	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	0:00	0:00	24:00
30 (FRI)	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	0:00	0:00	24:00
31 (SAT)	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	=====	0:00	5:30	14:30
TOTAL													32:50	228:10	419:53
													19.7 %	54.3 %	

L	LDM	74:30	17.7 %
B	BDM	8:20	2.0 %
N	ND	0:00	0.0 %
F	FORTAN	228:10	54.3 %
=	MAINTENANCE	102:53	24.5 %
*	DOWN	6:00	1.4 %
	TOTAL	419:53	100.0 %

1970- 2

DATA PROCESSOR OPERATION REPORT

	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	ON- LINE	OFF- LINE	TOTAL
1 (SUN)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	9:03	16:06
2 (MON)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	12:00	13:00
3 (TUE)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	17:15	17:45
4 (WED)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	11:05	11:21	22:26
5 (THU)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	19:20	21:55
6 (FRI)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	8:45	12:50	21:35
7 (SAT)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	9:00	12:50	21:58
8 (SUN)	F	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	2:15	2:15
9 (MON)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	14:00	14:45
10 (TUE)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	13:50	14:40
11 (WED)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	14:20	14:20
12 (THU)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	21:10	21:10
13 (FRI)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	14:25	21:50
14 (SAT)	FF	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	1:05	11:45	15:15
15 (SUN)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	3:40	3:40
16 (MON)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:30	7:40	10:35
17 (TUE)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	16:50	17:50
18 (WED)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	7:35	9:40
19 (THU)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	1:10	2:30
20 (FRI)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	11:40	0:00	12:15
21 (SAT)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:20	0:50
22 (SUN)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:00	0:00
23 (MON)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	9:15	5:30	14:45
24 (TUE)	FF	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	1:20	2:10
25 (WED)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	11:05	3:45	15:15
26 (THU)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	1:45	2:00
27 (FRI)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	10:50	0:00	11:10
28 (SAT)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	9:15	3:35	13:10
TOTAL														82:30	238:52	359:00
														23:0 %	66.5 %	

L	LDM	27:30	7.7 %
B	BDM	12:25	3.5 %
N	ND	42:35	11.9 %
F	FORTAN	238:52	66.5 %
=	MAINTENANCE	36:53	10.3 %
*	DOWN	0:45	0.2 %
	TOTAL	359:00	100.0 %

DATA PROCESSOR OPERATION REPORT

	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	ON-	OFF-	TOTAL
1 (SUN)	0:00	7:45	7:45
2 (MON)	0:00	8:07	11:10
3 (TUE)	.	FF.	.	.	.	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	0:00	6:47	9:45
4 (WED)	.	FF.	.	.	.	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	0:00	3:51	4:11
5 (THU)	.	FF.	.	.	.	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	0:00	7:30	7:50
6 (FRI)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	0:00	9:10	9:30
7 (SAT)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	10:50	3:50	13:20
8 (SUN)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	0:00	1:05	1:05
9 (MON)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	8:20	1:50	12:35
10 (TUE)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	9:30	5:20	20:20
11 (WED)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	10:40	11:20	22:45
12 (THU)	.	FF.	.	.	.	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	7:00	6:59	14:30
13 (FRI)	.	FF.	.	.	.	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	11:40	6:23	18:35
14 (SAT)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	7:50	7:30	15:45
15 (SUN)	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	0:00	19:35	19:35
16 (MON)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	6:10	6:10	9:08
17 (TUE)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	9:40	7:00	17:55
18 (WED)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	8:40	8:40	18:40
19 (THU)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	0:00	15:50	15:50
20 (FRI)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	11:35	4:30	16:55
21 (SAT)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	0:00	24:00	24:00
22 (SUN)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	0:00	24:00	24:00
23 (MON)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	9:00	15:00	24:00
24 (TUE)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	0:00	24:00	24:00
25 (WED)	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	FF.	10:00	9:35	21:05
26 (THU)	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	9:30	1:43	12:10
27 (FRI)	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	3:15	0:05	4:30
28 (SAT)	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	12:35	2:15	13:05
29 (SUN)	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	0:00	2:00	2:00
30 (MON)	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	8:00	8:00	8:30
31 (TUE)	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	====B	10:50	0:00	10:50
TOTAL														171:08	247:34	438:21
														39.2 %	56.8 %	

L	LDM	56:10	12.9 %
B	BDM	47:15	10.6 %
N	NU	67:45	15.5 %
F	FORTAN	247:38	56.8 %
=	MAINTENANCE	15:10	3.5 %
*	DOWN	2:25	0.6 %
	TOTAL	436:21	100.0 %

核 理 研 究 報 告 第 3 卷 第 1 号

昭和 45 年 10 月発行

発 行 所 東北大学理学部附属原子核理学研究施設

 仙台市富沢金山 1 (郵便番号 9 8 2)

印 刷 所 株式会社 山 忠 モ ノ ・ オ フ セ ッ ト

 仙台市木町通一丁目 2-12 (☎ 25-0320)

Research Report of Laboratory of Nuclear Sciences
Tohoku University

Laboratory of Nuclear Science,

Tohoku University

1, Kanayama, Tomizawa, Sendai, Japan