

RESEARCH REPORT
OF
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCES
TOHOKU UNIVERSITY

核 理 研 究 報 告

VOL. 2 No. 2 Dec. 1969

東 北 大 学 理 学 部

原 子 核 理 学 研 究 施 設

核理研研究報告 Vol. 2 No. 2 目次

I 原子核物理部門

- I-1 電子散乱による原子核の研究 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
 中田芳明, 光延信二
- I-2 (γ, p) 反応による Isobaric Analogue State 32
 (核理研) 庄田勝房, 菅原真澄, 斎藤悌二郎, 宮瀬晴久
 及川四郎, 鈴木厚人
- I-3 ^{31}P 及び ^{27}Al の photoneutron spectra 47
 (理学部物理, 教養部) 陸路 直, 川村暢明, 坪田博明
- I-4 (γ, α) 反応実験 57
 (教養部物理, 理学部物理) 阿部 健, 川村暢明, 坪田博明
- I-5 $^{143}_{61}\text{Pm}_{82}$ 及び $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の準位構造 59
 (理学部物理, 東大核研) 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
- I-6 比較的短寿命核種の崩壊 69
 (工学部原子核) 梶山一典, 古田島久哉, 板垣新治郎, 武田 靖
 山崎尚宏

II 物性物理部門

- II-1 中性子非弾性散乱の基礎および実用化研究 89
 (核理研, 非水研, 工学部, 金研)
 木村一治, 渡辺 昇, 小山田正幸, 山田幸男
 安川民男, 高橋文信, 富吉昇一, 鈴木隆司
- II-2 TOF 中性子回折法による炉物理実験 100
 (核理研, 工学部, 金研) 木村一治, 渡辺 昇, 小山田正幸, 山田幸男
 高橋文信, 富吉昇一, 鈴木隆司
- II-3 CrGe の中性子回折 106
 (金研, 核理研, 工学部) 富吉昇一, 鈴木隆司, 渡辺 浩, 木村一治
 渡辺 昇, 小山田正幸, 山田幸男
 高橋文信
- II-4 TOF 中性子回折法による TiO のデバイ温度測定 111
 (理学部物理, 核理研, 金研, 工学部)
 渡辺伝次郎, 寺崎 治, 山田幸男, 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	強誘電性 WO_3 の結晶構造	117
	(理学部物理, 核理研, 金研, 工学部)	
	田中道義, 山田幸男, 渡辺伝次郎, 渡辺 昇 富吉昇一, 高橋文信, 鈴木隆司, 小山田正幸 木村一治	
II - 6	パルス電子線によるイオン結晶の光学的研究(4)	119
	(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	残留核法による核反応の研究	123
	(理学部化学) 岡 好良, 野村紘一, 齋藤達弥, 蔡 恵沢 佐藤武雄	
III - 2	光量子放射化分析法の研究	130
	(理学部化学) 岡好好良, 野村紘一, 齋藤達弥, 蔡 恵沢 佐藤武雄	
III - 3	クロム酸カリウムにおける (r, n) 反応に伴う化学的効果	139
	(理学部化学) 大森 巍, 葉 有財 塩川孝信	
III - 4	(r, r') 過程による反跳原子の化学的挙動の研究	147
	(理学部化学) 吉原賢二, 鍛冶東海, 長谷敏夫	
III - 5	TTA-ウラニルキレート溶解度	150
	(選研) 秋葉健一, 鈴木信男, 菅野卓治	
III - 6	キセノンの四塩化炭素およびクロロホルムにたいする溶解度	153
	(核理研) 八木益男, 近藤健次郎	
III - 7	放射線グラフト反応によるフッ素樹脂への官能基導入	155
	(非水研) 佐々木康順, 安川民男	
IV	生物医学部門	
IV - 1	小動物に対する電子線照射の生物学的影響	159
	IV 60MeV の電子線の部分照射(予備実験)	
	(理学部生物) 山本穆彦, 元村勲	
IV - 2	大線量電子線による「中枢神経死」, 特に頭部および脊髄しゃへいについて	161
	(医学部放射線基礎医学) 栗冠正利, その他	
V	加速器, データ処理装置稼働状況	
V - 1	加速器稼働状況	163
	(核理研) マシングループ	
V - 2	データ処理装置稼働状況	165
	(核理研, 工学部) 小山田正幸, 窪田健雄, 梶山一典	

I. 原子核物理学部門

I-1 電子散乱による原子核の研究

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

電子線散乱による原子核の研究は ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{60}\text{Ni}$ 及び ${}^{197}\text{Au}$ の核について行なわれた。

${}^9\text{Be}$ に於いては前期に行なわれた実験結果を中間結合模型及び強結合模型で解析しその結果を報告したものである。

${}^{12}\text{C}$ に於いては前期に行なった ${}^{12}\text{C}$ の巨大共鳴附近のスペクトルを更に分析して $|F|^2$ の q による変化を求めて定量的な理論との比較を行った。特に25.5MeVのspin-isospin modeの $|F|^2$ は表面振動との結合を考えた巨大共鳴の理論にありことを示し、又20.6-MeVに $T=1$ の 2^- 単位があることを確かめた。

${}^{16}\text{O}$ に於いては現在まで実験的にも又、理論的にも問題になっていた19-MeVの単位について、これは単一のピークではなく複合された単位であることを見出した。そのうち18.6-MeVと19.1-MeVの単位を分離して前者はE2、後者はM3らしいと推論した。

${}^{40}\text{Ca}$ に於いては前期行なった実験を更に q の高い領域まで上げた。先ずDWBAの解析では集団的性質を持つ第1励起単位の 3^- 及び 5^- について流体模型の非縮縮性、渦無しという仮定が成立しないことが明らかになった。これは必ずしも ${}^{40}\text{Ca}$ に限ったことではなくSnの同位元素附近の 2^+ 単位でも同じ傾向がみられる。Bohr模型の取り扱いを簡単にしている条件が失われたことになる。 ${}^{40}\text{Ca}$ の奇パリティの単位の $|F|^2$ の実験と理論との比較から ${}^{40}\text{Ca}$ をone-particle-one-hole模型だけで説明することの困難さは増々はっきりしてきた。

${}^{58}\text{Ni}$ 及び ${}^{60}\text{Ni}$ については更に q の高い所まで $|F|^2$ を測定した。従来、Born近似を用いたHelm模型の解析と流体模型を用いたDWBAの解析との食い違いが問題になっていたが今年の四月から来日したOnleyを加えて議論した結果が報告には述べてある。

寺沢によって弾性散乱を解析するコードが完成したので ${}^{197}\text{Au}$ について実験を行ないその基底状態に於ける、荷電分布を求めた。 ${}^{197}\text{Au}$ に於いてはmuonic X rayによる荷電分布の決定が行なわれており電子散乱の結果との比較は今後問題になるであろう。

${}^9\text{Be}$ の電子散乱形状因子に対する中間結合模型 及び強結合模型による解析

東北大核理研の300MeV電子ライナックを用いて、 ${}^9\text{Be}$ に対する電子散乱実験を行い、弾性散乱及び、2.43MeV ($\frac{5}{2}, \frac{1}{2}$), 14.38MeV ($(\frac{3}{2})^-, \frac{3}{2}$) の各準位からの非弾性散乱の形状因子が求められた。得られた形状因子の値、及びそれに対する現象論的模型を用いた解析結果は、「核理研研究報告 Vol. 1, No. 2(1968)」¹⁾ に報告されている。我々は、これらの各準位に対する形状因子を中間結合模型及び強結合模型の波動函数を用いてBorn近似で計算し、実験値との比較を行った。

1 中間結合模型

1p殻に対する中間結合模型の計算は、Inglis²⁾, Kurath³⁾, Boyarkina⁴⁾ 等によって行なわれ、得られたエネルギー準位は実験値を良く再現している。我々の形状因子の計算には、BoyarkinaのL-Sベースの波動函数を用いた。この波動函数は残留相互作用としてRosenfeld force ($W=-0.13, M=0.93, H=-0.26, B=0.46$) を仮定し、 ${}^9\text{Be}$ に対するスピン-軌道相互作用、及び動径積分のパラメータは

$$a = -2.4\text{MeV}, K = -1.2\text{MeV}, L/K = 6$$

としている。

L-S結合波動函数を用いた際の電子と核との相互作用の行列要素の計算は、R. S. Willeyの論文⁵⁾ の(3.7)~(3.9)式に与えられている。計算に必要なc. f. p. の値はJahn and Van Wieringen⁶⁾ の表から得た。一粒子波動函数の動径部分は調和振動子の波動函数を用い、length parameterは $b=1.7f$ とした。

2 強結合模型

Bernheim⁷⁾ は Nilsson模型⁸⁾ を intrinsic な状態とする強結合模型によって ${}^9\text{Be}$ の弾性散乱及び2.43MeV非弾性散乱の形状因子を計算しており、変形パラメータを $\delta \rightarrow +\infty$ とすると、弾性散乱は説明されるが、2.43MeVに対しては計算値は実験値の1/4 という結果を得た。Nilssonの論文⁸⁾ に於ては、変形ポテンシャルを対角化の際、主量子数 N の異なる状態間の行列要素は無視されているが、 ${}^9\text{Be}$ のように強く変形した核に対してはこの計算はもはや正しくない。我々は $\Delta N=2$ までの対角化を行い、Nilssonポテンシャル内の一粒子軌道を求めた。一例として $K=0.09, D=0, \delta=1.0$ (notationは δ 以外は文献8に同じ。 δ は文献8で ε と定義されているものである。) の場合に我々の得たNilsson軌道#3に対応する波動函数を示すと

$$\Psi(Q=\frac{1}{2}) = 0.915 |110+\rangle + 0.109 |111-\rangle + 0.324 |330+\rangle \\ + 0.207 |310+\rangle + 0.057 |331-\rangle + 0.006 |311-\rangle$$

となって、 $N=1$ と共に $N=3$ の成分をかなり含んでいる事がわかる。我々の得た Nilsson diagram を図-1 に示す。この軌道に 9 個の核子をつめた Slater 行列を intrinsic な状態として、強結合模型により形状因子の計算を行い、変形パラメータ δ を変化させて実験値との比較を行った。

3 実験値との比較

(i) 弾性散乱

図-2 に弾性散乱形状因子の測定値と計算値を示す。 ${}^9\text{Be}$ の基底状態のスピンは $\frac{3}{2}^-$ であり、C0, M1, C2, M3 のモードが考えられるが、測定された形状因子は実験誤差の範囲内で longitudinal 部分のみであり、計算はこの部分のみに対して行った。測定を行った運動量移行の範囲は $0.5 f^{-1} \sim 2.1 f^{-1}$ であり、この範囲では monopole 部分の寄与が大きく、中間結合模型と強結合模型は同じような形状因子を与える。

(ii) 2.43 MeV

この準位は基底状態から始まる $K = \frac{3}{2}^-$ の回転帯の第一励起準位と考えられる。図-3 に実験値と計算値を示した。中間結合模型は明らかに、この強い C2 遷移を説明できない。これに対して、強結合模型は $\delta = 1.0$ という強い変形で実験値を良く再現している。この強結合波動函数から ${}^9\text{Be}$ の固有四重極能率を求めると、 $Q_0 = 20.2 f^2$ となり、現象論的解析¹⁾ から得られた値と一致する。

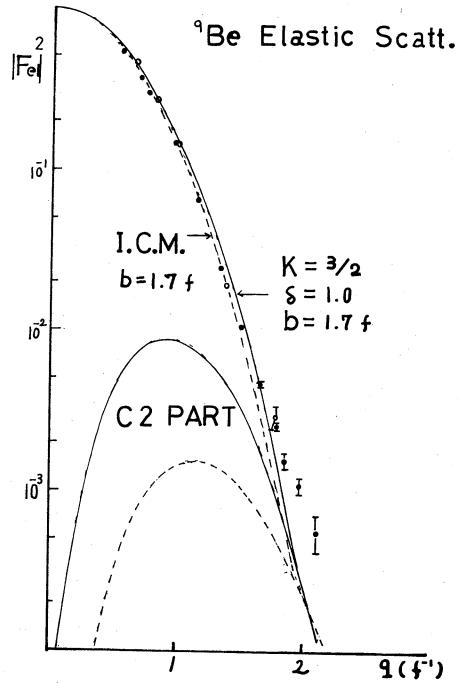


図-1

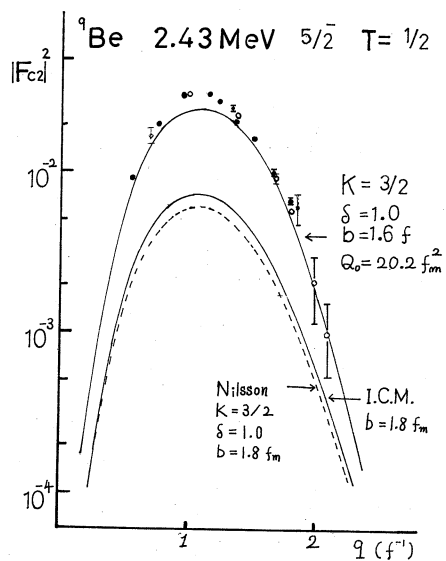


図-2

(iii) 14.38 MeV

この準位のスピンの $\frac{3}{2}^-$ は確定したものではないが、アイソスピン $\frac{3}{2}$ は確かめられており、 L_i^0 の基底状態の analogue 状態と考えられる。Boyarkina の中間結合波動関数は、 L_i^0 の基底状態から ${}^9\text{Be}$ の基底状態への β -崩壊の ft 値を良く説明できる事が報告されており、電磁的相互作用の場合のこの波動関数の有効性は興味ぶかい問題であるが、図-4, 5に示される通り、

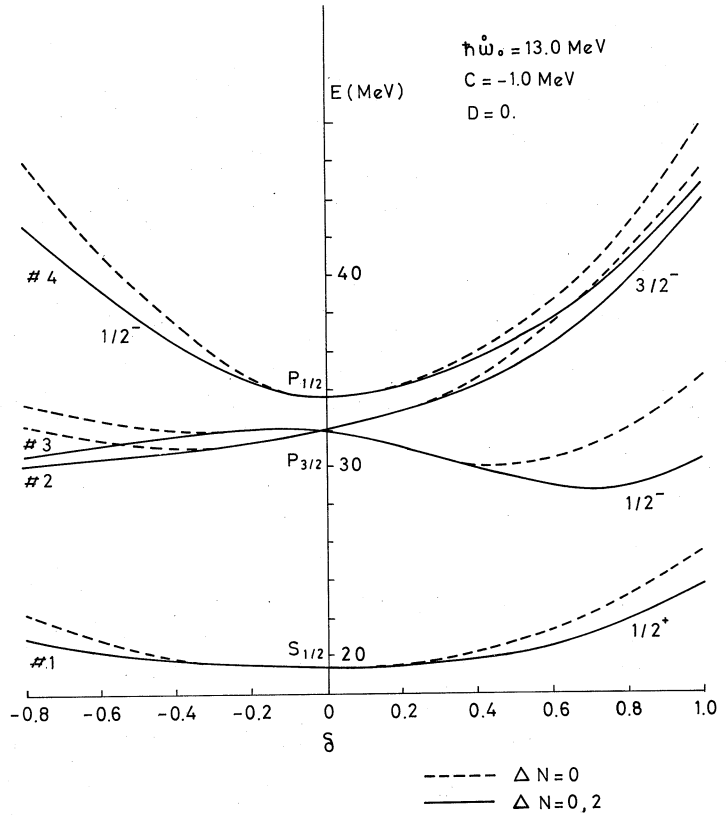


図-3 Nilsson diagram

longitudinal, transverse の两部分とも、中間結合模型では実験値を説明できな

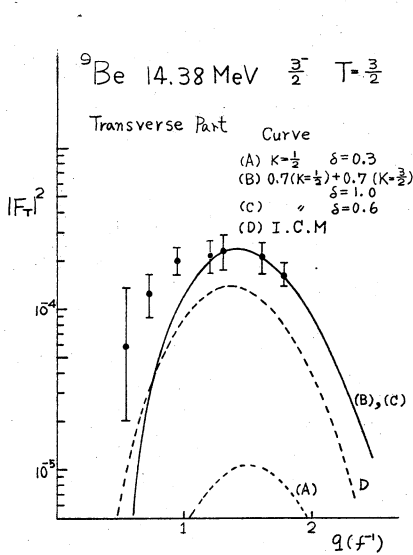


図-4

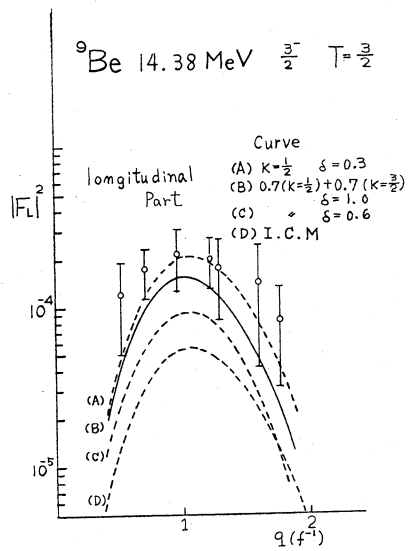


図-5

い。強結合模型ではこの準位を、Nilsson軌道(図-1) #2に、基底状態から核子が遷移した $K = \frac{1}{2}^-$ の状態として、形状因子を計算すると、 $\delta \cong 0.3$ でlongitudinal部分は実験値に合うがtransverse部分は $\delta = -1.0 \sim 1.0$ の範囲で実験値より1桁小さい。そこで #4に核子が遷移した $K = \frac{3}{2}^-$ の状態の混合を考えると、 $0.7(K = \frac{1}{2}) + 0.7(K = \frac{3}{2})$ のintrinsic状態をとる事により、 $\delta = 1.0$ で两部分の形状因子を説明する事ができた。この波動関数からM1遷移のガンマ巾を計算すると

$$\Gamma_0(M1) = 15.1 \text{ eV}$$

となり、運動量移行の小さい領域(この領域ではM1遷移が主と考えられる。)で得られた測定値⁹⁾と一致している。(寺沢 辰生)

参 考 文 献

- 1) 核理研研究報告 Vol. 1, No. 2 (1968).
- 2) D. R. Inglis ; Rev. Mod. Phys. **25**, 390(1953).
- 3) D. Kurath ; Phys. Rev. **101**, 216(1956).
- 4) A. N. Boyarkina ; Izv. Akad. Nauk. SSSR **28**, 337(1964).
- 5) R. S. Willey ; Nucl. Phys. **40**, 529(1963).
- 6) H. A. Jahn and H. Van Wieringen ; Proc. Roy. Soc. **A209**, 502(1951).
- 7) M. Bernheim et al. ; Nucl. Phys. **A97**, 488(1967).
- 8) S. G. Nilsson ; Dan. Mat. Fys. Medd. **29**, No. 16 (1955).
- 9) H. G. Clere et al. ; PPhys. Lett. **20**, 667(1966).

¹²C の 巨 大 共 鳴 の 励 起

¹²Cの巨大共鳴領域について非弾性電子散乱の実験は、以前に後方散乱では行われていたが、前方散乱での実験結果はなかった。そこで我々は散乱断面積に対し、Coulomb励起が主に寄与する前方散乱の実験を行い、新しい情報をもととして、既に報告されたように理論との定性的な比較がなされている。¹⁾ここでは $|F|^2$ の q 依存性を求め定量的に理論と比較した。

Ref. 1)に述べられたように(1)250MeV, 35°のスペクトルの形は(τ, n)のデータ⁹⁾

とよく一致していること, (2) 25.5 MeVのピークが spin-isospin mode の $1^-; T=1$ の準位と考えられること, (3) 20.6 MeVのピークが主配位 ($1d_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1}$) で 16.6 MeV, 19.4 MeVにつぐ第3の $2^-; T=1$ と考えられることの3点についてここでは議論する。

(1) Kelly と Überall の計算²⁾ から分るが $q \sim 23 \text{ MeV}/c$ では isospin mode により励起された準位の $|F|^2$ は $|F_L|^2 = |F_T|^2$ となり $|F_L|^2$ は $q \sim 150 \text{ MeV}/c$ までほとんど直線的に増加する。また spin-isospin mode の q 依存性についても同様のことがいえる。このためスペクトルの相対的な形は $q \sim 23 \text{ MeV}/c$ から $\sim 150 \text{ MeV}/c$ まで大きく変わらないことが particle-hole model からいえる。(r, n) のデータと我々の 250 MeV, 35° のスペクトルとのよい一致は particle-hole 理論の妥当性を示すものと思われる。そのチェックとして $1^-; T=1$ の $|F|^2$ の和を求め、これを理論と比較する。

(r, n) のスペクトルと 250 MeV, 35° のスペクトルの形が合うように background をきめた。図 1 における破線がそれであり、実線は (r, n) のスペクトルである。 de Forest

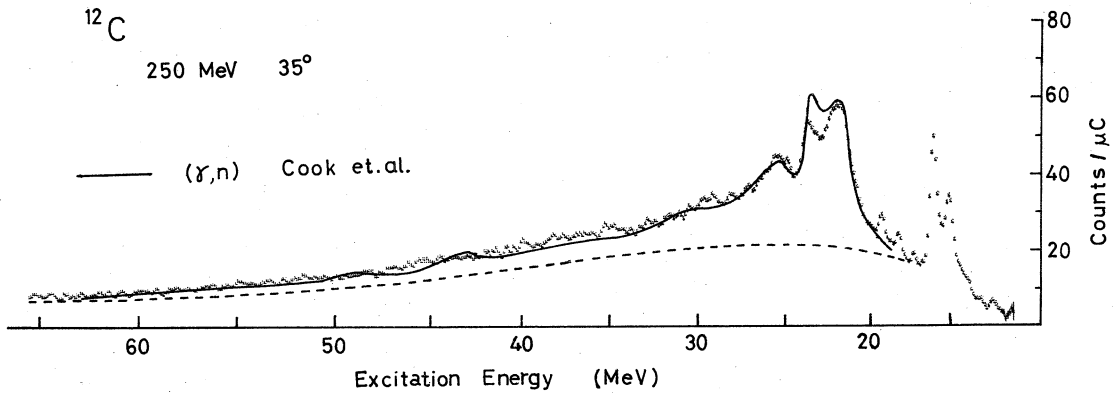


図 1

の理論³⁾ による計算では quasi-elastic の散乱断面積は 23 MeV 付近で図 1 の破線の約 5 倍大きくなり quasi-elastic 理論から background を引くことは望めない。

(r, n) 及び photo total absorption⁴⁾ の結果も同様に $\sim 64 \text{ MeV}$ まで散乱断面積をもつ。250 MeV, 35° のデータで 20 MeV \sim 64 MeV まで background を引いて積分された散乱断面積を求め、それを図 2 に示す。この測定データには 16.6 MeV, 19.4 MeV の $2^-; T=1$ を含まず、主配位 ($1d_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1}$) の $2^-; T=1$ も $q=145 \text{ MeV}/c$ での寄与は $1^-; T=1$ の $|F|^2$ の約 1% で小さい。このため図 2 に示されているデータはほとんど

$1^-; T=1$ 単位の $|F|^2$ の和である。また 250MeV 35° では $|F|^2 = |F_L|^2 + 0.6 |F_T|^2$ であり $0.6 |F_T|^2 / |F_L|^2 \sim 0.1$ であるので、ほとんど longitudinal 成分である。図2の実線は配位 $(1d5/2, 1p3/2^{-1})$, $(1d3/2, 1p3/2^{-1})$, $(2s1/2, 1p3/2^{-1})$ $(1p1/2, 1s1/2^{-1})$ の $1p-1h$ 状態の計算による $|F_L|^2$ の和である。*) particle-hole model は実験値の約 1.5 倍となっている。□印は photo total absorption の結果であり、 $q \sim 23 \text{ MeV}/c$ では $|F_T|^2 = |F_L|^2$ を示している。

(2) isospin mode の $1^-; T=1$ 単位のピークが小さくなり、しかも quasi-elastic の peak が励起エネルギーの高い方にずれ background の引きやすくなる 250MeV $60^\circ, 80^\circ$ 相当の q に対する $|F|^2$ を求めた。background は 30MeV 以上には $1^-; T=1$ の大きなピークは観測されてないこと、及び中性子、陽子のしきいエネルギーを考慮して 19MeV \sim 30MeV まで直線を仮定して引いた。ピークはガウス分布を仮定し、Kelly と Überall の計算による $\Gamma = 1.3 \text{ MeV}$ を用いて 250MeV $60^\circ, 80^\circ$ また、それぞれ q の等しい 141MeV $135^\circ, 178 \text{ MeV } 135^\circ$ のデータから $|F|^2$ を求め、longitudinal 部分と transverse 部分に分けられた。その結果を図3に示す。実線は Kamimura et. al.⁵⁾ の 240MeV $1^-; T=1$ の主配位

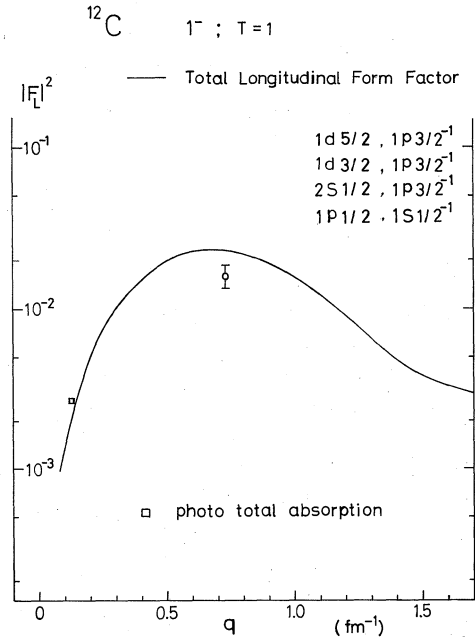


図2

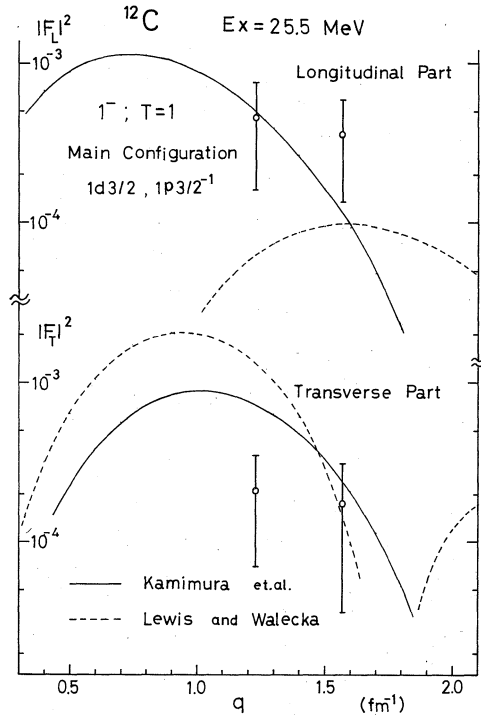


図3

*) ここでの計算においては動径波動函数としてすべて調和振動子の波動函数を用い、その length parameter は 1.64 fm を使った。

($1d_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1}$) による計算値であり、破線は Lewis と Walecka⁶⁾ での 25.0 MeV に相当する同様の計算値である。transverse 部分の比較では実線、破線とも実験値に対して同じ程度の一致を示すが、longitudinal 部分での比較では Lewis と Walecka の計算値は小さくなり Kamimura et. al. の model による計算値がよく一致する。spin-isospin 状態は "spin flip" 状態であり、核子の spin 演算子を含む transverse matrix element が、その励起に寄与するところ大きいと考えられ Lewis と Walecka ではこれをよく示している。しかし、250 MeV 35° のスペクトルから isospin mode の 22.5 MeV ピークと対照して、25.5 MeV ピークも longitudinal 部分の大きいことを示し、Kamimura et. al. 理論の優位を示す。結局、25.5 MeV ピークは主配位 ($1d_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1}$) の $1^-; T=1$ で Kamimura et. al. 理論の 24.0 MeV がこれに対応していると思われる。

(3) $2^-; T=1$ の準位を形成する配位は

($1d_{5/2}, 1p_{3/2}^{-1}$), ($1d_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1}$)
 ($2s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1}$) の3つが考えられる。

主配位 ($2s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1}$), ($1d_{5/2}, 1p_{3/2}^{-1}$) に対しては、それぞれ 16.6 MeV, 19.4 MeV が対応していることが知られており、主配位 ($1d_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1}$) に対して Gillet と Vinh Mau⁷⁾ は 23.2 MeV, de Forest⁸⁾ は 23.9 MeV, Kamimura et. al. は 22.0 MeV にその存在を予言している。我々の実験ではスペクトルの振舞から考えて 2.06 MeV のピークがこれに相当すると見られ $|F|^2$ を求めた。図4には $|F_L|^2 = 0$ と仮定して $|F_T|^2$ を求めこれを図に示してある。

×印は $E_0 = 100$ MeV, 141 MeV, 178 MeV で 135° のデータであり ○印は $E_0 = 250$ MeV, $50^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ のデータである。250 MeV

$60^\circ, 80^\circ$ とそれぞれ q の等しい 141 MeV $135^\circ, 178$ MeV 135° のデータから $|F_T|^2$ は誤差の範囲で等しくこのピークは transverse 成分のみであると考えられる。図2の実線は Kamimura et. al. の波動函数を用いて計算したもので破線は de Forest⁸⁾ の波動函数による計算値である。いずれも $2^-; T=1$ で主配位 ($1d_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1}$) である。それらの q 依存性はだいたい同じであるが絶対値では Kamimura et. al. の理論値が実

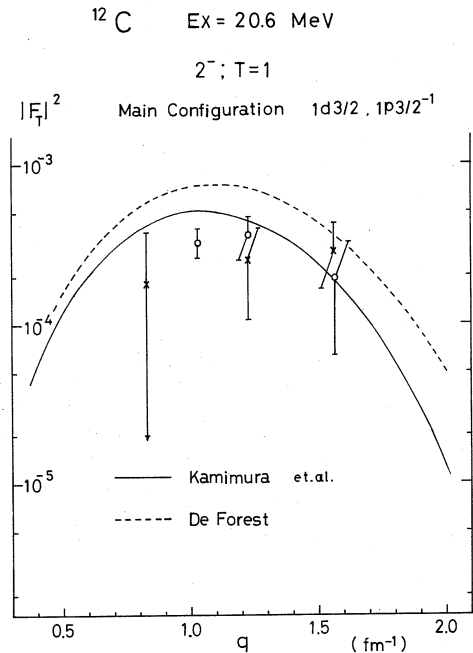


図 4

験値とよい一致を示す。GilletとVinh Mauの計算はde Forestの計算よりさらに大きくなる。20.6MeVは主配位 ($1d_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1}$) の $2^{-}; T=1$ と見られるが16.6MeV, 19.4MeVとともに particle-hole理論値は実験値に比べて大きい傾向を示す。巨大共鳴と表面振動との結合を考えるKamimura et. al. の modelは ^{12}C の微細構造をよく説明しているが, particle-hole理論は $1^{-}, 2^{-}; T=1$, 及び $15.1\text{MeV } 1^{+}; T=1$, $16.1\text{MeV } 2^{+}; T=1$ など $T=1$ 準位の実験値と比べて, それぞれの q 依存性を説明しても, その絶対値は, いずれも大きくなっている。 (山口 晃)

参 考 文 献

- 1) 東北大学「核理研研究報告」 Vol. 2, No. 1 (1969) 15
- 2) F. J. Kelly and H. Überall, Phys. Rev. **175**, 1235 (1968).
- 3) T. de Forest, Jr., Nucl. Phys. **A132**, 305 (1969).
- 4) J. M. Wyckoff and H. W. Koch, Phys. Rev. **117**, 1261 (1960).
- 5) M. Kamimura, K. Ikeda and A. Arima, Nucl. Phys. **A95**, 129 (1967).
- 6) F. H. Lewis and J. D. Walecka, Phys. Rev. **133**, B849 (1964).
- 7) V. Gillet and N. Vinh Mau, Nucl. Phys. **54**, 321 (1964).
- 8) T. de Forest, Jr., Phys. Rev. **139**, 1217 (1965).
- 9) B. C. Cook, J. E. E. Baglin, J. N. Bradford, and J. E. Griffin, Phys. Rev. **143**, 724 (1966).

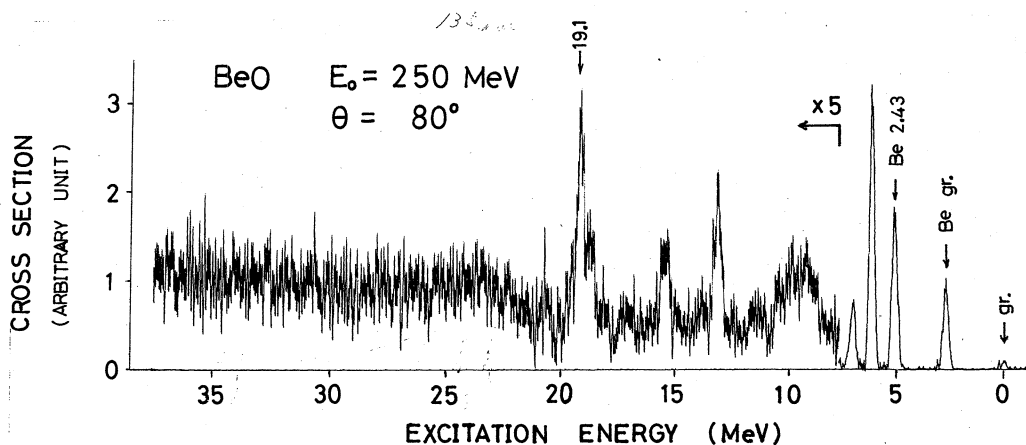
^{16}O による非弾性電子散乱 ($E_x \approx 19\text{MeV}$ 附近の準位について)

以前 Orsay¹⁾, Stanford²⁾, 及び Saskatchewan³⁾ の非弾性電子散乱の実験で, ^{16}O の励起エネルギーが約 19MeV の附近に比較的大きなピークが観測されたが, それについて, Orsay では E2 励起によるとし, Saskatchewan では M2 励起によるピークであると結論している。散乱形状因子の q -依存性から, 多重極度を 2 とした点は両者一致しているが, 散乱形状因子の longitudinal 部分が零か否かの実験値の違いから後者は磁氣的励起であるとし, 前者は電氣的励起であるとした。我々は従来の電子散乱実験よりもかなりよいエネルギー分解能 (約 300keV) で実験した結果, 問題のピークは単一のピークではなく, 2つ以上のピークか

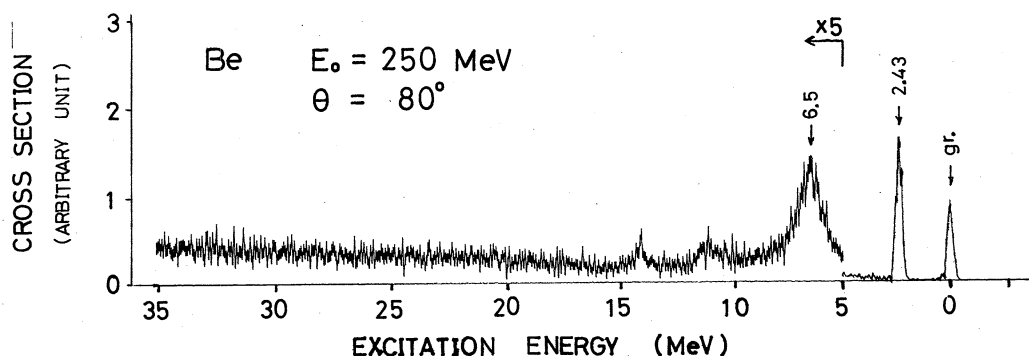
らなることが明らかとなり、Orsayにおける結果と、Saskatchewanにおける結果との違いを明快に説明することができた。

実 験

厚さ $79\text{mg}/\text{cm}^2$ のベリリア磁器円板 (BeO) をターゲットに使い、入射電子エネルギー 250MeV で、散乱角 $35^\circ \sim 135^\circ$ の間の6点と入射電子エネルギー 139MeV , 176.5MeV で散乱角 135° で測定した。それで得られた散乱電子エネルギースペクトルから、ベリリウム成分を差し引くために、厚さ $129\text{mg}/\text{cm}^2$ のベリリウムをターゲットに、 BeO ターゲット使用の時と同じ入射電子エネルギーと散乱角で測定した。実験で得られたスペクトルに対して文献4)に

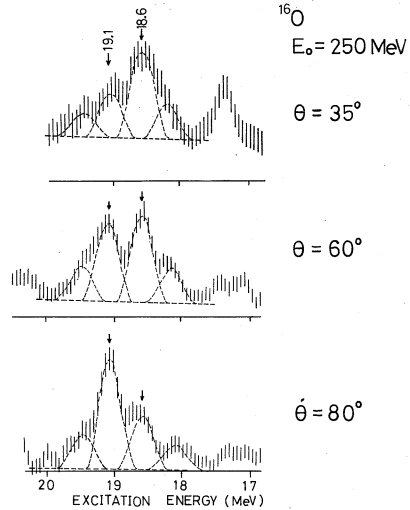


第1図 厚さ $79\text{mg}/\text{cm}^2$ のベリリア磁器円板による散乱電子エネルギースペクトル。 ($E_0 = 250\text{MeV}$, $\theta = 80^\circ$) 輻射補正済。



第2図 厚さ $129\text{mg}/\text{cm}^2$ のベリリウムによる散乱電子エネルギースペクトル。 ($E_0 = 250\text{MeV}$, $\theta = 80^\circ$) 輻射補正済。散乱断面積の相対的な大きさは第1図と同じである。

従って輻射補正をした。BeO及びBeターゲットの時の輻射補正済みの散乱電子エネルギースペクトルの一例を第1図と第2図に示す。散乱断面積の絶対値は、よく知られている¹²Cによる弾性散乱断面積を基準にして求めた。第3図に示すように、弾性散乱ピークの半値幅を $\Gamma \sim 300\text{KeV}$ に相当するだけ広げた形を使って励起エネルギー17.7MeV~19.9MeVの間に4つのピークがあるものとしてスペクトルを合成して、各ピークの断面積を求めた。各ピークはそれぞれ励起エネルギー18.1MeV, 18.6MeV, 19.1MeV, 19.5MeVに対応している。



第3図 ¹⁶Oの $E_x = 19\text{MeV}$ 附近のスペクトル合成の様子。 $E_0 = 250\text{MeV}$ 散乱角が $35^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ で、 18.6MeV ピークと 19.1MeV ピークの相対の高さの変化が著しい。

実験結果

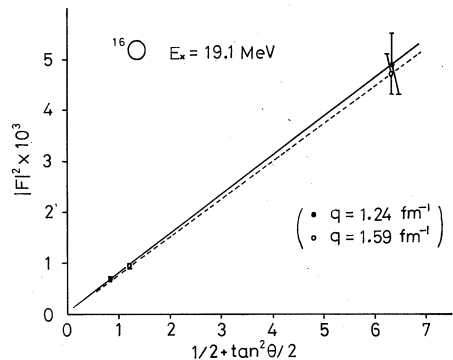
電子散乱断面積は第1次Born近似で

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{2E_0}\right)^2 \frac{\cos^2\theta/2}{\sin^4\theta/2} |F|^2 \tag{1}$$

と書ける。ここで Z は標的核の原子番号、 E_0 は入射電子エネルギー、 θ は散乱角、 F は散乱形状因子である。この形状因子は longitudinal 部分 $F_L(q)$ と、transverse 部分 $F_T(q)$ とに分離して、

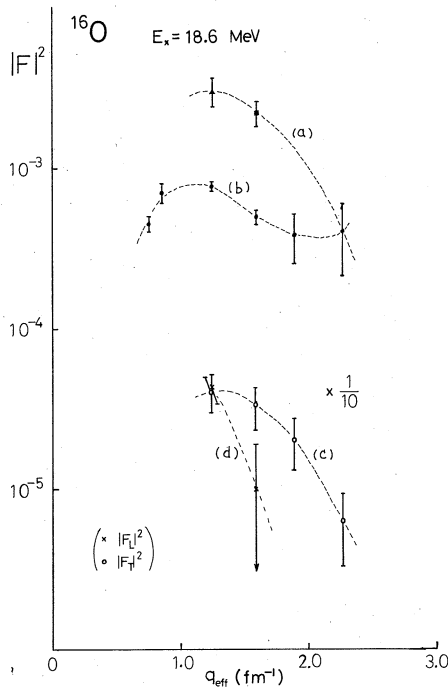
$$|F|^2 = |F_L(q)|^2 + \left(\frac{1}{2} + \tan^2\frac{\theta}{2}\right) |F_T(q)|^2 \tag{2}$$

と書ける。 $F_L(q)$ と $F_T(q)$ は運動量移行 q のみの関数である。 $F_L(q)$ は電氣的励起の場合のみ現れて、磁氣的励起に対しては零である。 $|F_L(q)|^2$ と $|F_T(q)|^2$ とを実験で求めるには同じ q になるような入射電子エネルギーと散乱角との組合せで2点以上測定し、(2)式を使えばよい。第4図には実験で得られた $E_x = 19.1\text{MeV}$ ピークの $|F|^2$ を $q_{\text{eff}} = 1.24, 1.59\text{fm}^{-1}$ の場合につき、横軸 $(\frac{1}{2} + \tan^2\theta/2)$ に対して示してある。 $(q_{\text{eff}}$ はeffective q と呼ばれ、電子波が標的核の

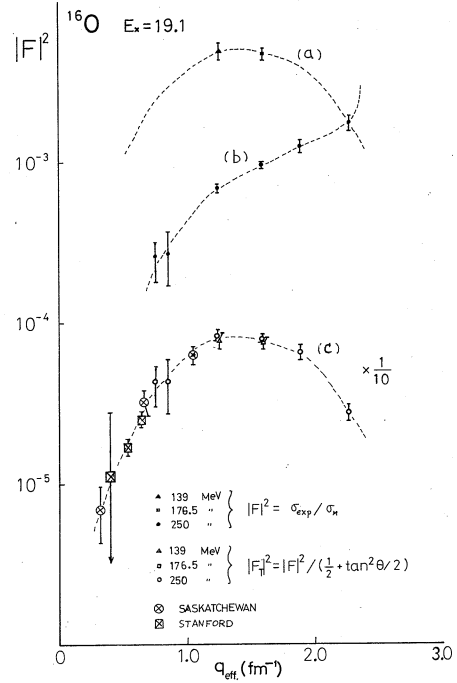


第4図 ¹⁶Oの19.1MeV単位の励起が磁氣的であることを示す。 $(\frac{1}{2} + \tan^2\theta/2 \rightarrow 0)$ で $|F|^2 \rightarrow 0$

Coulombポテンシャルにより平面波からずれることに対する補正の意味で、 q のかわりに $q_{\text{eff}} = q \left(1 + \frac{3}{2} \frac{Z e^2}{R_u} \cdot \frac{1}{E_0}\right)$ を使う。ここで R_u は equivalent uniform radius で $R_u = \sqrt{\frac{5}{3} \langle r^2 \rangle}$ で定義される)。この場合、切片はほぼ零であるので、磁氣的励起と考えられる。一方 18.6 MeV ピークに対しては $|F_L(q)|^2 \neq 0$ であるので、これは電氣的励起と考えられる。第 5 図と第 6 図にそれぞれ 18.6 MeV と 19.1 MeV 準位に対する $|F|^2$, $|F_L|^2$, $|F_T|^2$ を示す。第 1 表, 第 2 表にはそれぞれの数値がのせてある。19.1 MeV 準位の $|F_T|^2$ は,



第 5 図 ^{16}O の 18.6 MeV 準位励起の $|F|^2$, $|F_L|^2$ 及び $|F_T|^2$ 。黒円は $E_0 = 250 \text{ MeV}$, 黒三角は $E_0 = 176.5 \text{ MeV}$ 黒四角は $E_0 = 139 \text{ MeV}$ での $|F|^2$ の測定点で, カケル印は $|F_L|^2$, 白円は $|F_T|^2$ である。 $q_{\text{eff}} = 1.89, 2.27 \text{ fm}^{-1}$ の $|F_T|^2$ はその点で $|F_L|^2 = 0$ として計算した。破線は実験値の傾向を示すためにかいた。(a) $\theta = 135^\circ$ で E_0 を変える。(b) $E_0 = 250 \text{ MeV}$ で散乱角変える。(c) $|F_T|^2$, (d) $|F_L|^2$ 。



第 6 図 ^{16}O の 19.1 MeV 準位励起の $|F|^2$ (黒円, 三角, 四角), $|F_L|^2$ (白円, 三角, 四角)。Drake et al.³⁾ の測定値 $|F_T|^2$ を \otimes で, Vanpraet²⁾ の $|F_T|^2$ を \boxtimes で示す。破線は第 5 図の説明参照のこと。

$|F_L(q)|^2 = 0$ として計算した。これ等の値は, 第 6 図からわかるように, Stanford における Vanpraet²⁾ の $E_X = 19.2 \text{ MeV}$ に相当するピークの実験値及び Saskatchewan にお

けるDrake, et. al³⁾の $E_X=19.08$ MeVに対するピークの実験値と滑らかにつながっている。またOrsayにおけるBishop and Isabelleの実験値は我々のデータの $E_X=17.7\sim 19.9$ MeVの間全体のピークに対する $|F_L|^2$, $|F_T|^2$ とよく一致している。

Table 1 (a) Squared form factor for 18.6 MeV level in ^{16}O .

E_0 (MeV)	θ (deg.)	q_{eff} (fm^{-1})	$ F ^2$
2500	35.0	0.75	$(4.4\pm 0.6)\times 10^{-4}$
"	40.0	0.85	$(7.0\pm 1.0)\times 10^{-4}$
"	60.0	1.24	$(7.7\pm 0.5)\times 10^{-4}$
"	80.0	1.59	$(4.9\pm 0.5)\times 10^{-4}$
"	100.0	1.89	$(3.8\pm 1.3)\times 10^{-4}$
"	135.0	2.27	$(4.0\pm 1.9)\times 10^{-4}$
1390	"	1.25	$(3.0\pm 0.6)\times 10^{-3}$
1765	"	1.59	$(2.2\pm 0.4)\times 10^{-3}$

Table 1 (b) Squared longitudinal and transverse form factor for 18.6 MeV level in ^{16}O .

q_{eff} (fm^{-1})	$ F_L(q_{\text{eff}}) ^2$	$ F_T(q_{\text{eff}}) ^2$
1.24	$(4.3\pm 0.9)\times 10^{-4}$	$(4.0\pm 1.0)\times 10^{-4}$
1.59	$(1.0\pm 0.9)\times 10^{-4}$	$(3.3\pm 1.0)\times 10^{-4}$
1.89		$(2.0\pm 0.7)\times 10^{-4}$ *
2.27		$(6.3\pm 3.0)\times 10^{-5}$ *

* $|F_L|^2=0$ を仮定した。

Table 2 Squared form factor for 19.1 MeV level in ^{16}O .

E_0 (MeV)	θ (deg.)	q_{eff} (fm^{-1})	$ F ^2$	$ F_T(q_{\text{eff}}) ^2$
2500	35.0	0.75	$(2.5\pm 0.7)\times 10^{-4}$	$(4.2\pm 1.2)\times 10^{-4}$
"	40.0	0.85	$(2.7\pm 1.0)\times 10^{-4}$	$(4.3\pm 1.6)\times 10^{-4}$
"	60.0	1.24	$(6.9\pm 0.5)\times 10^{-4}$	$(8.3\pm 0.6)\times 10^{-4}$
"	80.0	1.59	$(9.5\pm 0.5)\times 10^{-4}$	$(7.9\pm 0.4)\times 10^{-4}$
"	100.0	1.89	$(1.25\pm 0.13)\times 10^{-3}$	$(6.5\pm 0.7)\times 10^{-4}$
"	135.0	2.27	$(1.73\pm 0.19)\times 10^{-3}$	$(2.73\pm 0.30)\times 10^{-4}$
1390	"	1.25	$(4.9\pm 0.6)\times 10^{-3}$	$(7.7\pm 0.9)\times 10^{-4}$
1765	"	1.59	$(4.7\pm 0.4)\times 10^{-3}$	$(7.4\pm 0.6)\times 10^{-4}$

結 論

以上の実験結果より、18.6 MeV準位は、 $|F_L(q)|^2$ 及び $|F_T(q)|^2$ の q -依存性から $J^\pi = 2^+$ であると思われる。又、 $|F_T(q)|^2$ の最大値が $|F_L(q)|^2$ の最大値とほぼ同じ大きさであるのは、励起演算子の iso-vector 成分の寄与によると考えられる。したがってこの準位は isospin $T=1$ であろう。Stanford 及び Saskatchewan における実験では、19.1 MeV 準位から 18.6 MeV 準位を分離できないほどの分解能であったにもかかわらず 18.6 MeV 準位の影響が出なかったのは、彼等の実験は後方散乱の実験であって (2) 式から明らかのように、 $|F_L|^2$ の影響を無視できる条件であったことと、 $|F_T(E2)|^2$ が $|F_T(M2)|^2$ よりかなり小さくなるような低い q での実験であったためと考えられる ($qR \ll 1$ に反して、大ざっぱに言って $F_T(M2) \propto (qR)^2$, $F_T(E2) \propto (qR)^3$ である。ここで R は核半径である)。それに対して Orsay における実験では前方散乱の測定を含んでいた。Saskatchewan でも Orsay でも多重極度を 2 としたのは、 $qR \ll 1$ でおよそ $F_L(E2) \propto (qR)^2$, $F_T(M2) \propto (qR)^2$ であることによる。

結局、18.6 MeV 準位は $J^\pi = (2^+); T = (1)$ であり、19.1 MeV 準位は $J^\pi = 2^-; T = (1)$ であって、Stanford 及び Saskatchewan では後者のみを、Orsay では両者を含んだ測定をしていたことになる。 (中原 和夫)

参 考 文 献

- 1) G. R. Bishop and D. B. Isabelle, Phys. Lett. **1**(1962)323.
- 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.
- 4) G. R. Bishop, in "Nuclear Structure and Electromagnetic Interactions" ed. by N. MacDonald, (Oliver and Boyd, Edinburgh and London, 1965).

DWBA 法による非弾性電子散乱の解析

核構造を研究する上で、核の基底状態及び励起状態のスピン、パリティは重要な手がかりである。更にそれらの状態間の換算転移確率 ($B(EL)$) を知ることは理解を一層深めるのに役立つ。非弾性電子散乱の実験結果から核の励起状態のスピン、パリティ及び換算転移確率を求めるには

実験で得られた形状因子と模型を用いて計算した形状因子とを比べることにより、その形からスピン、パリティを決定し、大きさから換算転移確率を得る。

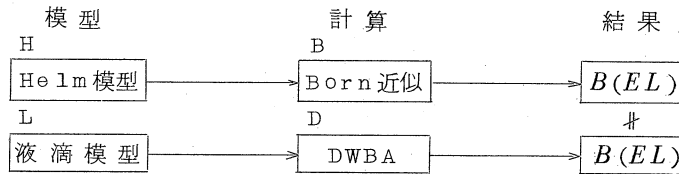
従来形状因子の計算には Helm¹⁾ の現象論的な模型を用いてボルン近似で計算を行ってきた。核の電荷による電子波の歪曲による影響は計算で用いる核半径 R (Born) を

$$R(\text{Born}) = R \left(1 + \frac{3Z\alpha}{2kR} \right)$$

とする事により、補正するものである。ここで R は本来の核半径、 k は電子の波数、 Z は標的核の電荷数、 α は微細構造定数である。

これに対して、1962年に Griffy²⁾ 達は電子を部分波に展開することによって、電子波の歪曲による効果を計算に精度良くとり入れた。引続き1963年³⁾ 1964年⁴⁾ に論文が出て、実際計算機にかけられるコード (DUELS) が出来たのは1967年である。我々は計算コードの詳細を入手出来たので、東北大学大型計算機センターの NEAC-2200/500 用に書替えた。カードは約1100枚である。

我々は先に述べた Helm 模型と、DUELS による解析を ^{60}Ni の各励起状態について試みた。⁶⁾ 二つの方法で求めた換算転移確率の値に無視出来ない不一致が認められた。その原因を明確にするために二つの方法について検討した。



第1図

Helm 模型では転移電荷密度を次のように積分形で与える。

$$\rho(\vec{r}) = \int \rho_0(\vec{r}-\vec{r}') \rho_1(\vec{r}') d\vec{r}'$$

ここで $\rho_0(\vec{r}) = \delta(\vec{r}-\vec{R})$

$$\rho_1(\vec{r}) = (2\pi g^2)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{r^2}{2g^2}\right)$$

形状因子を Born 近似で計算すると積分は変数分離法で簡単になって

$$\begin{aligned} |F_{in}(\vec{q})|^2 &= \left| \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \rho(\vec{r}) d^3r \right|^2 \\ &= \beta_\lambda(I_i, I_f) [j_\lambda(qR)]^2 \exp(-q^2 g^2) \end{aligned}$$

規準化係数 β_λ は形状因子の実験値の比から求められて換算転移確率 $B(EL)$ は下の式で求まる。

$$B(E\lambda, I_f \rightarrow I_i) = \beta_\lambda(I_i, I_f) \frac{Z^2 R^{2\lambda}}{4\pi} \frac{2I_i+1}{2I_f+1}$$

この方法を図1に示した如く、H-B法とするとDUELS(L-D法)では模型は液滴模型⁷⁾を用いている。ここでは非回転、非圧縮性を仮定すると転移電荷密度は次のようになる。

$$\begin{aligned}\rho_{\text{trans}}(\vec{r}) &= \rho_L(r) Y_L^M(\theta, \varphi) e^{i\omega t} \\ \rho_L(r) &= r^{L-1} \frac{d\rho_F(r)}{dr} \\ \rho_F(r) &= \rho_0 / \left[1 + \exp\left(\frac{r-c}{Z_1}\right) \right]\end{aligned}$$

ここで $\rho_F(r)$ は基底状態の電荷密度であり c はhalf density radius, $t=44Z_1$ はskin thicknessである。換算転移確率は

$$B(EL) \equiv \frac{1}{(2I_i+1)} \sum_{MM_i M_f} \left| \int d^3 r_N r_N^L Y_L^M(\hat{r}_N) \rho_N(M_i, M_f, \vec{r}_N) \right|^2$$

で定義されるが、基底状態のスピン、パリティを 0^+ とし、軸対称を仮定すると

$$B(EL) = (2L+1) \left(\int r^L \rho_L(r) r^2 dr \right)^2$$

となる。DUELSによる形状因子の計算値と実験から得られた形状因子の比が直接換算転移確率を与える。

第1図によって、H-B法とL-D法による解析結果が良く一致しなかったのであるから、L-B法、H-D法を試みることによって、その不一致が模型によるものか、計算法によるかが判明する。

先ず、L-B法を試みた。計算には当施設のTOSBAC-3400を用いて数値積分を行った。その結果、液滴模型の c 、 t を適当にかえることによって形状因子の形も良く一致し、しかも換算転移確率もかなりの一致をみた。

更にH-D法で計算するためにDUELSの電荷密度のサブルーチンをHelmの模型に書き直した。その際積分形のままでは計算時間がぼう大になるので解析的に積分した。

$$\rho(\vec{r}) = \int \rho_0(\vec{r}') \rho_1(\vec{r}-\vec{r}') d\vec{r}'$$

$$\text{ここで } \rho_0(\vec{r}) = \frac{1}{R^2} \delta(r'-R) P_\lambda(\mu)$$

$$\rho_1(\vec{r}) = (2\pi g^2)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{r^2}{2g^2}\right)$$

を代入して

$$\rho(\vec{r}) = \int \frac{1}{R^2} \delta(r'-R) P_\lambda(\mu) (2\pi g^2)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{(\vec{r}-\vec{r}')^2}{2g^2}\right) d\vec{r}'$$

$$= \int \frac{1}{R^2} \delta(r'-R) (2\pi g^2)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{r^2+r'^2}{2g^2}\right)$$

$$\times \left(\frac{\pi g^2}{2rr'}\right)^{\frac{1}{2}} 4\pi I_{\lambda+\frac{1}{2}}\left(\frac{rr'}{g^2}\right) P_\lambda(\mu) r'^2 dr'$$

$$= \frac{1}{g^2} \exp\left(-\frac{r^2+R^2}{2g^2}\right) \left(\frac{1}{rR}\right)^{\frac{1}{2}} I_{\lambda+\frac{1}{2}}\left(\frac{rR}{g^2}\right) P_{\lambda}(\mu)$$

ここで $X \equiv \frac{rR}{g^2}$ とおくと

$$\rho(\vec{r}) = \frac{1}{g^3} \exp\left(-\frac{r^2+R^2}{2g^2}\right) \frac{1}{X^{\frac{1}{2}}} I_{\lambda+\frac{1}{2}}(X) P_{\lambda}(\mu)$$

更に $I_{\lambda}(X) \equiv \frac{1}{X^{\frac{1}{2}}} I_{\lambda+\frac{1}{2}}(X)$ とおくと

$$\rho(\vec{r}) = \frac{1}{g^3} \exp\left(-\frac{r^2+R^2}{2g^2}\right) I_{\lambda}(X) P_{\lambda}(\mu)$$

$I_{\lambda}(X)$ の漸化式は次の様になる。

$$I_{\lambda-1}(X) - I_{\lambda+1} = \frac{2\lambda+1}{X} I_{\lambda}$$

$$I_0(X) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\sin hX}{X}$$

$$I_{-1}(X) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\cos hX}{X}$$

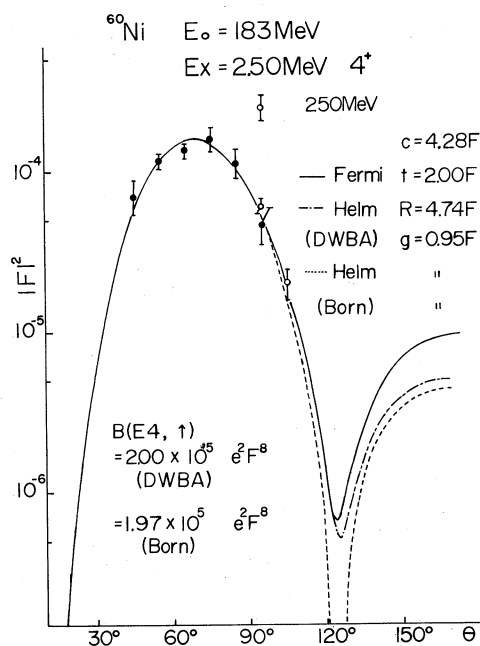
又は級数展開して

$$I_{\lambda}(X) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{X^{2n+\lambda}}{n! 2^n (2\lambda+2n+1)!!}$$

X の小さい所では漸化式は精度が悪い。級数展開は $n=40$ までとれば積分範囲内では精度が良いので、DUELS には級数展開を組込んだ。

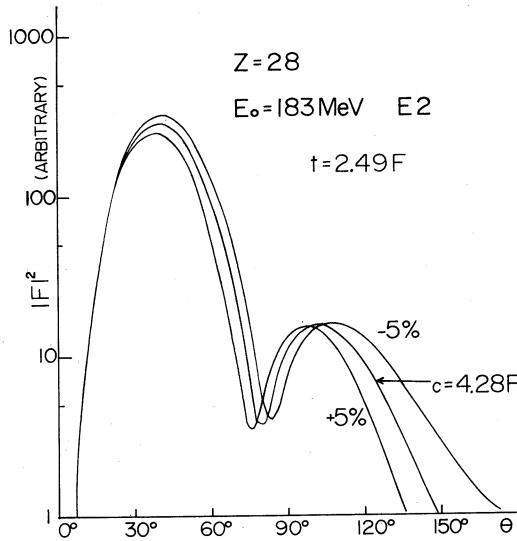
なお、歪曲を与える基底状態の電荷密度分布は液滴模型と同じく、Fermi 分布を用いて、そのパラメーターは弾性散乱から得られたものを用いた。

一例として、 ${}^{60}\text{Ni}$ 2.50 MeV (4^+) 準位からの非弾性電子散乱の形状因子の実験値と L-D 法, H-D 法, H-B 法で計算した形状因子を第 2 図に示す。Helm の模型では一般に g を 0.95 fm に固定して R のみを変化させている。一方液滴模型では c , t 共変数にしてある。 c , t を夫々変化させた時の形

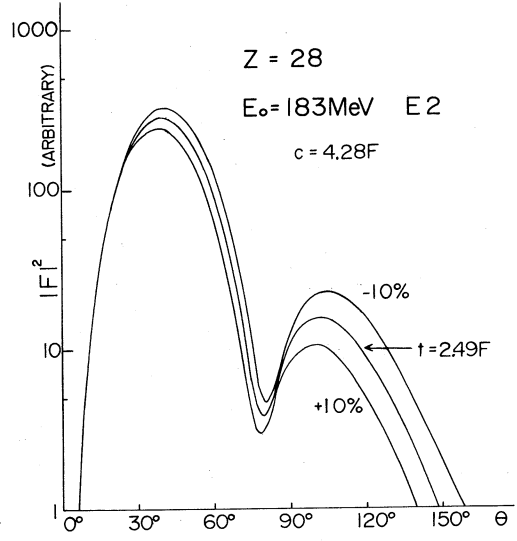


第 2 図

形状因子の変化する様子をE2の場合について第3図, 第4図に示す。第3図は t を固定して c を $\pm 5\%$ 変えた場合, 第4図は c を固定して t を $\pm 10\%$ 変えた場合である。形状因子の1番目の



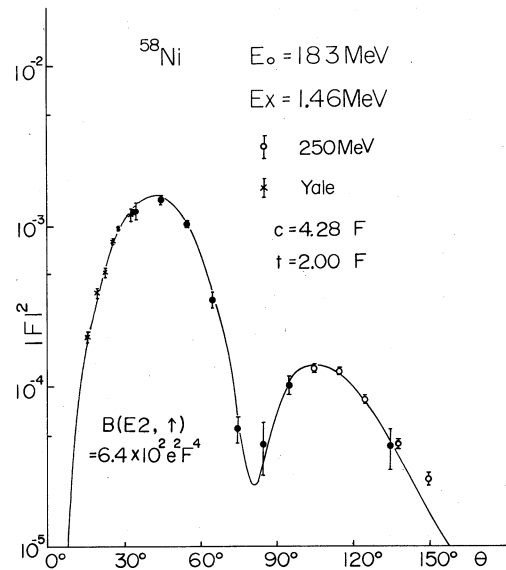
第3図



第4図

ピークのみに限れば, 同じ形を示すのに c, t の組合わせにかなり巾が許される。しかしそのため換算転移確率の値はE2で10%, E3で20%, E4で40%の巾で計算値同士比較しても, どちらとも決定することができない。更に実験値と比較した場合にはその誤差は更に大きくなる。しかし2番目のピークにも注目すると, c, t の組合せの巾がかなり狭くなり実験値の解析で誤差を小さくすることが出来る。 ^{58}Ni の1.46MeV(2^+)の準位の例を第5図に示す。

第1のピークのみを用いて, Helm模型から得られる換算転移確率の値と同じ値を与える液滴模型のパラメータを第2図の中に示す。第2図から言えることは183MeVではNiの場合でも,



第5図

diffraction zero附近を除いて2番目のピークまでかなりDWBA法に計算と差がない。2番目のピークの液滴模型とHelm模型による計算値の差は模型の差と考えられる。

結局、液滴模型のように2パラメータの模型では形状因子2番目のピークまで実験的に求めなければならぬ。
(小山田 正幸)

参 考 文 献

- 1) R. Helm, Phys. Rev., **104**, 1466(1956).
- 2) T. A. Griffy, D. S. Onley, J. T. Reynolds, and L. C. Biedenharn, Phys. Rev., **128**, 833(1962).
- 3) D. S. Onley, T. A. Griffy, and J. T. Reynolds, Phys. Rev., **129**, 1689(1963).
- 4) D. S. Onley, J. T. Reynolds, and L. E. Wright, Phys. Rev., **134**, B945(1964).
- 5) S. T. Tuar, L. E. Wright and D. S. Onley, Nucl. Instr. Meth., **60**, 70(1968).
- 6) Y. Torizuka, Y. Kojima, M. Oyamada, K. Nakahara, K. Sugiyama, T. Terasawa, K. Itoh, A. Yamaguchi, and M. Kimura, TUEL-4A, January 1969, Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University.
- 7) L. J. Tassie, Australian J. Phys., **9**, 407(1956).

^{40}Ca による非弾性電子散乱

前回¹⁾に引き続いて ^{40}Ca の低い準位による非弾性散乱実験を入射エネルギー $E_0=250$ MeVでの大きいmomentum transfer領域で行った。今回の実験でいくつかの準位の2nd diffractionまでの断面積を得ることが出来た。Fig. 1にSpectrumの一例を示した。又Fig. 2に (e, e') で励起された準位を示した。図の左欄は主にEndtのTable ('67)からとり、その後現在までの種々の実験²⁾⁻⁴⁾を参照したものである。

3.74MeV 3^- 及び4.49MeV 5^- 準位についてD. W. B. A. 解析を行い、換算転移確率を求めた。D. W. B. A. に用いる転移電荷密度は液滴模型を用いたが実験値に合わせる為には特にhalf density radiusをかなり小さくしなければならず転移電荷密度が核表面より内側にあることは核表面が振動する様な液滴模型で説明することが困難であることを示している。

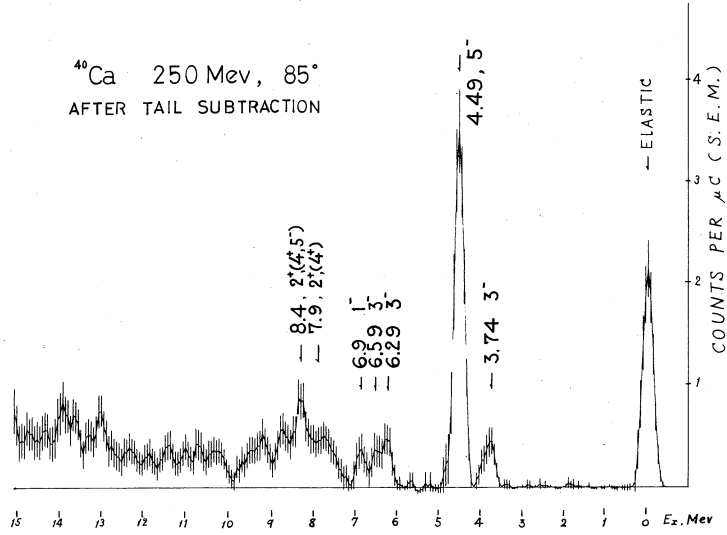


Fig. 1

2nd及び3rd 3⁻ 準位の断面積が特徴的な diffraction patternを示すことを見出した。この特徴はGillet及びSandersonの particle-hole modelで定性的には説明出来る。これら殻模型による転移電荷密度 ρ_{tr} の解析から 2nd及び3rd 3⁻ 準位の励起は核表面にこれら ρ_{tr} が集中していると考えられる液滴模型と非常に違った様相を示していると考えられる。又 many-particle many-hole 模型で予測する換算転移確率は奇 parity 準位の実験値とは合うが偶 parity 準位に対しては理論値は小さい。

歪曲波 Born 近似 (D.W.B.A.) による 解析

弾性散乱の解析には次式の Fermi 型の電荷分布が使われる。

$$\rho_F(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp((r-c)/Z)}, \quad t = 4.4 Z$$

c は half density radius, t は skin thickness である。非弾性散乱では転移

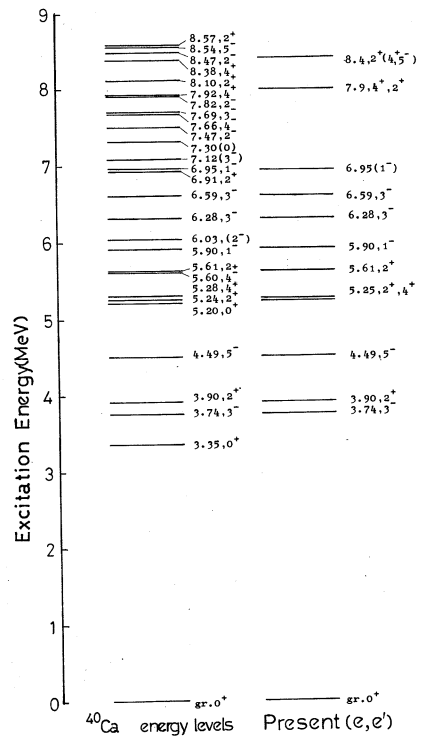


Fig. 2

電荷密度 ρ_{tr}

$$\rho_{tr}(r) = \rho_L Y_\lambda^\mu(\theta, \varphi) e^{i\omega t}$$

に Fermi 型の微分形

$$\rho_L(r) = \beta_L r^{L-1} (d\rho_F/dr)$$

を用いれば非圧縮非回転性の液滴模型に等しい。⁵⁾ 3.74 MeV 3⁻, 4.49 MeV 5⁻ をこの模型を用いた D. W. B. A. ⁶⁾ で解析した。計算は Target 中での電離損失を考慮して $E_0 = 249.83$ MeV で行った。c と t を parameter として実験値に合う様な (c, t) を求めた。一応 fit する (c, t) の組で $E_0 = 183$ MeV の data を $E_0 = 250$ MeV に規格化した。3.74 MeV 準位に対しては入射エネルギー 60.3 MeV で行った低い momentum transfer 領域での Yale ⁷⁾ の測定がある。これも同様にして $E_0 = 250$ MeV に規格化した。弾性散乱の実験から基底状態は $c_0 = 3.650 F$, $t_0 = 2.280 F$ (Yale, '69) ⁷⁾, $c_0 = 3.602 F$, $t_0 = 2.531 F$ (Stanford, '65) ⁸⁾ が分っているが両準位に適合させる為にはこれらの (c₀, t₀) では合わない。(c₀, t₀) として Yale の測定をとると fit する c は 3.74 MeV では c₀ の 87%, 4.49 MeV は 75% になる。得られた best fit の曲線を Fig. 3 及び Fig. 4 に示した。この時

$$\chi^2 = \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\beta |F_{th}^i|^2 - |F_{exp}^i|^2}{\Delta |F_{exp}^i|^2} \right)^2$$

は各々 6 及び 1 である。Fig. 7 に 3.74 MeV 3⁻ に fit する転移電荷密度 ρ_{tr} を示した。基底状態の half density radius より相当小さいことはこれら転移が核表面より内側で起っていることを示している。更にこの解析から換算転移確率 $B(EL, \uparrow)$

$$B(EL, \uparrow) = (2L+1) \left(\int r^L \rho_L(r) r^2 dr \right)^2$$

が求まる。3.74 MeV 3⁻ は 29.5 W. U., 4.49 MeV 5⁻ は 30.5 W. U. となった。Table 1. に他の準位も含めた $B(EL, \uparrow)$ 及びこれらを Weisskopf 単位で表わした。B. W. B. A. の計算は東北大学計算センターを利用した。

3⁻ 準位に対する particle-hole 模型

6.29 及び 6.58 MeV 3⁻ の断面積は 1st 3⁻ とかなり違った特徴を示した。即ち Fig. 6 に示す様に diffraction min. が低い momentum transfer 側に寄り, 2nd diffraction min が大きい。この形状因子は液滴模型を使った D. W. B. A. では殆ど再現出来ない。即ち基底状態と比較して c は 40% 増, t は 50% 減という極端な値をとって一部が合う程度である。これは単なる液滴模型をとった所に問題があると言える。

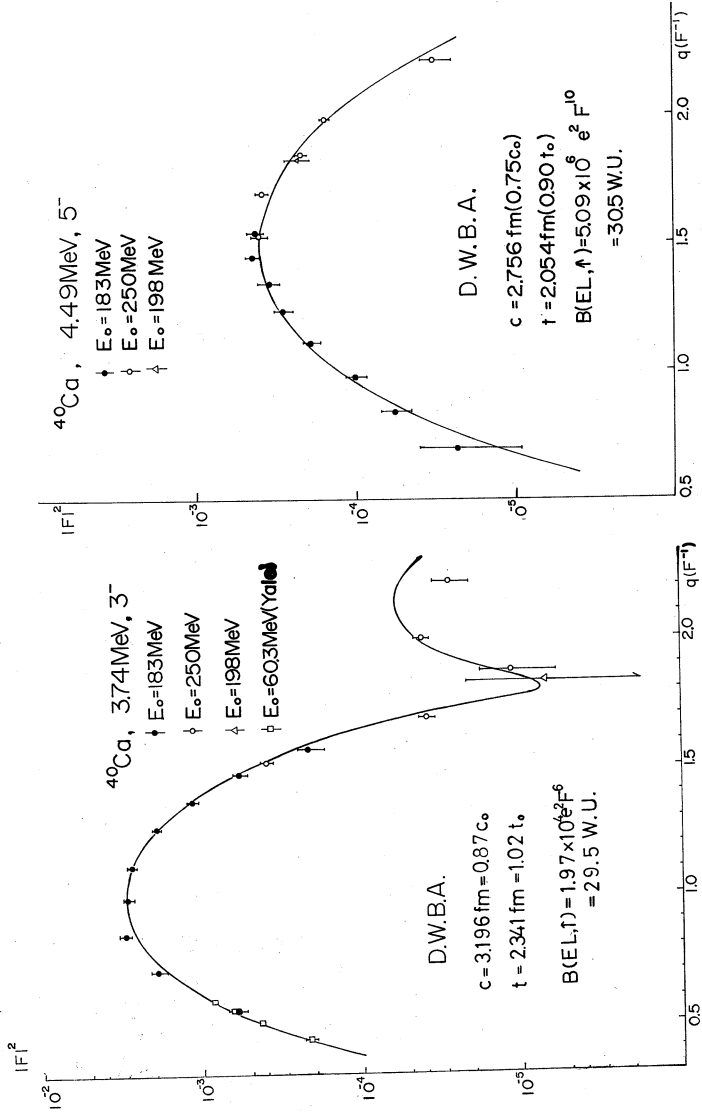


Fig. 3

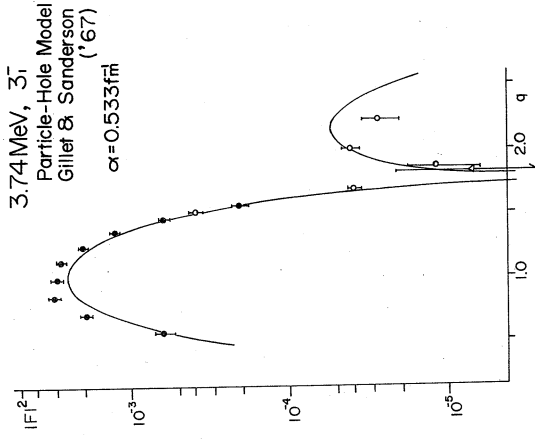


Fig. 5

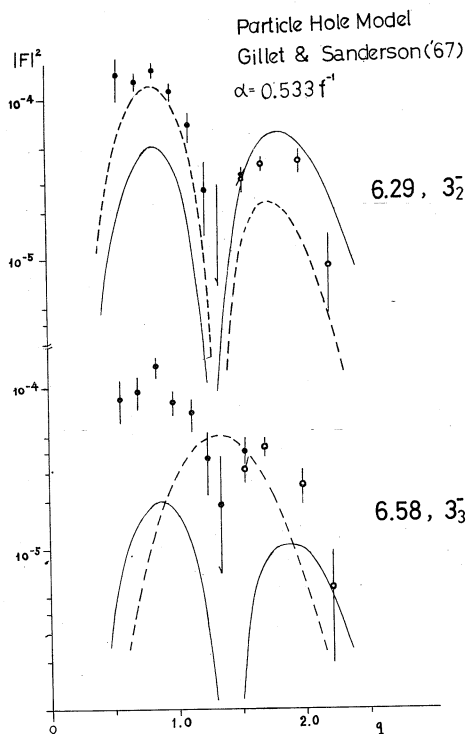


Fig. 6

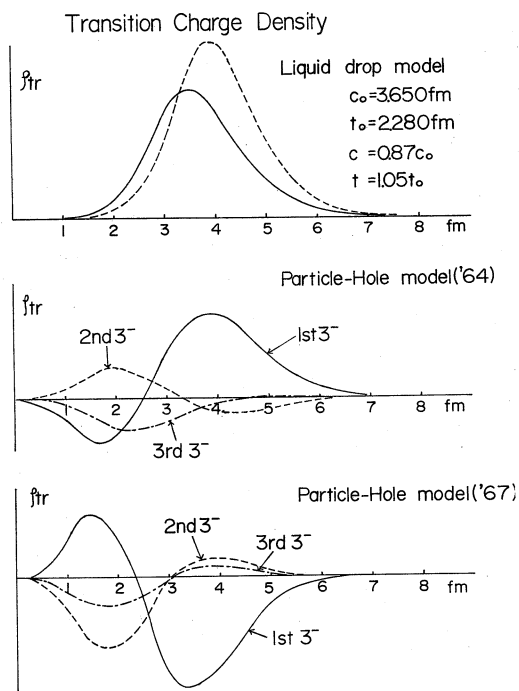


Fig. 7

Table 1. Reduced Transition Probabilities

E_X (MeV)	J^π	$B(EL) e^2 F^2 \lambda$	$B/B_{W.U.}$	Yale (e, e')	M. I. T. (α, α')	I. N. S. (p, p')
8.4	($4^+, 5^-$)				2.1 (4^+)	
8.4	2^+	18 ± 4	0.4		0.7	
7.9	(4^+)				2.7	
7.9	2^+	40 ± 8	1.0		1.7	
6.9	1^-					
6.58	3^-	$(1.6 \pm 0.5) \times 10^3$	2.4			
6.29	3^-	$(2.0 \pm 0.6) \times 10^3$	3.0			
5.90	1^-					
5.61	2^+	14 ± 4	0.4			
5.25	4^+	$(3.4 \pm 0.2) \times 10^4$	3.2			
5.25	2^+	16 ± 5	0.4			
4.49	5^-	$(5.09 \pm 0.70) \times 10^6$	30.5		5.7	5.3
3.90	2^+	117 ± 30	3	2.0	2.7	
3.74	3^-	$(1.97 \pm 0.20) \times 10^4$	29.5	31.7	17.0	18.0

Gillet及びSanderson⁹⁾はparticle hole模型に基いて⁴⁰Caの奇parity準位の配位混合を計算したが、更に以前に不足していたSingle particle energyに新しい実験値を用い、又Wood-Saxon potentialを考慮してoscillator length paramotor $\alpha = \sqrt{Mw/\hbar}$ を大きく(0.533fm.)して配位混合を再計算した。3⁻準位は1d2s殻から2p1fへの18の配位混合から成る。この新しい配位混合を使って形状因子をBorn近似で計算し実験と比較した。 $\varphi_A(r)$, $\varphi_a(r)$ をparticle及びholeのharmonic oscillator波動関数、particle-holeのpair(A, a)の生成及び消滅の転移確率 Amplitude をそれぞれ $\langle f | a_A^\dagger a_a | i \rangle$, $\langle f | a_a^\dagger a_A | i \rangle$ とすると

$$|F(c\lambda, q)| = \frac{\sqrt{4\pi}}{Z} \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{Aa} \{ \langle f | a_A^\dagger a_a | i \rangle \langle j_A \| Y_\lambda \| j_a \rangle \langle \varphi_A(r) | j_\lambda(qr) | \varphi_a(r) \rangle + \langle f | a_a^\dagger a_A | i \rangle \langle j_a \| Y_\lambda \| j_A \rangle \langle \varphi_a(r) | j_\lambda(qr) | \varphi_A(r) \rangle \}$$

更に核子が有限の大きさを持つことに対する補正及び重心系に対する補正¹⁰⁾を行って3⁻について計算を行った。これらをFig. 4及びFig. 5に示す。

これから分る様に液滴模型で説明が困難だった2つの3⁻の形状因子の特徴は絶対値を除いて説明されている。又3rd 3⁻は新しい配位混合でのみ説明される。これら殻模型でも液滴模型の転移電荷密度に対応するものが求められる。この様子をGillet等¹¹⁾に従って計算した。

$$\rho_{tr} = \sum_{Aa} \frac{\delta_{\lambda Jf}}{\sqrt{2(2J_f+1)}} \cdot \varphi_A(r) \varphi_a(r) \{ \langle j_A \| Y_\lambda \| j_a \rangle \langle f | a_A^\dagger a_a | i \rangle + \langle j_a \| Y_\lambda \| j_A \rangle \langle f | a_a^\dagger a_A | i \rangle \}$$

この結果をFig. 7に示す。これら⁴⁰Caの3⁻の殻模型の転移電荷密度の特徴は"node"を持つことである。1st 3⁻の ρ_{tr} は4fm位に大きいpeakを持ち、液滴模型と似ている。又、この1st 3⁻の ρ_{tr} の内側の山の存在がeffectiveに外側の山を内側にづらしていると考えれば2nd及び3rd 3⁻準位の励起はかなり核の内側も関与する機構と考えられる。又波動関数がnodeを持つのは2s, 2pであるからこれらの関与する転移が大きいと考えられる。

Gerace Green 模型との比較

⁴⁰Caの様なdouble magic nucleiにも回転準位が存在するであろうことはBauer et. al. によって指摘された。¹²⁾ 現在では0⁺(3.35MeV), 2⁺(3.90MeV), 4⁺(5.20MeV)がJ(J+1)のエネルギー系列を持ち回転帯と考えられている。又Ca-領域にある大きい四重極転移は変形を考えねばならない。これらの低エネルギー準位の位置及び転移確率を説明する為に

Gerace及びGreen^{13)~15)}は⁴⁰Caの低エネルギー準位を球対称な殻模型状態と変形ポテンシャル中のmany-particle many-hole状態の混合として説明しようとした。この模型から計算された $B(EL)$ の値及び実験値をTable 2.に示した。表から見て奇parity準位に対しては理論は比較的良く合うと言える。これら殻模型の計算はSingle Particle Energy (SPE)のとり方にあいまいさがあるがGerace等はSPEに2つのset(それぞれI及びII)をとって計算している。 $B(EL)$ はSPEに敏感に効いてくるが、特に3⁻準位はS. P. E. IIでよく合う。理論によれば2nd 3⁻準位は3p-3h状態がほぼ50%を示している。一方偶parity準位では、3.90MeV 2⁺準位の0.75W. U.は主な4p-4h状態が60%、他に2p-2h状態の10%及び高次変形bandを含んで計算されたものだが、実験値は~3.0W. U.で大きい。最近5.20MeV 0⁺, 5.62MeV 2⁺, 6.54MeV 4⁺準位の系列も又回転準位ではないかという提案⁴⁾がある。Gerace-Greenはこれらの準位を8p-8hの変形bandとして $B(EL)$ を計算した。これによると5.61MeVは理論値0.17W. U.に対して実験値は0.4±0.1W. U.で3.90MeV 2⁺と同様実験値の方が大きい。(伊藤 広平)

Table 2.

$E_x(\text{theory})$	$E_x(\text{exp.})$	J^π	主な(p-h) _{pair}	$B(EL, \uparrow)_{\text{th}}$	$B(EL, \uparrow)_{\text{present}}$
偶parity準位					
0.0 MeV	Ground	0 ₁ ⁺	0p-0h		
3.5 MeV	3.35MeV	0 ₂ ⁺	4p-4h		
3.9 MeV	3.90MeV	2 ₁ ⁺	4p-4h	0.75W. U.	3.0±1.0W. U.
5.25MeV	5.25MeV	4 ₁ ⁺	4p-4h		
5.1 MeV	5.20MeV	0 ₃ ⁺	8p-8h		
5.5 MeV	5.61MeV	2 ₂ ⁺	8p-8h	0.17W. U.	0.4±0.1W. U.
7.2 MeV		0 ₄ ⁺	2p-2h		
奇parity準位					
3.78MeV	3.74MeV	3 ₁ ⁻	1p-1h	27.2(23.0)*W. U.	35.9±0.4W. U.
6.62MeV	6.29MeV	3 ₂ ⁻	3p-3h	1.9(0.5)W. U.	2.4±0.7W. U.
6.93MeV	6.58MeV	3 ₃ ⁻	1p-1h	2.7(3.5)W. U.	3.0±1.0W. U.
4.5 MeV	4.49MeV	5 ₁ ⁻	1p-1h	20.4(18.0)W. U.	30.5±3.0W. U.
8.75MeV		5 ₂ ⁻	3p-3h	0.64(0.66)W. U.	

* S. P. E. (Single particle energy) Iとした時。

References

- 1) 核理研研究報告 Vol.2 No.1 22('69).
- 2) 上記 Ref.の他に以下2)~4).
- 2) K.K.Seth, J.A.Biggerstaff, P.D.Miller and G.R.Satchler, Phys. Rev., **164**(1967)1450.
- 3) H.Fuchs, K.Grabisch and G.Röschert, Nucl. Phys. **A129** (1969)545.
- 4) R.Anderson, A.G.Robertson, D.F.H.Start, L.E.Carlson and M.A.Grace, Nucl. Phys., **A131**(1969)113.
- 5) L.J.Tassie, Australian J. Phys., **9**(1956)407.
- 6) S.T.Tuar, L.E.Wright and D.S.Onley, Nucl. Instr. Meth., **60**(1968)70.
- 7) R.A.Eisenstein, D.W.Madsen, H.Theissen, L.S.Cardman and C.K.Bockelman, Yale University Internal Report. (1969).
- 8) M.Croisslaux, R.Hofstadter, A.E.Walker, M.R.Yearian,
- 9) V.Gillet and E.A.Sanderson, Nucl. Phys. **A91**(1967)292.
- 10) R.S.Willey, Nucl. Phys., **40**(1963)529.
- 11) V.Gillet and M.A.Melkanoff, Phys. Rev., **133**(1963)B1190.
- 12) R.W.Bauer, A.M.Bernstein, G.Heymann, E.P.Lippincott and N.S.Wall, Phys. Lett. **14**(1965)129.
- 13) W.J.Gerace and A.M.Green, Nucl. Phys., **A93**(1967)110.
- 14) W.J.Gerace and A.M.Green, Nucl. Phys., **A113**(1968)641.
- 15) W.J.Gerace and A.M.Green, Nucl. Phys., **A123**(1969)241.

 Au^{197} 核による弾性電子散乱

この実験の目的は、 Au^{197} 核の基底状態の電荷密度分布の様子を弾性電子散乱を用いて知ろうとするものである。

この核に関するこの種の実験は14~5年前にスタンフォード¹⁾で行われているが、その時のエネルギーの分解能(0.4%)からいって、実験結果の信頼性に問題があると思われる。

一方最近ではCERN³⁾で、やはりこの核に関して μ -mesonic atomを用いて、実験が行われているが、その結果はStanfordの結果とは誤差の範囲内でさえも一致していない。

以上の様なことから、 Au^{197} 核に対してエネルギーの分解能を上げた実験を行うことには意義があると思われる。

実験はターゲットとして、厚さ $79\text{mg}/\text{cm}^2$ の Au^{197} を用い、入射電子エネルギーは183MeVと250MeVの2通りについて行われた。測定した角度は前者が 40° から 120° 迄を 10° 置きに、後者は 35° から 100° 迄の間を 5° 置きに行なった。弾性散乱のピークのエネルギー分解能は0.1%である。

実験によって得られた Au^{197} 核に関するエネルギースペクトラムのうちの一つを図1に示す。

Au^{197} 核には図1にも書き添えてあるように、 0.077MeV と 0.279MeV 及び 0.548MeV に夫々寿命($\tau_{1/2}$)が 1.9ns 、 1.6ps 、 44ps のエネルギー準位がある。分解能が0.1%であることから、 0.279MeV と 0.548MeV の各準位は分離できていることが図1からわかる。スタンフォードの場合には分解能が0.4%であった為に 0.548MeV の準位さえも分離されていなかったはずである。

電荷密度分布を求める為に用いる理論計算は、電子に対するディラック方程式の解を部分波に展開して弾性電子散乱の断面積を求めるというYennie et al²⁾によるphase-shiftの方法を計算機を用

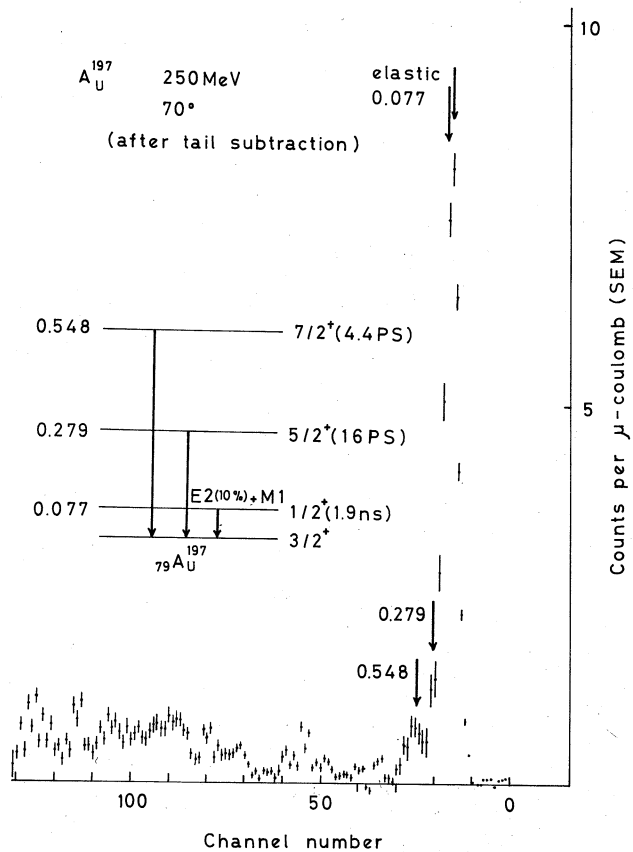


図 1

いて行った。この際に用いた基底状態の電荷密度分布関数の形としては、2パラメータと3パラメータの2種類のフェルミ型を採用した。これらの関数は球対称である。この様にして求めた、弾性散乱の断面積の計算値と実験から得られた散乱断面積とを比較する時に問題となることが二点ある。第一点は、前にも述べた様にエネルギー分解能が0.1%である為に0.077MeVの準位が弾性散乱のピークから分離できていない為に、この非弾性散乱からの寄与を考慮しなければならないということである。第二点は、理論計算は電荷密度分布に球形分布を仮定しているから、理論値と実験値とを比較する時には、実験から得られた弾性散乱の断面積から核の電荷密度分布の非球形部分からの断面積の寄与を差し引いておく必要があるということである。

はじめの問題点に対しては次の様な方法をとった。基底状態から、今問題になっている0.077 MeVの準位に許される遷移の型は、E2とM1でありしかもこの準位の寿命($\tau_{1/2}$)が1.9nsであることもわかっているから、この準位による非弾性散乱の断面積はDWBA⁴⁾の方法で求めることができる。計算は計算機を用いて行われた。尚、この時に計算機から得られた結果

$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{program}}$ と実際に求めようとしている断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ との間には次の様な関係がある。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{B(TL; J_i \rightarrow J_f)}{e^2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{program}}$$

$B(TL; J_i \rightarrow J_f) \equiv B(L\uparrow)$: reduced transition probability

$$B(L\uparrow) = \frac{2I_f + 1}{2I_i + 1} B(L\downarrow)$$

$$B(L\downarrow) = \frac{1}{8\pi c} \frac{\hbar c}{e^2} \frac{L[(2L+1)!!]^2}{L+1} \frac{1}{k^{2L+1}} T(L\downarrow)$$

$$T(L\downarrow) = \frac{1}{\tau_{1/e}}$$

$$\tau_{1/e} = \frac{\tau_{1/2}}{\ln 2}$$

$$1/\tau_{1/2} = E2(10\%) + M1(90\%)$$

$$E2 \text{ のとき } B\uparrow(2) = 5.40 \times 10^3 \text{ fm}^4$$

$$M1 \text{ のとき } B\uparrow(1) = 2.22 \times 10^{-4} \text{ fm}^2$$

計算の結果M1からの寄与は高々E2の寄与の0.04%程度である為に無視することができ、従ってE2の寄与のみを考慮に入れればよいことがわかった。図2に250MeVの場合のE2による寄与の様子を示す。

もう一方の問題点に対しては次の様な方法を用いた。Au¹⁹⁷核は四重極能率(測定値)が0.57バーンであることがわかっているから、最初の問題点の所で用いたE2の場合のDWBAの計算結

果を利用することができる。

このとき前に得られた E2 の場合の計算結果 $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{prog}}$ と実際に求めようとしている四重極能率による散乱断面積 $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{Quad}}$ との間には次の様な関係がある。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Quad}} = \frac{5Q^2}{16\pi P_I} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{prog}}$$

但し
$$P_I = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)} \quad (I: \text{基底状態のスピン})$$

Q : 四重極能率 (測定値)

この結果を 250 MeV の場合について、図 2 に示す。

図 3, 4 に、以上二つの寄与を実験値から差し引いた値と、これらの値に最もよく一致すると思われる。理論曲線との比較を示した。表 1 には他の所での実験結果との比較を示した。特に Muonic X-Ray の測定から得られた実験結果との比較を図 5 に示す。この図からわかる様に電子散乱から得られた結果とは誤差の範囲内でさえも一致していないことがわかる。ここでの実験の誤差の決定はまだ行っていない。第 6 図に 250 MeV の場合の最も実験値とよく一致している。2-パラメータと 3-パラメータのフェルミ型電荷密度分布の様子を示した。

尚、phase-shift の計算には Tohoku Version の TOELS を、DWBA の計算には DUELS⁴⁾ を用いた。 (中田 芳明)

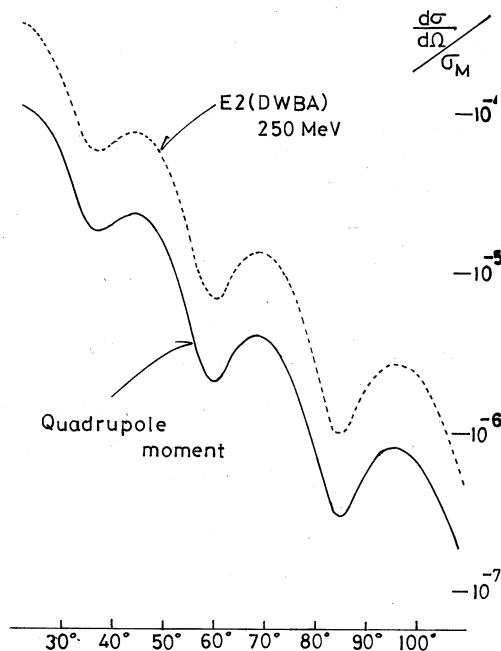


図 2

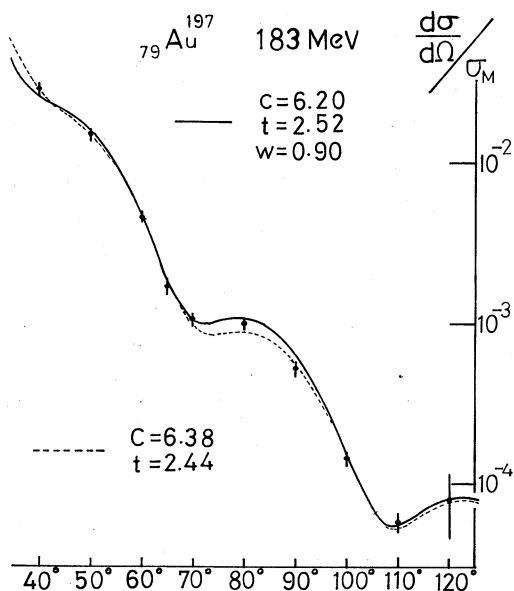
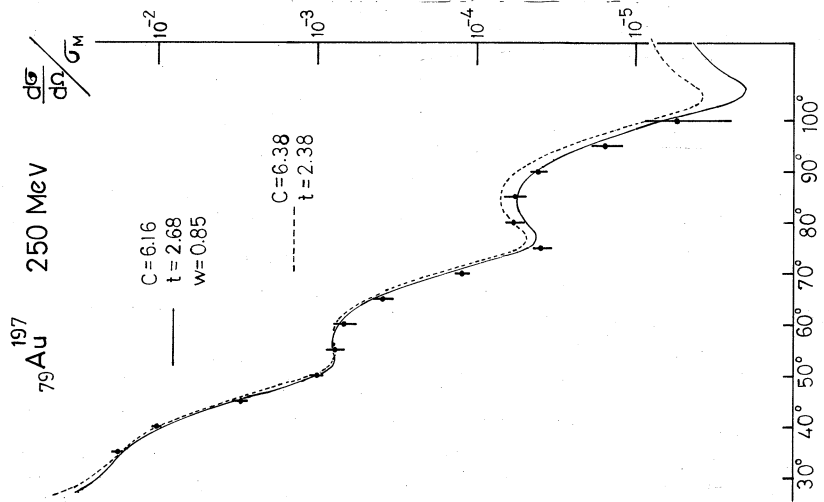
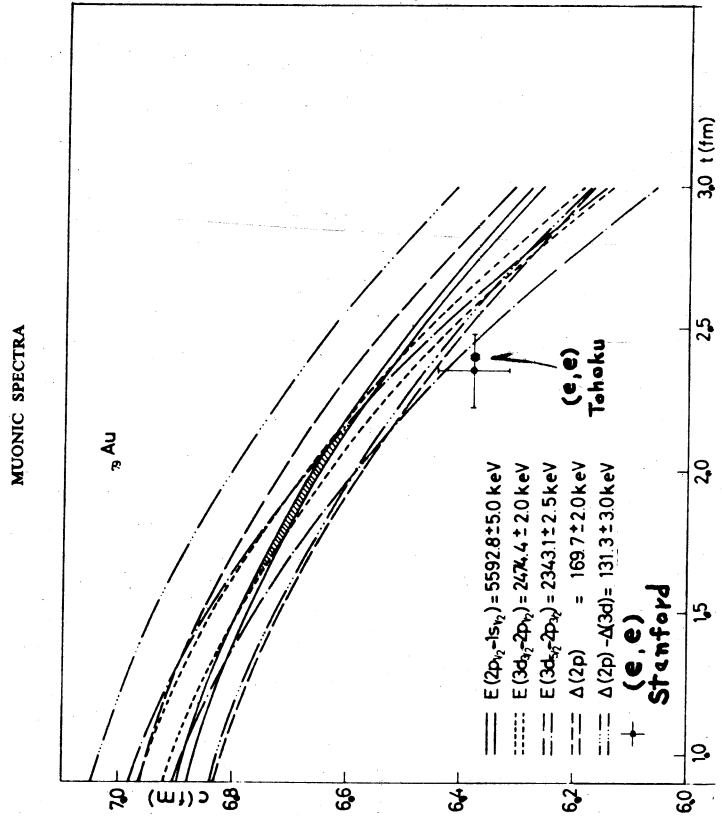


図 3



⊠ 4



⊠ 5

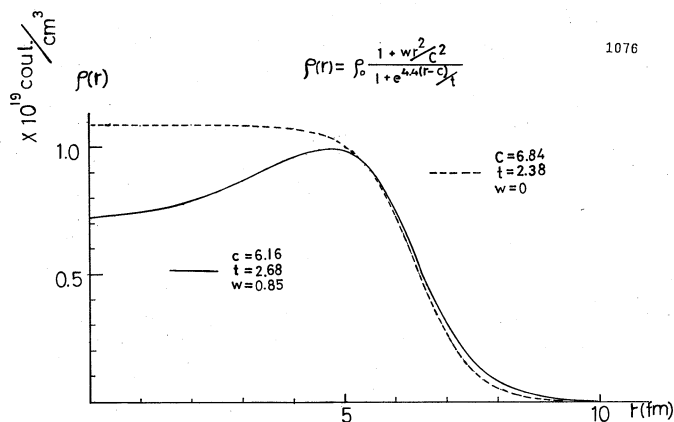


表 1

図 6

	(e, e) Tohoku		(e, e) Stanford	Muonic X-Ray CERN	(e, e) Tohoku		(e, e) Stanford
	250MeV	183MeV			250MeV	183MeV	
c	6.38	6.38	6.38	6.71	6.16	6.20	6.07
t	2.38	2.44	2.32	1.80	2.68	2.52	2.69
w	/	/	/	/	0.85	0.90	0.64
R_u	7.01	6.91	6.87	6.99			
$\sqrt{\langle r^2 \rangle}$	5.34	5.35	5.32	5.42			
r_0	1.18	1.19	1.18	1.20			

単位は Fermi

参 考 文 献

- 1) Beat Harn, D.G. Ravenhall, and Robert Höfstadter, Phys. Rev., **101**, 1131(1956).
- 2) D.R. Yennie, D.G. Ravenhall, and R.N. Wilson, Phys. Rev., **95**, 500(1954).
- 3) H. L. Acker, G. Backenstoss, C. Daum, J.C. Sens and S.A. Dewit, Nucl. Phys., **87**, 1(1966).
- 4) S.T. Tuan, L.E. Wright and D.S. Onley, Nucl. Instr. Meth., **60**, 70(1968).

I-2 (r, p) 反応による Isobaric Analogue State の研究

核理研 庄田勝房・菅原真澄・斎藤悌二郎
宮瀬晴久・及川四郎・鈴木 厚人

前期迄の実験はすべて放出 proton のエネルギー分布を broad-range spectrometer を用いて測定するものであった。¹⁾ これら一連の実験結果から結論された事は、i) 中重核の photoproton エネルギー分布には強い anomalous peak が見出させる。之は Isobaric Analogue State (略して IAS) に起因するものである。IAS は proton による核反応を用いてよく研究されてきた。しかし (r, p) で見出される E1 IAS は未発見のものが殆んどである。ii) 類似構造の核には共通した anomalous proton peak が見られる。しかしその類似性は陽子数の奇偶によって異なる。iii) 原子核が γ 線を吸収する強さは radiative width Γ_γ で示される。エネルギー分布中に見られる proton group の branching ratio を $\frac{\Gamma_{pi}}{\Gamma}$ とすると、この IAS を通る proton group の yield は $\Gamma_\gamma \cdot \frac{\Gamma_{pi}}{\Gamma}$ に比例し、これから $\Gamma_\gamma \frac{\Gamma_{pi}}{\Gamma}$ を計算出来る。以上が前期迄の主な仕事であった。

原子核と光子との相互作用の強さは Γ_γ で示され、これを測定すれば核構造を研究出来る。proton エネルギー分布に於ける anomalous group の測定では前述の様に Γ_{pi}/Γ が決定されない限り Γ_γ を求め得ない。 Γ_γ を直接測定するには照射エネルギーを少しづつ変えて proton yield を求める謂所 yield curve を測定するのがよい。吸収の大きい sharp な IAS が存在すれば yield curve はそのエネルギーをこえると急増する。

今期の実験ではこの様な観点から yield curve をも測定する事を試みた。proton yield を求めるにはこれ迄と同様にエネルギー分布を測定し proton 数を合計する。測定には broad-range spectrometer を用いる。ターゲット核は主として i) ^{138}Ba (これ迄測定した ^{140}Ce , ^{142}Nd , ^{144}Sm と比較して議論する為) ii) ^{207}Bi , ^{207}Pb 等の double magic region の核である。又 iii) ^{88}Sr , ^{90}Zr に関しては前回迄に (r, p₀) の cross section を測定した。²⁾ 更に total photoproton cross section を求める為 yield curve を測定した。これらの結果について順次述べる。

1) K. Shoda, M. Sugawara, T. Saito, H. Miyase, Phys. Lett.,

2) K. Shoda, M. Sugawara, T. Saito, H. Miyase, Phys. Rev. Lett., 23(1969)800.

I) ^{138}Ba 及び $N=82$ 核の systematics

Self supportingの金属Baターゲット(natural, ^{138}Ba :71.6%)をI系電子ビームで照射して発生する photoproton を broad-range spectrometer で測定した。エネルギー分布の例を $N=82$ の他の結果と共に Fig. 1 に示す。Fig. 2 は proton エネルギー分布が照射電子エネルギーによって変化する様子である。変化の様子は各 proton group によって異なる。例えば $\sim 10.3\text{MeV}$ の proton group は電子エネルギーを下げるとスペクトルの最大エネルギーになった時に消えるが、 $\sim 9.6\text{MeV}$ の proton group は最大エネルギーに達する以前 21.5MeV で消える。これは residual state に関する事が次の様に示される。電子ビーム照射による反応機構は電子エネルギーを最大エネルギーとする bremsstrahlung と類似のスペクトルを持った virtual photon による (r, p) 反応と同等である。放出 proton のエネルギーは関係する residual state が ground state の場合に最高で、スペクトルの最高エネルギー $E_{p\text{max}} = \frac{A-1}{A} (E_e - E_{\text{threshold}})$ である。excitation energy E_X の IAS から proton が放出され residual state が E_R である場合の放出陽子の energy は、 $E_p = \frac{A-1}{A} (E_X - E_{\text{threshold}} - E_R)$ である。 $E_R = 0$ 即ち ground residual state に関する場合は $E_p = \frac{A-1}{A} (E_X - E_{\text{threshold}})$ で、 $E_e = E_X$ の時 $E_p = E_{p\text{max}}$ である。即ち group は $E_{p\text{max}}$ になって消える。一方 $E_R \neq 0$ なら $E_p + \frac{A-1}{A} E_R = E_{p\text{max}}$ であるから

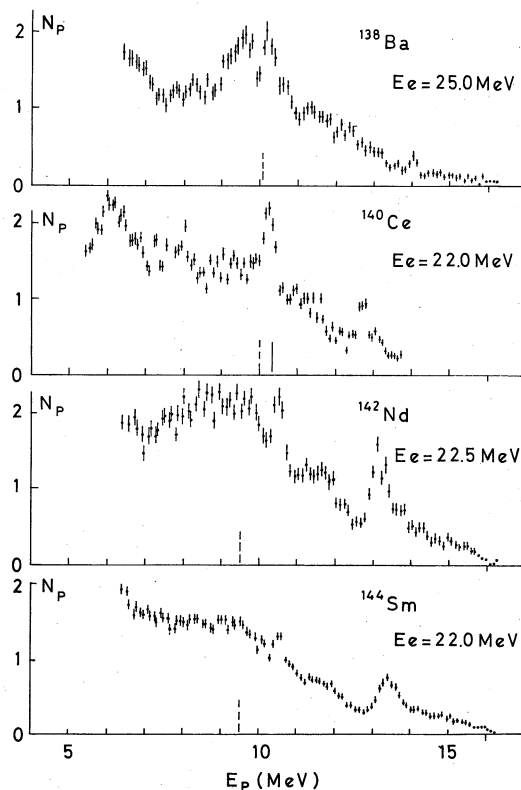


Fig. 1 ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd , ^{144}Sm の proton スペクトル

$E_{p\max}$ より residual state 分だけ低い所で group は消える。

Fig. 3 は上記の様子を明確に示す為に ~ 9.6 MeV の proton yield を電子エネルギーに対してプロットしたものである (isochromate) である。yield が 21.2 MeV で急激にふえるのは ~ 9.6 MeV proton group が $E_X = 21.2$ MeV にある resonance から生じている事を示す。この E_X を用いて E_R を計算した結果、この group の関係する residual state は ~ 3 MeV である事が分った。同様にして 10.2 MeV proton group の関係する residual state は ground state 若くはそれに非常に近い state である事が分った。

以上は特定の proton group に関するものであるが、すべての residual state を含めた total proton に対して yield curve を測定する事は之によって Γ_r を求め得

る点からも重要である。total proton の yield curve に於て或るエネルギーで yield が急増すればここに resonance がある事が分る。Fig. 4 は ^{138}Ba について測定した yield curve である。 ~ 19 MeV, ~ 21 MeV に resonance の存在する事が認められる。Fig. 5 は他の $N = 82$ nucleus の yield curve である。Fig. 4, 5 で見出される resonance の位置は energy 分布に見られる anomalous proton group によく対応し同じ IAS と考えられる。yield curve に於ける resonance エネルギーでの yield 増加分からその resonance の radiative width Γ_r を計算出来る。 Γ_r の計算は未だ終わっていないが低エネルギー側 IAS に対してはほぼ一定であり高エネルギー側 IAS に対しては proton 数の増加と共に増す。

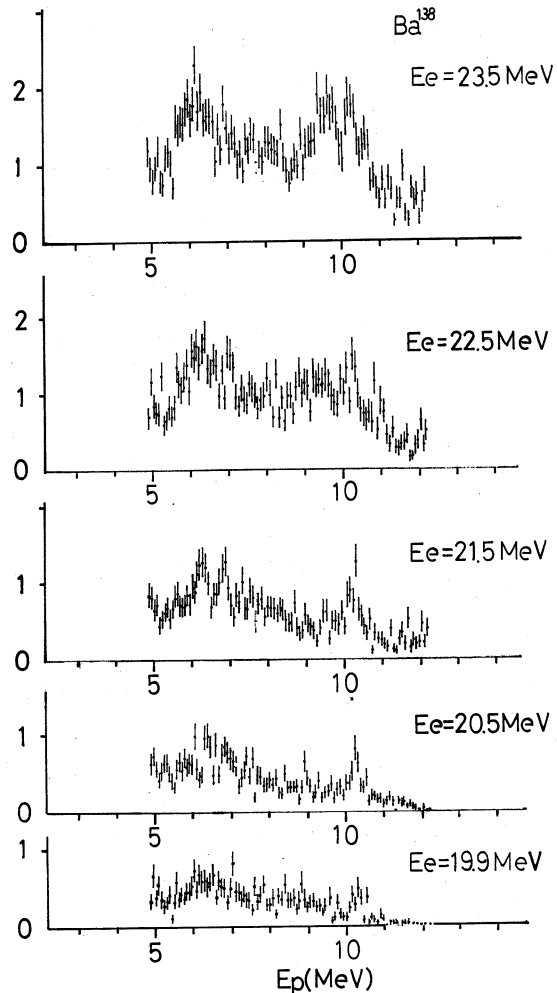


Fig. 2 ^{138}Ba の proton スペクトルの照射エネルギー変化の例

PHOTOPROTON YIELD CURVE

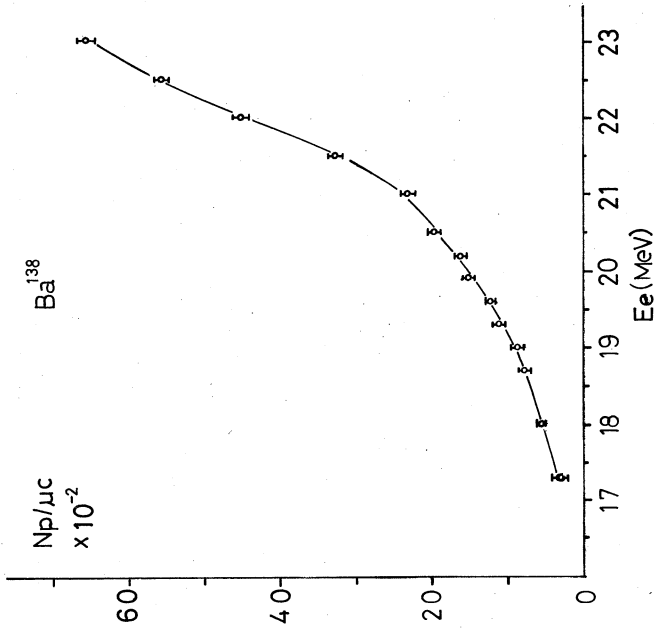


Fig. 4 Ba^{138} \circ yield curve

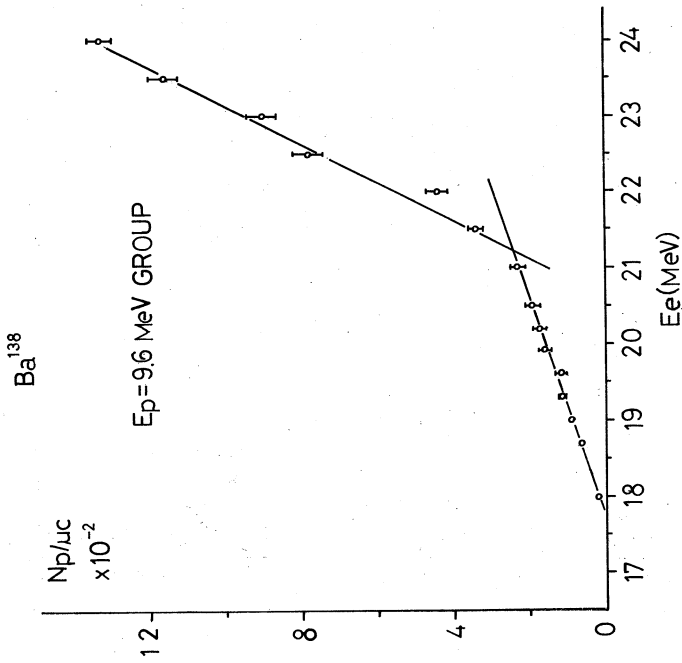


Fig. 3 Ba^{138} $E_p = 9.6$ MeV proton group \circ isochromate

ENERGY OF PROTON THROUGH IAS

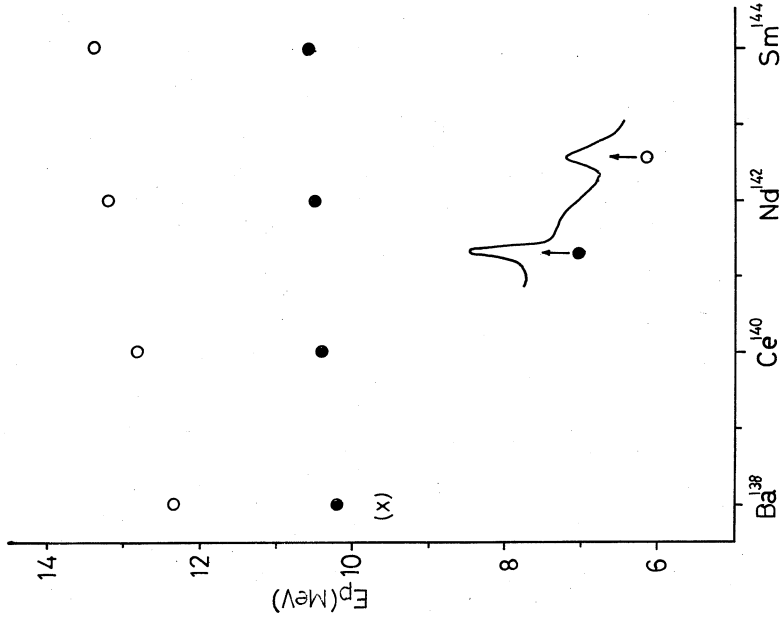


Fig. 6 IASを通る放出protonのエネルギー-systematics

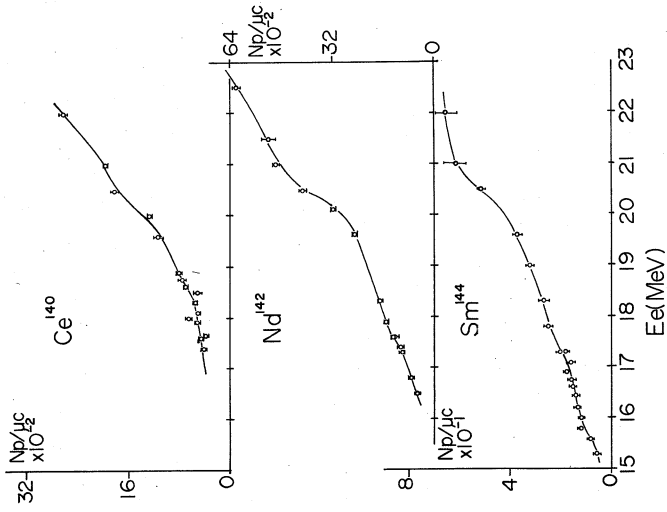


Fig. 5 Ce¹⁴⁰, Nd¹⁴², Sm¹⁴⁴ の yield curve

NEUTRON SEPARATION ENERGY

Fig. 6は前のIASによるprotonエネルギーのsystematicsである。IASの励起状態は高く励起されたこのprotonの状態が重要な役割をなす。又このprotonの励起状態は之と等しい状態のneutronのbinding energy (S_n)と比較して調べる事が出来る。IASに関する S_n は各レベル間のエネルギー関係から導かれ、

$$S_n = \Delta E_c - E_p$$

である。ここに ΔE_c はCoulomb displacement energy, E_p はIASを通りresidualをground stateにのこす場合のproton energyである。Fig. 7はこの関係によってestimateした S_n である。之を理論による計算と比較する事により低エネルギー側IASは $1h_{9/2} - 1g_{7/2}$, 高エネルギー側IASは $2f_{5/2} - (2d_{5/2}$ or $1g_{7/2})$ のconfigurationを持つ事が分る。之は前述のpreriminaryな Γ_r の傾向をよく説明する。

この附近の原子核の中 ^{139}La , ^{141}Pr , ^{148}Sm のground IAS附近のyield curveを測定し Γ_r を求めて β -decayとの関係をしらべる実験も行なった。しかし精度をあげる為次期に再測定を行う予定であるので結果は次回にのべる。この実験にはSeoul UniversityのB. N. Sung氏が参加された。

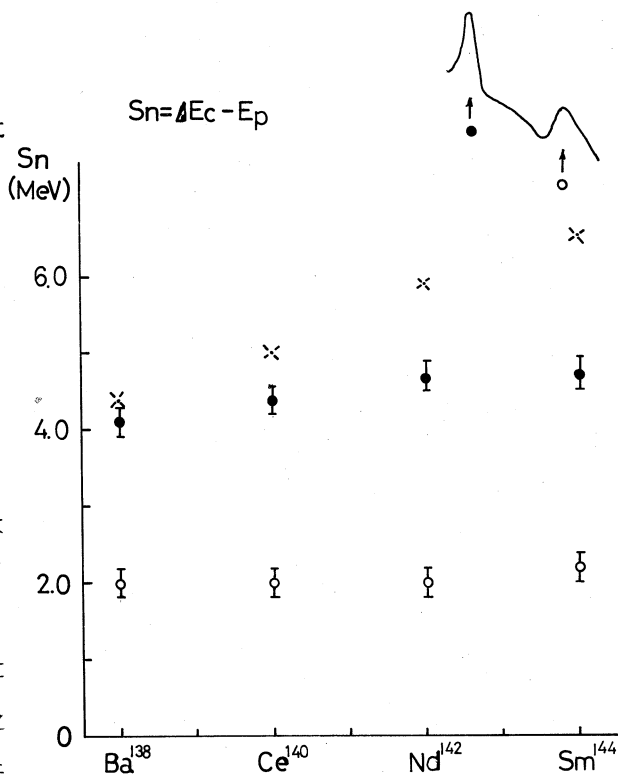


Fig. 7 IASに対応する S_n のsystematics。Xはground IASに対するものでneutron binding energyから求めた。

II) Pb, Bi

Energy distributions and angular distributions of photo-protons have been measured with a broad range magnetic spectrometer system using the $(e, e'p)$ reaction on ^{209}Bi and ^{208}Pb . Examples of the results are shown in figs. 1-4. In fig. 1, a result of proton spectrum from $^{207}\text{Pb}(e, e'p)$ is added. The yield curves have also been obtained and preliminary results are shown in fig. 5.

The energy distributions from ^{209}Bi and ^{208}Pb seem similar, i.e. they show a strong proton group around 11 MeV as shown in the results of 30 and 40 MeV irradiation. In the case of ^{209}Bi , a sudden increase in the proton yield is found around $E_e \approx 18.7$ MeV which corresponds to the EI IAS of the ground state ($2g_{9/2}$ neutron state) of ^{209}Pb . Most protons through this IAS leave the residual nucleus ^{208}Pb in several excited states. They seem contribute mainly to the proton groups around 11 MeV mentioned above. The corresponding angular distributions are isotropic, which is not contradict to the contribution through IAS.

The yield curve on ^{208}Pb suggests a broad resonance on proton emission around 26 MeV. Cameron et al.¹⁾ observed $\sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, np)$ of Pb, and the (γ, np) reaction seemed to mainly contribute to a cross section around this energy. Protons around 11 MeV in ^{208}Pb seem to be emitted in this energy region. The nearly isotropic angular distributions of this proton group is

also accord with those for (γ , np) reaction through compound nuclei.

The angular distributions of high energy protons show strong asymmetry around 90° . This indicates that a strong interference exists between E1 and E2 absorption in high energy region. The ratio $\sigma(E2)/\sigma(E1)$ is estimated more than 70%. Existence of such strong E2 absorption is in good agreement with a prediction by Morinaga²⁾.

The radiative width can be calculated from proton yield for ground IAS ($E_x = 18.7$ MeV) in ^{209}Bi . Under the assumption $\Gamma = \Gamma_p, \Gamma_\gamma$ is determined as ~ 200 eV. The W.u. for E1 transition in this state is 15.7 keV. The single particle radiative width for the present spin-flip type transition ($2g_{9/2} - 1h_{9/2}$) must be reduced and estimated as $\Gamma_\gamma(\text{sp}) \simeq 30$ eV. Therefore the enhancement factor is estimated as $\frac{2(T+1)\Gamma_\gamma}{\Gamma_\gamma(\text{sp})} \simeq 400$. This value is surprisingly large.

References

- 1) A.G.W. Cameron, W. Harms and L. Katz, Phys. Rev., 83, 1264L (1951).
- 2) H. Morinaga, Z. Physik 188, 182(1965).

Figure Captions

Fig. 1. Examples of energy distributions on ^{208}Pb and ^{207}Pb .

Fig. 2. Examples of energy distributions on ^{209}Bi .

Fig. 3. Examples of proton angular distributions on ^{208}Pb .

Proton groups are indicated in an added energy distribution which corresponds to the integrated one over whole angle. For the groups B, C, D, the continuous parts are subtracted.

Fig. 4. Examples of proton angular distributions on ^{209}Bi .

Fig. 5. Proton yield curves for (e, e'p) on ^{208}Pb and ^{209}Bi .

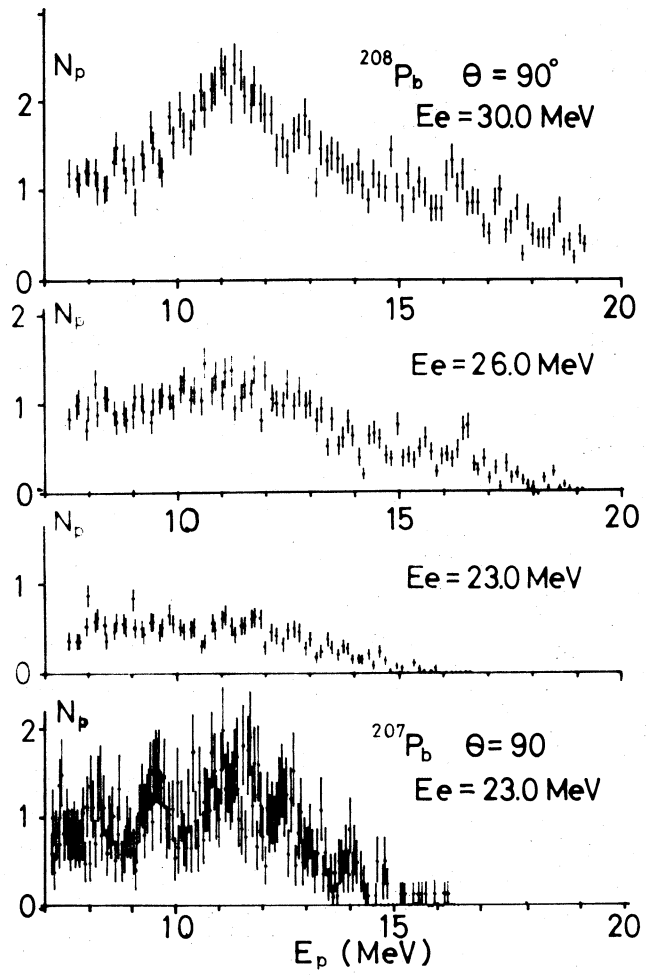


Fig. 1

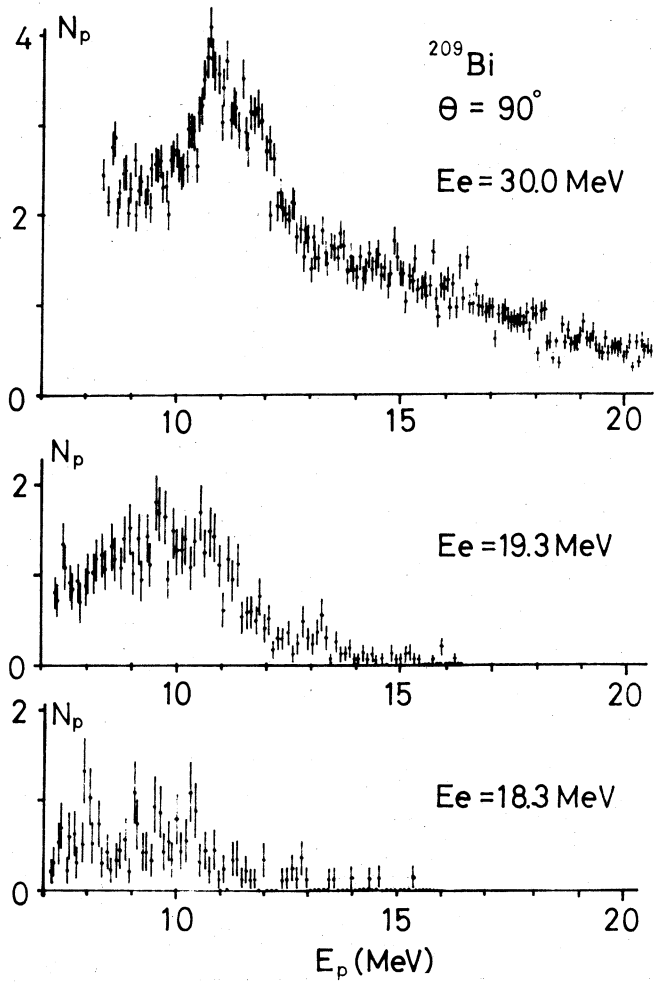


Fig. 2

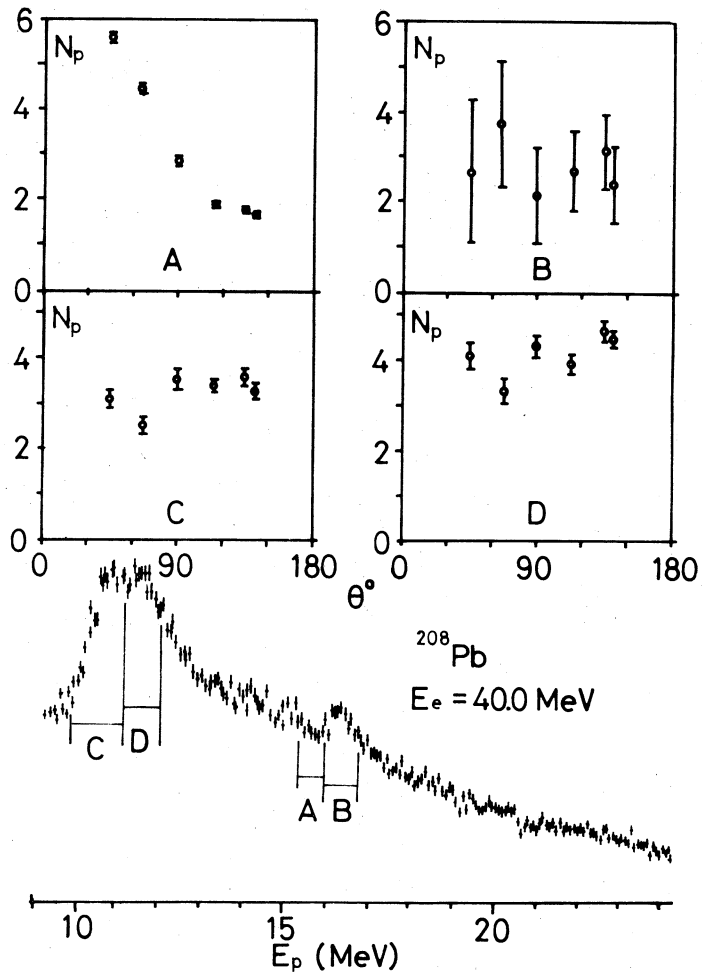


Fig. 3

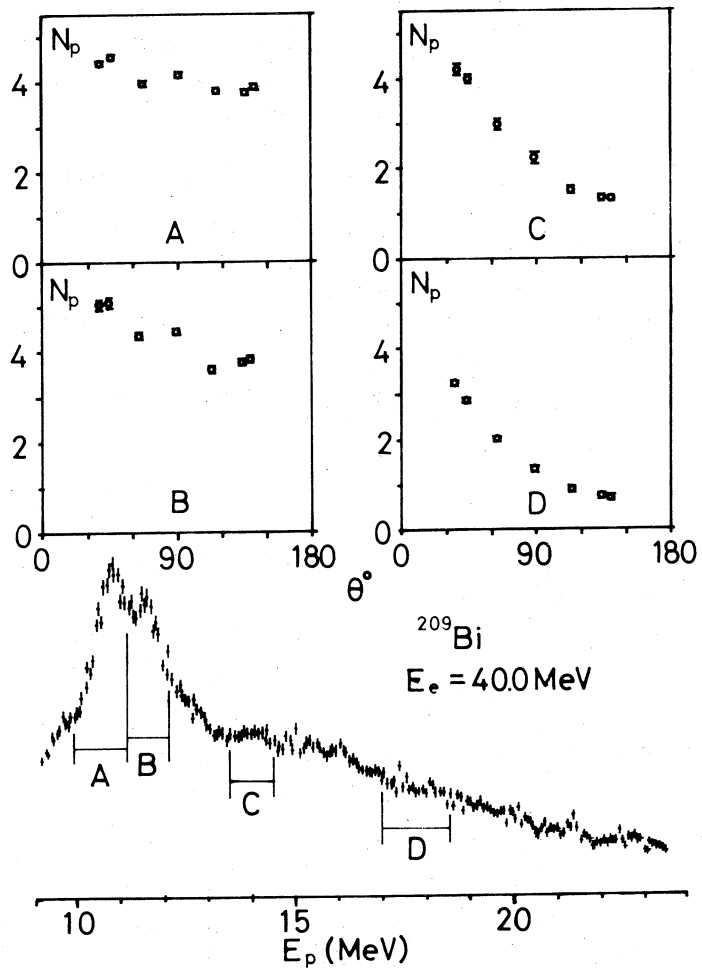


Fig. 4

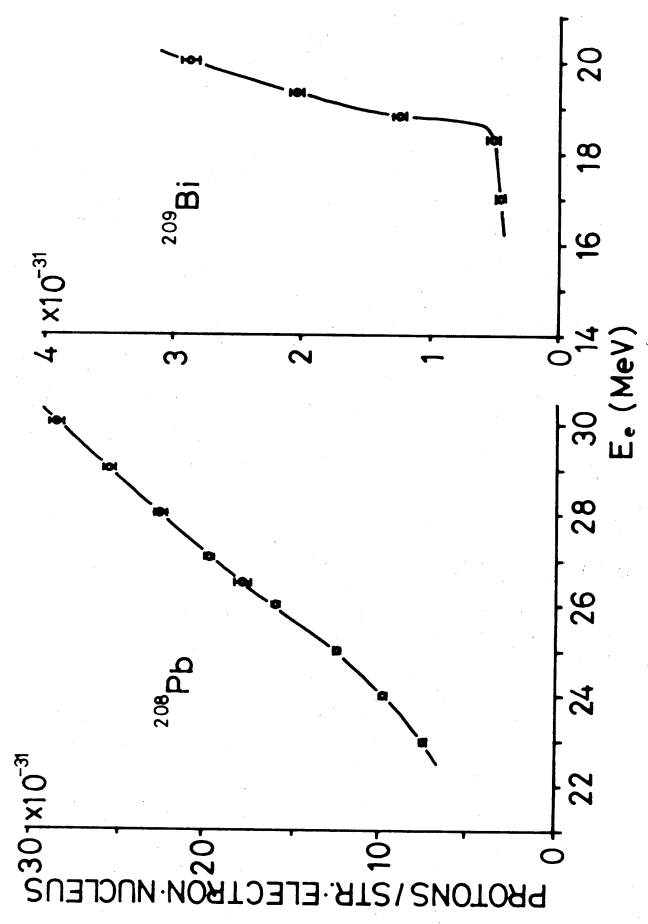


FIG. 5

III) ^{88}Sr , ^{89}Y , ^{90}Zr の proton yield curve

前回は ^{88}Sr , ^{89}Zr に関し proton エネルギー分布を測定し, high energy part を virtual photon 数で割って (γ, p_0) の cross section を求めた。結果にはいくつかの IAS が見出された。 $E_X \sim 21\text{MeV}$ には coherent な IAS が理論的に予想され我々の (γ, p_0) の cross section にもこの附近に resonance が見られた。しかしその strength は total proton に関する理論値に比較すると非常に小さい。之はこの IAS が coherent である為に residual state は ground state 以外にも多くのものが励起される為と考えられる。之を調べる為には total proton を含めた cross section を求める事が望ましい。その為には yield curve の測定が必要である。

I) で述べたのと同じ方法で ^{88}Sr , ^{89}Y , ^{90}Zr の photoproton yield curve を測定した。結果を Fig. 1 に示す。細かい解析は未完成で cross section はまだ求まっていない。しかし resonance peak の energy, は yield curve の変曲点にあたる事を考えると $\sim 21\text{MeV}$ に大きな resonance の存在する事が分り, coherent IAS の存在は確かであると考えられる。

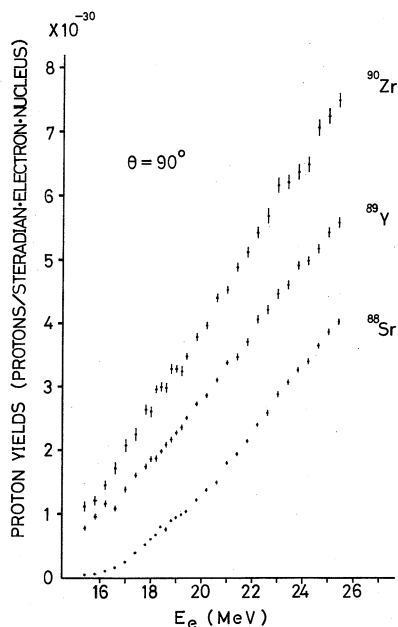


Fig. 1 Yield curve on ^{88}Sr , ^{89}Y and ^{90}Zr

I-3 ^{31}P 及び ^{27}Al の photoneutron spectra

理学部物理 陸路 直・川村暢明
 教 養 部* 坪田博明*

前回のテスト実験で中性子検出器の検出効率のエネルギー依存性、タイムアナライザーの較正等の基本的な予備実験が終ったので、今回は ^{31}P と ^{27}Al の photoneutron spectrum を測定した。ショートパルスビームが $T-O-F$ サイクル中に2回出たこともあって十分な実験は出来なかった。

§ 1 緒 言

光反応の反応機構に関する情報を得る手段として、実験的に得られた断面積のエネルギー依存性を適当な仮定の下に計算された系のエネルギー固有値と合せてみる方法が数年来世界的に行われていた方法であった。このようなアプローチでは断面積の測定におけるエネルギー分解能の向上が実験データに課せられた重要な課題であった。併し γ 線のエネルギー分解能の向上には非常な困難をとまらうため、私共は別のアプローチとして、反応の終状態から双極子準位の情報を求める方が光反応の実験的特殊事情を考慮した時に、得策であると考え、放出粒子のエネルギースペクトルを高精度で測定した。勿論この方法は終状態が統計的に扱われるような質量数領域では無力であるが、少くとも $S-d$ shell では良いアプローチになると考えられる。更にこの方法を充分生ずには終状態の準位の配位が可能な限り良く分っている核を選ぶ必要がある。従って核分光學からの情報が特に重要になって来るが、これらの情報は現在偶核に集中している。このため終状態の準位が比較的良くしらべられている偶核に残すような光反応スペクトルの測定を計画した。K. Abe et al¹⁾ は ^{31}P の photoproton spectrum を $E_{\gamma \text{ max}} = 26.5$ MeV と $E_{\gamma \text{ max}} = 21.5$ MeV の bremsstrahlung γ 線を用いて測定している。この2つのデータを分析してみると、 E_{γ} が 22 MeV 以上の励起状態からは殆ど総ての陽子が、 ^{30}Si の $2-$ and $2+$ 準位に (3.51 MeV) feed していることが分る。 ^{30}Si のこの状態は ^{30}Al の β -decay で super allowed ($\log ft = 3.9$) になっている。又この準位は (d, p) 反応で殆ど励起出来ないで陽子の配位が主であることを示している。更にこの準位からの r 遷移は $1-\text{st } 2+$ と ground state に 50% づつの分枝比になっているのでコレクティブ性も弱いことが分る。一方 ^{30}Al の ground state は shell model で考えると $\pi(d \frac{5}{2})^{-1}$

$\nu(2s\frac{1}{2})$ か $\pi(d\frac{5}{2})^{-1}\nu(d\frac{3}{2})$ が可能である。ground state spin が 2^+ か 3^+ と知られているので $\pi(d\frac{5}{2})^{-1}\nu(2s\frac{1}{2})$ の配位を支持する。従って ^{30}Si の 2nd 2^+ 状態は $\pi(d\frac{5}{2})^{-1}\pi(2s\frac{1}{2})$ を主な配位とする準位であろう。

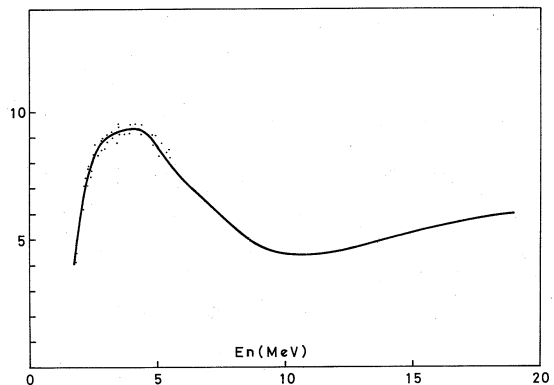
以上の考察から ^{31}P の双極子準位のうち少なくとも high energy 部分は $2^+(d\frac{5}{2})^{-1}(2s\frac{1}{2})$ と放出粒子の $l=1$ 又は 3 が couple して出来た状態と考えられる。更にこの状態は広い励起エネルギーに渡って分布している。

一方 Coulomb perturbation が小さいならば $^{31}\text{P}(r, n)$ 反応で残される準位は ^{30}Si 2-nd 2^+ 準位と isobaric analogue state である ^{30}P の 4.18 MeV, 2^+ $T=1$ 準位を主とすることが期待される。従ってこの準位に feed する neutron channel が開くと (r, p) 反応と強い競争が起る可能性がある (§ 3 参照)。K. Abe et al¹⁾ の $E_{r\text{max}}=21.5\text{MeV}$ で測定した (r, p) spectrum では $E_{r\text{max}}=9\text{MeV}$ 以上で proton yield が急激に減少している。この減少のしかたは競争する neutron に p -wave を仮定すると非常にうまく説明出来る。

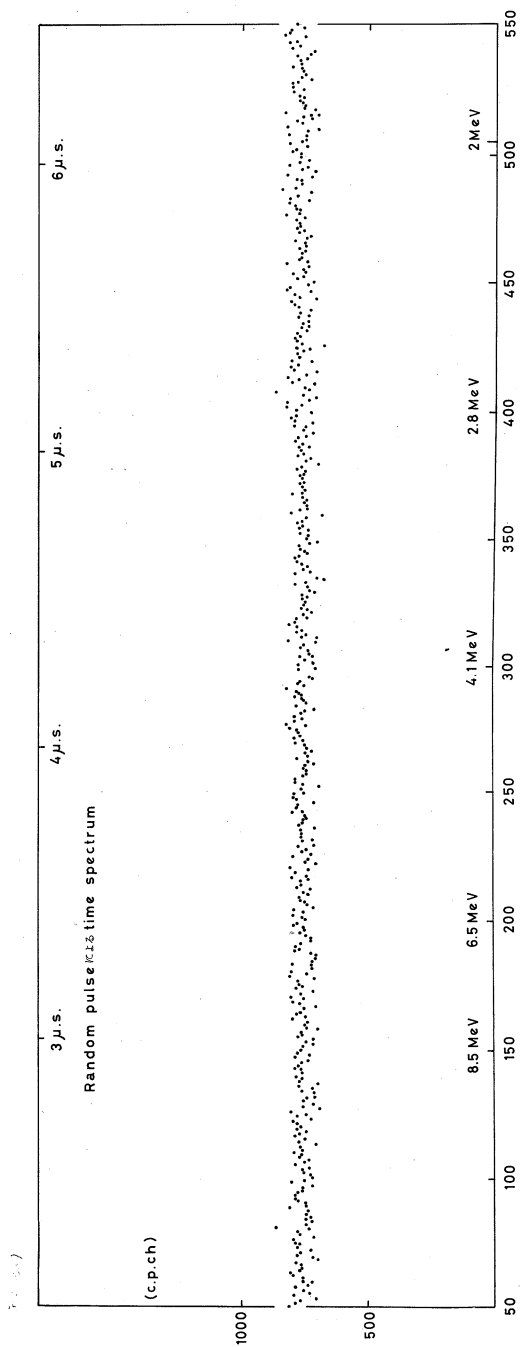
以上のことから ^{31}P を target として $E_{r\text{max}} \leq 25\text{MeV}$ で励起し、 (r, n) spectrum を測定すれば $E_{n\text{max}}$ より 4.18 MeV 低いエネルギーの所から neutron yield が急に増加することが期待される。このような proposal で ^{31}P を target として選んだ。同じような議論は ^{27}Al の (r, n) 反応にも適用出来るが、こゝでは省略する。

§ 2 実験結果

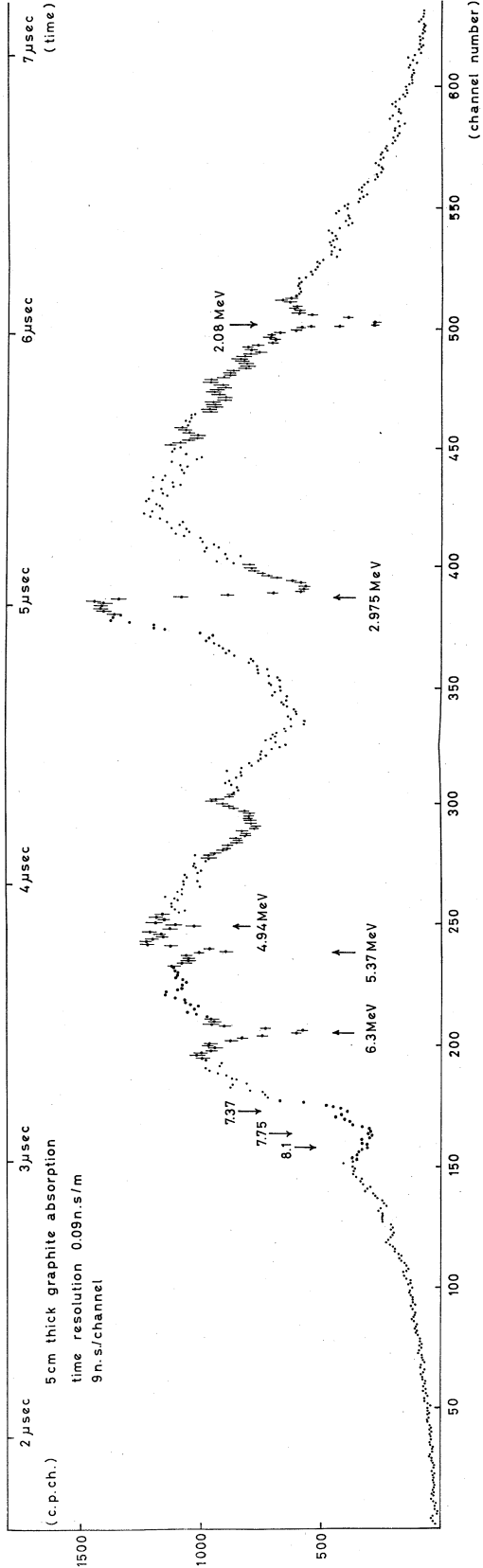
§ 1 で述べた proposal を十分に check するためには bremsstrahlung r 線源の最大エネルギーを 26 MeV 以下で 2, 3 点変化させて neutron spectrum を測定することが望ましいが、yield の点で実験を困難にするため、今回は時間分解能を生じた測定に重点をおいて、 $E_e=26\text{MeV}$ で実験を試みた。用いた中性子検出器の検出効率のエネルギー依存性を第 1 図に示す(前回の実験データをもとにして計算したものである)。時間分析系のリニアリティを第 2 図に示す。時間分析器は 9 n. s./channel の時間巾をもち、 $T-O-F$ 分解能は $\leq 0.1\text{n. s./m}$ である。実験の set up は前回のテスト実験と全く



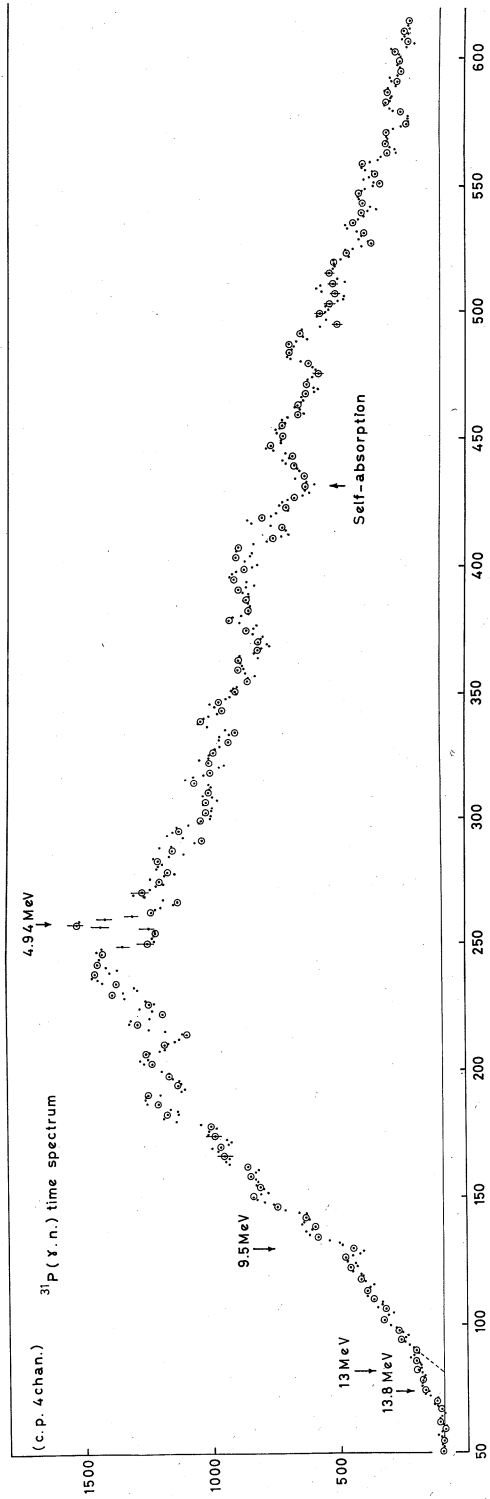
第 1 図 Detector Efficiency (Experimental)



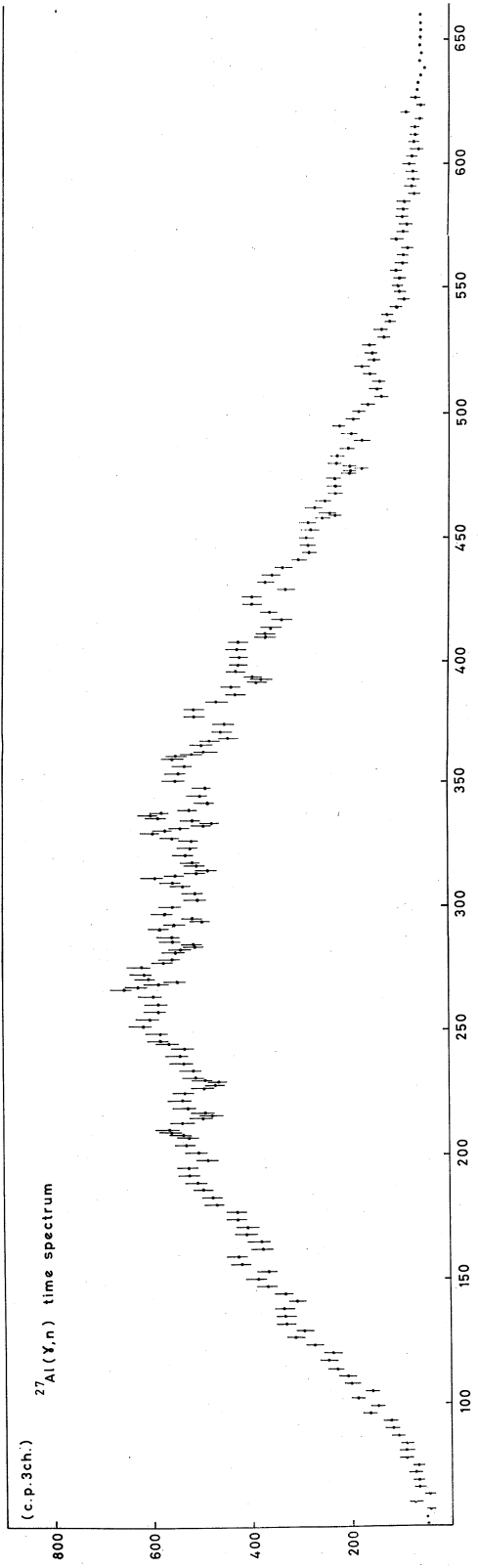
第 2 図 Time Analyser の linearity



第 3 図 ^{12}C による Total Absorption



第 4 图 Time Spectrum of ^{31}P (γ, n)



第 5 图 Time Spectrum of $^{27}\text{Al}(\gamma, n)$

同じである。先ず ^{12}C の中性
子全吸収タイムスペクトル、

(第3図に示す)を測定し、装
置全体の信頼性を確認した後に

^{31}P と ^{27}Al から 90° に放出
される中性子のタイムスペクト

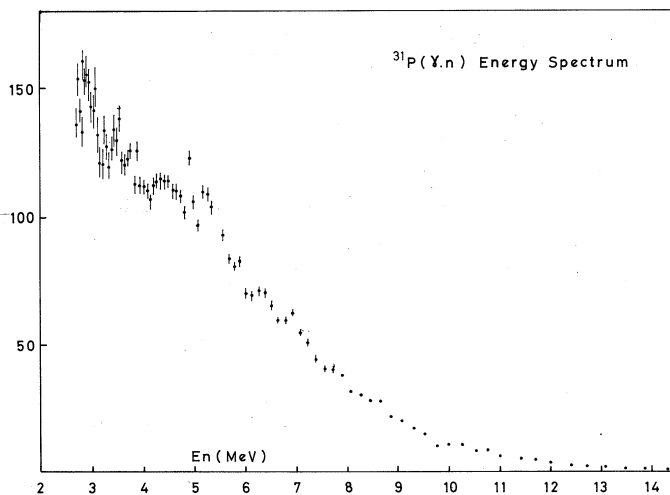
ルの測定を行った。結果を第4
図及び第5図に示す(^{27}Al の

測定ではビーム条件が悪かった
ので時間分解能が悪い)。第4

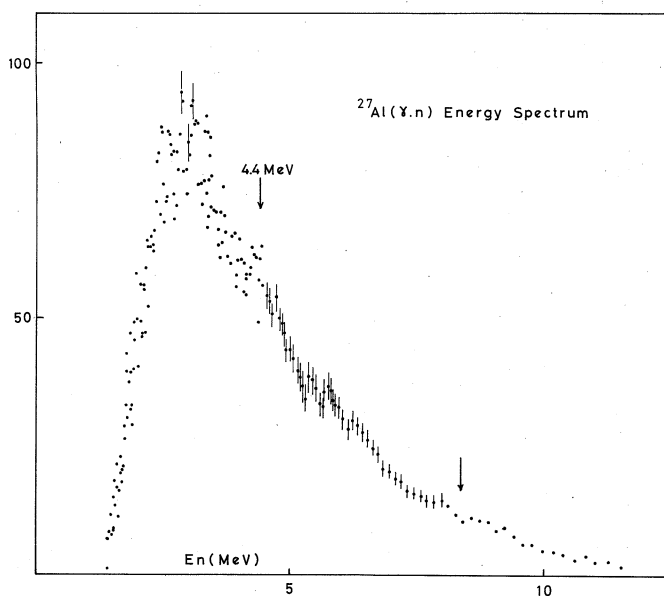
図の○印はエネルギースペクト
ルを計算する時に用いた点であ

る。第4図、第5図から計算されたエネルギースペクトルを第6図、第7図に示す。更に第8図

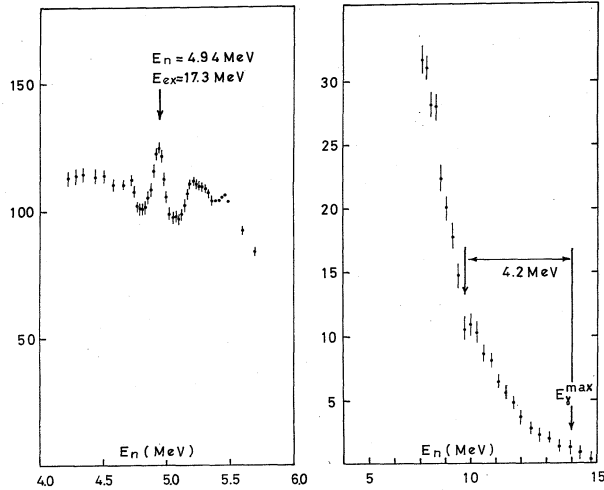
には ^{31}P の(γ, n)スペクトルの高エネルギー先端部分(a)と $E_n=5\text{MeV}$ 附近を拡大(b)し
て示した。



第6図 Energy Spectrum of $^{31}\text{P}(\gamma, n)$



第7図 Energy Spectrum of $^{27}\text{Al}(\gamma, n)$



第 8 図

§ 3 実験結果の考察

(I) $^{31}\text{P}(\gamma, n)$ spectrum

第 6 図に示されたスペクトルは大体の型として evaporation spectrum に似たような型をしているが、直接過程が主であると考えられる高エネルギー部分では第 8 図 (b) にみられるように $E_{n \text{ max}}$ より 4.2 MeV 低い所から yield が急激に増加している。これは § 1 で述べたように ^{31}P の 4.18 MeV 準位に中性子の強い分岐のあることを示している。もしこの質量数領域で isospin mixing が小さいとするならば (r, p) と (r, n) の yield ratio は isospin space での vector coupling coefficient の ratio で示されるであろう。従って複合状態に $T = \frac{3}{2}$ を仮定すると、放出粒子の penetration factor が等しいときは

$$\frac{Y(r, n)}{Y(r, p)} = 2$$

又 $T = \frac{1}{2}$ を複合状態に仮定すると

$$\frac{Y(r, n)}{Y(r, p)} = \frac{1}{2}$$

従って K. Abe et al¹⁾ の (r, p) spectrum と第 6 図の (r, n) spectrum を比較すると $T = \frac{3}{2}$ の population が大きいことが分る。更に $T = \frac{3}{2}$ 状態では (r, n) は (r, p) に強く競争することが期待出来るので (r, p) spectrum の 9 MeV に於ける gap は (r, n) の $T = 1$, 4.18 MeV 準位への channel が開いたことによって現れた現象であると結論出

来る。

次に第8図(a)に示された $E_n = 4.94 \text{ MeV}$ にあるせまい peak は isobaric analogue state からの neutron decay を示していると考えられる。この peak の積分断面積は total neutron spectrum の中にこの peak の示す割合から求めることができる。この peak の積分断面積を σ_i とすると

$$\sigma_i = 0.0018 \int \sigma(\gamma, n) dE$$

一方 $\int \sigma(\gamma, n) = 120 \text{ MeV, } mb^2$ なので

$$\sigma_i \doteq 0.22 \text{ MeV, } mb$$

こゝで isobaric analogue state に Breit-Wigner formulae を仮定すると

$$\sigma_i = \pi^2 \lambda^2 S_0 \Gamma_\gamma \Gamma_n / \Gamma_t$$

$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_t}$ は neutron が $T=1$ の単位に feed しているならば $\frac{2}{3}$ になり $T=0$ に feed するならば $\frac{1}{3}$ になる (Vector coupling coefficient から求まる)。ここでは簡単のために $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_t} = \frac{1}{2}$ として Γ_γ を求めると、複合状態が $J = \frac{3}{2}$ なら

$$\Gamma_\gamma \doteq 15 \text{ eV}$$

$$J = \frac{1}{2} \text{ なら } \Gamma_\gamma \doteq 30 \text{ eV}$$

一方 Weisskopf E1 limit は 35 eV である。従ってこの peak は $\Delta T = 1$ の isobaric analogue state からの neutron decay を示していると結論できる。この peak については更に final state を決めるために bremsstrahlung の最大エネルギーを変化させて更に check する必要があるが、一応 $J = \frac{1}{2}$ と assign する。neutron が ground state に feed しているなら $E_R = 17.3 \text{ MeV}$ である。

(II) $^{27}\text{Al}(\gamma, n)$ spectrum

この実験ではビーム条件に不備があったが、 $E_n \doteq 4.4 \text{ MeV}$ 附近に sharp な peak の存在を suggest している。これも多分 isobaric analogue state からの neutron decay を示していると考えられる。エネルギー分解能が不明なため、再度実験を試みる予定。

最後にこの実験中核理研の方々には大変御協力を頂きましたので、こゝに謝意を申し上げます。

References

- 1) K. Abe, N. Kawamura and N. Mutsuro, J. Phys. Soc. (Japan) 25, 1725 (1968).

- 2) N. Mutsuro, K. Kageyama, M. Mishina, J. Phys. Soc. (Japan)
17, 1673(1962).

I-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

前回から引続いて $p-i-n$ 型 Si 検出器からの信号電圧の波形解析による γ , p , α の弁別実験とその技術による Be (γ , α) 反応スペクトルの測定を行なった。実験方法の詳細は既に文献 1~5 に述べたので省略する。今回は演算回路系の終段を改良し、弁別認定ゲート信号による p , α の振分け集録を確実にし、また detector-dependent な興味ある異常動作を見出したが、それらは改めて報告したい。

§ 実 験 結 果

図 1 に粒子型弁別信号の波高分布の一例を示した。検出器を交換してから全回路系の再調整が必要となったが、これは調整しながらの多数回途中計数の一つである。検出器を第一実験室に、演算解析系を第四測定室に配置した場合、すなわちケーブル長が ~ 200 m の場合で、分布は滑らかであるが分離の悪い例である。標的は Be, 制動放射線エネルギーは 30 MeV であった。

図 2 に Be (γ , α) のエネルギー分布の例を示した。実験条件は

$E_e = 30 \text{ MeV}$, $I_e \sim 2.6 \mu\text{a}$ (コア・モニタ, 最大), $f \sim 25 \text{ Hz}$, $W \approx 2.5 \mu\text{sec}$, $\Delta E \sim 5\%$, Be 厚 $\sim 12 \times \sqrt{2} \text{ mg/cm}^2$ 。この図 2 は図 1 の 73 ch に弁別レベルを設定した場合の波高分布で約 2 時間の計数である。 ^{10}O 標的や Am による較正実験等については前回の報告と類似しているので省略する。今後解決しなければならない問題は counting geometry を 2 桁程度明るくすることである。現在広域磁気分析器の直後で実験を行なうべく検討中である。

研究室が破壊封鎖される異常事態の中で、データの整理も計測系の点検・較正も思うに任せず、

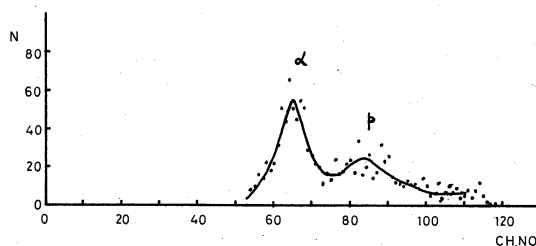
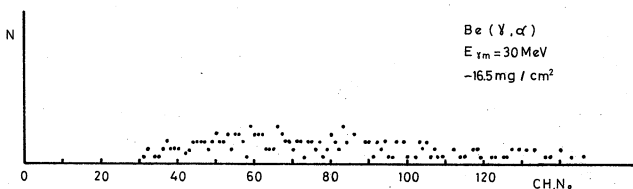


図 1 粒子型信号波高分布の例

図 2 Be (γ , α) エネルギー・スペクトル

ブロック図も分布図も清書しえない。文献・図書・記録はダンボール箱詰めで某所疎開中である。我々は敢えてここに赤・白・青・緑・銀・黒等のヘルメットと鉄パイプを着用した覆面学生・生徒・労働者集団を批難し記録に留めたい。

小島先生はじめマシン・クルーと庄田先生には格別の御協力を頂き特に感謝致します。また星技官（教養）には実験途中より多大の御協力を得厚く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) K. Abe, N. Kawamura, N. Mutsuro : Nucl. Instr. Meth., **63**, (1963)105.
- 2) K. Abe, N. Kawamura, et al : J. Phys. Soc. Japan, **25** (1968).
- 3) 阿部, 川村 : 核理研報告 **1** (1) (1968)20.
- 4) 阿部, 川村, 坪田 : 核理研報告 **1** (2) (1968)41.
- 5) 阿部, 川村, 坪田 : 核理研報告 **2** (1969)47.

I-5 $^{143}_{61}\text{Pm}_{82}$ 及び $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の準位構造

理学部物理・東大核研*

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

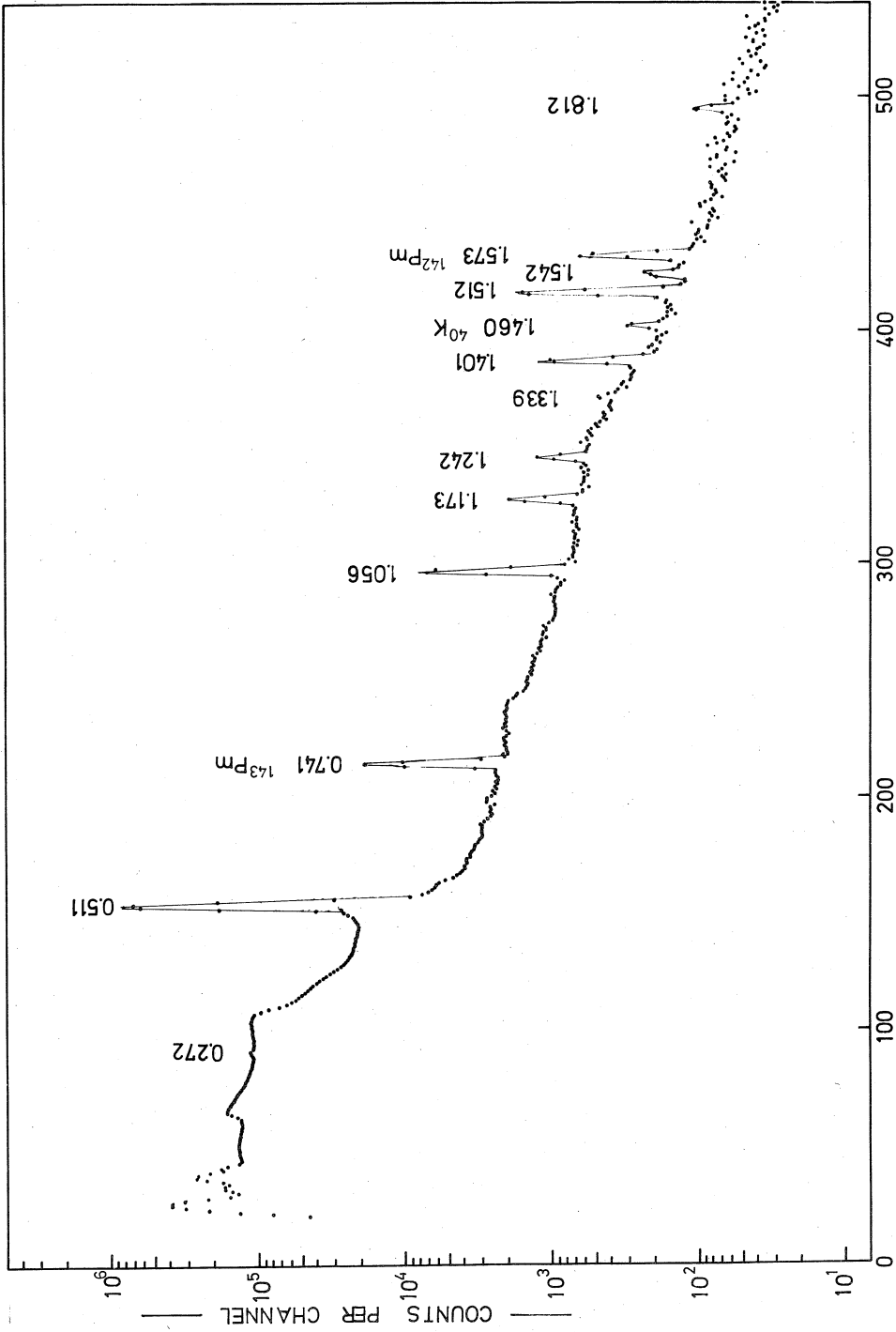
先に $^{143}_{62}\text{Sm}_{81}$ 及び $^{142}_{62}\text{Sm}_{80}$ の崩壊に伴う γ 線について報告した¹⁾が、今回の machine time に於いては、enrichment 75% の $^{144}_{62}\text{Sm}_{82}$ の Sm_2O_3 を $E_{\gamma\text{max}} = 30\text{MeV}$, 50 MeV 及び 60 MeV の γ 線で照射し、 (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ 反応によって生成された ^{143}Sm 及び ^{142}Sm から放出される放射線について、Ge(Li) 検出器による γ 線の single spectrum の他、Ge(Li)-NaI(Tl) による γ - γ coincidence, 並びに magnetic β ray spectrometer による内部変換電子の測定を行い $^{143}_{61}\text{Pm}_{82}$ 及び $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の準位構造を調べたので報告する。

§ 1 $^{143}_{61}\text{Pm}_{82}$ の準位構造

$^{143}_{61}\text{Pm}_{82}$ は中性子は magic number の核であるため、その低い励起準位には、最外殻陽子が主な寄与をすると考えられるが、 $^{143}\text{Sm} \rightarrow ^{143}\text{Pm}$ 崩壊の $Q_{EC} = 3.3\text{MeV}$ ²⁾ である所から、核の core の励起による準位も現われることが考えられ、核構造上興味のある核である。しかし、この $^{143}_{61}\text{Pm}$ については、 ^{143}Sm の生成が難かしかつたため、以前には殆ど調べられておらず、最近 D. De Frenne 他³⁾ による報告があるが、彼等の実験は、natural Sm を target としたこと、気送管のラビットに使用した Al カプセルによる汚染のため data として不十分なものであった。先に、 $^{143}_{61}\text{Pm}_{82}$ は石松他⁴⁾ により $^{142}\text{Nd}({}^3\text{He}, d){}^{143}\text{Pm}$ 反応から、その proton states が調べられており、それとの関係からも、我々として興味ある核であった。

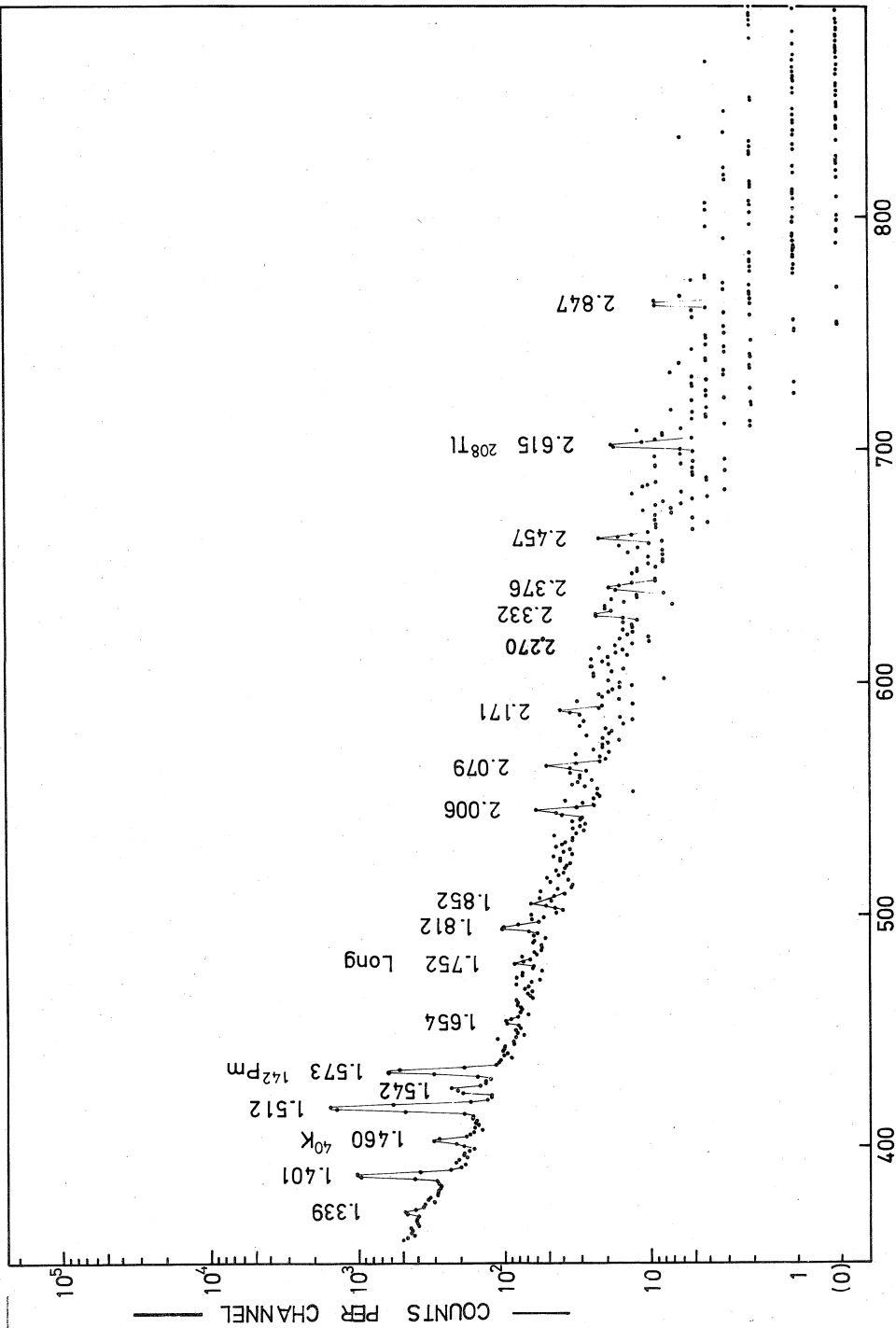
^{143}Sm の生成には、照射 γ 線としては $E_{\gamma\text{max}} = 30\text{MeV}$ を用いた。 (γ, n) 反応以外の核反応をなるべく少く抑えるためと、ライナックのビーム強度を落とさないためである。Target の ^{144}Sm の量は 10mg で、 Sm_2O_3 の形で石英管に封入して照射した。 γ 線の照射時間は 10 min で行った。

ORTEC 製 36cc Ge(Li) 検出器を用いて測定した $^{143}_{62}\text{Sm}$ の崩壊に伴う γ 線のスペクトル

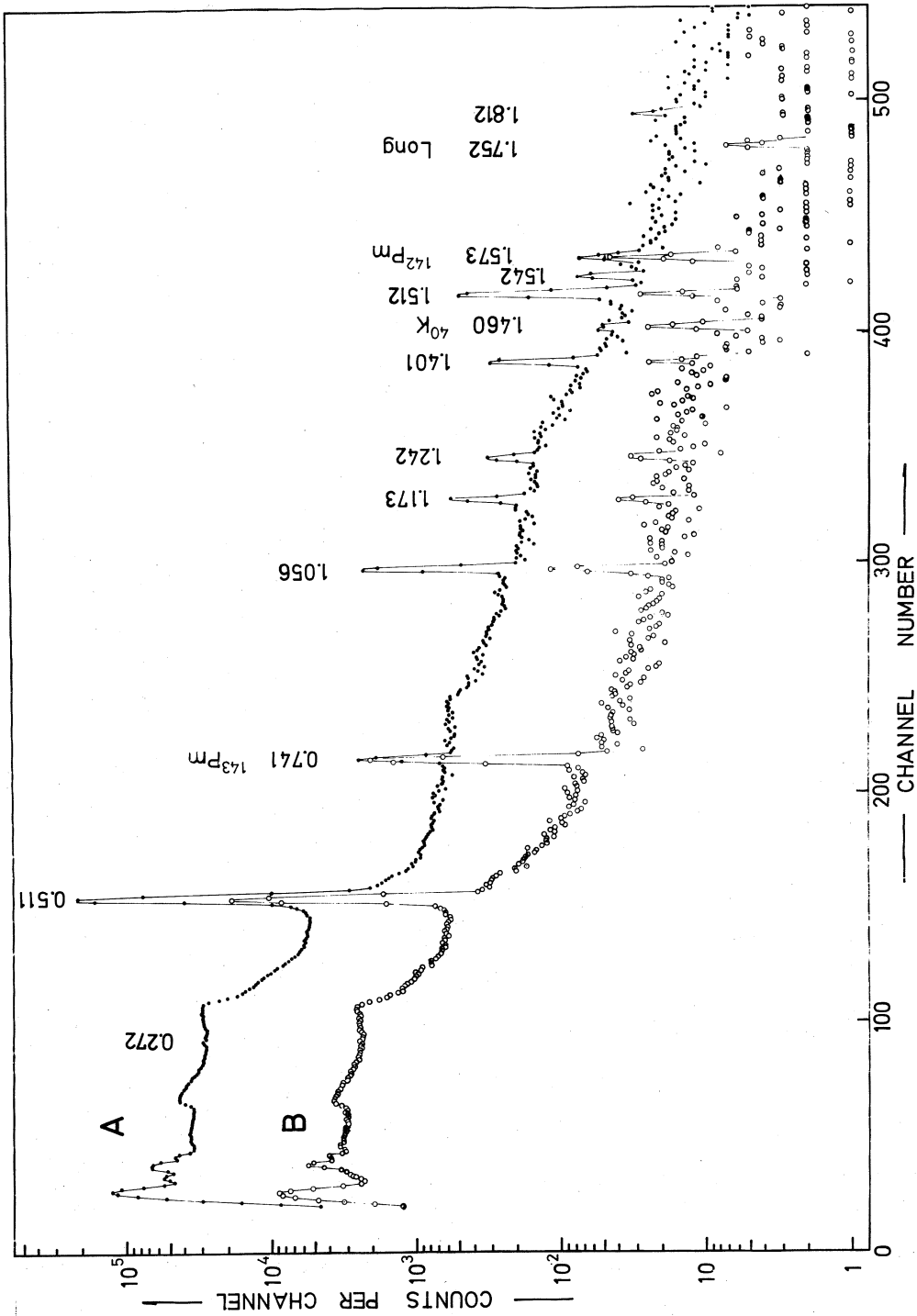


第1図 ^{143}Sm の崩壊に伴う γ 線スペクトルの低エネルギー部分。

36cc Ge(Li)にて測定したもの。



第2図 ¹⁴³Smの崩壊に伴うγ線スペクトルの高エネルギー部分。
36cc Ge(Li)にて測定したもの。



第3図 ¹⁴³Smの崩壊に伴うγ線のスペクトル。Aは照射後10分から10分間。Bは照射後50分から10分間のものを示す。36cc Ge(Li)検出器による。

を第1図～第3図に示す。第1図はスペクトルの低エネルギー部分であり、第2図はスペクトルの高エネルギー部分である。第1図、第2図とも、照射後10minから測定を開始した40分間の測定の2回の和である。第3図は γ 線の崩壊の様子を示す。図中のAは照射後10minから10分間の測定を示し、Bは照射後50minから10分間の測定を示す。第1図～第3図に於いて、 $^{27}\text{Al}(\gamma, x)$ 反応による汚染は認められない。 ^{144}Sm は、以前照射した事のあるものを使用したため、スペクトルには、以前の照射により貯えられた $^{143}_{61}\text{Pm}_{82}$ (0.73y)の崩壊による0.741MeV γ 線が現われている。 ^{143}Sm (64s)の崩壊による0.748MeV γ 線は照射後10min以後の測定では認められないが、照射後数分間の測定では認められた。

I. D. Goldman 他⁵⁾による報告ではあるとされ、D. De Frenne 他³⁾の測定では ^{27}Mg の崩壊による汚染のために明らかでなかった1.014MeV γ 線は、我々の測定では第1図に見られるように1.242MeV γ 線のcompton peak以上には見られない。D. De Frenne 他³⁾により $^{143}_{61}\text{Pm}$ の準位に組込まれた1.752MeV γ 線は、第3図より明らかな如く、長寿命であり、 $^{143}_{61}\text{Pm}$ の準位からは除いた。1.852MeV, 2.270MeV及びそれ以上の γ 線は新しい γ 線である。

1.015MeV γ 線の他、D. De Frenne 他³⁾のスペクトルに見られるAlによる汚染、即ち0.843MeV (^{27}Mg), 1.368MeV (^{24}Na), 1.733MeV (^{24}Na), 1.781MeV (^{28}Al)の各 γ 線は認められない。又、I. D. Goldman 他⁵⁾によりあるとされた1.219, 1.427, 1.449及び1.639MeVの γ 線は、D. De Frenne 他³⁾と同様に、我々の実験では認められない。

我々の実験から得られた ^{143}Sm の崩壊による $^{143}_{61}\text{Pm}_{82}$ の準位構造を第4図に示す。 γ 線の強度は最も強い1.056MeV γ 線を100とした時の相対強度で表わし、その数値を、エネルギーに続く括弧内に示す。 $(\beta^{++}EC)$ 崩壊の強度は、図中の右端に示してあるが、この数値は γ 線強度より求めたものである。 $^{142}\text{Nd}({}^3\text{He}, d)^{143}\text{Pm}$ 反応で現われる ^{143}Pm の励起準位及び陽子の持ち込む角運動量 l_p の値を同時に図の左側に示す。

$^{143}_{62}\text{Sm}_{81}$ の基底状態から $^{143}_{61}\text{Pm}_{82}$ の基底状態への β 崩壊は強く、 $Q_{EC} = 3.3\text{MeV}^2$)を用いることにより、その $\log ft$ 値は4.7と求まる。この値は、他の $N = 81$ 核である $^{137}_{56}\text{Ba}_{81}$, $^{139}_{58}\text{Ce}_{81}$, $^{141}_{60}\text{Nd}_{81}$ と同じ様に $^{143}_{62}\text{Sm}_{81}$ も $2d_{3/2}$ に中性子のholeが1個ある状態と考えられ、 $2d_{3/2}$ の中性子状態から $2d_{5/2}$ の陽子状態への遷移でありながら、実際には陽子が中性子に変化する $p \rightarrow n$ even jumping, 即ち $(\text{odd } N, \text{even } Z) \rightarrow (N+1, Z-1)$ の遷移の場合⁶⁾の値であると考えられる。 $p \rightarrow n$ even jumpingの場合、 $ft \propto (V_n V_p)^{-2}$ となり、 $^{139}_{58}\text{Ce}_{81} \rightarrow ^{139}_{57}\text{La}_{82}$, $^{141}_{60}\text{Nd}_{81} \rightarrow ^{141}_{59}\text{Pr}_{82}$ のそれぞれの場合の $\log ft$ 値5.3と同程度か、又は小さい値を取ることが期待されるが、 $^{143}_{62}\text{Sm}_{81} \rightarrow ^{143}_{61}\text{Pm}_{82}$ の場合の $\log ft$

壊に於いては、許容遷移で崩壊できるものであっても陽子の作る励起準位への崩壊は弱く、核の core の励起によると考えられる準位への崩壊の方がより強く起きていることが分る。第 1 励起 0.272MeV $7/2^+$ 準位への r 遷移の検出されない事から、1.056MeV 準位は $1/2^+$ 又は $3/2^+$ と考えられる。1.512MeV 準位は、1.812MeV 準位と共に、 $7/2^+$ 準位への r 遷移のある事より、 $3/2^+$ 又は $5/2^+$ と考えられる。 ^{143}Sm の β 崩壊で現われる他の準位も β 崩壊の $\log ft$ 値と、 r 線の遷移の様子より、 $1/2^- \sim 5/2^-$ のスピンを持つ準位と考えられる。

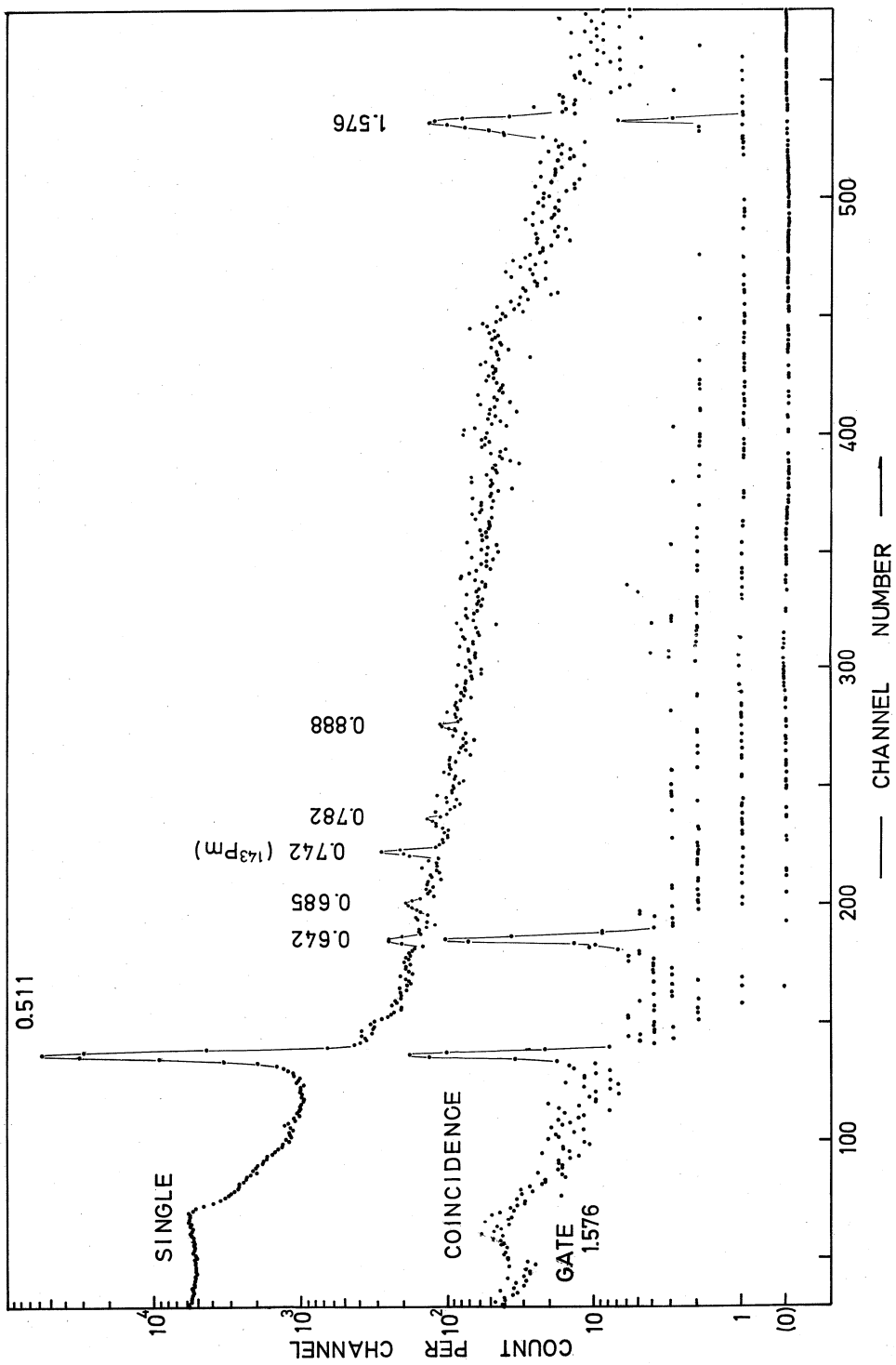
§ 2 $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の準位構造

$^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ は中性子 $N=82$ の magic number を持つ even-even 核である。前回までの machine time で、natural 及び enriched target を用いた実験で、 $^{142}_{62}\text{Sm}_{80} \rightarrow ^{142}_{61}\text{Pm}_{81} \rightarrow ^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の崩壊の際に、 $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の第 1 励起準位 2^+ より基底状態への 1.576 MeV r 線及び (0^+) とされていた 2.21MeV 準位から第 1 励起準位への遷移に相当する 0.640 MeV r 線を検出した事を、既に報告してあるが、^{1) 7)} 今回の machine time に於いては、Ge(Li) - NaI(Tl) による r - r coincidence, magnetic β -ray spectrometer による内部変換電子の測定を行い、特に 2.216MeV 準位が 0^+ であることを決定できた。従来、1.576MeV 準位は $^{142}_{59}\text{Pr}_{83}$ の β^- 崩壊から、2.21MeV 準位の存在は核反応から調べられていたが、²⁾ $^{142}_{61}\text{Pm}_{81}$ の β^+ 崩壊からは調べられていなかったものである。

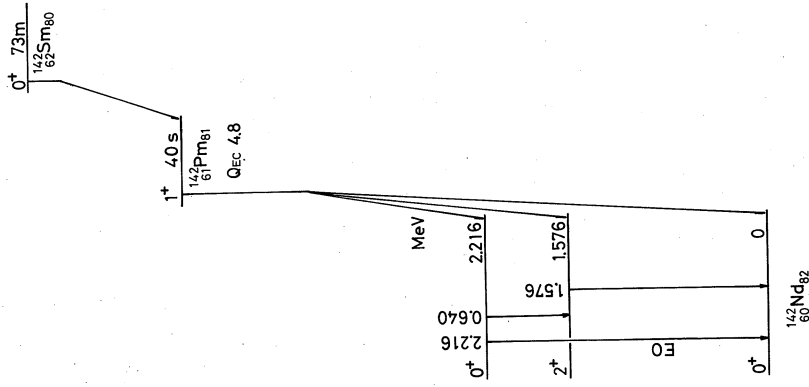
^{142}Sm の生成は次のようにした。 r - r coincidence 測定用線源の場合には、10mg の ^{144}Sm を $E_{r \max} = 50\text{MeV}$ で照射し、内部変換電子測定用線源の場合には、5mg の ^{144}Sm を $E_{r \max} = 60\text{MeV}$ で照射し ($r, 2n$) 反応で作った。 r 線の照射時間は 60min である。

36cc Ge(Li) 検出器と $3''\phi \times 3''$ NaI(Tl) を用いて測定した 1.576MeV r 線 gate の coincidence spectrum を第 5 図に示す。回路系の分解時間は $62n\text{sec}$ で使用した。0.642MeV r 線は非常に良く coincidence し、1.576MeV 遷移と cascade 関係にあることが分る。一方、0.6~0.9MeV 領域の他の r 線は coincidence しない。これらの r 線の中には ^{142}Pm の準位間の遷移である r 線も含まれている可能性がある。

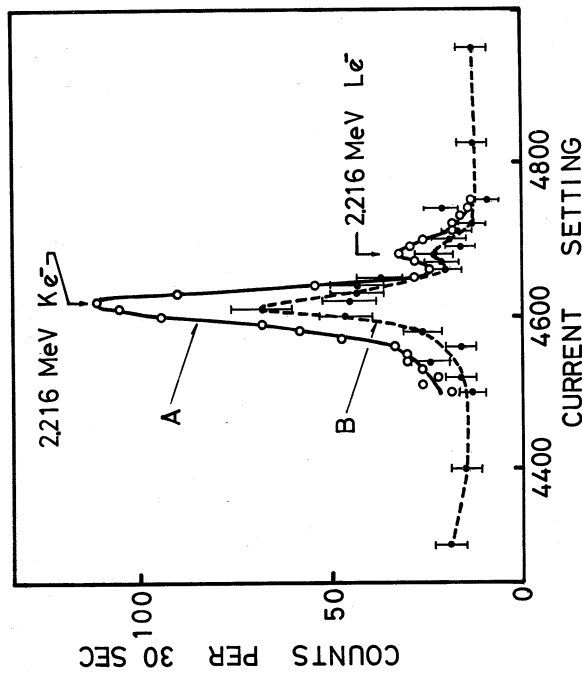
Magnetic β -ray spectrometer で測定した $^{142}\text{Sm} \rightarrow ^{142}\text{Pm} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$ の崩壊に伴う 2.2MeV 附近の内部変換電子のスペクトルを第 6 図に示す。A は照射後 1h 40min から 40 分間のスペクトルであり、B は照射後 3h 30min から 15 分間のスペクトルである。2.216 MeV 準位から基底状態への内部変換電子が非常に強く測定された。2.216MeV r 線が観測されないことと合わせて、この遷移は $E0$ 遷移であることが分る。これより 2.216MeV 準位は 0^+ と決定される。今回の machine time では、0.640MeV $E2$ 、1.576MeV $E2$ 各遷移の内



第5図 36cc Ge(Li)検出器と3"φ×3" NaI(Tl)を用いて測定した1.576MeV γ線
gateのcoincidence spectrum。



第7図 $^{142}\text{Sm} \rightarrow ^{142}\text{Pm} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$ の崩壊形式。



第6図 Magnetic β -ray spectrometerを使用して測定した $^{142}\text{Sm} \rightarrow ^{142}\text{Pm} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$ の崩壊に伴う 2.2 MeV 附近の内部変換電子スペクトル。Aは照射後 1 h 40 min から 40 分間のスペクトルであり、Bは照射後 3 h 30 min から 15 分間のスペクトルである。

部変換電子は弱く定量的測定は不可能であった。次回以後の machine time で、2.216MeV 準位からの遷移の分岐比を求める予定である。

$^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の励起準位 1.576MeV 2^+ 及び 2.216MeV 0^+ 準位へ、 $^{142}_{61}\text{Pm}_{81}$ からの β 遷移があることより、 $^{142}_{61}\text{Pm}_{81}$ の基底状態のスピンのパリティは、 1^+ であると考えられる。

得られた $^{142}_{62}\text{Sm}_{80} \rightarrow ^{142}_{61}\text{Pm}_{81} \rightarrow ^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の崩壊形式を第7図に示す。

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

References

- 1) 林部昭吾・吉川宣治・遠藤順政・日野原力・山口 武：核理研研究報告 Vol. 2 No. 1, 64(1969).
- 2) C. M. Leder, J. M. Hollander and I. Perlman: Table of Isotopes sixth edition (John Wiley & Sons, 1968).
- 3) D. De Frenne, K. Heyde, L. Dorikens-Vanpraet, M. Dorikens and J. Demuyne: Nuclear Phys., **A110**(1968)273.
- 4) T. Ishimatsu, H. Ohmura, T. Awaya, T. Nakagawa, H. Orihara and K. Yagi: J. Phys. Soc. Japan **27**(1969)504.
- 5) I. G. Goldman, Y. Miyas, I. C. Nasciments, N. L. Da Costa and A. G. De Pinhs: Nuovo Cim., **47**(1967)306.
- 6) L. S. Kisslinger and R. A. Sorensen: Rev. Mod. Phys., **35**(1963)853.
- 7) 林部昭吾・板垣新治郎・吉川宣治：核理研研究報告 Vol. 1 No. 2, 67(1968).

I-6 比較的短寿命核種の崩壊

(工学部・原子核)

梶山一典・古田島久哉・板垣新治郎

武田 靖・山崎 尚宏

§ 1 序 論

前回に引続き、光核反応により生ずる比較的短寿命核種の崩壊について核分光学的な研究を行った。今回は、中重核については前回からの $1+$ 核の崩壊シリーズとして ^{136}La をとり上げ、更に重い領域においてプロトアクチニウムの同位体について調べた。

半減期9.5分の ^{136}La は、その β^+ 、EC崩壊により生ずる ^{136}Ba の励起状態、特に第二 $2+$ 状態および $0+$ 状態の存在と、第二 $2+$ 状態の性質を研究するのが目的である。

プロトアクチニウムは ^{235}U 、 ^{236}U および ^{237}U の励起状態の構造を調べるため、60MeVの電子制動輻射を U^{238} に照射して生ずる ^{235}Pa 、 ^{236}Pa および ^{237}Pa の崩壊をとり上げ、その際放出されるベータ線ガンマ線を分析した。尚、プロトアクチニウムの研究は、マンタイムが十分であるとはいえなかったので、引続き行なう予定であり、従って以下の報告は、暫定的なものである。

§2 Decay of ^{136}La

2-1. ABSTRACT: The isotope of 9.5min. ^{136}La has been made by the $(\gamma, 3n)$ reaction on lanthanum induced by the 60-MeV bremsstrahlung. The gamma radiations following the decay of the ^{136}La have been investigated with a 36-cc Ge(Li) detector, and the following radiations (indicated by keV unit with relative intensities in parentheses) are observed; 551.0(W), 734.0(0.7), 759.8(15.6), 787.5(1.0), 817.2(100.0), 1270.0(2.0), 1306.4(3.6), 1320.0(13.8), 1492.3(2.4), and 1573.7(5.5). A decay scheme with levels at 817.2(2^+), 1573(2^+), 1604(0^+), 2087, 2123, 2137 and 2309(keV) has been proposed.

2-2. INTRODUCTION

The level structure of the neutron deficient barium isotopes is of particularly interesting for establishing the collective properties in so-called new deformed region. As an example, ^{134}Ba is known to possess the 2^+ , 0^+ and 4^+ states at about twice the energy of the first 2^+ state. The level scheme of ^{136}Ba has been investigated from the decay of ^{136}Cs by several authors¹⁾⁻⁵⁾ however, the existence of the 0^+ and 2^+ states are still uncertain in the two phonon energy region. If the 0^+ and 2^+ triplet members are there, the β^+ decay from the 9.5-min. ^{136}La (assuming the ground state spin is 1^+) to these states would be allowed. Therefore, we have investigated the decay of the ^{136}La , and the vibrational behavior of low-lying excited states in ^{136}Ba are

discussed together with the already known neighbouring nuclei.

2-3. EXPERIMENTAL PROCEDURES

The ^{136}La activities were produced by irradiating lanthanum metal (99%) with the bremsstrahlung from the 300-MeV electron linear accelerator at Tohoku University. The isotopes which may be produced by this irradiation of natural lanthanum are tabulated in Table 1. No chemical separation was made for the ^{136}La , since the yield of ^{136}La can be maximized by choosing the proper irradiating time and maximum energy of bremsstrahlung. Thus, the samples were irradiated for ten minutes. The gamma spectrometer used consists of a 36cc lithium drifted germanium detector, a low-noise pulse amplifier and a 1024-channel pulse height analyzer. The energy resolution of this system is 5 keV FWHM for the 1.33-MeV gamma ray of ^{60}Co . Energy calibration was performed using gamma rays from ^{88}Y , ^{60}Co , ^{22}Na , ^{65}Zn , ^{54}Mn , ^{137}Cs , ^{133}Ba and ^{57}Co .

2-4. EXPERIMENTAL RESULTS AND DECAY SCHEME FOR ^{136}La

The three gamma ray spectra were obtained by measuring for four minutes after four minutes from the end of irradiations, and were added up. This spectrum is shown in Fig. 1. The decay of the intensity of main peak in this figure is shown in Fig. 2. The relative intensities of the gamma rays which were obtained from the Fig. 1 have been summarized in Table 2 with their energy values. A proposed decay scheme of ^{136}Ba is shown in figure 3

Table. 1

Reaction mode	Product	Half-life	Emitted gamma ray
δ, n	La^{138}	$11 \times 10^4 \text{y}$	142 MeV
$\delta, 2n$	La^{137}	$6 \times 10^4 \text{y}$	no. r
$\delta, 3n$	La^{136}	9.5 m	?
δ, p	Ba^{138}	stable	
δ, pn	Ba^{137}	stable	
$\delta, p2n$	Ba^{136}	stable	
$\delta, 4n$	La^{135}	19.5h	0.1 ~ 0.9
δ, α	Cs^{135}	$3 \times 10^6 \text{y}$	no. δ
$\delta, p3n$	Ba^{135}	stable	
$\delta, 5n$	La^{134}	6.7m	
$\delta, \alpha n$	Cs^{134}	2.0y	
$\delta, \alpha 2n$	Cs^{133}	stable	
$\delta, 6n$	La^{133}	4.0h	
$\delta, 7n$	La^{132}	4.5h	

Table 2 Energies and relative intensities of γ rays from ^{136}La , measured in this study.

Energy (KeV)	Relative intensity
511.0	2953.5
551.0	V.W
734.0	0.7
759.8	15.6
787.5	1.0
817.2	100.0
1270.0	2.0
1306.4	3.6
1320.2	13.8
1492.5	2.4
1573.7	5.5

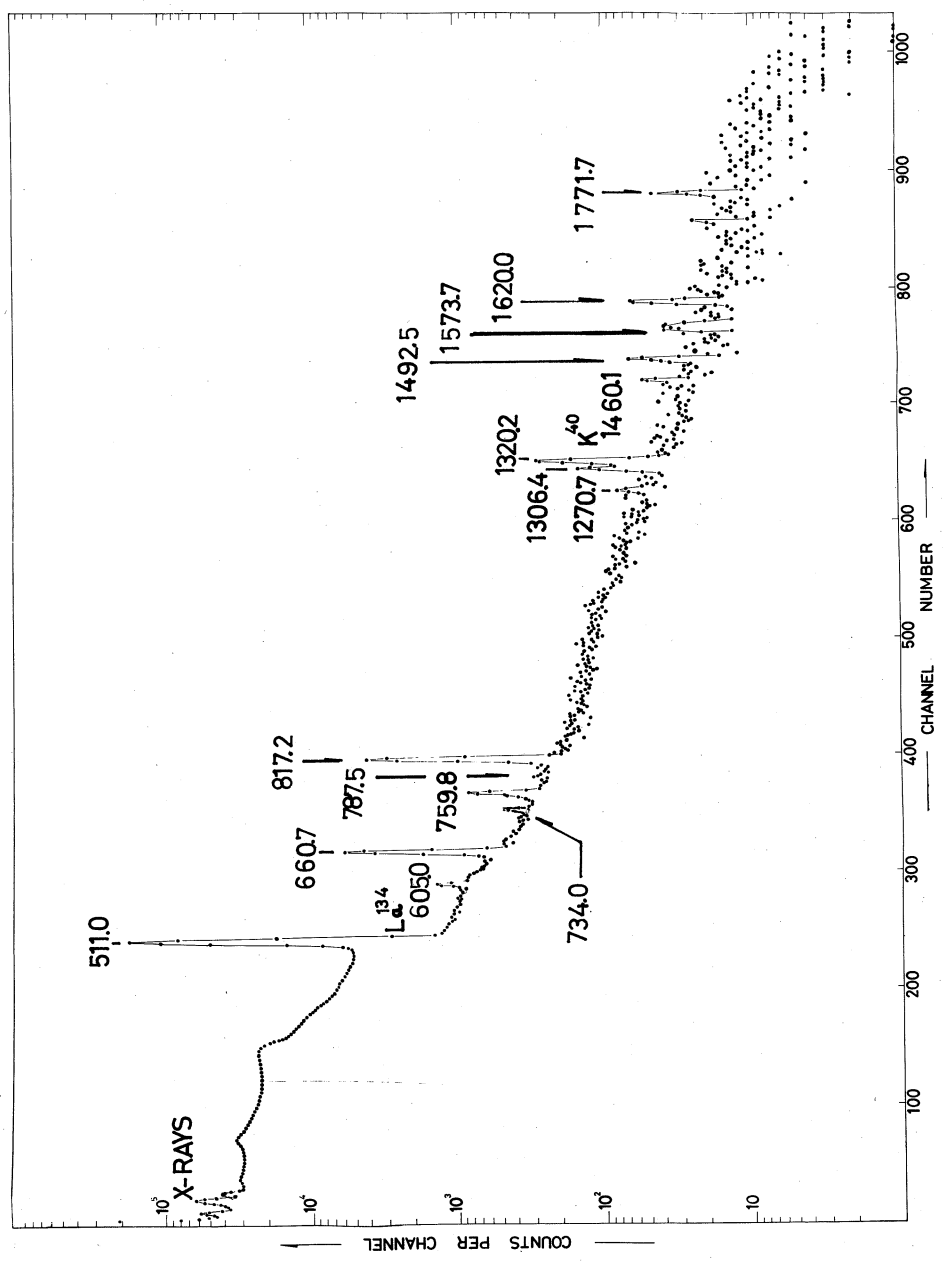


Fig. 1

with the excited states of $0.817(2^+)$, $1.573(2^+)$, $1.604(0^+)$, 2.087 , 2.123 , 2.137 and 2.309 MeV. The transitions between these states are also indicated in the figure. Beta transitions deduced from the decay scheme are summarized in table 3.

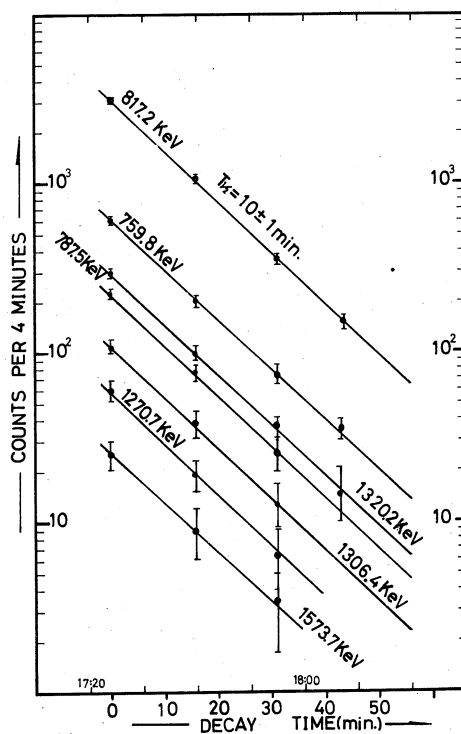


Fig. 2

Table 3. Summary of the β transitions deduced from the decay scheme

Level in ^{136}Ba (MeV)	E_{β^+}	Intensity(%)		Logft	Forbiddenness
		β^+	ϵ		
0.0	1.88	40.7	56.9	4.5	allowed.
0.82	1.06	0.1	1.1	5.9	allowed.
1.57	1.33		0.5	5.9	allowed.
1.60	1.30		0.0 ₃	6.9	allowed or 1st
2.08	0.82		0.0 ₅	6.5	allowed or 1st
2.12	0.78		0.1	6.1	allowed or 1st
2.14	0.76		0.5	5.4	allowed
2.31	0.60		0.1	5.9	allowed

2-5. DISCUSSION

In this working, some new low-lying states in ^{136}Ba have been found and particularly interesting states are at 1.573 MeV and 1.604 MeV which are about twice the energy of the first 2^+ excited state.

1) The 1.573 MeV level.

The crossover transition from this level to the 0^+ ground state was observed in the gamma ray spectrum. The spin and parity of this level is assigned as 2^+ (see Fig. 4). This is in agreement with the result of reference 3. A interesting systematic trend as seen in the figure 4 are obtained for some low-lying states of even barium isotopes. The gamma ray branching ratio for the de-excitation of this second 2^+ state has been experimentally determined to be $I(2^+ - 0^+)/I(2^+ - 2^+) = 0.32$.

From this value we obtained the ratio of reduced transition probabilities as following,

$$\frac{B(E2; 2^+ - 2^+)}{B(E2; 2^+ - 0^+)} = \left(\frac{1.573}{0.817}\right)^5 \cdot \frac{\delta^2 I_{\text{stopover}}}{1 + \delta^2 I_{\text{crossover}}} \approx 100$$

where δ was the E2/M1 mixing ratio for the $2^+ - 2^+$ transition, and was assumed to be much greater than 1. This value of 100 is in agreement with the systematics of the ratio of reduced transition probabilities for medium-weight nuclei.⁶⁾

2) The 1.604 MeV level.

This level decays only by the 787.5 keV transition to the

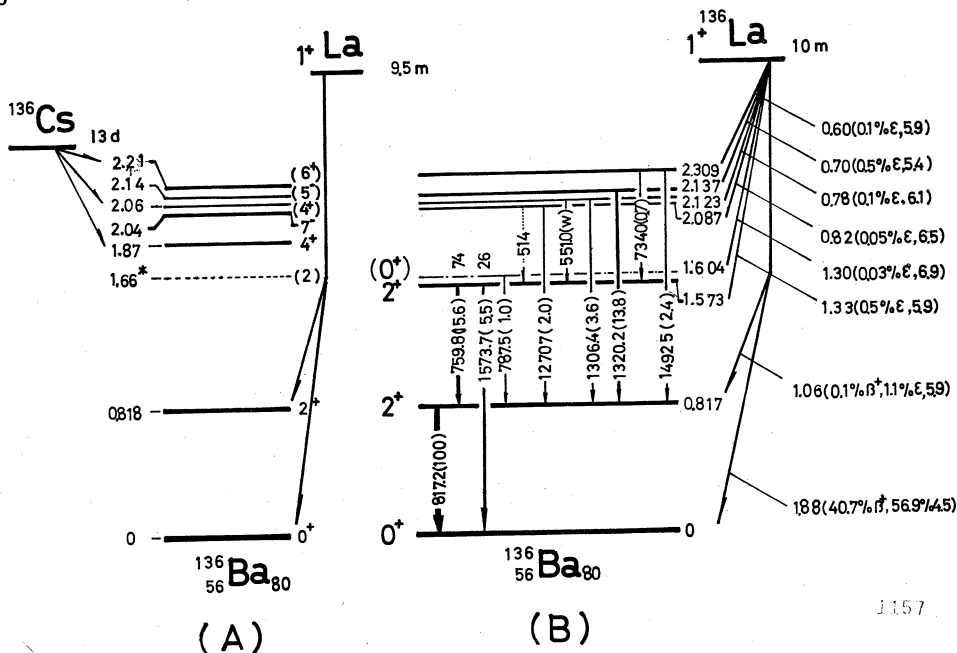


Fig. 3

first 2^+ state. No crossover transition from this level to the ground state was observed in the gamma ray measurement. From this evidence and low spin of ^{136}La , the spin of 0^+ could be assigned to this level.

Beside these two states, some higher excited states are proposed for ^{136}La as seen in the figure 3. The gamma rays feeding from these levels can also be seen in the spectrum (see Fig. 1). However, no gamma ray coincidence measurement

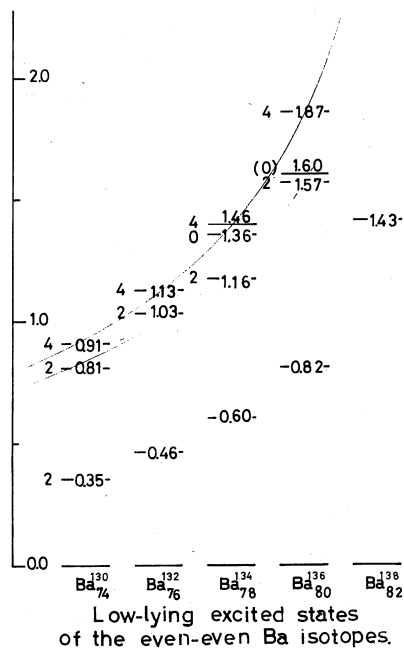


Fig. 4

using Na(Tl)-Ge(Li) detectors has been performed, since the half-life of ^{136}La is short and the gamma transition is weak for the coincidence measurement. Thus, the proposal of these levels is somewhat speculative. However, the log ft values and intensities of the beta rays feeding to these states (see Table 3), spin values of these states may be considered to be less than 3.

REFERENCES

- 1) J.L. Clsen and G.D. O'Kelley, Phys. Rev., 95, 1539 (1954)
- 2) R. Reining and B.D. Pate, Nucl. Phys., 65, 609 (1965)
- 3) K. Sugiyama, H. Sekiguchi and S. Hayashibe, J. Phys. Soc., 16, 2353 (1961)
- 4) Z. Grabowski, S. Gustafsson and I. Marklund, Nucl. Phys., 20, 159 (1960).
- 5) H. Bermstein and H.H. Forster, Nucl. Phys., 24, 601 (1961)
- 6) D.M. Van Patter, Nucl. Phys., 14, 42 (1959)
- 7) C.M. Lederer et al., Table of Isotopes (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1968)

CAPTION

Table 1; Possible reaction mode on La by irradiation of the 60-MeV bremsstrahlung. As seen in the table, ^{136}La by the $(\gamma, 3n)$ reaction and ^{134}La by the $(\gamma, 5n)$ reaction could be produced by the 10-minutes irradiation. The 60-MeV

bremsstrahlung has enough energy to cause $^{139}\text{La}(\gamma, 3n)$ ^{136}La reaction but not for the $^{139}\text{La}(\gamma, 5n)$ ^{134}La reaction.

Fig. 1; Gamma ray spectrum of ^{136}La obtained with a 36-cc Ge(Li) detector by adding the results of 3 runs. Each peak is labelled by its energy in keV unit.

Table 2; Energies and relative intensities of gamma rays from ^{136}La . The efficiency of the Ge(Li) detector used has already been corrected.

Fig. 2; The decay curves of the gamma ray peaks. The solid lines correspond to the half-life of 10 min. and the closed circles are the experimental points with its statistical errors.

Fig. 3; The level scheme (A) are referred from Ref. 1, 2, 3, 4, and 5. Proposed decay scheme in present work are given at (B).

Fig. 4; Low-lying excited states of the even-even barium isotopes. Data are referred from Reference 7 and the present work.

§3 Beta- and Gamma-rays from Protactinium Isotopes

3-1. Abstract: Beta- and gamma-ray spectra following the decay of protactinium isotopes produced by the photonuclear reactions on natural uranium have been studied. The recoil

method for removing the fission products from the irradiated uranium sample has been used to simplify the chemical separation procedure for protactinium.

3-2. INTRODUCTION

It seems to be very interesting to study the level structure of uranium isotopes not only for the reasons in nuclear physics but also for the characteristic nature of these isotopes in nuclear power projects. From the point of view in nuclear spectroscopy, uranium nuclei are considered to be well deformed and, thus, to have relatively large moment of inertia. Therefore, many collective states as well as intrinsic states are expected at rather low excitation. Most of these levels in uranium isotopes were investigated from the alpha decay of plutonium isotopes by many authors.^{1),2)} On the other hand, heavy isotopes of protactinium are expected to decay by beta emission to uranium isotopes.

The decay of the isotope ^{237}Pa was studied by Takahashi and Morinaga in 1959³⁾ from the $^{238}\text{U}(\gamma, p)^{237}\text{Pa}$ reaction induced by the 25-MeV bremsstrahlung. They had reported the half life and beta ray end point energy as $T_{1/2} = 39 \pm 3$ min. and $E_{\beta \text{ max}} = 2.30 \pm 0.05$ MeV, respectively. By using the (d, α) reaction on ^{238}U induced by the 26-MeV deuterons, the half life and beta ray energy of ^{236}Pa were measured as $T_{1/2} = 12.5 \pm 1.0$ min. and $E_{\beta \text{ max}} = 3.35 \pm 0.10$ MeV by Wolzak and Morinaga in 1963.⁴⁾

The decay of ^{235}Pa was observed by Meinke and Seaborg in 1950,⁵⁾ and the half life and beta ray energy were determined as $T_{1/2} = 23.7 \pm 0.5$ min. and $E_{\beta\text{max}} = 1.4$ MeV. In their work, ^{235}Pa was produced by the $^{238}\text{U}(d, \alpha n)^{235}\text{Pa}$ and $^{238}\text{U}(p, \alpha)^{235}\text{Pa}$ reactions induced by the 19-MeV deuterons and 9.5-MeV protons, respectively.

In the present work, the heavy isotopes of protactinium have been produced by the photo-nuclear reactions on uranium by using the bremsstrahlung from the 300-MeV electron linear accelerator of Tohoku University. Then, the beta and gamma rays following the decay of these protactinium isotopes have been studied by using a 300-mm² Si(Li) beta detector and a 36-cc Ge(Li) gamma detector.

3-3. EXPERIMENTAL PROCEDURES

In this work, the 35-MeV bremsstrahlung was used to produce ^{237}Pa and ^{236}Pa by the (γ, p) and (γ, pn) reactions on ^{238}U , and the 60-MeV bremsstrahlung was used to produce ^{235}Pa by the $(\gamma, p2n)$ reaction on ^{238}U , respectively. The bremsstrahlung of such energies also causes the photo-fission reaction on ^{238}U and yields many annoying fission products. These fission products have various half lives and different chemical behaviours which will complicate the chemical separation procedure for protactinium. In order to avoid this difficulty, a physical separation technique to remove the fission products from the irradiated sample⁶⁾ was employed in addition to the specific chemical procedure to

separate protactinium. The sample for irradiation was a mixture of highly purified (99.98%) natural uranium oxide and amorphous graphite. Both materials were grained and meshed to the size of about $10\ \mu$ in diameter and mixed by the weight ratio of 1 : 25. This sample of about 500 mg was enclosed in a 10-mm diameter, water cooled Pylex tube for irradiation. During the irradiation, the photo spallation products can not leave the UO_2 phase because of its low recoil energy, however, the photo fission products should be embedded into the graphite phase because of its extremely high recoil energy. After the irradiation, the sample was dissolved into hot diluted nitric acid and the graphite carrying fission products was separated by filtering. Then, the filtrate was boiled and dried to remove the 2.05-min. ^{15}O activities. The assay was dissolved into the diluted solution of lithium carbonate so that the 20.3-min. ^{11}C activities from the graphite could be driven out when the solution was made acid at the next step. Thus, the 8N nitric acid was added again. The code-position method with manganese dioxide precipitate from nitric acid solution of $\text{UO}_2^{7)}$ was, then, used to separate protactinium activities. After adding about 5 ml. of the saturated solution of $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2$ to the nitric acid solution, a few drops of the 0.1N KMnO_4 solution was added for making the precipitation of MnO_2 . The precipitate was filtered and dried onto a filter paper for later counting. The time to

complete this procedure was about 15 minutes.

The beta activities were measured with a 300-mm² Si(Li) beta detector mounted in a vacuum chamber and cooled by dry ice-alcohol coolant. The sample, thus prepared, was placed in the vacuum chamber at a distance of 1.8 cm from the detector. For correction of the gamma-ray contribution, a 5-mm thick aluminium absorber can be inserted between the sample and detector. The resolution of the Si(Li) detector used is 11 keV for the 624-keV Cs¹³⁷ line at the operating temperature.

The gamma-ray spectra were measured by using a 36-cc Ge(Li) gamma detector with a resolution of 9 keV for the 1.332-MeV Co⁶⁰ photopeak. The pulse height spectra were recorded with an 1024 channel analyzer.

The half lives of the activities were obtained from the analysis of beta- and gamma-ray spectra and from the separate measurement with a G-M counter, as well.

3-4. EXPERIMENTAL RESULTS

First, the decay of beta activities from the chemically separated protactinium isotopes have been followed for 3 days after the 30-minutes irradiation with the 60-MeV bremsstrahlung. The Kurie Plot of beta-ray spectrum obtained at about 38 minutes after the irradiation is shown in Figure 1. As seen in the figure, 6 components with end point energies of 3.305, 2.630, 2.325, 2.000, 1.785 and 1.510 MeV have been observed. The decay

curve for the 3.305-MeV and 2.630-MeV components is shown in Figure 2. The half lives of these components have, thus, been determined to be $T_{1/2} = 11.6 \pm 1.0$ min. and $T_{1/2} = 59 \pm 5$ min., respectively.

The gamma-ray spectra have been measured for 30 hours after the 15-minutes irradiation with the 35-MeV bremsstrahlung. Figure 3 shows the gamma-ray spectra, thus obtained, with the energy values given in MeV unit. The energy calibration was performed with the gamma-rays from ^{57}Co , ^{133}Ba , ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{65}Zn , ^{60}Co and ^{88}Y sources. By using the method of weighted least square fit, all calibration points were found to be on a straight line within 0.03 % of the fitting error. The decay

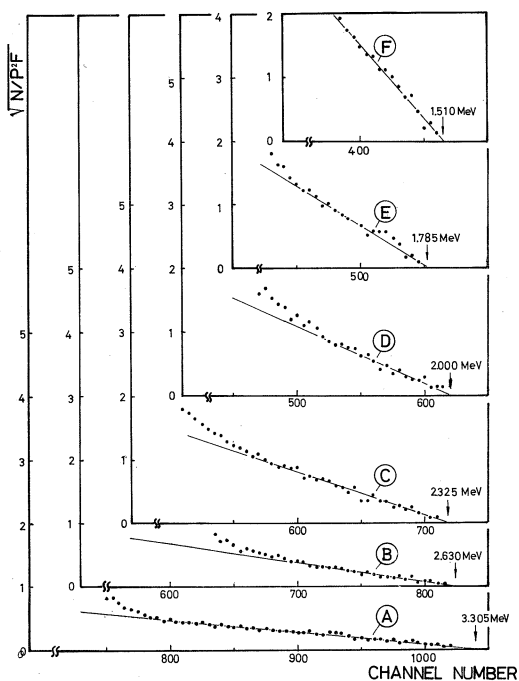


Fig. 1

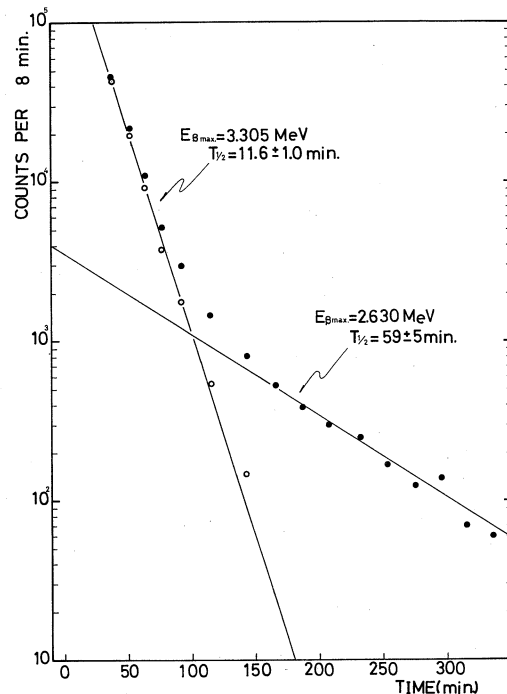


Fig. 2

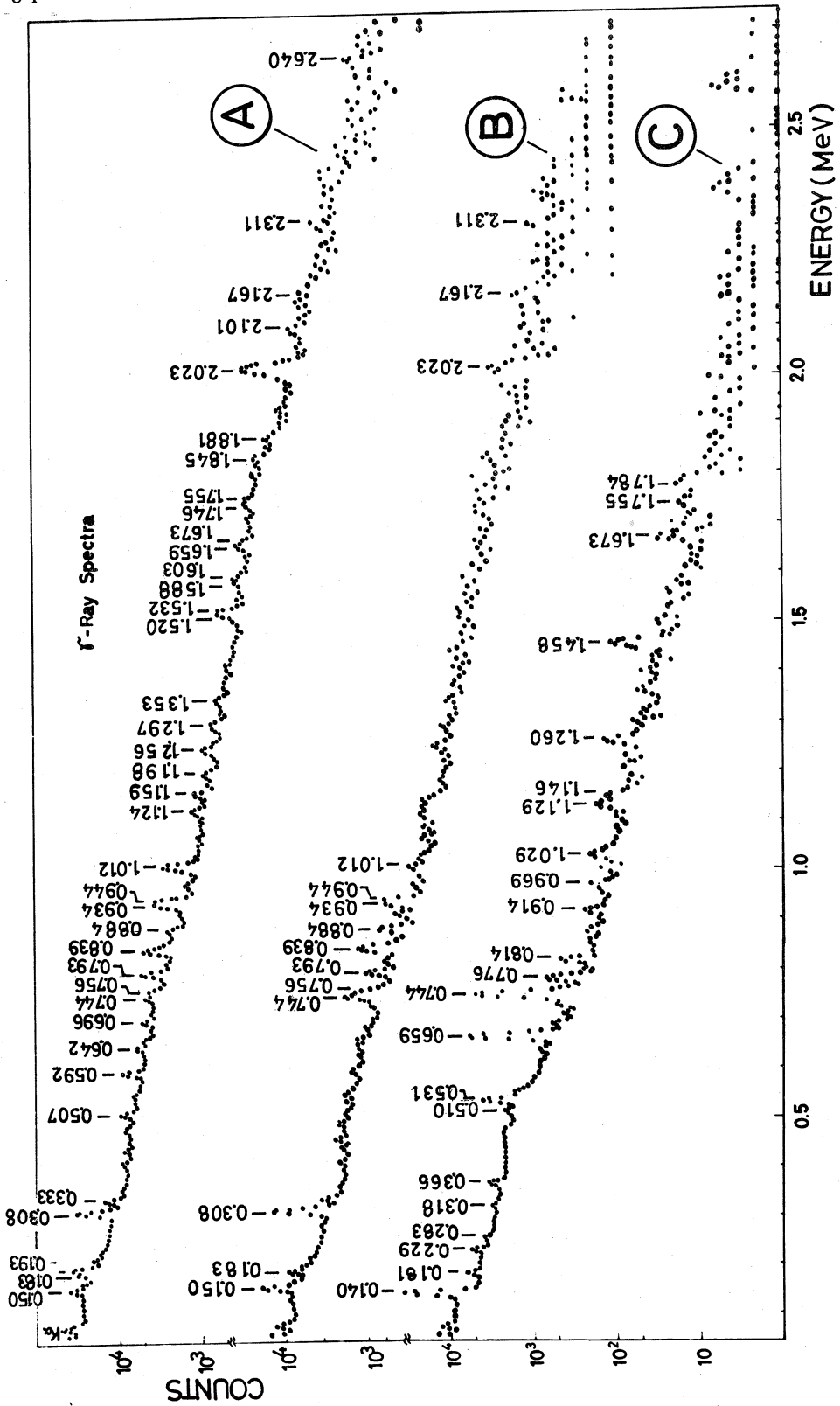


FIG. 3

curves of the 0.308-MeV and 0.592-MeV gamma rays are shown in Figure 4. The half lives and relative intensities of the gamma rays have been summarized in Table 1 together with their energy values.

3-5. DISCUSSIONS

As seen in Figures 1 and 2, the 3.305-MeV beta-ray has been found to decay with a half life of 11.6 ± 1.0 minutes. This activity had also been observed in the reference 4 by bombarding the natural uranium with the 26-MeV deuterons. Figure 5 shows the beta decay energy systematics between the protactinium and uranium isotopes. The experimental point for the ^{236}Pa seems to be somewhat higher than the value expected from the system-

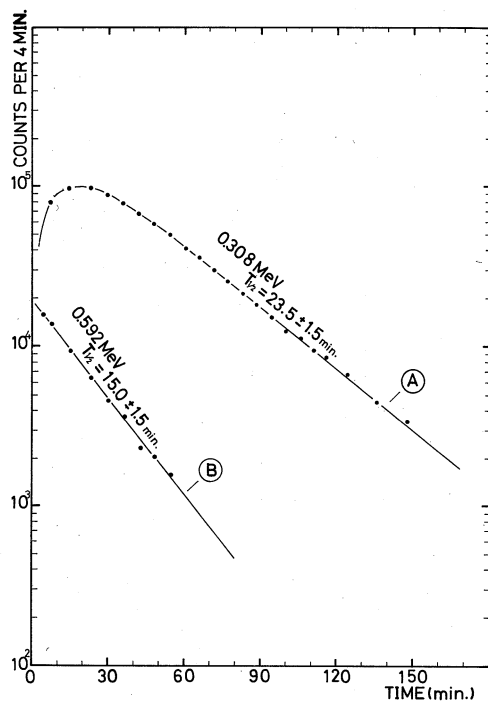


Fig. 4

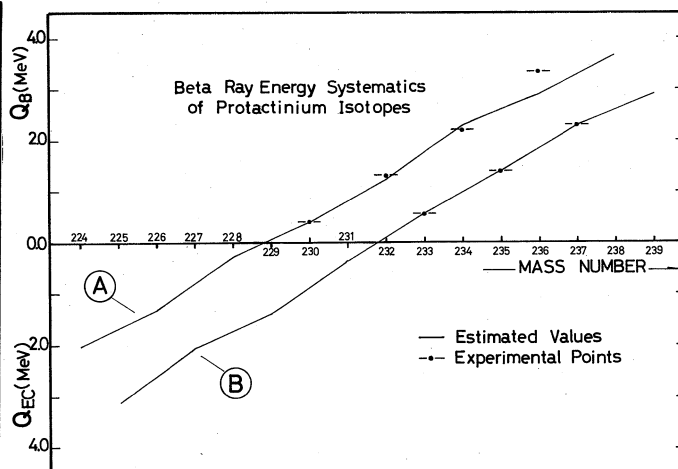


Fig. 5

Table 1.

Energies, Relative Intensities and Half Lives of
Gamma Rays

Energy (MeV)	Relative Intensity	Half Life	Energy (MeV)	Relative Intensity	Half Life	Energy (MeV)	Relative Intensity	Half Life
0.073	4.8		0.696	15.8		1.305	6.4	
0.077	1.8		0.714	8.4		1.345	3.3	
0.126	0.03		0.744	21.7	16.4h	1.353	1.3	
0.150	12.8	22.8m	0.756	20.5		1.415	1.3	
0.161	4.6	22.8m	0.793	39.5	22.8m	1.520	12.5	12.3m
0.183	15.5	12.3m	0.814	1.4		1.532	8.4	12.3m
0.193	35.5	12.3m	0.839	59.3	12.3m	1.552	1.3	
0.212	7.4	12.3m	0.852	15.6	12.3m	1.588	5.2	12.3m
0.225	1.2		0.876	6.5		1.603	2.4	12.3m
0.279	2.2		0.884	10.6		1.659	1.5	12.3m
0.308	100.0	22.8m	0.914	4.9		1.673	2.9	12.3m
0.333	47.2	5.7m	0.934	56.9	22.8m	1.714	0.8	
0.356	3.6		0.944	40.2	22.8m	1.746	1.8	12.3m
0.408	12.5	12.3m	0.969	2.5		1.755	1.6	12.3m
0.435	8.9	12.3m	0.975	2.7		1.830	1.6	12.3m
0.453	3.9	12.3m	1.012	53.3	12.3m	1.845	3.3	22.8m
0.474	8.7		1.032	1.4		1.881	1.3	5.7m
0.484	11.8		1.124	8.9	12.3m	1.938	0.9	5.7m
0.507	23.8		1.159	16.1	5.7m	1.959	0.6	
0.531	1.7		1.186	4.6		1.980	0.3	
0.547	5.6		1.198	4.7		2.003	1.4	
0.592	43.0	12.3m	1.205	1.2		2.023	19.8	12.3m
0.625	3.8		1.247	3.2		2.101	1.5	5.7m
0.642	27.3	12.3m	1.256	6.7		2.311	1.1	22.8m
0.659	10.5	16.4h	1.260	3.2		2.640	0.4	22.8m
0.680	3.5		1.297	0.2				

atics. However, we inclined to assign this 12 min activity to be due to the decay of ^{236}Pa or its possible isomer.

Acknowledgement

The authors are deeply grateful to Dr. M. Yagi and Dr. K. Kondo for their interest and helpful discussions in chemical separation of protactinium activities. The crews of the Electron Linear Accelerator are also appreciated for trouble-free operations.

Comments

This manuscript has been prepared for the internal report to the Laboratory of Linear Electron Accelerator of Tohoku University. Therefore, the only preliminary results are described in the paper.

References

- 1) K. Way et al., Nuclear Data Sheets (Nuclear Data Project, Washington, D.C., 1959)
- 2) C.M. Lederer, J.M. Hollander and I. Perlman, Table of Isotopes (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1968)
- 3) K. Takahashi and H. Morinaga, Nucl. Phys. 15 664 (1960)
- 4) G. Wolzak and H. Morinaga, Radiochim. Acta 1 225 (1963)
- 5) W.W. Meinke and G.T. Seaborg, Phys. Rev. 78 475 (1950)

- 6) T. Nakai and S. Yajima, J. Chem. Soc. Japan 79 1267 (1958)
- 7) J. Golden and A.G. Maddock, J. Inorg. and Nucl. Chem. 2 47 (1956)
- 8) M. Yamada and Z. Matsumoto, J. Phys. Soc. Japan 16 1497 (1961)

Captions

Fig. 1. Kurie Plot of beta ray spectrum measured at about 38 minutes after the 30-minutes irradiation with the 60-MeV bremsstrahlung. Curves B, C, D, E and F correspond to the Kurie Plot after subtracting the 3.305, 2.630, 2.325, 2.000 and 1.785 MeV components, respectively.

Fig. 2. Decay curve for the 3.305-MeV and 2.630-MeV components. Contributions from the background and long lived activities has already been subtracted.

Fig. 3. Gamma-ray spectra obtained with the 36-cc Ge(Li) detector after the 15-minutes irradiation with the 35-MeV bremsstrahlung. Spectra A, B and C have been measured at about 19 minutes, 1.2 hours and 21 hours after the irradiation, respectively.

Fig. 4. Decay curves for the 0.308-MeV gamma-ray (Curve A) and 0.592-MeV gamma-ray (Curve B). The 0.308-MeV gamma-ray was found to build up with a half life of approximately 5.2 minutes first and, then, decay with a half life of

23.5 minutes.

Fig. 5. Beta decay energy systematics between the protactinium and uranium isotopes. The estimated values and experimental points were obtained from the references 8 and 2, respectively.

Table 1. Energies, relative intensities and half lives of the gamma rays observed in this study. The relative intensities in Column 2 have been normalized at the end of the irradiation and the efficiency of the Ge(Li) detector used has already been corrected. The half lives listed in Column 3 are the averaged half lives for the gamma rays considered to decay with the same half life.

II. 物性物理学部門

II-1 中性子非弾性散乱の基礎および実用化研究

核理研・非水研*・工学部**・金研***

木村一治・渡辺昇・小山田正幸

山田幸男・安川民男*・高橋文信**

富吉昇一***・鈴木隆司***

概 要

今回の実験報告はフィルター・アナライザー法とチョッパー法に大別できる。

前者は逆フィルター法とも言われ、 NH_4Cl などの粉末試料によって BeO のカットオフ・エネルギー以下に叩き下げられた中性子の時間スペクトルを求めるもので、チョッパーは不用、計数率は高く、分子の励起準位構造などを調べるに適しているが、散乱中性子の角度分布を知るには不利であるから単結晶には使えない。 $(\text{NH}_4)_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ と $\text{K}_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ のスペクトルを比較し、 NH_4 基の回転、結晶水中のHの振動準位に対応するピークを決めるという程度のことではできた。

第2のチョッパー法はリニアックと一定の位相関係をもったチョッパー（フェルミ型、単数）により単色化パルス中性子を取り出し、 NH_4Cl 試料での非弾性散乱中性子をTOF法で分析したもので、未だ予備実験の域を出ない。

§ 1 緒 言

電子リニアックを用いて非弾性散乱の実験を熱中性子又は熱外領域でテスト的に行うことは前回報告から初めた。これはデバイ・シェラー法の開発とは異なり、すでにレンセラ大学のリニアックなどで行われていたことであるから、このリニアックでやればどうなるか、実験しなくても予想できないことではあるまい。それにもかかわらずあえて実験を行うのは次の二三の目的があるからである。

第一には実さいやってみてこの種の実験の急所を体得すること。

第二にはより進んだ技術を開発すること。

第三にはもし出来れば物性物理又は分子化学上の有用なデータを得ることである。

第一及び第三については、以下に述べるように何かの経験をつんだわけであるが、第二につい

ては未だ既知の技術を実地に体験したという域を出ていない。

§ 2 フィルター・アナライザー法による中性子非弾性散乱テスト実験

2.1 原理

白色のパルス中性子を長い path を経て試料に当て散乱してくる中性子がある特定のエネルギーのところで検出する、すなわち任意のエネルギーから特定のエネルギーへの非弾性散乱の測定手段がいわゆるアナライザー法で、特定のエネルギーの中性子検出器として BeO 等の多結晶をフィルターとして用いる方法がフィルター・アナライザー法である。フィルターはブラッグカットオフ以上のエネルギーではその大きな干渉性弾性散乱断面積のためフィルターへ入射した中性子は散乱されて中性子検出器には到達し得ない。逆にカットオフエネルギー (E_C) 以下では全断面積が非常に小さいため (特に低温では) 低域ろ波器を形成する。モデレーターから試料までの距離を l_1 (m), 試料から中性子検出器までの距離を l_2 (m) とすると, counting event の起った時間 t (μsec) は

$$t = 72.5 \left(\frac{l_1}{\sqrt{E_1}} + \frac{l_2}{\sqrt{E_2}} \right)$$

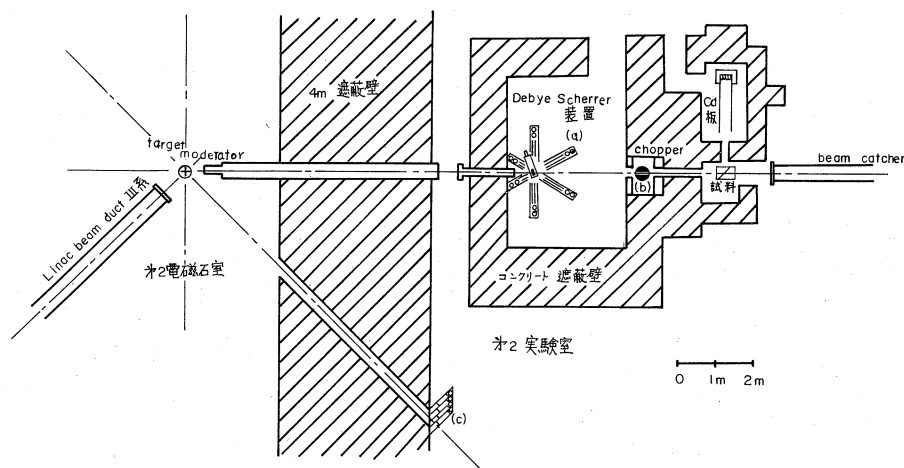
で与えられるが (E_1, E_2 は入射および散乱中性子のエネルギー (eV)), l_1 が l_2 に比べ十分大きくなるようにしてやれば ($l_1 \gg l_2$), t はほぼ入射中性子が l_1 を走るに要する時間となり, これより E_1 が決まり, 第 2 項は補正的に扱える。 E_2 がはっきりしていれば第 2 項のゆらぎは小さいが, フィルターは $E_2 < E_C$ なるエネルギーの中性子は一応通すので実際には E_2 の巾が問題となる。そのため E_C の異なるかつ近接した 2 つのフィルターによるスペクトルの差をとり E_2 のゆらぎを小さくして分解能をあげようとするフィルター・ディファレンス法 (例えば Be-BeO) があるが, 単一フィルターでも E_C による立上りが鋭ければレベルの決定には有用である。 E_C としては down scattering の断面積が多少とも大きくとれることより, 分解能が向上出来る (第 2 項が小さくなるので) こととより, できるだけ大きいものが望ましく, その意味からも Be が最適であるが, 我々の手もとには BeO しかなく, 新規入手が非常に高価であるため, BeO の inverted single filter method による down scattering のテスト実験を試みた。

2.2 実験装置の概要

本来リニアックを中性子源とする実験では中性子ターゲットから何本ものビーム孔を放射状に配置し同時使用を行うのが普通であるが III 系ではリニアック建設の段階では中性子実験は寄生的

に行う程度にしか考えなかったので、一本の孔しか用意していない。(NDターゲット位置より45°に遮蔽壁を通りII系ビーム出口付近に通ずるビーム孔はあったが第2実験室側に大規模な実験装置を置く空間はなかった)。しかし幸にして、フィルターアナライザーは中性子検出器、遮蔽を含め非常にコンパクトに設計できるので、この45°のビーム孔の利用が可能となり従来のビーム孔でのデバイシェラー中性子回折装置との同時使用が計画された。このビーム孔は今期よりRIでも利用するようになったため、フィルターのための装置は総て随時撤去可能のようになければならない。そのため中性子飛行路の排気は行わず(強度はこれで半減)第2実験室側のフィルターは台車で随時簡単に着脱できるようにした。

フィルター法の特長は簡単でしかも比較的弱い中性子源でも一応の実験が可能なることにあるが、分解能を劣化させない範囲でさらにこの利点を追求するため、試料およびフィルターはできるだけ大面積にしたい。ビーム孔は200mmφで試料はビームに対し45°に置き全中性子ビームが利用できる面積にする。フィルター面積も散乱角90°の中性子を総て利用できる面積にした。第2実験室での自由度はビーム出口の極めて限られた空間しか使用できないので、フィルターはここに置く以外になく、したがって $l_1 = 8.9\text{m}$ 、またフィルターが入射ビームにさらされない条件とフィルターの必要厚さより $l_2 = 0.35\text{m}$ が与えられた条件となった。第1図に全体の配置を示す。



第1図 デバイシェラー装置(a)、チョッパーモノクロメータ(b)及びフィルターアナライザー(c)の配置図

2.3 BeOフィルター

利用できるBeO焼結体のユニットは50mm×50mm×25mmの直方体で、密度は2.84g/cm³

である。フィルタ特性は通過領域では減衰ができるだけ小さいことが望ましく、そのためにはフィルターを 100°K 程度まで冷却すればよいが、とりあえず常温で試みた(BeO の常温および 100°K でのtransmissionは約15cm厚でそれぞれ約45%および85%である)。また遮断領域ではできるだけ減衰の大きいことが望ましく、フィルターを厚くすることは前者の条件と対立し、しかも分解能の点からも望ましくないので、フィルターを適当な枚数のCd板で縦横に仕切り、グリッドコリメーターをフィルター内部に形成させることを計った。

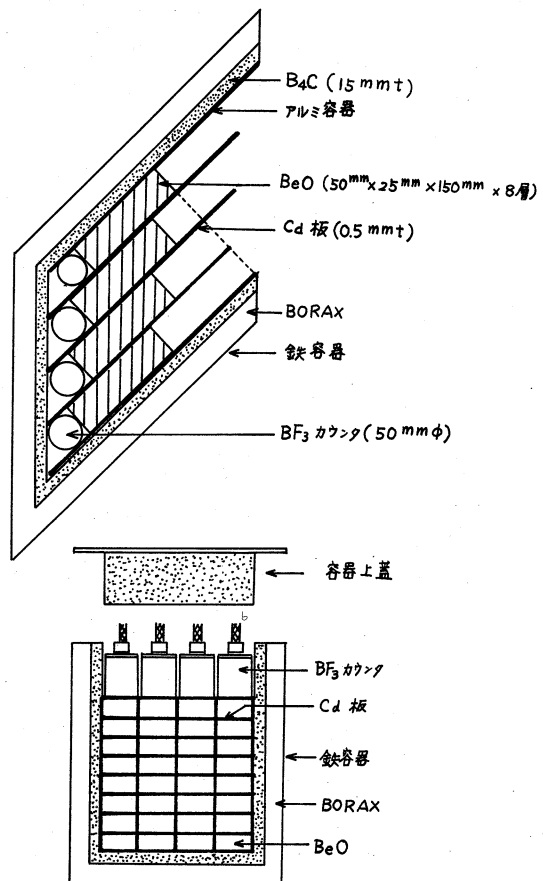
第2図はフィルターの構成を示すものであるが、前述の如く入射ビームは $200\text{mm}\phi$ であるためフィルターの断面積は $200\text{mm}\times 200\text{mm}$ とし、 l_2 のゆらぎを減らせるため検出器は試料に平行に配置し、したがってフィルターは図の如く階段状に並べてある。 BeO ユニットは必要な大きさの角柱にまとめられ、クッキングホイルで保護されてからCd枚に接するようにしてある。最初のフィルターは厚さ 100mm 、Cd枚により縦横それぞれ4分割であったが、後に示すように遮断領域でのろう洩が多少見られたのでその後厚さ 150mm 、縦方向8分割に改良された。

中性子検出器は96%濃縮 B^{10}F_3 900 mmHg 充てん BF_3 カウンターで有効容積は $50\text{mm}\phi\times 250\text{mm}$ である。 l_2 のゆらぎを減少させるためには前述のグリッドコリメーターの効果と、中性子カウンターの厚さを減らせることの両者が必要であり、 $1/2$ インチ程度の高圧 He_3 カウンター等が有望であるがとりあえず手もとにある BF_3 を利用した。

遮断は 15mm 厚の B_4C 、その外側を 30mm 厚のBoraxで囲んでいる。

2.4 試料

試料は粉末の場合には微量のセメタインを適当な溶剤に溶かした液とまぜ、厚さ 0.1mm のAl板

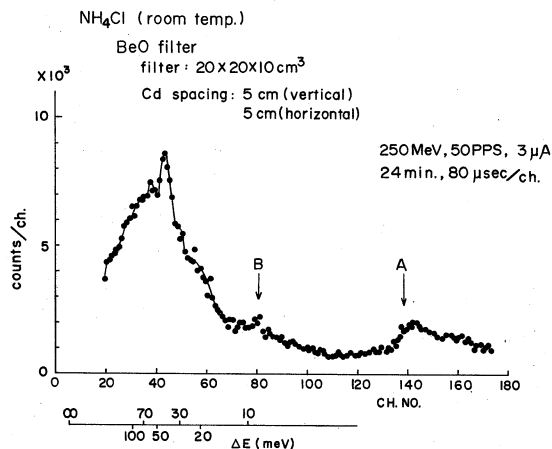


第2図

(有効面積 $200\text{mm} \times 300\text{mm}$) であるべく均一な厚さになるよう蒸発乾固したものである。以下に述べる試料は総てこのようなものである。

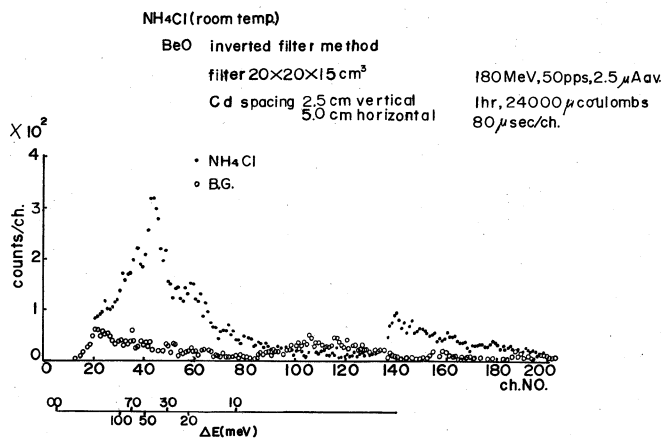
2.5 実験結果

第3図は常温の NH_4Cl (総量 100 g) についての最初のフィルター (10 cm 厚) のスペクトルである。グリッドコリメーターが粗いため分解能は悪く、 E_0 の立上り (↓印 A) はよくない。またフィルター厚が十分でないことと併せて BeO の第2ブラッグカットオフ (約 11meV のところ) の中性子のろ洩が見られる (↓印 B)。しかし一応 NH_4Cl のレベルが観測される。測定時間は 50pps 運転わづかに 20 分であることは注目に値する。



第 3 図

第4図は同試料について改良フィルターで得られたスペクトルである。立上りは著しく改善され、第2ブラッグカットオフによるろ洩は殆んど見られない。そのかわり計数率は $1/7$ に減少した。B. G. は $1/2$ の時間だけ測定し 2 倍しているの



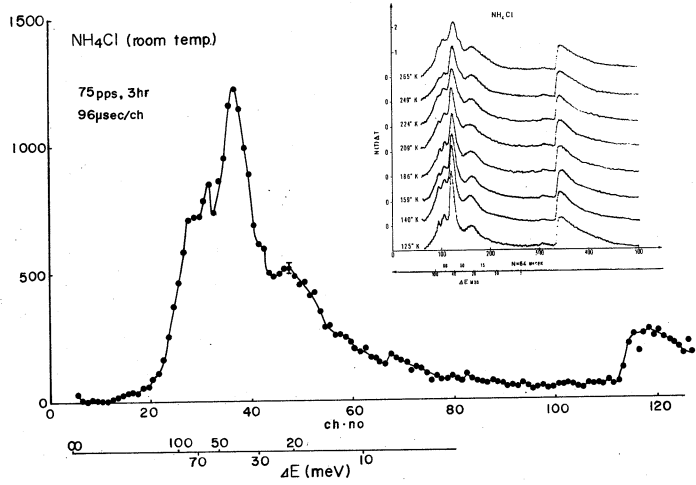
第 4 図

で、低エネルギー領域で多少 B. G. の方が大きくなっているところもあるが、いづれにせよ B. G. より遙かに優位性のあるデータが簡単に得られることがわかる。

第5図は同試料の 75 pps 運転, 3 時間測定の結果で挿入図は Bajorek による IBR での実験結果である。

NH_4Cl による中性子散乱スペクトルについては、これまでいくつかの報告があり、第5図に

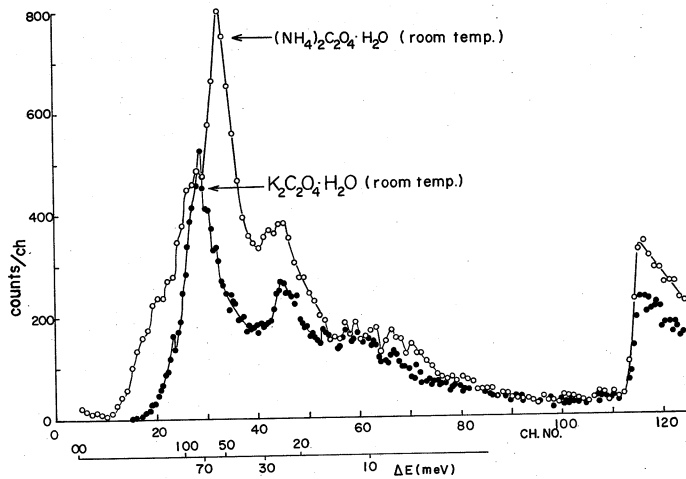
において 36 チャンネル (345 cm^{-1}) および 47 チャンネル (170 cm^{-1}) のピークはそれぞれ NH_4^+ イオンの torsional および translational vibration によるとされている。down scattering の特色は高エネルギー側の振動についての測定が



第 5 図

有利な点にあり, NH_4Cl では 31 チャンネル (450 cm^{-1}) と 28 チャンネル (706 cm^{-1}) に明らかにピークが見られる。このうち 706 cm^{-1} は赤外活性であり, $-\text{N} \begin{matrix} \text{H} \\ \diagup \\ \text{H} \end{matrix}$ の横ゆれと帰属されている。 450 cm^{-1} の位置には赤外吸収は見られなかった。

第 6 図は $(\text{NH}_4)_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ と NH_4 を K に置きかえた $\text{K}_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ の散乱スペクトルを示す。 $\text{K}_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ では NH_4 基の回転運動によるピークが消失し, 結晶水による準位のみとなっている様子が一目瞭然にうかがえる。これから $(\text{NH}_4)_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ 中の NH_4^+ によるピークを帰属することができ,



第 6 図

32 チャンネル (410 cm^{-1}) および 42 チャンネル (210 cm^{-1}) のピークをそれぞれ torsional および translational vibration に帰属できる。

$(\text{NH}_4)_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ で 28 チャンネル以下に見られるいくつかのピークは $\text{K}_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ にはな

いことから、これらは NH_4^- によるものと考えられる。

これ以外にも NH_4NO_3 , $(\text{NH}_4)_2\text{CO}_3$, HCOONH_4 について測定を試みたが、測定時間が短かく(1時間足らず)、試料の量も少なかったため ($<0.05\text{g}/\text{cm}^2$)、あまりよい結果は得られなかった。本実験で得られた NH_4^- イオンの torsional および traslational vibration の値を第1表にまとめて示す。 NH_4Cl , NH_4NO_3 , $(\text{NH}_4)_2\text{CO}_3$ の値は文献値と大差はない。 $(\text{NH}_4)_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ の値は無水 $(\text{NH}_4)_2\text{C}_2\text{O}_4$ の値 ($\sim 500\text{cm}^{-1}$ および 240cm^{-1}) よりかなり低波数である点が注意をひく。結晶構造および水素結合状態に差があるためと考えられる。

試料	torsional		translational	
	本実験	文献値	本実験	文献値
NH_4Cl	345 ± 10	362 ± 8 ※	170 ± 10	170 ± 5 ※
$(\text{NH}_4)_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$	400 ± 15	$500^* \dagger$	210 ± 15	$\sim 240^* \dagger$
NH_4NO_3	370 ± 15	$\sim 350 \dagger$	180 ± 15	$\sim 200 \dagger$
$(\text{NH}_4)_2\text{CO}_3$	450 ± 15	$\sim 445 \pm 10$ ※	230 ± 15	205 ± 7 ※
HCOONH_4	440 ± 15		210 ± 15	

* 無水 $(\text{NH}_4)_2\text{C}_2\text{O}_4$

† A. Bajorek et al., Inelastic Scattering of Neutrons, IAEA(1965)

※ F. P. Wagner et al., J. Chem. phys. 18 292(1950)

2.6 検討

単一のフィルターアナライザーでもエネルギー単位のみを問題とする時には、特に化学的エネルギー等比較的低エネルギー領域 ($<0.1\text{eV}$) では一応実用できる程度の分解能が得られることが判った。この場合の分解能について簡単に考察してみよう。分解能は次のものにより支配されるであろう。

(i) 入射中性子飛行距離のゆらぎ(試料を $20\text{cm}\phi$ の中性子ビームに対し 45° に置いてあるので試料のひろがりによるゆらぎが主である) : ΔL_1

(ii) モデレーターの時間巾(ディバインシユラー共存のため硼酸 $10\text{g}/\text{l}$ 軽水を用いているので着目するエネルギー領域では $\sim 30\mu\text{sec}$) : Δt_0

(iii) 散乱中性子飛行距離のゆらぎ(BF_3 カウンタは試料に平行に置いてあるので、 BF_3 カウンタの厚みの半値 2.5cm とカドミスリットコリメーターによる角度のひろがりによる距離のゆらぎ) : ΔL_2

(iv) フィルターが有限の通過エネルギー巾を有するため散乱中性子の時間スペクトルに生ずる

半値巾: Δt_F

(V) タイムアナライザーのチャンネル巾の半値(カウントの蓄積が十分でないため統計を上げるためチャンネルは適当にまとめて普通 $48\mu\text{sec}/\text{ch}$ または $96\mu\text{sec}/\text{ch}$ にしている。したがって $24\mu\text{sec}$ または $48\mu\text{sec}$): $\Delta t_{C.W}$

以上よりエネルギーチェンジの分解能 $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}$ を求めると第10図の如くなる。

次にフィルターの性能として重要な、遮断領域特性であるが、 BeO では 11meV に存在する輸送断面の谷は 15cm 厚の場合でもまだ問題である。これ以上フィルターを厚くすることは、通過領域での減衰を大きくするので、フィルターとカウンターの間に適当なグリットコリメーターを置いてやることにより改善されると考えられる。

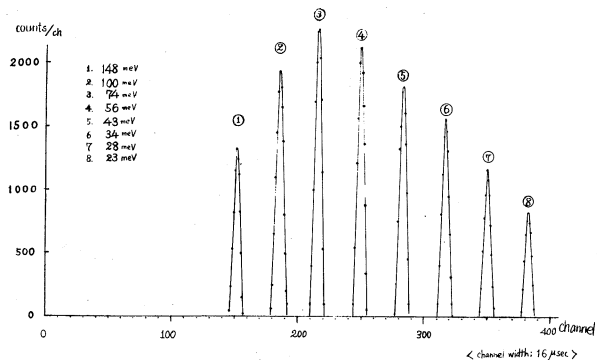
§ 3 チョッパー・モノクロメーターによる中性子非弾性散乱テスト実験

3.1 チョッパー

東北大電子リニアックは非弾性散乱実験のための中性子源としては極めて弱いので、チョッパーはできるだけ窓面積の大きいものが必要であり、またテスト実験のための予算的理由から町工場でも製作可能であることを考慮して最初の試作機はリニアスリットのフェルミ型とした。周波数モータは商用 200V 電源をそのまま用い、無段変速装置によりチョッパー・ローターを回転する。ローターは直径 230mm 鋼製で、窓面積は $70 \times 70\text{mm}^2$ 、スリット巾は 5mm 、通常は 3000rpm で運転する。この時の特性は半値巾約 $100\mu\text{sec}$ 、遮断エネルギー約 3.4meV である。第7図にチョッパーバーストの実測結果を示す。

3.2 実験装置の配置

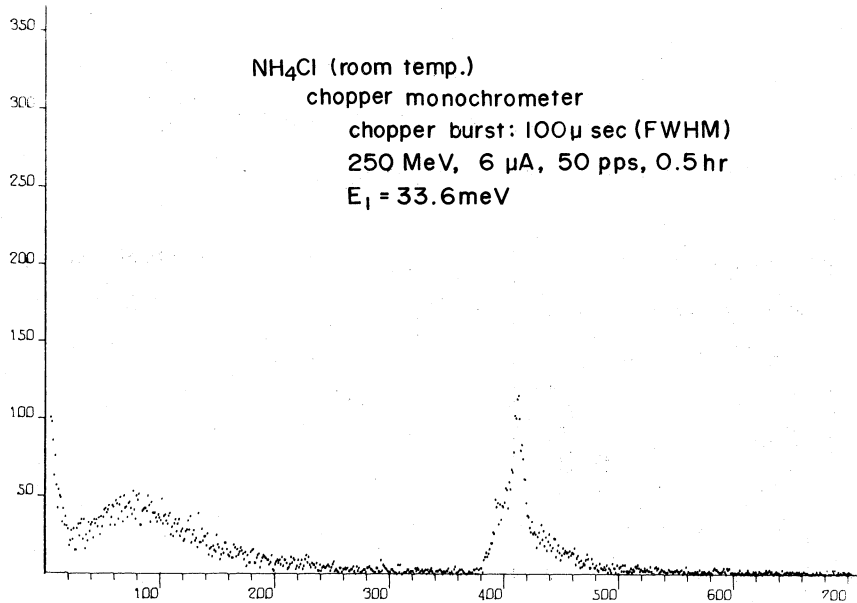
実験目的により最適な配置は異なるが、電子リニアックで有利となる $0.1 \sim 1\text{eV}$ 領域中性子の down-Scattering では、チョッパーの半値巾を数 μsec とし、入射中性子の path を $4 \sim 5\text{m}$ 、散乱中性子の path を $2 \sim 2.5\text{m}$ ぐらいに選び繰返周波数をできるだけ稼ぐ方法が普通であろうが、実験室内の既存設備の配置により自由度は小さく結局第1図の如き配置とならざるを得なかった。



第7図 Chopper burst shape

3.3 実験結果

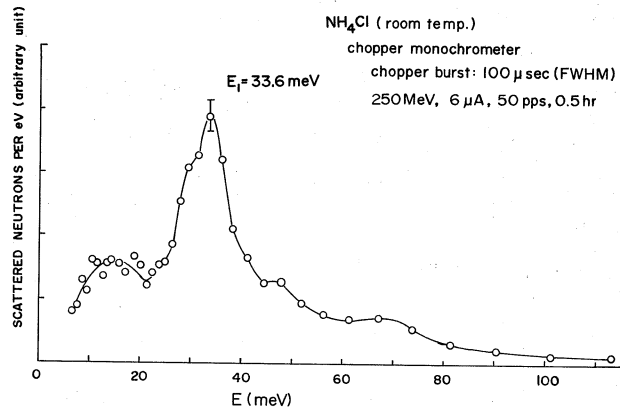
1例として常温の NH_4Cl について測定した生データを第8図に示す。50pps運転(チョ



第8図

ッパー3000rpm, リニアック50pps, 250MeV, $\sim 6\mu\text{A}$), 測定時間は30分である。0~200channelにみられるのはバックグラウンドで遮蔽はまだ若干改善の要がある。第9図はこのデータを scattered neutron spectrum に変換したもので入射中性子 ($E_1 \sim 33.6\text{meV}$) による elastic

peakの下に約20meV down-scatteringのpeakと上に約20meVおよび50meV up-scatteringのpeakが見られる。 NH_4Cl は23meVのtranslational vibration, 48.5meVの回転運動があることはよく知られている。 $E_1 \sim 33.6\text{meV}$



第9図

であるためdown scatteringは前者のみが見られる。なおモデレーターはチョッパー巾が

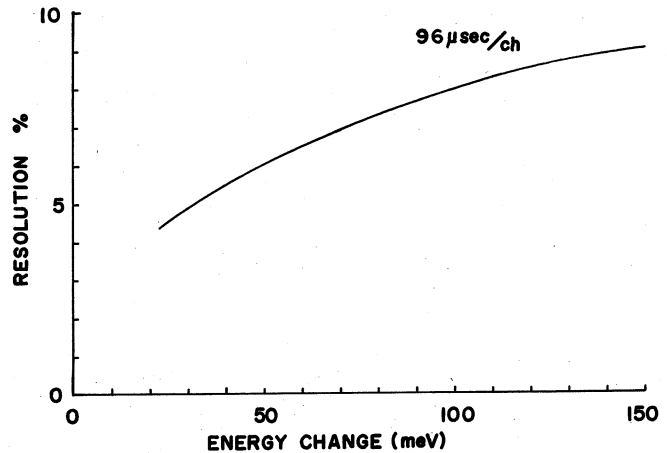
100 μ sec と非常に大きいので4cm厚の常温ポリエチレンを用いた。中性子カウンターはBF₃ (96%濃縮B¹⁰, 900mmHg, 有効容積50mm ϕ ×500mm) 16本を試料から2.5mの距離に角度のひろがり約4.5°で円弧状に配置した。

3.4 検討

入射中性子の飛行距離が場所の制約から非常に長く、中性子強度を著しく不利にしているが、ともかく30分で第9図のデータが得られることから次の如き改良を行えば、チョッパーによる中性子非弾性散乱の基礎的な実験は可能と考えられる。

i) 分解能

とりあえず中性子強度から考えて0.1~0.2eV領域でenergy transferの分離能 $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}$ として10~15%を目標にチョッパーの半値巾を50 μ secに改善する。このためにはスリット巾を2.5mmとする。遮断エネルギーは約13.5meVとなり、0.1~0.2eV領域でのchopper transmissionは60~70%となる。またチョッパーバーストの位相のゆらぎは電源を制



第10図

御していないため現状では電源周波数の比較的安定な時は約0.2%程度であるが夕方等かなり変動しチョッパーの半値巾より大きくなるのでリアアックのトリガーパルスの位相をチョッパーの時々刻々の回転数の変化に合わせて制御するようエレクトロニックな遅延回路を準備する。

ii) 中性子強度

現在中性子ビームはディバイゼラー中性子回折装置の50mm×50mmスリットを経ており、チョッパーの窓面積より小さいため、これを70mm×70mmでも使用可能な可変スリットに改造する。またチョッパーは1回転で2回開くので100pps運転可能なようにする。

iii) 中性子カウンター

数個の散乱角の同時測定が可能にする。

§4 結 語

中間報告としての結論を述べると、緒言で述べた第一の目的については、イヤという程、一種の体験を味わされた。いろいろの点で将来の大きな参考になったし、今後も更に学ぶ必要がある。第二の目的については結晶法の実地検討が残っており、これにかなり大きな技術的開発の可能性

を期待している。

第三の目的については、努力次第であり、十分な測定時間があれば相応なデータは得られようが、やはり中性子強度の不足はまぬがれ難い。データ集積のスピードアップの一環として複数テーマの同時測定の可能性を実証しつつあるが、これは次回報告にゆずる。

II-2 TOF・中性子回折法による炉物理実験

核理研・工学部*・金研**

木村一治・渡辺 昇・小山田正幸

山田幸男・高橋文信*・富吉 昇一**

鈴木隆司**

要 約

前報にひきつづき、TOF・中性子回折法により小さなBeO体系の時間依存熱化スペクトルの測定を異なるバックリングについて行ない、数値計算によるモデルと比較を行った。その結果、thermalization kernelとしてPlaczek展開の第1項で近似したものをを用いると実測結果とかなり良い一致が見られ、BeOのディバイ温度は従来報告されている1200°K、あるいは最近die-awayの実験から推定されている950°Kよりも約1050°Kと考えると実測結果によく一致する。

§1 緒 言

減速材の中での中性子の熱化過程は、これを記述するボルツマン輸送方程式のscattering matrixにより特長づけられるが、時間依存熱化スペクトルの実測はこのthermalization kernelの妥当性の検討に極めて有力な手法である。時間依存スペクトルの測定はTOF法により次数の異なる反射をTOF時間軸上に分離した結晶法いわゆるTOF・中性子回折法により行ってきた。今回は前回の20×20×20cm³ BeO体系にひきつづき、バックリングの異なる20×20×15cm³ 体系につき測定を行った。また種々のthermalization kernelを含む時間依存のボルツマン輸送方程式を多群拡散近似で数値計算を行い比較を行った。

§2 数 値 計 算

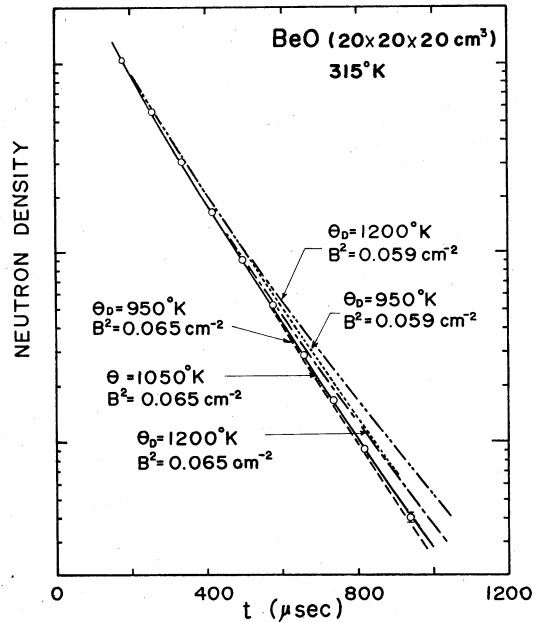
エネルギー群数は22または33群とし、比較的小数群でも輸送断面積の変化の特徴を出来るだけ正確に記述できるように各群のエネルギー巾を選んだ。体系よりの中性子のもれは単一バックリングで記述し、その代りバックリングとしては別に行われたdie-awayの実測結果にbest fitするように後述のディバイ温度とともに選ばれている。Thermalization kernelは予じめ種々検討されたがPlaczek展開の第1項近似によるものが、簡単なわりには良い一

致が早られるので、これのディバイ温度をパラメーターとして用いている。時間依存はタイム・ステップ法で計算させ、この時のタイム・ステップは解が一定の値を持つための必要十分条件として $1\mu\text{sec}$ としている。初期値には $160\mu\text{sec}$ の時の実測値が用いられる。

§ 3 実測および計算結果

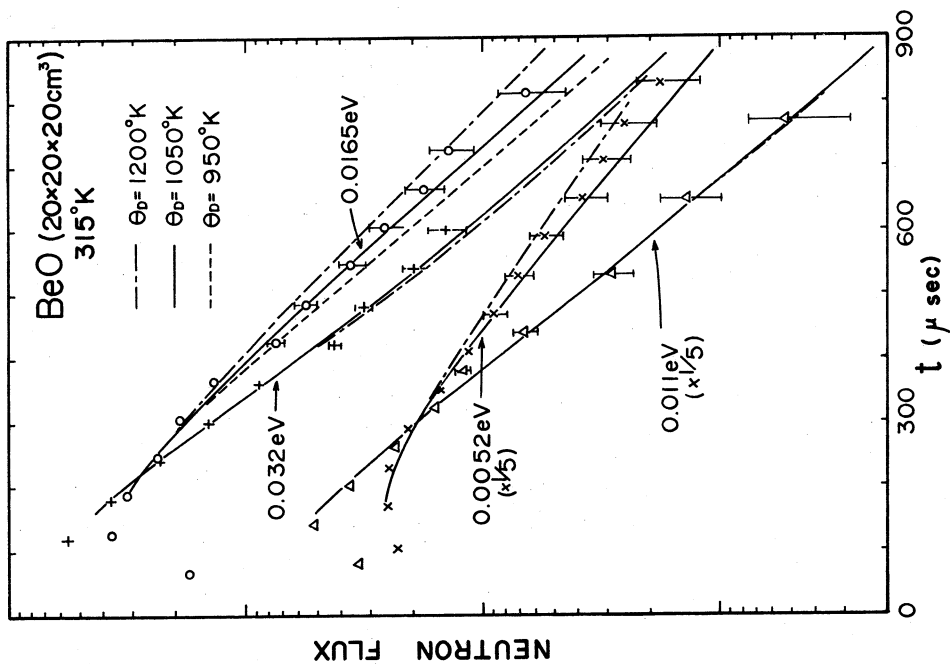
第1図は $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$

BeO体系について別に行われた die-away 実験とディバイ温度、バックリングをパラメーターにした数値計算結果とを示すものである。これより best fit に近いバックリング、ディバイ温度のセットをいくつか見出す。そしてこれらのパラメーターの組について時間依存スペクトルの実測値と計算値がスペクトルの形および大きさで比較され best fit のバックリングとディバイ温度が定まるわけ

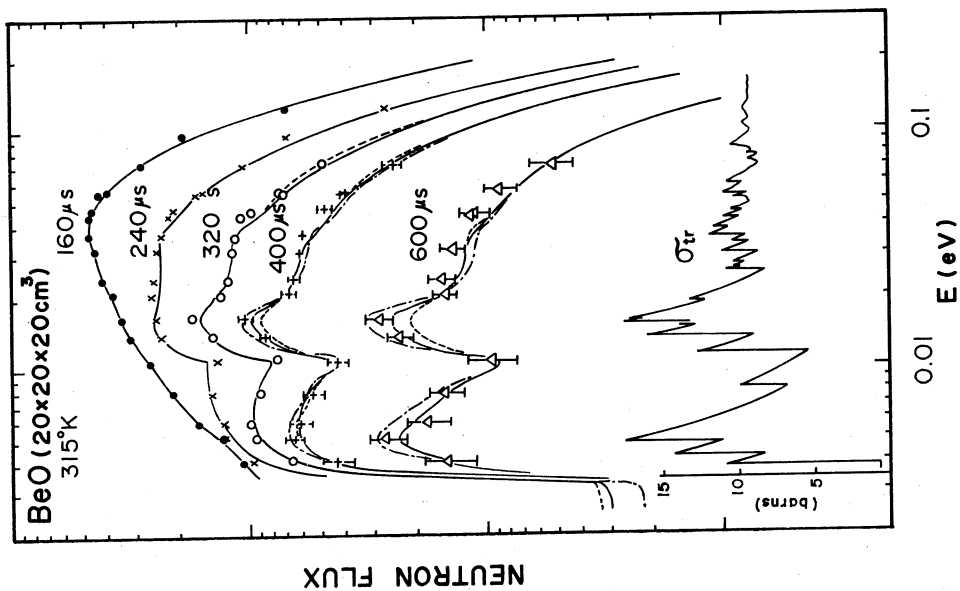


第 1 図

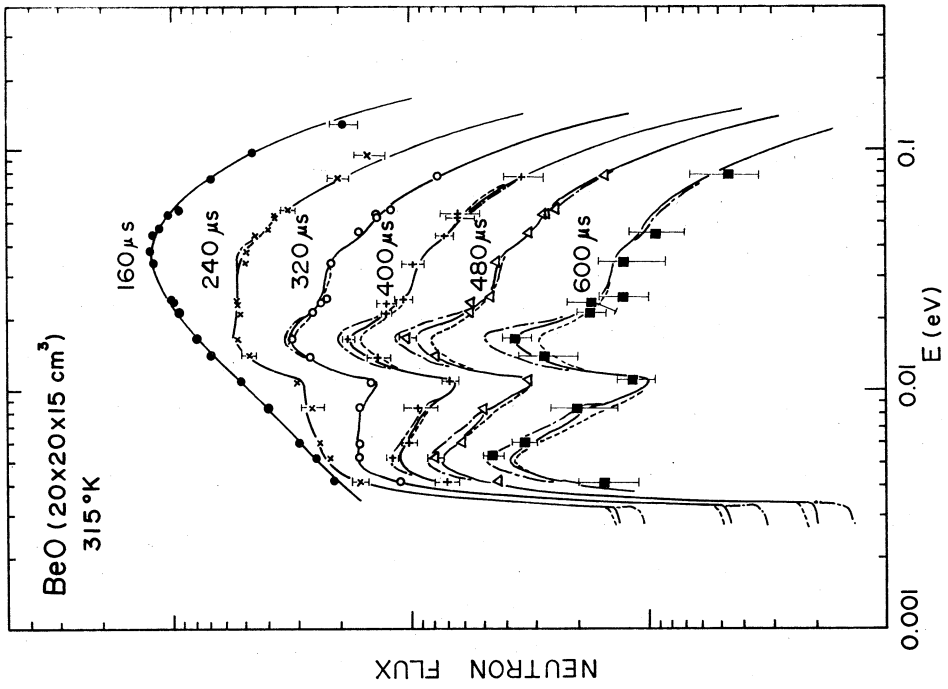
である。第2図は同体系の時間依存スペクトルの実測値と計算値を示す。この時のバックリングには $B^2 = 0.065 \text{ cm}^{-2}$ が用いられている。図中一点鎖線、実線、鎖線はそれぞれディバイ温度 1200°K , 1050°K , 950°K とした時の計算値である。時間が経つにつれ計算されたスペクトルのピークにディバイ温度による差異が現れてくるが、特に第2ピーク ($12 \sim 20 \text{ meV}$) に着目すると 1050°K が最も実測値に近い結果を与えていることが判る。第3図はこのスペクトルのピーク (5.2 meV および 16.5 meV)、谷 (11 meV) その他 (32 meV) における中性子束の時間変化を示したものである。第4図は同体系の計算されたエネルギー依存の decay constant の瞬時値の時間変化 (実線) と、単一指数関数的激衰としてそのエネルギーの中性子束の実測値の時間変化を最小2乗法で fitting し、その fitting 開始時間を少しづつ遅らせて行った時の decay constant とを示す。なお図中点線は全中性子密度の decay constant の瞬時値である。エネルギー依存の激衰の様子はエネルギーにより異なるが、時間と共に 5.2 meV



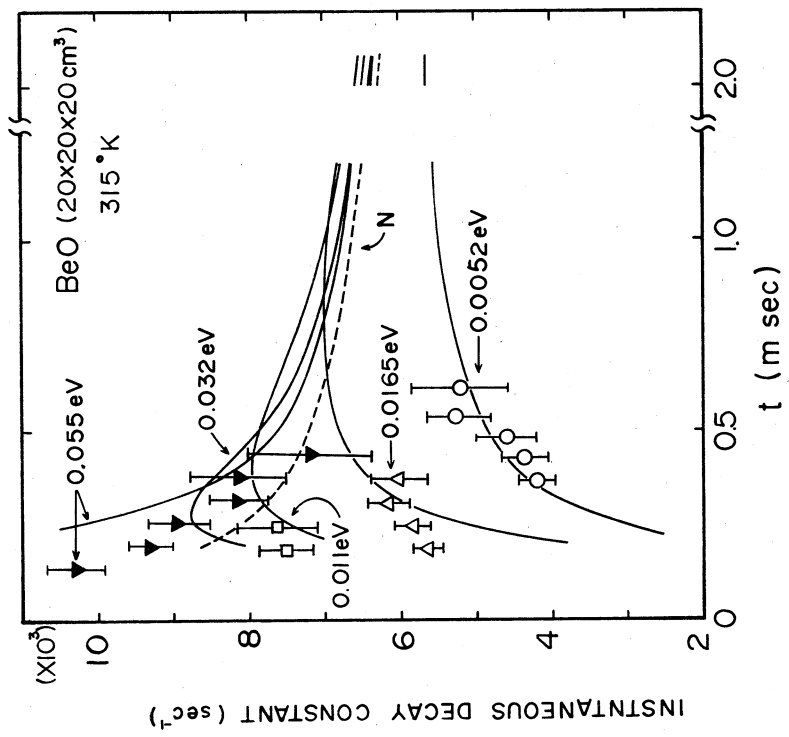
第 3 图



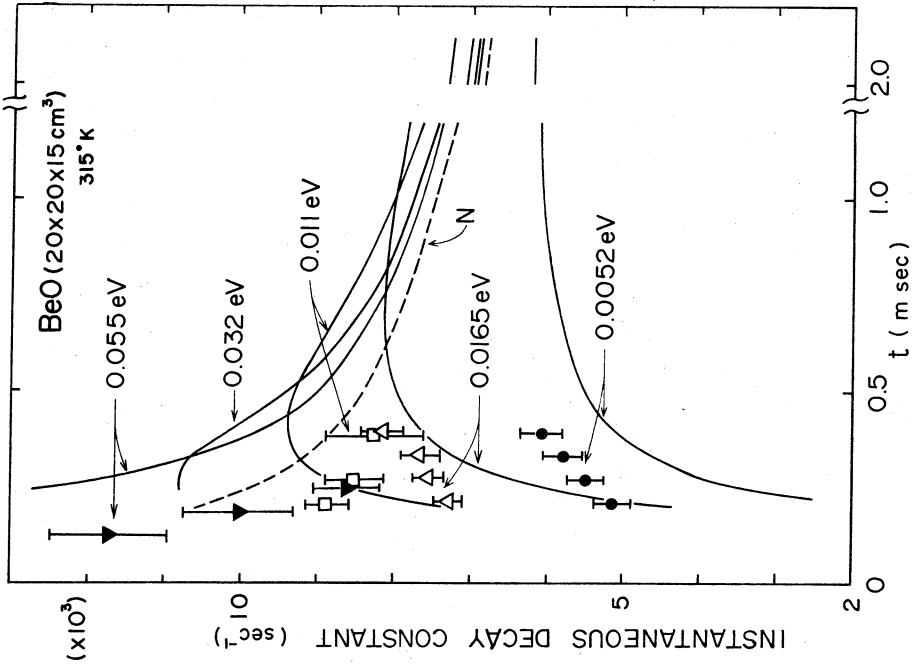
第 2 图



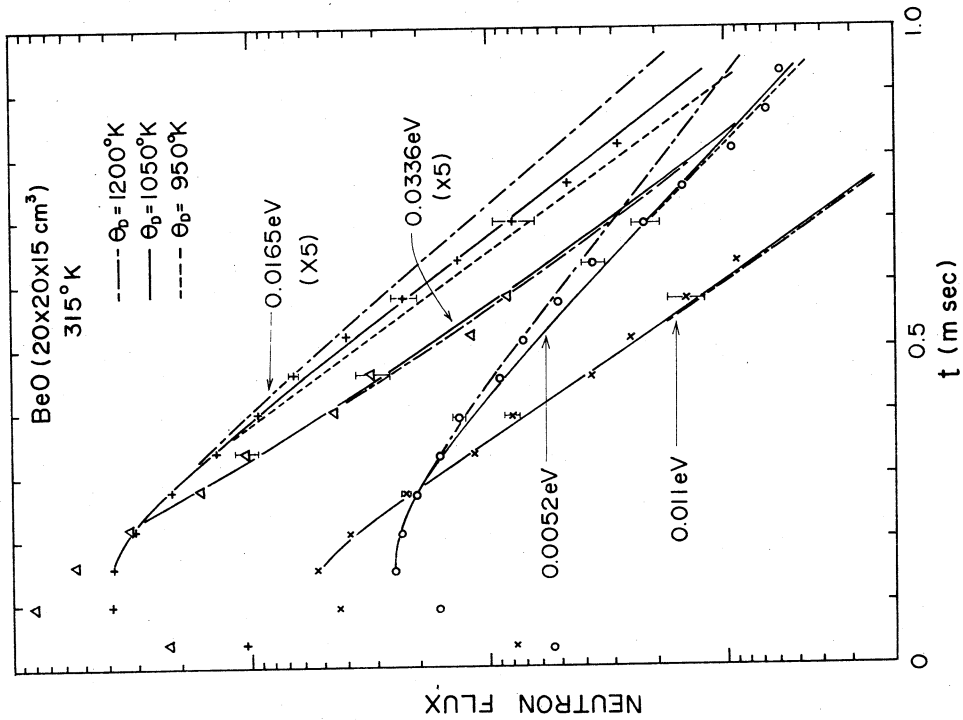
第 5 图



第 4 图



第 7 图

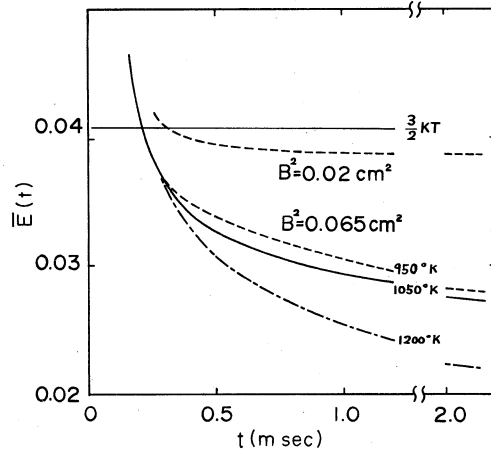


第 6 图

のピーク以外は比較的速やかにお互に近い値に近づいて行く。実測値（単一指数関数 fitting）もほぼ同様の結果を示している。

さらに小さい体系として $20 \times 20 \times 15 \text{ cm}^3$ BeO が測定された。第 5 図に $20 \times 20 \times 15 \text{ cm}^3$ BeO 体系の時間依存スペクトルの実測値と計算値（一点鎖線、実線、鎖線はそれぞれディバイ温度 1200°K , 1050°K , 950°K を示す）を、第 6 図にスペクトルのピーク、谷、その他の中性子束のエネルギー依存時間変化の実測値と計算値を、第 7 図にその decay constant の瞬時値を同様に示す。ディバイ温度についてはやはり 1050°K がよく一致する。

第 8 図は $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ 体系での中性子の平均エネルギー, \bar{E} をその時間的变化の様子を示したもので、大きい体系（例えば第 8 図では $B^2 = 0.02 \text{ cm}^{-2}$ の場合）では \bar{E} は $\frac{3}{2} \text{ KT}$ よりも冷たいある一定値に比較的速やかに落ち着くのに対し、小さい体系では \bar{E} はどこまでも冷却し続けている。



第 8 図

§ 4 検 討

ディバイ温度の変化は時間依存スペクトルのブラッグ・ピークにかなり大きな差異を与えることが数値計算よりわかった。小さな非含水素系減速材での時間依存スペクトルの測定の困難さ（特に長時間経過までスペクトルの変化を追跡することの）ため決して十分な統計とは云えないが、実測された時間依存スペクトルは少なくともディバイ温度を従来考えられていた 1200°K とすることは適当でなく、また最近 BeO 体系の die-away experiment より推定されている 950°K では特に第 2 ブラッグ・ピークが実測結果より小さすぎることから判断して、これらのほぼ中間的な値であろう。ディバイ温度を 1050° にとってやると比較の実測結果とよく一致する。

このように小さな体系での時間依存スペクトルはディバイ温度に敏感であるため、時間依存スペクトルの測定がやり方によってはディバイ温度の決定のための一手法と云えなくもないが、むしろここでは実際の振動数分布を簡単な thermalization kernel に折込む時にディバイ温度というパラメーターをいくらと考えれば熱化の説明がうまく行くかと云う点について述べたものである。

II-3 CrGe の中性子回折

金研・核理研*・工学部**

富吉昇一・鈴木隆司・渡辺 浩
 木村一治*・渡辺 昇*・小山田正幸*
 山田幸男*・高橋文信**

§ 1 序 論

電子リニアックによる、T-O-F法を使った中性子回折に関する基礎的実験はほぼ完了したと考えられるので、我々は磁気散乱による磁性体の磁気構造についての実験を行った。試料はCrGeを選んだ。CrGeに関しては、1966年に安河内氏等によって帯磁率の測定 (Fig. 1に示す)が行われ、Neel温度が62°Kである反強磁性であることが報告されている。この物質の結晶構造はB20型、即ちFeSi型といわれるもので、Fig. 2に示す様な構造をしている。考えられる反強磁性では、磁気散乱のみによるピークが観測されるはずであり、初めての実験としては強磁性の場合に比して容易であろうと考えられる。CrGeと同じ結晶構造をもつFeSiの場合について渡辺等によって仮定された磁気構造モデルと同様に考えると、Fig. 2に於いて、(1) Crの1と2の磁気モーメントが同方向を向き、3と4の磁気モーメントがそれと反対方向を向く場合と、(2) Crとそのnearest neighbourにあるGeとを結ぶ直線方向に、Crの磁気モーメントが向く場合とが考えられる。(1)の場合でも(2)の場合でも共に、X線(中性子回折の核散乱に相当する)では現われてこない(100)

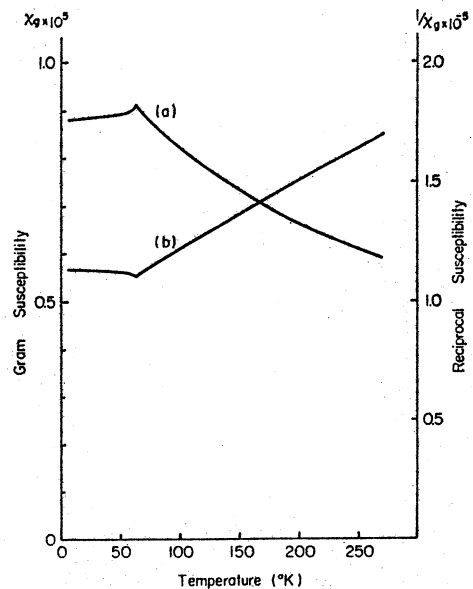


Fig. 1. Temperature dependences of magnetic susceptibility(a) and its reciprocal(b) of CrGe.

ピークが、中性子の磁気散乱として現われてくるはずである。

§ 2 実 験

700°Cで10日間sinterし、更に10日間annealして試料を作成した。この試料について帯磁率の測定を行った。その結果はFig. 3に示されている。測定は T_N 以上の高温側のみであったが、結果は安河内氏等のデータとほぼ一致している。 $\theta_P = -266^\circ\text{K}$, $\mu_{\text{eff}} = 1.84 \mu\text{B}$, 中性子回折の実験は T_N 以上の温度である液体 N_2 温度, T_N 以下の温度である液体 He 温度について行った。散乱角 $2\theta = 33^\circ\text{K}$

$2\theta = 90^\circ$ に関して得られた回折patternをfig. 4~6に示す。 $2\theta = 33^\circ$ の場合に着目すると、液体 N_2 温度 (Fig. 4) では核散乱のピークが(110)から現われている。液体 He 温度 (Fig. 5) では、先に仮定された反強磁性モデルから(100)ピークが600 channel辺

りに見出されることが期待されたが、図に示される如く(100)ピークは見出されなかった。又、他の磁気散乱のピークと考えられるものも見出されなかった。 $2\theta = 90^\circ$ の方は $2\theta = 33^\circ$ の場合に比して分解能が良くなっているが、同様に磁気散乱ピークは見出されない。

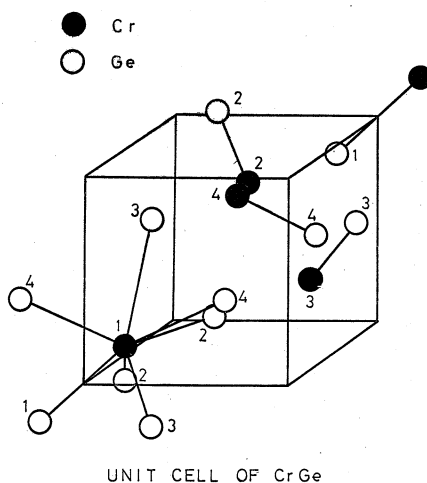


Fig. 2

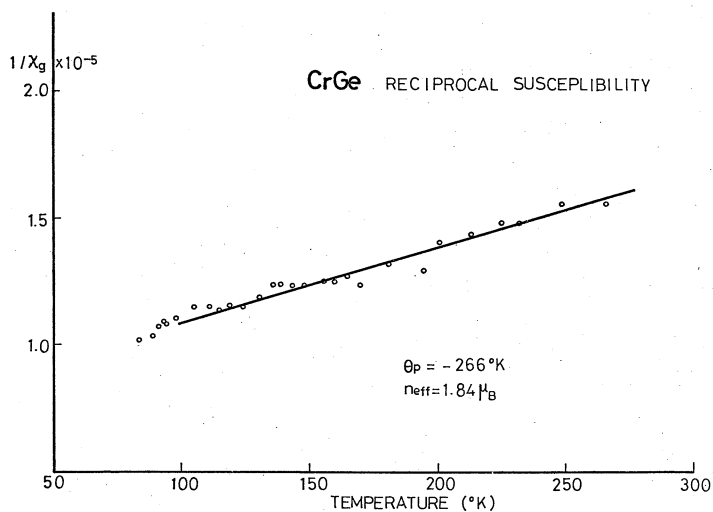


Fig. 3

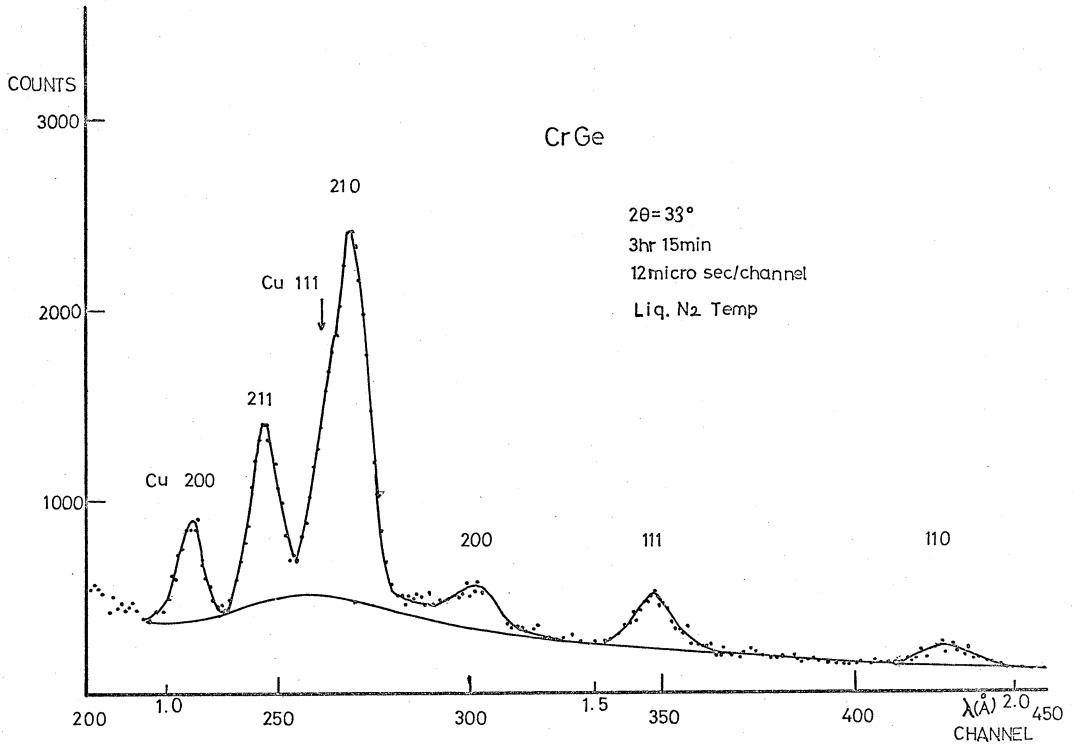


Fig. 4

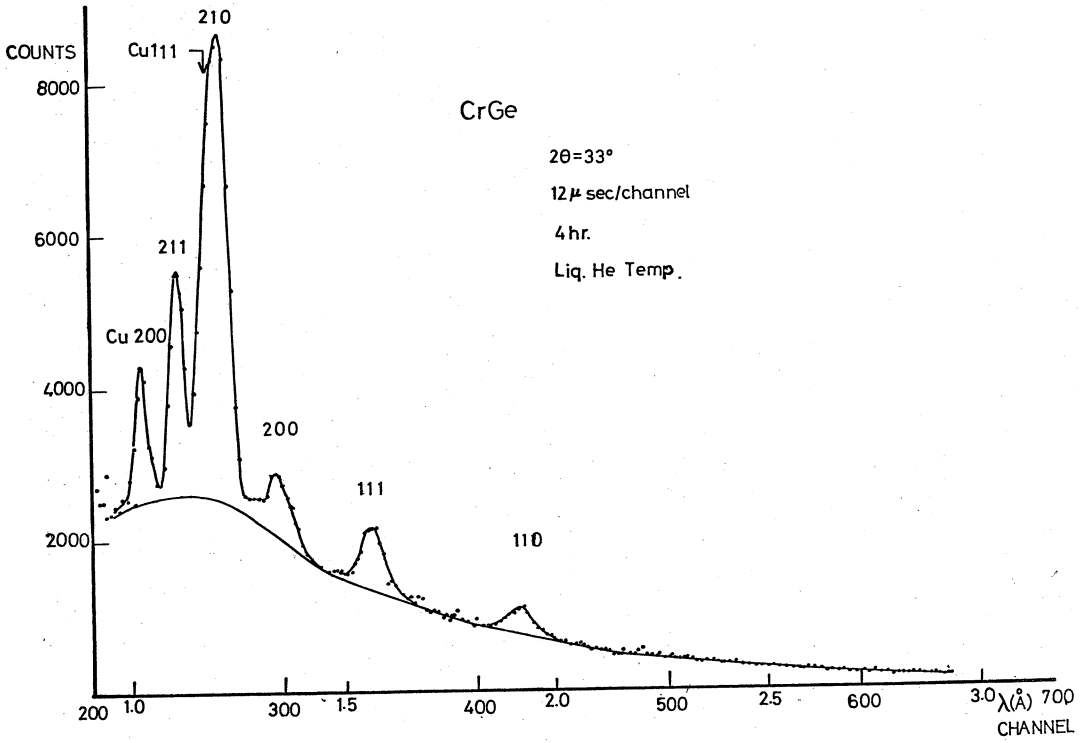


Fig. 5

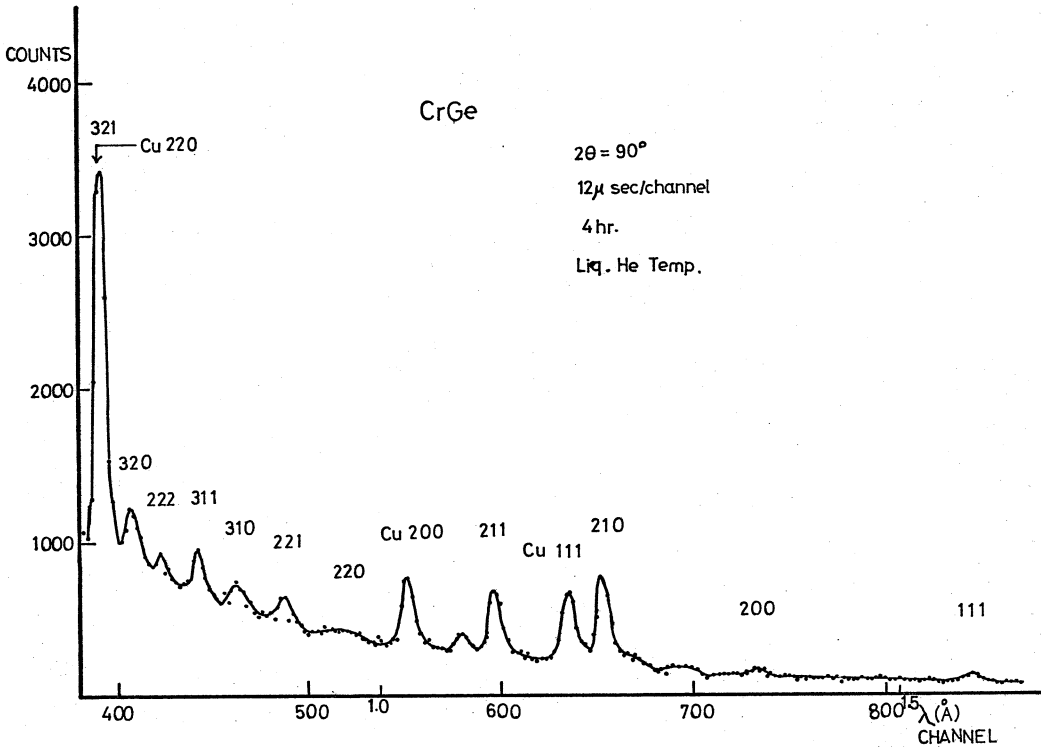


Fig. 6

§ 3 結 果

仮定された磁気構造モデルによって構造因子を計算すると、

$$j F_{100}^2 = 0.879 \times \mu_{Cr}^2 \text{ barns/unit cell}$$

となる。 μ_{Cr} は Bohr magneton 単位で表わされる Cr の磁気モーメントの値、 j は多重度である。散乱強度は

$$I_{hkl} \propto i(\lambda_{hkl}) \lambda_{hkl}^4 |F_{hkl}|^2 AS(\lambda_{hkl})$$

で表わされる。 $i(\lambda_{hkl})$ は入射中性子の強度、 AS は吸収因子である。以上の式によって(100)ピークの大きさを概算してみる。いま波長に依存する吸収の効果は無視する。 I_{100} は核散乱のみによると考えて、Crのモーメントを $1 \mu_B$ とすると、

$$I_{100} / I_{110} \cong 0.180$$

となる。 I_{110} は2870 counts得られているので、 $I_{100} \cong 520 \text{ counts}$ となる。(110)と(100)ピークの分解能はほぼ同じとみて、ピークの形を三角形とすると、600 channel 辺りで46 counts/channelあることになる。600 channelあたりのback groundは200 counts/channelであるので、この場合はback groundのerror barの約3倍あるので(100)ピークは見出されるはずであると考えられる。10 channel づつ束ね

て考えると、分解能は悪くなるが、統計は良くなる。(100)の様な長波長側では分解能が良いので、この様にしても十分な分解能が得られる。この様にすると、この計算からでは、モーメントが0.4 μB があるとピークは見出せることになる。実際にはもう少し大きくないと観測は困難であろう。以上の考察は、吸収の効果を全く無視しているのであるが、吸収の効果が大きくないと考えると、この実験からCrGeの磁氣的性質について次の様に考えられる。CrGeは磁気測定からは反強磁性であるふるまいをしているが、液体He温度で、反強磁性になっていない可能性があると考えられる。又、反強磁性であったとしても、かなり小さいモーメントしか持っていないか、もしくはもっと複雑な磁気構造をしているのではないかと考えられる。

II-4 TOF中性子回折によるTiOのデバイ温度測定

理学部物理・核理研*・金研**・工学部***

渡辺伝次郎・寺崎 治・山田幸男

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

試料 $TiO_{1.20}$ では、前回に $2\theta=90^\circ$ 系からは $\theta \simeq 490^\circ K$ 、 $2\theta=158^\circ$ 系からは $\theta \simeq 470^\circ K$ なる結果を報告した。今回はその再現性をみる為と最良のモデレーターを知る為に、純水と $10\text{gH}_3\text{BO}_3/1\text{lH}_2\text{O}$ をモデレーターとして使用し、前回の $30\text{gH}_3\text{BO}_3/1\text{lH}_2\text{O}$ と比較してみた。その結果、モデレーターとしては $10\text{gH}_3\text{BO}_3/1\text{lH}_2\text{O}$ が最も良い事がわかり、 $TiO_{1.20}$ のデバイ温度は $(473 \pm 20)^\circ K$ と決定された。試料 $TiO_{0.8}$ についても測定を始め、デバイ温度は $(525 \pm 5)^\circ K$ で $TiO_{1.20}$ のそれより約 50° 大きいことがわかった。

§ 1 序 言

チタンの酸化物のうち、岩塩型構造をもつ TiO_x 相($0.7 < x \leq 1.25$)は全格子点の約15%におよぶ多量の空隙子点が安定に存在している特異な結晶であり、 $800 \sim 1000^\circ C$ 以上の高温ではそれが不規則配列をとる。このように多量の空隙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、各原子の熱振動の平均乗変位を求め、かつ各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。

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。

§ 2 デバイ温度測定の方法

前報¹⁾にデバイ温度測定方法の概略が示されたが、今回は少し詳しく書いてみる。

温度 T_1 °K の試料から指数 hkl の回折線の強度は次式で与えられる。

$$E(T_1)_h = I_g \cdot j(\lambda_h) \cdot \lambda_h^4 \cdot \frac{\rho'(T_1)}{\rho(T_1)} \frac{j_h |F_h|^2}{V(T_1)^2 \sin^3 \theta_0} \cdot e^{-2W_h(T_1)} \cdot A_s(\lambda_h) \quad (1)$$

ただし、 h は hkl を代表

I_g : 測定装置に特有な幾何学的因子

$i(\lambda_h)$: 入射中性子の波長 λ_h における強度

$\rho(T_1)$ および $\rho'(T_1)$: 温度 T_1 °K の試料の塊状および粉末での密度

j_h : 指数 $\{hkl\}$ 面の多重度

V : 単位胞の体積

θ_0 : Bragg 角

F_h : $\{hkl\}$ 反射の構造因子

e^{-2W_h} : $\{hkl\}$ 反射の温度因子

$A_s(\lambda_h)$: 波長 λ_h での減衰係数

温度 T_2 °K の試料から指数 $\{hkl\}$ の線の強度も T_1 を T_2 でおきかえれば得られる。ここで

$\rho(T_1) = \rho(T_2)$, $\rho'(T_1) = \rho'(T_2)$, $V(T_1) = V(T_2)$ を仮定する。X線の格子定数測定によれば、 $\text{TiO}_{1.2}$ の 82 °K と 296 °K の間における $\Delta a/a$ が 0.105 % であることから、この仮定は妥当であるといえる。又測定に際して試料およびカウンターを動かさないように努めたので、 I_g , θ_0 , $A_s(\lambda_h)$ は T_1 °K および T_2 °K において同じ値をもつと考えられる。したがって、二つの温度における積分強度を $i(\lambda_h) \lambda_h^4$ で規格化した後、その比をとれば、これらの項は打消し合っ

て簡単に次のようになる。

$$\frac{E(T_2)_h}{E(T_1)_h} = e^{-2W(T_2)_h + 2W(T_1)_h} \quad (2)$$

対数をとると

$$\ln \frac{E(T_2)_h}{E(T_1)_h} = -2W(T_2)_h + 2W(T_1)_h \quad (3)$$

原子の反射面に垂直な方向への平均二乗変位を $\overline{u_s^2}$ とすれば

$$W(T_1)_h = 8\pi^2 \overline{u_s^2} (\sin \theta_0 / \lambda_h)^2$$

$$= \frac{6h^2}{mk\theta} \left\{ \frac{\Phi(x_1)}{x_1} + \frac{1}{4} \right\} \left(\frac{\sin \theta_0}{\lambda_h} \right)^2 \quad (4)$$

で与えられる。

ただし、 $x_1 = \frac{\theta}{T_1}$ で θ はデバイ温度、 $\Phi(x) = \frac{1}{x} \int_0^x \frac{\xi}{e\xi - 1} d\xi$ 、 m は原子の質量であって組成を考慮した平均の質量を用いた。 k はボルツマン定数、 h はプランク定数である。よって

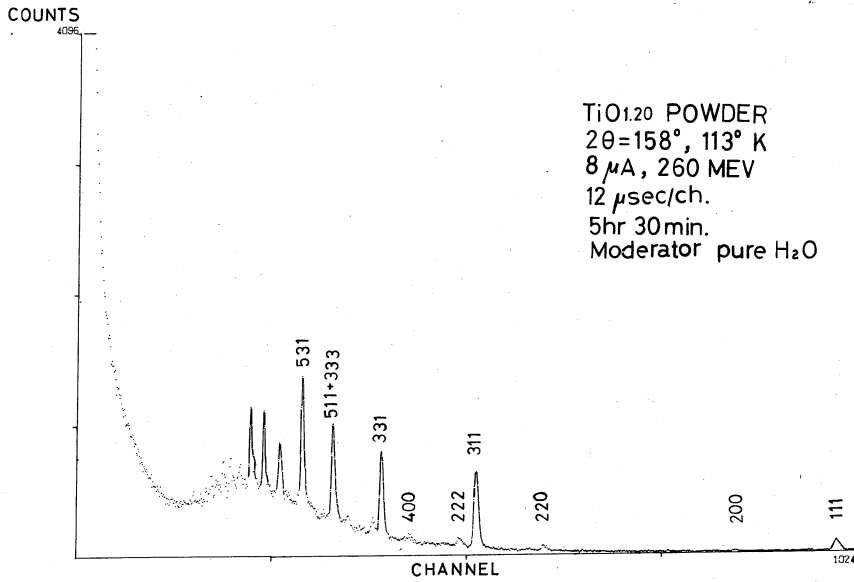
$$\ln \frac{E(T_2)_h}{E(T_1)_h} = \frac{12h^2}{mk\theta} \left\{ \frac{\Phi(x_1)}{x_1} - \frac{\Phi(x_2)}{x_2} \right\} \left(\frac{\sin \theta_0}{\lambda_h} \right)^2$$

となる。横軸に $(\sin \theta_0 / \lambda_h)^2$ 、縦軸に $\ln\{E(T_2)_h/E(T_1)_h\}$ をとって各指数 $\{hkl\}$ についてプロットすれば直線になり、その傾斜から θ を求めることができる。この時 θ は温度によらず一定であると仮定した。

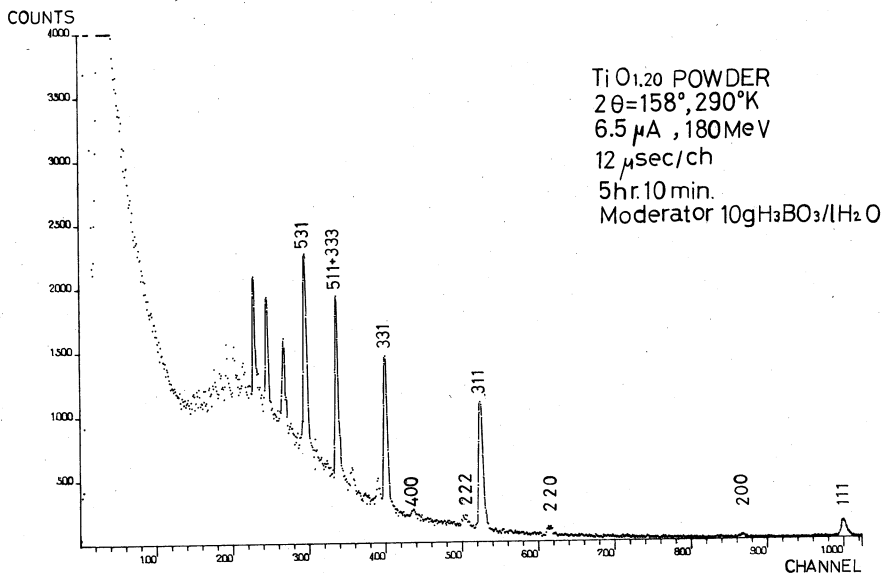
§ 3 実験および結果

実験方法は前報¹⁾に報告したと同じである。粉末試料 $\text{TiO}_{1.20}$ 約60cc(157g)を5cm ϕ ×3cmのアルミニウム円筒に入れ、円筒軸をビームに平行にし、液体窒素用クライオスタットにセットした。前回には軸をビームに対し約45°傾けたが、今回はカウンターに対する対称性を考えて平行にした。吸収、カウンター効率等の効果を打消す為、二つの温度での測定の間、試料を動かさないよう努めた。測定時間および使用したモデレーターは第1表の如くである。定常炉の場合と違って同時に高次の回折線まで記録できるので測定時間が非常に短かくてすむ。室温および低温で得られたパターンの例を1図および2図に示す。これらのデータから得られたデバイ温度を第1表に示す。

$\text{TiO}_{0.8}$ についてもデバイ温度測定の前備実験を始めた。試料は前回と同じ大きさの円筒形アルミニウムホルダーに詰め、実験方法は前と全く同じである。パターンの一例を第3図に示す。 $\text{TiO}_{0.8}$ の場合は $\text{TiO}_{1.2}$ よりも偶数次の指数の構造因子が小さくなる為、偶数次のピークはほとんど出ていない。解析の結果を第1表に示す。



☒ 1



☒ 2

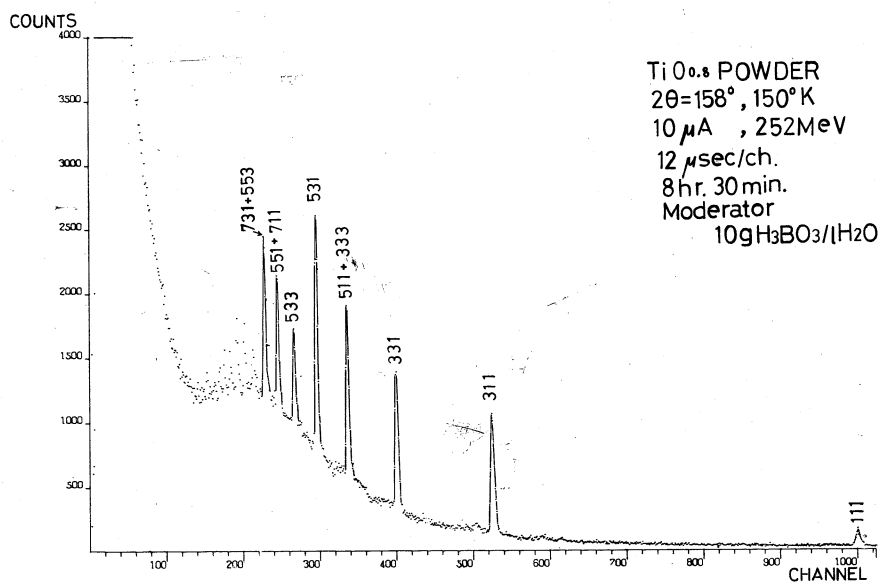


図 3

§ 4 結果の検討

第1図と第2図を比較してみると、モデレーターに純水を使った時はピークが尾を引いている。その為に接近しているピークでは分離が困難になり正確な積分強度を求める事が難しい。強度と分解能の両方が最も良くなるのは $10\text{gH}_3\text{BO}_3/1\text{H}_2\text{O}$ であった。第1表からわかるように、 $2\theta = 158^\circ$ 系による測定結果は再現性が良いが、 $2\theta = 90^\circ$ 系による結果は再現性が極めて悪い。その原因は、 $2\theta = 90^\circ$ 系という角度に由来する測定装置の配置によるものと思われるが、明確なことは未だ不明であり、目下検討中である。今回の実験では、 $2\theta = 158^\circ$ 系の測定結果から得られた値より、デバイ温度の平均値として $\theta = (473 \pm 20)^\circ\text{K}$ を得た。 $\theta = 473^\circ\text{K}$ として原子の平均二乗変位を計算すると、室温 (290°K) において $\sqrt{u^2} = 0.14\text{\AA}$ となる。これは $\text{Al}(\theta = 395^\circ\text{K})$ の室温における $\sqrt{u^2} = 0.17\text{\AA}$ より小さく、 $\text{MgO}(\theta = 750 \sim 890^\circ\text{K})$ の $\sqrt{u^2} = 0.11 \sim 0.10\text{\AA}$ より大きい値である。

文 献

- 1) 木村他, 核理研研究報告
vol. 2(1969)No. 1, 81

第 1 表

試料	試料温度 (°K)	モデレーター	測定時間	デバイ温度 (°K)	
				$2\theta=90^\circ$ 系	$2\theta=158^\circ$ 系
TiO _{1.2}	123	30gH ₃ BO ₃ /1H ₂ O	5 ^{hr} 18 ^m	496±12	468±10
	292	"	3 30		
	113	純 水	5 30	600±39	460± 6
	292	"	4 18		
	107	10gH ₃ BO ₃ /1H ₂ O	4 05	405±10	492± 5
	290	"	5 10		
TiO _{0.8}	152	10gH ₃ BO ₃ /1H ₂ O	8 30	528± 2	523± 6
	293	"	4 52		

II-5 強誘電性 WO_3 の結晶構造

理学部物理・核理研*・金研**・工学部***

田中通義・山田 幸男・渡辺伝次郎

渡辺 昇*・富吉 昇一**・高橋 文信***

鈴木隆司**・小山田正幸*・木村 一治*

目 的

WO_3 は室温において高い電気伝導度をもつので誘電測定は困難であり、強誘電性あるいは反強誘電性の可能性を指摘されながら未だ結論が得られていない。

最近の結晶構造解析の結果は従来報告された格子定数 c を $2c$ に変更しさらに室温では non polar であり反強誘導性の可能性は a 又は b 軸方向であるとのべている。

一方、 WO_3 は WO_{3-x} という多種の非化学量論的組成のものが存在し、純粋な WO_3 と考えられるものは得にくい。

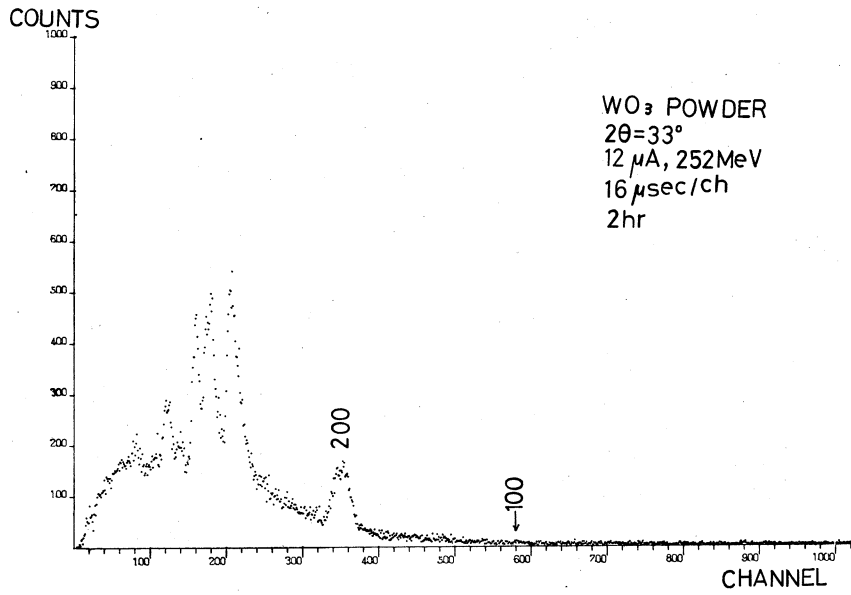
我々はこの構造に若干の疑問をもち、さらに a 又は b 方向に超格子構造がないかを調べるために $\{100\}$, $\{200\}$ 反射に着目しその強度を調べた。

実 験 と 結 果

提出されている構造によれば、 (010) , (001) は禁制反射であり (100) は許されている。X線に対する強度は (200) の $\frac{1}{50}$ である。中性子に対してはこの比は $\frac{1}{7}$ に改良される。

試料は十分酸化させた WO_3 粉末を用い、 $5\text{cm}\phi \times 5\text{cm}$ の Al 製カプセルに挿入し照射は2時間おこなった。

30° 系では $\{200\}$ は ~ 355 チャンネルにあらわれ $\{100\}$ は 680 チャンネルにあらわれるはずである。(図1) 実験結果は $\{100\}$ には認めうる peak は発見されなかった。しかし $\{200\}$ の強度も比較的小さく、今回の実験では新しい結論は得られなかった。今後さらに、長時間の露出がのぞまれる。



☒ 1

II-6 パルス電子線によるイオン結晶の光学的研究(4)

理学部物理 上田正康・平井正光
近藤泰洋・吉成武久

前回までの実験において、時間巾が15nsの短い電子線パルスをLHeTのKCl単結晶に照射することにより、 80 ± 15 nsという速い時定数で電子捕獲中心であるF中心が生成されるといふ新しい現象を観測しえた。一般に放射線をアルカリ・ハライド結晶に照射するとF中心が生成されるが、それと相補関係にある正孔捕獲中心であるH中心も同時に生成され、そのH中心による吸収帯が紫外部にあらわれる。ただし前回までの経験では紫外部にそれと思われる吸収帯が現れはしたが、その振舞いは測定精度が低く確認するに至らなかった。今回は精度をあげることにより、紫外部に現れる吸収帯がH中心によるものであることと、それがF吸収帯と同じ時定数で消滅することをつきとめ、これらの結果からFとH中心が対になって消滅することを確かめた。又正孔に関係した色中心のひとつである V_k 中心のtriplet stateに電子がつかまり、それによる吸収帯が660nmにピークをもって現われることが判り、その寿命がLHeT附近で約0.3msであることを確かめた。寿命の温度変化からtriplet stateの崩壊エネルギー($4E$)を求めた。装置および測定法は前回と同様である。

結 果

i) 短波長領域における吸収帯

前回までの実験では、色中心の速い生成機構を調べるために、時間巾の短い電子線パルス15nsを用いたが、そのために生成される色中心の濃度が小さかった。色中心の数は各吸収帯ピークでの光の吸収率から求めているが、短いパルスではその吸収率が小さい。その結果F中心と同じ時定数で消滅と思われる、短波長領域(340nm)の吸収帯の半値巾、そのピーク波長等が正確に測定できず、この吸収帯が何の色中心によるものか確かめることができなかった。今回はパルスの時間巾を $0.2 \mu\text{s}$ に広げ、吸収中心の生成量を増すようにした。その結果紫外部における吸収帯のピーク波長、半値巾、およびその消滅時間を正確に測定することができた。

Fig. 1に340nmでの測定例を示す。 $0.2 \mu\text{s}$ の中電子線が結晶に照射されると結晶は瞬間的に着色され、波長340nmの光の透過率が減少する。すなわちoptical densityが増加

する。図には optical density が $0.2\mu\text{s}$ 以内に増加し、その後二つの時定数で減少する様子が示されている。一つは速い減少でその時定数は $3.0\mu\text{s}$ (curve c), 他は遅いもので $35\mu\text{s}$ (b) である。curve c は curve a と curve b の差より求めた。curve a を電子線が照射された時刻 (時間軸の $t=0$) に外挿すると、最初の optical density が求まる。

Fig. 2 に示す様な測定を 300nm ~ 400nm の領域で 10nm 間隔で行い、 $t=0$ での optical density を波長の関数として図示すると Fig. 1 の curve a のような一つの吸収帯がえられる。この吸収帯の peak 波長は 340nm , 半値巾は 0.6eV でこれは LHeT での KCl の H 帯と一致するのでこの吸収帯は H 中心によるものと考えられ、又、Fig. 2 の curve b を $t=0$ に外挿した時の optical density の波長分布を同様にして求めると、Fig. 1 の curve b の吸収帯が得られる。このピークは大体 340nm にあるが、半値

巾を求めるには誤差が大きすぎて、この帯が H 帯かどうかは確かめられなかった。前回報告したように F 吸収帯も H 帯と同じように $\tau \approx 2.8\mu\text{s}$, $\tau \approx 15\mu\text{s}$ の二つの時定数で消滅するので、次のような色中心間の相互作用が考えられる。KCl の場合、中性の Cl 即ち Cl^0 が格子間位置に飛び出し、周りの三つの Cl^- と組になって Cl_4^{3-} の型をした H 中心となる。残された空負イオン格子点に電子が捕まり F 中心となる。然し結晶の温度が低いために、H 中心を形成している Cl^0 は F

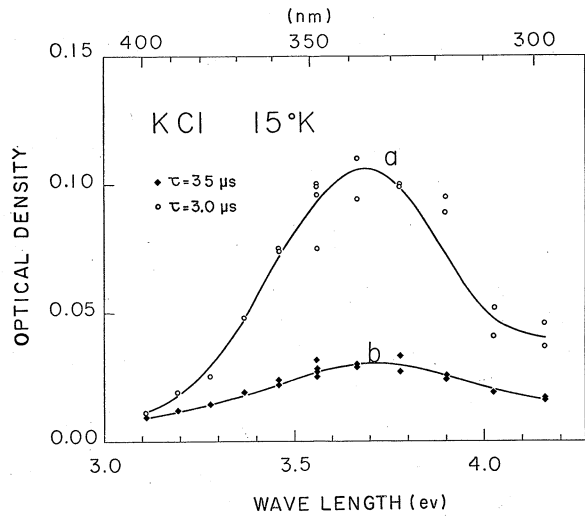


Fig. 1

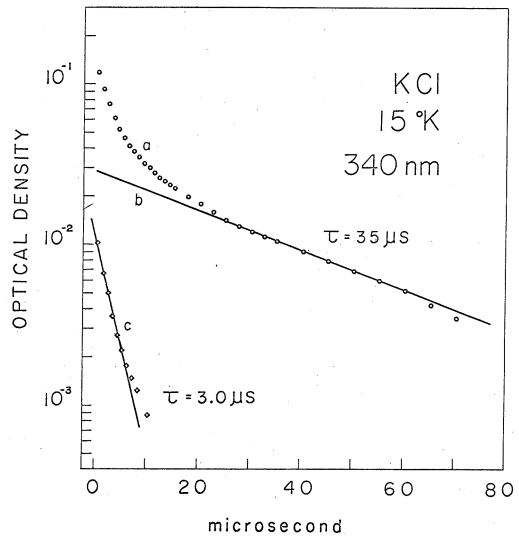


Fig. 2

中心からあまり遠くへは動いていないので、直ちにF中心と再結合する。そのことはF帯とH帯が同じ時定数で減少することから推論される。しかし現在までの実験結果では、何故3.0 μ sと35 μ sの二つの時定数でFとH中心が再結合するのか不明である。

ii) 長波長領域における吸収帯

付加着色等で作られたF中心による吸収帯はLHeTでそのピークは2.3eVにあり、半値巾は0.18eVで、高エネルギー側にK帯があるほかは左右対称である。しかしFig. 2に示すような測定をF帯附近で行ない、 $t=0$ でのoptical densityをFig. 1と同様な方法で波長の函数としてplotすると、F帯の低エネルギー側に一つの吸収帯が重なっていることが判った。これは古くから知られているF'帯とは異なり、Kabler等が報告している吸収帯と同じものと考えられる。それをFig. 3に示す。ピークは660nmで半値巾は約0.11eVである。この吸収帯は負イオン格子点にself trapされた励起子のtriplet stateから更に上にあるexcited stateへの電子遷移に相当する吸収と考えられている。このtriplet stateの寿命はLHeTで約0.3msであって、温度とともに短くなる。これをFig. 4に示してある。すなわち寿命の対数は絶対温度の逆数に比例し、次式で表わされることが判った。

$$1/\tau = 1/\tau_0 + \nu_0 \exp(-\Delta E/kT)$$

測定点は一直線上に並んでいるので、これから ν_0 および ΔE が求まる。その値はそれぞれ

$$\nu_0 \approx 1.1 \times 10^{12} \text{ cps}$$

$$\Delta E \approx 0.018 \text{ eV}$$

であった。 ΔE はKabler等の値、

$$\Delta E \approx 0.009 \text{ eV}$$

の約二倍であるが、これは温度測定の見誤差によるものと思われる。

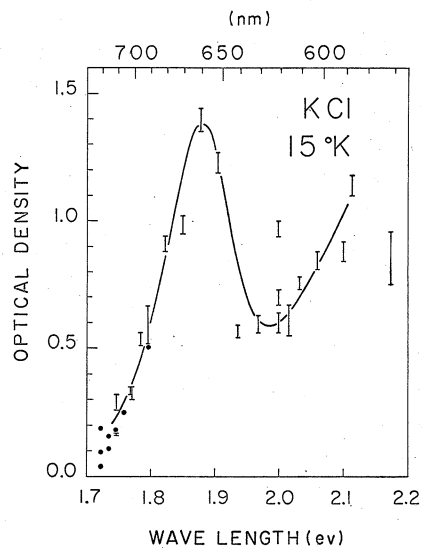


Fig. 3

iii) 不純物による影響



前回には OH^- を含む結晶を使ってF生成を観測していたので、上の過程でF中心が生成される心配があった。この影響を調べるために、窒素気流中で引き上げ法によって製作した OH^- を含まないKClを用い、これでF中心の生成を測定したが、特に OH^- の効果と思われる現象は観測されなかった。

1) 核理研研究報告 Vol. 1. No. 1.

(1968)

最後にLINACを運転して下さいました方々特に小島、浦沢の諸氏に感謝いたします。

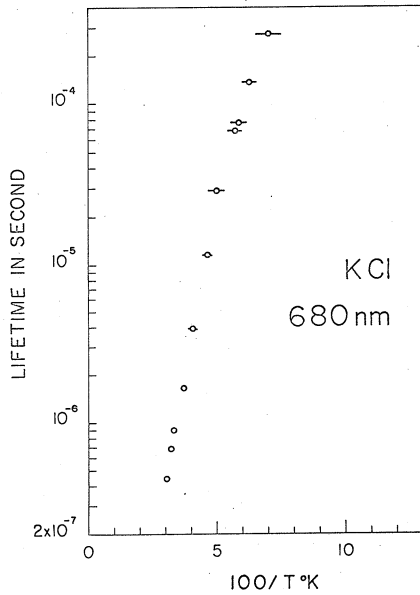


Fig. 4

III. 放射化学部門

III — 1 残留核法による核反応の研究

理学部化学 岡 好良・野村 紘一
 齋藤達弥・蔡 恵沢
 佐藤武雄

1 250MeV制動輻射による(r, n)反応の積分断面積(齋藤達弥)

高エネルギーガンマ線による光核破碎反応の収率を検討する際、個々の生成核種の収率は対応する親核の(r, n)反応の収率との相対値で論じてきた、そこで、この基準となる(r, n)反応の収率に関する基礎資料とする目的で以下の実験を行った。

原子番号が6から81までの間の14種の元素をターゲットとし最大エネルギー250MeVの制動輻射で照射し、残留核法によって(r, n)反応の相対的な積分断面積を求めた。残留核種の生成量から収率値を求め、さらにBarber¹⁾が求めた $^{12}\text{C}(r, n)^{11}\text{C}$ 反応の積分断面積の値、 $0.08 \pm 0.01 \text{ MeV-barns}$ を用いて積分断面積値とした。

得られた値を原子番号Zに対し目盛ると図1のようになる。比較のために、Gell-Mannら²⁾が総和則を適用して得た積分断面積の理論式に本実験条件を代入して求めた理論曲線を図中に記した。中重核領域において両者は良く一致している。軽核では実験値は低く、逆に $^{197}\text{Au}(r, n)^{196}\text{Au}$ や $^{203}\text{Tl}(r, n)^{202}\text{Tl}$ では高い値が得られた。

文 献

- 1) W. C. Barber, W. D. Gearge, D. D. Reagan, Phys. Rev., 98, 73 (1955).
- 2) M. Gell-Mann, M. L. Goldberger, W. E. Thirring, Phys. Rev., 95, 1612 (1954).

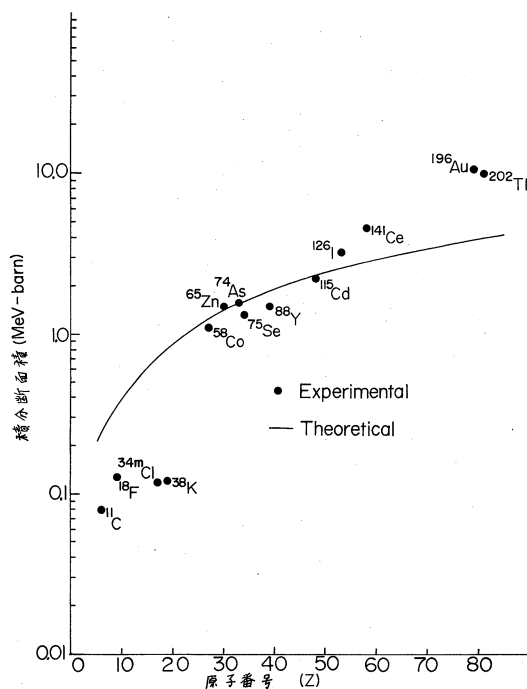
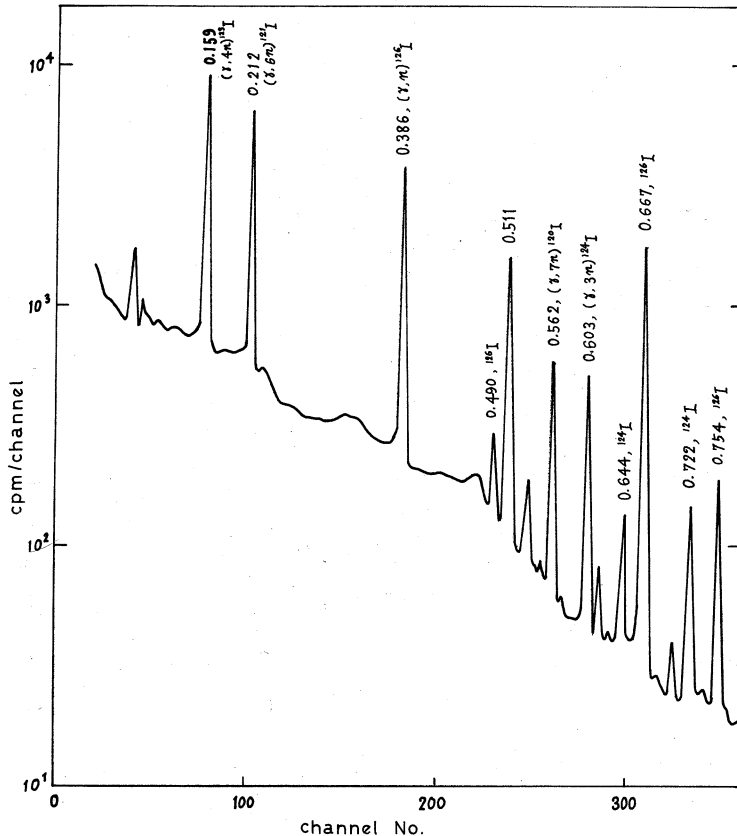


図1 (r, n)反応の積分断面積
 ($E_{\gamma \text{max}} = 250 \text{ MeV}$)

2 $^{127}\text{I}(\gamma, xn)^{120-126}\text{I}$ および $^{55}\text{Mn}(\gamma, 4pxn)^{43-48}\text{Sc}$ 反応の収率

(野村紘一)

ヨウ素ターゲットを44, 60, 150, 200及び250MeV制動輻射で照射し, (γ, xn) 反応で生じる放射性ヨウ素核種の収率を残留核法で求め相対的収率とそのエネルギー依存性を検討した。ヨウ化カリウム200mgをターゲットとして各エネルギーで放射化し, 同時に生じた放射性テルル, アンチモン核種等を化学的に分離除去した後, 36ccGe(Li)検出器と1024チャンネルPHAによる γ 線スペクトルを測定した。その一例として250MeV制動輻射で照射した場合の γ 線スペクトルを図2にあげた。この場合質量数が120, 121, 123, 124および126の5種のヨウ素核種の残留を認め得る。各最大エネルギーについてこれら核種の収率値を求め $^{127}\text{I}(\gamma, n)^{126}\text{I}$ 反応の収率に対する相対値として表1に一括して示した。相対収率を放出中性子数に対して目盛る

図2 ヨウ素ターゲットの γ 線スペクトル

最大制動輻射線 : 250 MeV, 2時間照射

検出器 : 36cc Ge(Li)-1024ch PHA

照射後の時間 : 2時間45分

表1 ヨウ素の生成反応と相対収率比

核 反 応	半減期	$-Q$ 値 (MeV)	$^{127}\text{I}(\gamma, n)^{126}\text{I}$ 反応に対する相対収率比				
			30MeV	45MeV	60MeV	150MeV	250MeV
$^{127}\text{I}(\gamma, n)^{126}\text{I}$	13d	9.1 ₅	1	1	1	1	1
$^{127}\text{I}(\gamma, 2n)^{125}\text{I}$	60d	16.2 ₆	—	—	—	—	—
$^{127}\text{I}(\gamma, 3n)^{124}\text{I}$	4.2d	25.8 ₈	確認できず	$1.9_5 \times 10^{-2}$	$2.5_5 \times 10^{-2}$	$3.6_7 \times 10^{-2}$	$3.5_5 \times 10^{-2}$
$^{127}\text{I}(\gamma, 4n)^{123}\text{I}$	18.3hr.	33.1 ₆ *	生成せず	$1.3_6 \times 10^{-3}$	$7.5_9 \times 10^{-3}$	$1.9_9 \times 10^{-2}$	$1.8_8 \times 10^{-2}$
$^{127}\text{I}(\gamma, 5n)^{122}\text{I}$	3.5min.	43.0 ₇	—	—	—	—	—
$^{127}\text{I}(\gamma, 6n)^{121}\text{I}$	2.12hr.	51.0 ₅ *	—	—	—	$5.0_6 \times 10^{-3}$	$4.8_2 \times 10^{-3}$
$^{127}\text{I}(\gamma, 7n)^{120}\text{I}$	1.35hr.	61.3 ₉ *	—	—	—	$1.6_8 \times 10^{-3}$	$1.7_6 \times 10^{-3}$

* M. Yamada のデータ, J. Phys. Soc. Jap., 16, 1497(1961).

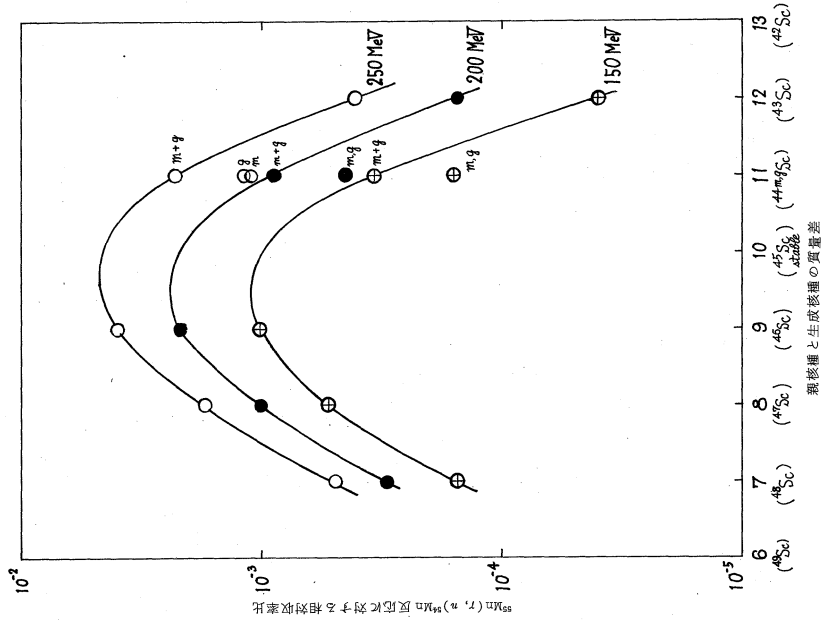


図4 マンガンターゲットからの種々の放射性
スカンジウムの収率比と質量差

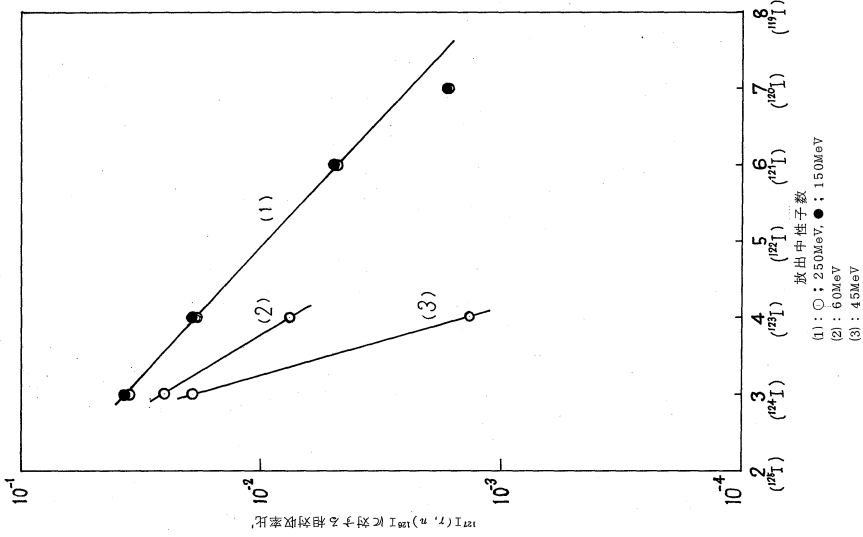


図3 ヨウ素ターゲットの放出中性子と
相対収率比の関係

と図3のようになり、収率は指数函数的に減少することが明らかとなった。

つきに金属マンガン300mgを250および200MeV制動輻射で照射し、 $(\gamma, 4pn)$ 反応で生じる放射性スカンジウムを分離測定して、収率を検討した。本実験には質量数が43, 44 (meta stable およびground state), 46, 47および48の6種のスカンジウム核種が検出された。それぞれの収率を $^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$ 反応の収率値に対する相対値として求め、親核種と生成核種の質量差に対してプロットし、図4のとうりの結果を得た。この関係は200および250MeVの双方について $^{45}\text{Sc}(\text{stable})$ に対応する位置にピークを有する曲線として得られた。 ^{44}Sc の核異性体生成比はほぼ1に近い。

3 $^{133}\text{Cs}(\gamma, 2pxn)^{120-131}\text{I}$ 反応の収率 (蔡恵沢)

塩化セシウムターゲットを150, 200および250MeV制動輻射で照射し、 $^{133}\text{Cs}(\gamma, 2pxn)$ 反応によって生成するヨウ素核種を分離測定してそれぞれの収率を求めた。150MeVでは ^{131}I , ^{126}I , ^{124}I および ^{123}I の4核種が検出されたが、200MeV以上ではこれらの他に ^{120}I および ^{121}I の生成も認められた。 $^{133}\text{Cs}(\gamma, n)^{132}\text{Cs}$ 反応の収率を基準にして各ヨウ素核種の相対収率を質量数に対してプロットすると図5のようになる。

質量数の減少と共にすなわち中性子不足核種において相対収率は高くなり、一応、 ^{123}I 附近でピークを観察することができる。この結果はRudstamらが590MeVプロトンでセシウムターゲットを照射したときに生じる ^{118}I から ^{135}I までの収率曲線と極めて類似している。この種の曲線は高エネルギーの荷電粒子や γ 線で誘起されるいわゆる破碎反応の生成物の質量分布曲線としてしば

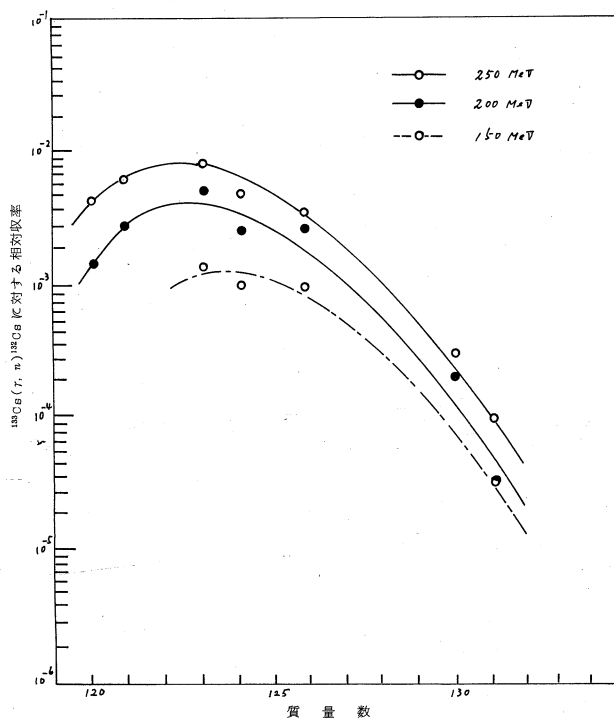


図5 $^{133}\text{Cs}(\gamma, n)^{132}\text{Cs}$ に対するヨウ素核種の収率と質量数との関係

しは観察されるもので核構造的に最も安定な核でピークとなる曲線が得られる。一般に破砕型反応の生成物を放射化分析に利用しようとする時 (r, p) , $(r, 2p)$ といった単独な核反応の生成物が必ずしも高収率で得られないことは興味ある結果であり、今後更に基礎検討を続ける予定である。

文 献

- 1) G. Rudstam and SØRENSEN J. Inorg. Nucl. Chem. 1966, vol. 28. pp. 771-794.

4 (r, n) 反応による核異性体生成比 (佐藤武雄)

前期に引き続き、 (r, n) 反応の核異性体生成比に関する研究を行った。実験ならびに計算方法については、先報¹⁾と同様であり Huizenga と Vandenvosch²⁾ の統計的取り扱いに従いスピンカットオフパラメータを求めた。先報¹⁾ で取り扱った核種については、結果の精度を高めるために新たにくり返し実験を行い、他にセレンおよびオスミウムを 30 MeV 制動輻射で照射し $^{74,82}\text{Se}$, $^{183,192}\text{Os}$ の核異性体生成比を得た。結果を表 2 に示した。表中、 ^{120}Sb の結果は板垣氏 (私信) のデータを利用したものである。

表 2 実験結果とスピンカットオフパラメーターの計算値

標的核	$E_r(\text{max})$ MeV	核異性体生成値	σ_{exp}	計 算 値		$\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{cal}}$
				(a)	(b)	
^{45}Sc	20	0.15 ± 0.01	2.5 ± 0.1	2.72	2.71	0.92
^{55}Mn	45	0.44 ± 0.01				
^{74}Se	30	0.79 ± 0.01	>5	3.05	2.64	>1.89
^{81}Br	40	0.32 ± 0.01	>5	3.75	3.63	>1.47
^{82}Se	30	0.57 ± 0.01	3.1 ± 0.2	3.76	3.75	0.82
^{107}Ag	30	0.06 ± 0.01	2.2 ± 0.1	4.26	4.38	0.50
^{113}In	30	0.72 ± 0.05	2.9 ± 0.1	4.43	4.45	0.65
^{116}Cd	30	0.24 ± 0.01	3.1 ± 0.2	4.68	4.67	0.66
^{121}Sb	30	0.13 ± 0.02	3.1 ± 0.1	4.57	4.55	0.68
^{122}Te	20	0.37 ± 0.00	>5	4.43	4.34	>1.15
^{128}Te	30	0.13 ± 0.00	2.6 ± 0.1	4.55	4.61	0.56
^{130}Te	30	0.26 ± 0.00	4.0 ± 0.2	4.54	4.56	0.88
^{184}Os	30	0.30 ± 0.00	2.4 ± 0.1	5.56	5.44	0.44
^{192}Os	30	0.92 ± 0.01	>5	5.54	5.60	>0.89
^{198}Hg	30	0.05 ± 0.01	3.4 ± 0.5	5.17	5.10	0.67

^{73}Se , ^{80}Br , ^{121}Te , ^{191}Os について、先報¹⁾でのべた一般的傾向から大きくはずれて、全て5以上の値となっている。そこで、核を剛体と見なした場合の慣性能率に殻効果を考慮した次式によって、スピントカットオフパラメータを算出した。

$$\sigma^2 = J_{\text{rig}} \cdot t = \bar{m}^2 \cdot g \cdot t = 0.0888 \cdot a \cdot t \cdot A^{\frac{2}{3}}$$

この式に導入した核準位密度定数は殻効果を考慮したCameronとNewtonの方法³⁾で求めた。これらは、各々、計算値a), b)に対応するものである。両者の値を比較しても ^{73}Se を除いては、大きな違いは決められない。 $\sigma_{\text{exp}} / \sigma_{\text{cal}}$ は先報¹⁾でのべた傾向に従うものと、この傾向からはずれる ^{73}Se , ^{80}Br , ^{121}Te , ^{191}Os の2つのグループに分かれている。 σ_{cal} の算出に用いた核準位密度定数の σ_{cal} への寄与、すなわち殻効果の寄与は σ_{cal} に対し10~30%位と思われるので $\sigma_{\text{exp}} / \sigma_{\text{cal}}$ の違いを考えるには σ_{cal} よりは、むしろHuizengaとVandenvosch²⁾の取り扱い方に疑問があると思われる。この方法では、異ったスピン状態への崩壊に対する相対的割合のみを考慮しているが、これに従えば、テルル核種の場合、スピンについては、中間状態が基底状態に代って準安定状態との競争準位と考えるなら、標的核種のスピンのも、生成核のスピンのも、各々、同じであるから、核異性体生成比にそう違いはないと考えられる。従ってそれぞれの σ_{exp} の値の間には大差はないはずである。しかるに、実験結果によれば、それぞれ核異性体生成比は著しく異なる。同様のことは、セレン核種、オスmium核種間でも考えられる。 ^{121}Te の中性子放出後のガンマ転移を全てquadropoleと考えると σ_{exp} は $N_{\gamma} = 3 \sim 4$ で 3.2 ± 0.2 となり、 ^{73}Se , ^{80}Br , ^{191}Os 等でも同様である。従って、ガンマ転移のmultipolarity, multiplicity等についても充分な検討が必要と思われる。

文 献

- 1) 核理研研究報告 vol. 2 (1) 1969.
- 2) J. R. Huizenga, R. Vandenvosch, Phys. Rev., 120, 1305, 1313, (1960)
- 3) A. Gilbert, A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. 43, 1446 (1965).
T. D. Newton, Can. J. Phys. 34, 804 (1956).

III — 2 光量子放射化分析法の研究

理学部化学 佐藤允美・斎藤達弥
蔡 恵沢・彭 通均
野村 紘一

1 セシウムを内基準元素とするヨウ素の光量子放射化分析(蔡恵沢)

セシウムを内基準元素とするヨウ素の光量子放射化分析法を検討した。光核反応の残留核種を放射化分析に利用する場合、一般には巨大共鳴吸収領域の (r, n) 反応を利用するのがもっとも鋭敏で有利であるが、対象元素と共存元素の種類によってはより高いエネルギー領域で起る (r, xpn) 反応の生成物の利用が望ましい場合も多い。また、内基準として選べる核種も原子番号の大きく異なる元素から得ることができるから、本法の適用範囲が拡張されることになる。この場合諸反応が同時に起るので結果の解析に当っては各反応の反応経路、反応収率などの基礎をあらかじめ充分検討しておく鋭敏で選択的な定量最適条件を明らかにすることが最も重要な問題となる。本研究では最大エネルギーが40、45、60および65 MeVの制動輻射でセシウムを照射し、 (r, xn) で生じる放射性セシウム核種および $(r, 2pxn)$ 反応で生じるヨウ素核種を分離測定して、それぞれの反応収率を検討し、内基準として用いるに適切な核種と r 線のエネルギーを調べ、又セシウムとヨウ素の混合試料を用いて定量法を確立した。最大エネルギーを40および45 MeVとして照射した場合には $(r, 4n)$ までのセシウム核種および $(r, 2p)$ 、 $(r, 2pn)$ による ^{131}I および ^{130}I までが生じ、60、65 MeVでは $(r, 6n)$ までおよび $(r, 2p5n)$ までが起ることを確かめた。ヨウ素の定量には ^{123}I 、 ^{124}I 及び ^{126}I を使うことができるがこの際、セシウムの $(r, 2pn)$ 反応によって生成する ^{130}I を内基準核種として用いた。ヨウ化カリウム、塩化セシウムおよび両者の混合物を試料として各エネルギーで照射した。照射後の試料から放射性セシウム及び放射性ヨウ素部を分離するには次のように行なった。照射後の試料を水にとかし、ヨウ化カリウムを加えて亜硝酸ナトリウムで酸化し、四塩化炭素で抽出する。さらに亜硫酸ナトリウムで還元して水相にふり戻し、ヨウ化銀として沈殿分離して r 線スペクトルをとった。なお、セシウムのフラクションでは、テトラフェニルボレートを用い、沈殿分離を行い各々の r 線スペクトルを測定した。測定には36 cc Ge(Li)半導体検出器とTMC社製1024 channel波高分析器を用いた。40~65 MeV制動輻射で照射したセシウムターゲットから分離したヨウ素核種の r 線スペクトルは図1の通りである。40、45 MeVで照射した場合、セシウムからは ^{131}I の0.364 MeV、および ^{130}I

の 0.419, 0.538, 0.743, 1.15 MeV に顕著な光電ピークが確認される。すなわち, $(r, 2p)$, $(r, 2pn)$ 反応によって ^{131}I 及び ^{130}I を生ずることが知られる。さらに照射 γ 線のエネルギーを 60, 65 MeV まで上げると $(r, 2p5n)$ 反応によって ^{126}I の 0.386, 0.48, 0.751 MeV の光電ピークが確認された。さて, 図 1 でのべた 40, 45, 60, 65 MeV でセシウムを照射した場合, セシウムターゲットから分離した放射性ヨウ素の γ 線スペクトルから確認された $(r, 2p)^{131}\text{I}$, $(r, 2pn)^{130}\text{I}$ および $(r, 2p5n)^{126}\text{I}$ と (r, xn) 反応にもとづく光電ピークから面積計数率を求め,

照射終了時における飽和生成量を求め ^{196}Au の生成量に対する相対収率を求めた結果を表 1 に示した。以上に述べたように 40~65 MeV 制動輻射でセシウムを照射した場合に起こる (r, xpy_n) 反応から各々の生成量を求めて実際にヨウ素の定量にどのエネルギーを選択すれば可能であるかを検討した。本研究では最大エネルギーを 45 MeV として選びヨウ素の定量を試みた。セシウム-ヨウ素の混合試料は照射後すぐ放射性ヨウ素を分離した, 混合 γ 線スペクトルを図 2 に示した。図からも解るように ^{131}I の 0.364 MeV, ^{130}I の 0.419, 0.538, 0.743 MeV の光電ピークが顕著に認められ, 定量しようとするヨウ素からは ^{123}I の 0.159 MeV, ^{124}I の 0.603, 0.722 MeV および ^{124}I の 0.386, 0.48, 0.751, 0.870 MeV の光電ピークが観察される。内基準核種としては ^{131}I および ^{130}I の両者とも使用できるが本法では ^{130}I の 0.538 MeV の光電ピークを内基準核種として選び, 定量ピークとしては 0.159, 0.603, 0.722, 0.386, 0.48, 0.751, 0.870 MeV とした。これらの両者の光電ピーク面積計数率を求めて比をとり, ヨウ素

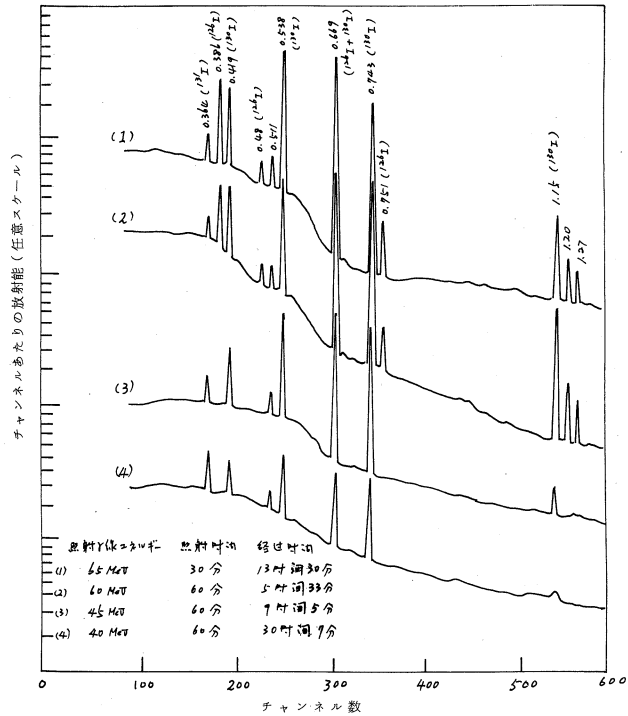


図 1 40~65 MeV 制動輻射で照射したセシウムターゲットから分離したヨウ素核種の γ 線スペクトル

表1 セシウムよりのヨウ素の相対収率と制動放射線の最大エネルギーとの関係

標的核種	生成核種	生成量 (飽和時の $\mu\text{Ci}/\text{mole}$)						$^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ に対する相対収率							
		40MeV	45MeV	60MeV	65MeV	60MeV	65MeV	40MeV	45MeV	60MeV	65MeV	40MeV	45MeV	60MeV	65MeV
^{133}Cs (100%)	^{131}I	9.93×10^0	6.56×10^0	5.25×10^1	5.69×10^1	5.69×10^1	5.69×10^1	2.69×10^{-7}	2.76×10^{-7}	7.74×10^{-7}	7.74×10^{-7}	7.74×10^{-7}	7.74×10^{-7}	7.74×10^{-7}	1.25×10^{-6}
"	^{130}I	7.97×10^0	5.30×10^0	4.89×10^1	6.37×10^1	6.37×10^1	6.37×10^1	2.16×10^{-7}	2.23×10^{-7}	7.21×10^{-7}	7.21×10^{-7}	7.21×10^{-7}	7.21×10^{-7}	1.39×10^{-6}	
"	^{126}I	—	—	5.78×10^2	9.80×10^2	9.80×10^2	9.80×10^2	—	—	2.14×10^{-5}	2.14×10^{-5}	2.14×10^{-5}	2.14×10^{-5}	8.53×10^{-6}	

表2 ヨウ素-セシウム系混合試料の R_W と R_{A_0}

No	R_W	R_{A_0}						
		^{126}I		^{124}I		^{123}I		
		0.386MeV	0.48MeV	0.751MeV	0.870MeV	0.603MeV	0.722MeV	
1	8.87×10^{-3}	17.49×10^1	8.85	8.75	1.48	9.55	1.20	63.65
2	3.47×10^{-3}	6.88×10^1	3.69	3.45	6.37×10^{-1}	3.80	0.47	24.60
3	1.82×10^{-3}	3.69×10^1	1.93	1.71	3.33×10^{-1}	1.89	0.23	13.47
4	5.25×10^{-4}	1.06×10^1	0.56	0.53	9.51×10^{-2}	0.56	0.74×10^{-1}	3.53
5	2.64×10^{-4}	5.27×10^1	0.28	0.25	4.98×10^{-2}	0.27	0.35×10^{-1}	1.21

No	R_W	R_W/R_{A_0}						
		^{126}I		^{124}I		^{123}I		
		0.386MeV	0.48MeV	0.751MeV	0.870MeV	0.603MeV	0.722MeV	
1	8.87×10^{-3}	5.07×10^{-5}	1.00×10^{-3}	1.01×10^{-3}	5.31×10^{-3}	0.93×10^{-3}	0.74×10^{-2}	0.159MeV
2	3.47×10^{-3}	5.05×10^{-5}	0.94×10^{-3}	1.01×10^{-3}	5.52×10^{-3}	0.91×10^{-3}	0.73×10^{-2}	1.39×10^{-4}
3	1.82×10^{-3}	4.94×10^{-5}	0.95×10^{-3}	1.07×10^{-3}	5.48×10^{-3}	0.96×10^{-3}	0.79×10^{-2}	1.41×10^{-4}
4	5.25×10^{-4}	4.94×10^{-5}	0.94×10^{-3}	1.00×10^{-3}	5.45×10^{-3}	0.94×10^{-3}	0.71×10^{-2}	1.35×10^{-4}
5	2.24×10^{-4}	5.02×10^{-5}	0.94×10^{-3}	1.06×10^{-3}	5.98×10^{-3}	0.97×10^{-3}	0.76×10^{-2}	1.49×10^{-4}
	平均	5.00×10^{-5}	0.96×10^{-3}	1.03×10^{-3}	5.55×10^{-3}	0.94×10^{-3}	0.75×10^{-2}	1.42×10^{-4}
	標準偏差	0.054×10^{-5}	0.023×10^{-3}	0.028×10^{-3}	0.227×10^{-3}	0.020×10^{-3}	0.028×10^{-2}	0.048×10^{-4}

の分離時におけるピーク面積
計数率比を RA とした。 RA
と RW の比を求めた結果表2
で示したとおりよい比例性が
得られた。ヨウ素の定量下限
は約5~10 μ gであり、標準
偏差土4%以内の定量に利用
できることが明らかである。

2 ストロンチウ ムを内基準元 素とするルビ ジウムの定量 (蔡 恵沢)

既に先報¹⁾においてストロ
ンチウムを内基準元素とする
ルビジウムの定量法で報告し
た。すなわち、 $^{84}\text{Sr}(\gamma, p)$
 ^{83}Rb で生じる ^{83}Rb の0.553
MeVの γ 線光電ピーク強度
を基準にして $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)$
 ^{84}Rb に基づく0.880MeV γ
線の強度を求めて定量したが、

その際は測定にNaIクリスタルを用いたので0.553MeVのピークと ^{84}Rb からの β^+ の消滅放射
0.511MeVのピークが重なり、計算によって後者を差し引く必要があった。そこで本研究では高
分解能のGe(Li)検出器を用いて本法の改良を試みた。 $^{86}\text{Sr}(\gamma, pn)^{84}\text{Rb}$ の生成をおさえる
ために最大エネルギーを17.6MeVとしたがルビジウムからは (γ, n) 反応により ^{84}Rb および
 ^{86}Rb が生成し前者の0.880MeVの γ 線および後者の1.078MeVの γ 線が観測された。なお、
照射はテストマシンで行なった。ストロンチウムからは (γ, p) 反応による ^{83}Rb の0.521,
0.530, 0.553MeVおよび ^{86}Rb の1.078MeVの γ 線ピークを認めた。 ^{84}Rb の生成は見られな
かった。ルビジウム-ストロンチウム混合試料から分離したルビジウム核種の γ 線スペクトルの一

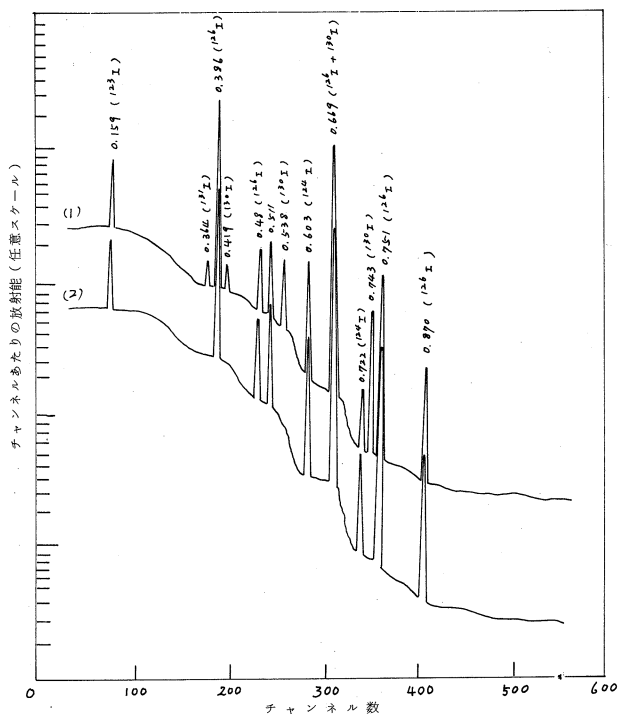


図2 45MeV制動輻射で照射した混合試料から分解
したヨウ素核種の γ 線スペクトル

(1) Cs:714.9mg+I:0.19mg(照射後15
時間32分)

(2) ヨウ素ターゲットの γ 線スペクトル
(照射後7時間26分)

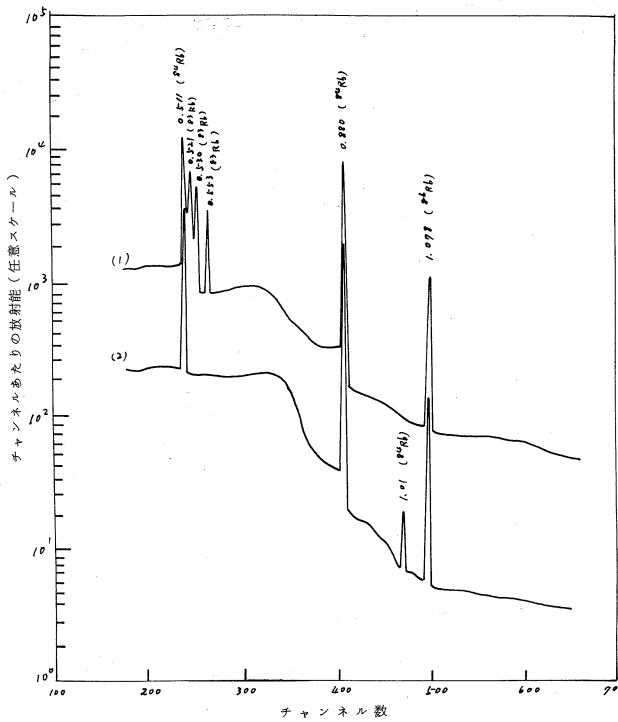


図3 17.6MeV制動輻射で照射した混合試料から分離したルビジウム核種の γ 線スペクトル

- (1) Sr, 418.9mg+Rb, 0.84mg (照射後 11.9日)
 (2) ルビジウムターゲットの γ 線スペクトル (照射後 12.1日)

表3 重量比とピーク面積強度比

R_W	$R_{A0}(0.880\text{MeV}/0.553\text{MeV})$	R_W/R_{A0}
53.00×10^{-3}	5.01×10^1	1.06×10^{-3}
42.75×10^{-3}	3.86×10^1	1.11×10^{-3}
29.49×10^{-3}	2.52×10^1	1.17×10^{-3}
12.03×10^{-3}	0.99×10^1	1.21×10^{-3}
5.41×10^{-3}	0.49×10^1	1.11×10^{-3}
平均		1.13×10^{-3}
標準偏差		0.054×10^{-3}

例を図3に示した。 ^{84}Rb の0.880MeVの γ 線の光電ピークと ^{83}Rb の0.553MeVの光電ピーク強度比を求めてこれと重量比との関係を求めたところ表3のような良い比例関係を得た。

文 献

- 1) 岡他, 核理研研究報告 vol. 1 No. 2, 126(1968).

3 セシウムを内基準元素とするルビジウムの定量(蔡 恵沢)

セシウムおよびルビジウム

相互共存時のルビジウムの非破壊放射化分析法を明らかにした。最大エネルギーを30MeVとしてセシウム-ルビジウム混合試料を照射した場合に得られた γ 線スペクトルの一例を図4に示した。セシウムからは (γ, n) 反応により ^{132}Cs が生成し、ルビジウムでは (γ, n) 反応による ^{86}Rb の生成が確認された。 $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)$
 ^{84}Rb および $^{87}\text{Rb}(\gamma, 3n)$
 $^{84}\text{Rb}(-Q=29.03\text{MeV})$

で生成する ^{84}Rb も確認されこの利用も可能である。 ^{132}Cs を内基準核種とし、その0.667MeVのピーク面積を求めて基準とし、 ^{86}Rb の1.078MeVの

ピーク強度を測って定量した。両者の放射能強度比と重量比の間には表4に示したようなよい比性が認められた。この関係を利用すれば微量のルビジウムが定量できる。

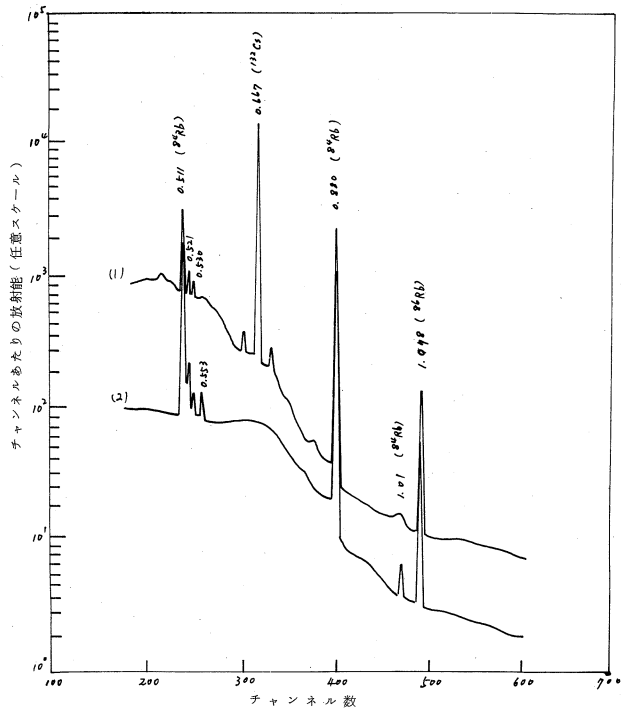


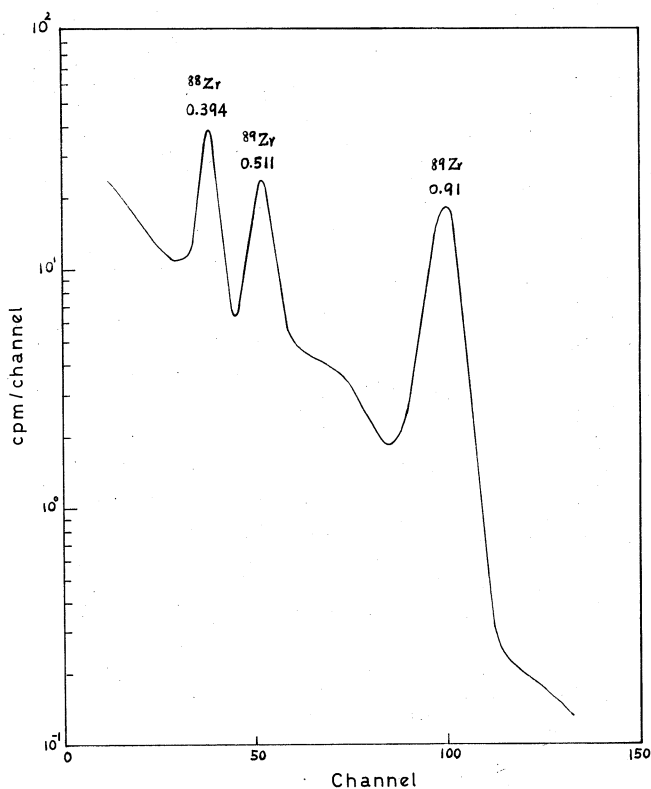
図4 30MeV 制動輻射で照射したセシウムおよびルビジウム混合試料の γ 線スペクトル
 (1) Cs, 91.89mg+Rb, 15.86mg (照射後27日)
 (2) ルビジウムターゲットの γ 線スペクトル (照射後31日)

表4 重量比とピーク面積強度比

R_W	R_{A0} ($^{86}\text{Rb}/^{132}\text{Cs}$)	R_W/R_{A0}
205.29×10^{-3}	7.82×10^{-4}	2.62×10^2
90.04×10^{-3}	3.68×10^{-4}	2.45×10^2
42.68×10^{-3}	1.77×10^{-4}	2.41×10^2
19.99×10^{-3}	0.84×10^{-4}	2.39×10^2
5.50×10^{-3}	0.21×10^{-4}	2.56×10^2
	平均	2.49×10^2
	標準偏差	0.090×10^2

4 モリブデンを内基準元素とするジルコニウムの定量 (彭通均, 斎藤達彌)

ジルコニウムを最大エネルギー20~60MeVの制動輻射で照射した場合、 γ 線スペクトルと半減期から ^{88}Zr , ^{89}Zr , ^{95}Zr および ^{85}Sr の生成が確認された。モリブデンを照射した場合、 (γ, α) 反応あるいは (γ, an) 反応によって生ずる放射性ジルコニウム核種として ^{88}Zr , ^{89}Zr および ^{95}Zr の生成が認められた。ジルコニウムの定量に (γ, n) 反応によって生ずる ^{89}Zr を使うとき、内基準元素として選んだモリブデンから同一核種が生成することは望ましくない。



混合重量比: $\text{Zr}/\text{Mo} = 2.490 \times 10^{-5}$
 Mo 1.815g+Zr 45.2 μ g

照射 γ 線のエネルギー: 20MeV

照射時間: 3hr

測定までの経過時間: 23.3hr

図5 γ 線照射したモリブデン-ジルコニウム混合試料の γ 線スペクトル

$^{90}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{88}\text{Zr}$ 反応のしきいエネルギーは 21MeV であるため、照射エネルギーから考え、最適な条件としては最大エネルギー 20MeV の制動輻射で行なった。この目的のためにはテストマシンによる照射を行なった。

20MeV 制動輻射で照射し、 ^{89}Zr の 0.91MeV の r 線に基づく光電ピーク強度によりジルコニウムを定量したが、この時、モリブデンから $^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha)^{88}\text{Zr}$ 反応で生ずる ^{88}Zr を内基準核種とした。

混合比が既知のジルコニウム-モリブデン混合試料を 3 時間照射し、ジルコニウム同位体を分離すると図 5 のようなスペクトルが得られる。 R_W と R_{A_0} との関係は表 5 のようになり、両者の間

表 5 重量比とピーク面積強度比

$R_W(\text{Zr}/\text{Mo})$	$R_{A_0}(0.91\text{MeV}/0.394\text{MeV})$	R_W/R_{A_0}
2.460×10^{-3}	1.33×10^2	1.85×10^{-5}
2.200×10^{-3}	1.15×10^2	1.92×10^{-5}
6.272×10^{-4}	3.27×10	1.92×10^{-5}
1.902×10^{-4}	1.02×10	1.87×10^{-5}
1.390×10^{-4}	6.74	2.06×10^{-5}
2.490×10^{-5}	1.22	2.04×10^{-5}
		1.94×10^{-5}
	平均： \pm	0.08×10^{-5}
	標準偏差：	($\pm 4.1\%$)

により比例性が得られた。本法はモリブデン中のジルコニウムの定量法となるのみならず、モリブデンを内基準元素として添加するならば、各種試料中のジルコニウムの放射化分析に利用し得る。

III-3 クロム酸カリウムにおける(γ, n)反応に伴う化学的効果理学部化学 大森 巍・葉 有財
塩川孝信

Abstract

Chemical Effects Associated with (γ, n) Reaction in
Potassium Chromate

The initial retention of ^{51}Cr produced by the (γ, n) reaction with an electron linear accelerator is strongly affected by the bremsstrahlung-dose rate and is higher than that observed in the (n, γ) reaction. Even in the solid solution of the potassium chromate in potassium chloride matrix, the initial retention of ^{51}Cr is very high, ~75%. No isotope effect between ^{49}Cr and ^{51}Cr in the initial retention was found.

In the thermal annealing reaction, a rapid increase in the retention with heating time is observed, but the pseudo-plateau value is independent of the temperature below 120°C. These observations suggest that radiation annealing during irradiation has a very important role in determining the chemical behavior of the recoil ^{51}Cr atoms.

The experimental results can be interpreted reasonably on the "crystal defect" model proposed by Maddock.

1 緒 言

1940年にLibby¹⁾が "billiard-ball" model を提唱して以来、無機化合物のホットアトム化学について、数多くの研究が報告されてきた。特にクロム酸カリウムは、純粋な結晶が得易いこと、熱化学的および放射線化学的に安定であること、さらには対象とする ^{51}Cr

が比較的長い半減期 ($T_{1/2} = 27.8$ 日) を有するなどの利点をもっていることから、反跳原子の反応機構を基礎的に解明するためによく用いられてきた。²⁻⁵⁾

クロム酸カリウムにおける反跳 ^{51}Cr の結晶中における分布状態およびそのアニーリング挙動については、照射前に存在していた結晶の格子欠陥および照射中に生成した欠陥が重要な役割を演じていること、すなわち熱アニーリング反応に対しても放射線化学的效果が無視できないということが、Maddockらの一連の研究によって明らかになった。^{4,5)} しかし熱アニーリング反応においても、比較的単純な速度式で表わされる⁶⁾のではなく、いくつかの段階に分けられることが、Andersen等⁷⁾およびHarbottle等⁸⁾によって指摘され、さらに結晶中の反跳 ^{51}Cr 化学種についても未解決の問題が多い。^{7,9)}

(n, γ) 反応によって生成した ^{51}Cr の化学的挙動を定量的に説明するための補助手段として、Apers等¹⁰⁾の"transfer annealing", Andersen等¹¹⁾の Cr^{+} の"implantation"の実験も試みられているが、他の核反応を利用することも意義があると考えられる。特に(γ, n)反応を利用すると、 ^{51}Cr と同時に ^{49}Cr (半減期: 4.2分)も生成し、ホットアトム化学における同位体効果を検討できることと、固相におけるホットアトム化学で極めて重要な放射線アニーリング効果を系統的に検討できるものと期待される。

対象化合物を少量含む固溶体を用いてのホットアトム化学の研究は、反跳原子が元の親化合物のフラグメントと再結合することの可能性を知る上で興味あるものである。特に(γ, n)反応の場合には、反跳原子が得る運動エネルギーが非常に大きく、それが元の場所に留る確率は極めて小さいので、反跳原子の反応機構解明に有効な方法である。

以上の観点から、本研究においては、クロム酸カリウムおよびその塩化カリウムとの固溶体について、(電子ライナックによる制動放射 γ 線を利用して)これまでで見聞のなかった(γ, n)反応に伴う化学的效果を検討した。

2 実 験

2.1 試 料

(a) クロム酸カリウム

特級重クロム酸カリウムを出発物質として、常法により合成した結晶を、さらに小粒に再結晶させて用いた。

(b) クロム酸カリウム-塩化カリウム固溶体

クロム酸カリウムと塩化カリウムをそれぞれ必要量秤量し、粉末にしよく混合した後、白金ルツボ中 980°C で加熱融解した。冷却後、粉碎し 350°C で1時間、さらに 240°C で4時間加熱処

理した。

2・2 照 射

試料(約0.2~0.5g)をガラス管に封入し、東北大学電子ライナックを用いて、最大30~60 MeV(平均電流値:20~60 μ A)の制動放射線で、15分から3時間照射した。試料は、水槽中に浸し、流水により冷却しながら照射したが、水槽中の温度は $\sim 100^{\circ}\text{C}$ と推定される。

2・3 分離法

同時照射した試料は、照射条件を一定にするため粉末にし、よく混合して小分けした。

リテンションを求めるために、クロム酸鉛沈殿法により $^{51}\text{Cr(VI)}$ フラクションを分離した。すなわち、試料をCr(III)イオン(0.4mg/ml)を担体として含む水溶液(pH2)に溶かし、そこから10ml取出し飽和硝酸鉛溶液を加えてクロム酸鉛を沈殿させた。 ^{51}Cr の全放射能を求めるために、別に溶液10mlを取り、アルカリ性として過酸化水素によりクロムをすべてCr(VI)に酸化した後、上述のようにクロム酸鉛として沈殿させた。クロム酸鉛の沈殿は、それぞれヒドロキシルアミンで還元、溶解させ、一定量の溶液として放射能を測定した。

2・4 放射能測定

NaI(Tl)シンチレーターにより接続したマルチチャンネル波高分析器により、 γ 線の光電子を計数した。 ^{49}Cr は0.089MeVのピークを、 ^{51}Cr については、 ^{49}Cr を壊変させた後、0.325MeVのピークを使って分析した。

3 結 果

3・1 クロム酸カリウム

(a) Initial retention

クロム酸カリウムについて、制動放射線エネルギー、ビーム強度(電流値)および照射時間をかえて、 ^{49}Cr と ^{51}Cr についてそれぞれのinitial retention(R_0)を求めた結果をTable Iにまとめて示す。実験誤差の範囲内で、 ^{49}Cr と ^{51}Cr のinitial retentionは同じであり、同位体効果はみられない。 (r, n) 反応では、 (n, r) 反応の場合と比較して、initial retentionは高く、しかも全線量の増加と共に顕著に高くなっている。

(b) 等時アニーリング(Isochronal annealing)

最大45MeV($\sim 50\mu$ A)制動放射線で2時間照射したクロム酸カリウムについて、所定温度で6時間加熱アニーリングし、 ^{51}Cr のリテンションをアニーリング温度に対してプロットした結果がFig. 1に示されている。

リテンションは、 150°C 以下では一定値を示しているが、 150°C を越えると急激に増加してい

Table I Initial retention values of K_2CrO_4

No.	R_0 (%)		Irradiation condition			
	$^{52}Cr(\gamma, n)^{51}Cr$	$^{50}Cr(\gamma, n)^{49}Cr$	MeV	μA	Time(m)	
1	74	—	30	50	~60 20	
2	75	—	30	50	~60 40	
3	77	—	30	50	~60 60	
4	79	—	30	50	~60 120	
5	76	—	45	50	~60 40	
6	82	84	45	50	~60 120	
7	94	—	45	120	120	
8	82	—	60	40	~50 120	
9	88	—	60	40	~50 180	
10	84	86	62	50	~60 120	
11	95	95	65	140	180	
$^{50}Cr(n, \gamma)^{51}Cr$ $60.8 \pm 0.4^{(12)}$			$1.3 \times 10^{12} n/cm^2/sec$ for 10min in water-cooled hole at $25^\circ C$			

る。

(c) 等温アニーリング

(Isothermal
annealing)

最大 30MeV (50~60 μA) 制
動放射線で 40分照射した試料に
ついて、 152° , 185° , 228°
および $270^\circ C$ で等温アニーリン
グを行なった。

Fig. 2に見られるように、ア
ニーリング曲線は、急激に立上る
部分とそれに引き続いてゆるやか
に直線的に増加する部分(疑ブラ
ト一部分)に分けられる。

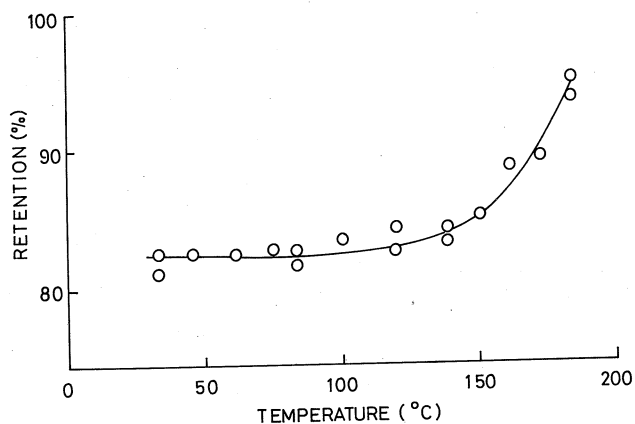


Fig. 1 Isochronal (6hr.) annealing of
 ^{51}Cr produced by the (γ, n)
reaction in potassium
chromate.

疑プラト値は、温度の上昇と共に高くなっていくが、このことは等時アニーリング曲線における150°C以上の温度に依存する部分に対応する。また (n, r) 反応の場合⁶⁾に比べて、 (r, n) 反応では約1/10の時間で疑プラト一値に到達する。

3・2 クロム酸カリウム-塩化カリウム固溶体

クロム酸カリウムを1,2,

および4モル%含む塩化カリウムとの固溶体および比較のためのクロム酸カリウムを、最大40 MeV (20~30 μ A) 制動放射線で2時間同時照射したものを、150°Cでアニーリングした結果をFig. 3に示す。

後述するように、照射位置によってリテンションが異なるため厳密な比較は困難であるが、いずれにしても固溶体の方がリテンションは低い。しかしこのようにクロム酸カリウムが低濃度でも、initial retentionは比較的高い値であり、またアニーリング反応も容易に起る点に注目すべきである。

本実験では、制動放射線に付随する電子線を除去することができなかったので、照射位置に

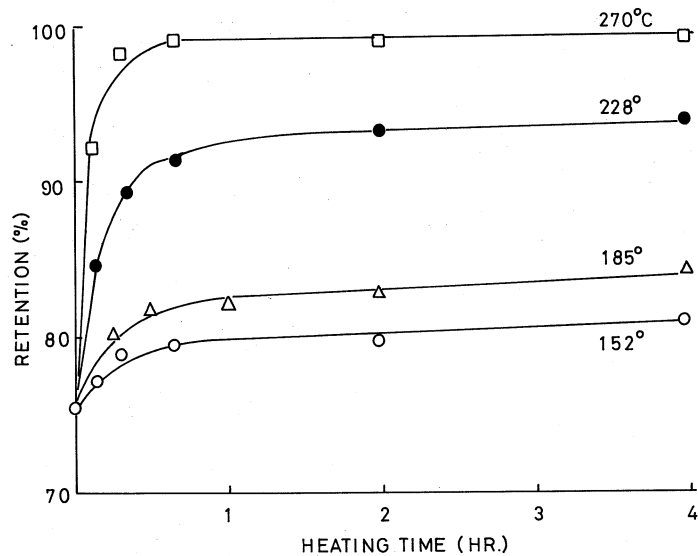


Fig. 2 Isothermal annealing of ^{51}Cr produced by the (r, n) reaction in potassium chromate.

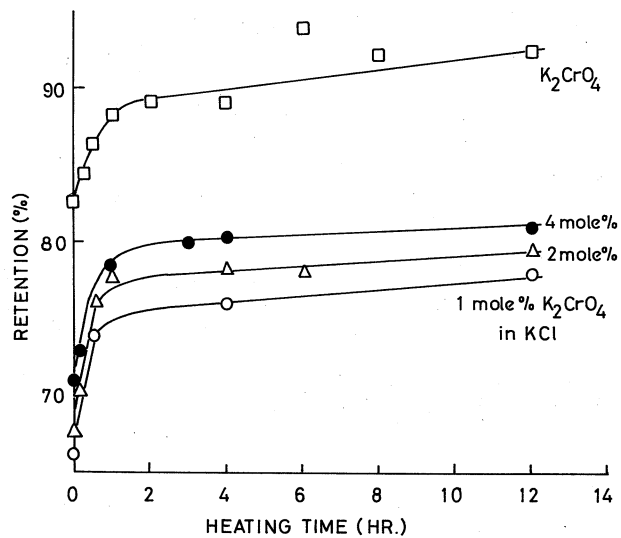


Fig. 3 Isothermal annealing of ^{51}Cr produced by the (r, n) reaction in the solid solution of K_2CrO_4 -KCl.

よって試料の吸収した放射線の量は非常に異なるはずである。この点に注目して、固溶体を用いて行なった実験結果を、まとめたのがTable IIである。同一試料でも、照射位置によって、リテンションが異なることが明らかに示されている。

Table II Apparent retention values for ^{51}Cr in the solid solution of $\text{K}_2\text{CrO}_4 - \text{KCl}$

No. of order	15min (60MeV)			30min (60MeV)		
	mole%	R_0 (%)	R_{4h}^{150} (%)	mole%	R_0 (%)	R_{4h}^{150} (%)
1	100	98	98	1	94	96
2	1	90	90	2	92	91
3	2	89	90	4	87	86
4	4	83	84	100	96	94
5	100	90	90	2	78	79

R_{4h}^{150} : % retention after 4hrs heating at 150°C

R_0 : Initial retention

4 考 察

(r, n) 反応によって反跳原子が得る反跳エネルギーは、(n, r) 反応の場合に比して、約1000倍大きい。このように高い運動エネルギーを持った原子の反応性について検討することは、非常に興味あることであるが、問題点として照射中に同時に進行する放射線アニーリング効果がある。実際 Harbottle¹²⁾ は、クロム酸カリウムの (n, r) 反応においても、照射時間と共にリテンションが高くなることを指摘している。Table I に示されているように、リテンションは (r, n) 反応において (n, r) 反応におけるより高い値を示しており、しかも全線量にも依存していることから、照射中の放射線アニーリングの影響が無視できないことを示唆している。

Maddock の「格子欠陥」モデル⁵⁾ によれば、放射線アニーリング効果は次のように説明される。入射した放射線は、結晶中で相互作用を起し励起子(または電子)を生ぜしめる。この励起子の作用により、放射性物質を含むフラグメントセンターは励起され、親化合物を生成する。またはフラグメントセンターの近傍にVセンターが形成され、これをフラグメントセンターが利用して酸化反応が起り親化合物が再生される。いずれにしても、放射線アニーリングにおける親化合物生成過程には、熱エネルギーの供給が必要である。

この「格子欠陥」モデルを基に、実験結果についてさらに考察を進めよう。先ず Fig. 2 にみ

られる等温アニーリング曲線において、疑プラト一値に到達する時間が、 (n, r) 反応の場合と較べて1/10程短いことは、反跳原子周辺の欠陥濃度が大きいために、親分子再生成反応が比較的 short range で容易に行われることを示している。また Fig. 1 における等時アニーリング曲線において、 150°C 以下では一定値を示し、Harbottle 等⁸⁾ が得た等時アニーリング曲線に見られる 75° 、 100° および 150°C における変曲点は認められなかった。実験条件下では、制動放射線の他に高エネルギー電子線の影響を無視できず、さらに照射試料系全体としても $\sim 100^{\circ}\text{C}$ に達していることから、放射線アニーリングが非常に有効に進行し、照射中に反跳原子とその近傍の格子欠陥(または励起子)とが反応しうるために、 150°C 以下では起り得る反応がすでに終結してしまっていることによるものである。

^{49}Cr と ^{51}Cr の同位体効果が生じなかった原因の一つとして、このように副次的な放射線効果のために、反跳原子が本来持っていた物理的、化学的性質が表面に現れなかったものと考えられる。

固体体を用いるホットアトム化学の研究は、これまでも $\text{K}_2\text{CrO}_4 - \text{KBeF}_4$ および $\text{K}_2\text{CrO}_4 - \text{K}_2\text{SO}_4$ 系でなされている。¹²⁾ 特に硫酸カリウム系では K_2CrO_4 が 0.485 モル%で、リテンションは 69.8% とかなり高く、またアニーリングも起り易い。しかし KBeF_4 系では、 K_2CrO_4 が 1.56 モル%で、リテンションは 22.3% と低く、この差は ^{51}Cr が再結合する際必要な酸素イオン(分子)等が系内に存在しないことによるものとして理解されてきた。

しかしながら $\text{K}_2\text{CrO}_4 - \text{KCl}$ 系では、 KBeF_4 系と類似しているにもかかわらず、Fig. 3 に見られるようにリテンションはかなり高いこと、またアニーリング速度も比較的大きいことから、結晶中の酸素イオンの有無だけでは説明できない。この場合も、 KCl 中に生じた V センターに相当する格子欠陥と放射性クロム原子との相互作用により、酸化反応が起り、結果として高いリテンションが得られたものと考えべきである。

Table II に示されている照射位置によって同一試料のリテンションが異なる現象も、主として高エネルギー電子線の影響によるものとして説明できる。

以上本実験においても、反跳原子の化学的挙動に対し、結晶中に存在する格子欠陥の影響が極めて大きいことが認められ「格子欠陥」モデルを立証することができた。しかしながら、反跳原子およびその周辺のフラグメントの実体については、まだ解明されておらず今後の研究に待たなければならない。

本研究を行なうにあたり、お世話いただいた東北大学理学部原子核理学研究施設のライナック運転グループの方々に厚くお礼申し上げます。

文 献

- 1) W. F. Libby, J. Am. Chem. Soc., 62, 1930(1940).
- 2) G. Harbottle and N. Sutin, Advan. Inorg. Chem. Radiochem., 1, 267(1959).
- 3) G. Harbottle, Ann. Rev. Nucl. Sci., 15, 89(1965).
- 4) A. G. Maddock and R. Wolfgang, "Nuclear Chemistry" (Ed. by Yaffe) 1968. p. 185.
- 5) A. G. Maddock, 日本原子力学会誌, 10, 637(1968).
- 6) A. G. Maddock and M. M. de Maine, Can. J. Chem., 34, 275 (1956).
- 7) T. Andersen and K. Olesen, Trans. Faraday Soc., 61, 781 (1965).
- 8) P. Gütlich and G. Harbottle, Radiochim. Acta, 8, 30 (1967).
- 9) P. Gütlich and G. Harbottle, Radiochim. Acta, 5, 70 (1966).
- 10) C. H. Collins, K. E. Collins, Y. F. Ghoss and D. J. Apers Radiochim. Acta, 4, 211(1965).
- 11) T. Andersen. K. Olessen, Trans. Farad. Soc., 61, 781 (1965).
- 12) G. Harbottle, J. Chem. Phys., 22, 1083(1954).

III-4 (r , r') 過程による反跳原子の化学的挙動の研究

理学部化学 吉原賢二・鍛冶東海
長谷敏夫

1 はしがき

昨年の放射化学討論会において¹¹⁵Inの r 線による核異性体励起過程のホットアトム効果を研究し、インジウムEDTA錯体Na塩中に生じた反跳原子の反跳エネルギーと In^{3+} イオンの収率との関係について検討した。¹⁾ その結果 In^{3+} イオン収率は反跳エネルギーのある値以上のところで0より立上ることを見出し、これを"appearance energy"と名付けた。本報告ではひきつぎインジウム錯体のNa, K, H化合物についてのホットアトム効果を東北大LINACにより検討した。

2 実 験

斉藤らの方法²⁾により $\text{Na}[\text{InY}(\text{H}_2\text{O})]2\text{H}_2\text{O}$, $\text{K}[\text{InY}(\text{H}_2\text{O})]\text{H}_2\text{O}$, $\text{H}[\text{InY}(\text{H}_2\text{O})]$ を調製し試料として用いた。照射は東北大学核理研小型電子直線加速器により、所定のエネルギーの電子線を発生し、これをタンタル板(厚さ2mm)によって r 線に転換した。照射温度はドライアイス温度(-68°C)とした。照射した試料はpH~5の水溶液に溶かし、陽イオン交換樹脂Dowex50(100-200メッシュ)のカラム(12mm ϕ ×20mm)に通し、錯塩の結合からはずれた In^{3+} を樹脂上に吸着分離した。樹脂を通過した溶液と樹脂の放射能は日立製400チャンネル r 線スペクトロメーターRAH403(NaIクリスタル, 井戸型, 2" ϕ × 2" に接続)によって測定した。

3 結 果

はじめに $\text{Na}[\text{InY}(\text{H}_2\text{O})]2\text{H}_2\text{O}$, $\text{K}[\text{InY}(\text{H}_2\text{O})]\text{H}_2\text{O}$, $\text{H}[\text{InY}(\text{H}_2\text{O})]$ を種々のエネルギーの r 線で照射して(r , r')励起を起したときの In^{3+} の収率を検討した。結果をFig. 1に示す。図にみるようにNa化合物とK化合物ではほとんど差がみとめられない。白い丸は東北大LINACによる本実験のデータ, 黒い丸は原研LINACによる昨年のデータであるがいずれの場合もほぼ一致した傾向を示している。高い反跳エネルギーでは曲線は飽和値に達する。一方H化合物ではNaやK化合物と比較してかなり高い収率を示す。75eVより低い反跳エネルギーのところでは放射能が少なく, "appearance energy"の精確な決定はむづかしかったが, 曲線

から推定してK化合物のそれけNa化合物の場合と同様になるものと考えられ(～60eV), それに対してH化合物では若干低目になる可能性がある。

つぎにLINACのr線を照射したときに(r, r')励起のほか, $^{115}\text{In}(r, n)^{114m}\text{In}$ 反応がおこり, さらに周辺物質の(r, n)反応による中性子が減速されて熱中性子を生じて $^{115}\text{In}(n, r)^{116m}\text{In}$ を起す。これら三者の過程によって生じる $^{115m}\text{In}, ^{114m}\text{In}, ^{116m}\text{In}$ 反跳原子のホッ

トアトム効果を比較した。これらけまったく同一試料のなかで同一照射条件のもとに生じた反跳原子であるので, 三者の化学的行動が同一であるか否かを調べることは重要である。Fig. 2にはドライアイス温度で17.6MeVの電子エネルギーでr線を発生させた場合のNa[InY(H₂O)]₂H₂O

の初期リテンションと100°Cにおけるアニーリングを示す。図で見ると $^{115m}\text{In}, ^{114m}\text{In}$ および ^{116m}In ともほぼ同様の化学的挙動を示すことがわかる。 ^{115m}In および ^{116m}In の反跳エネルギーは298および203eVであるのに対して, ^{114m}In の反跳エネルギーは約40keVという大きな値であるにもかかわらず, ほぼ同様の化学的行動を示すことは興味ある事実である。

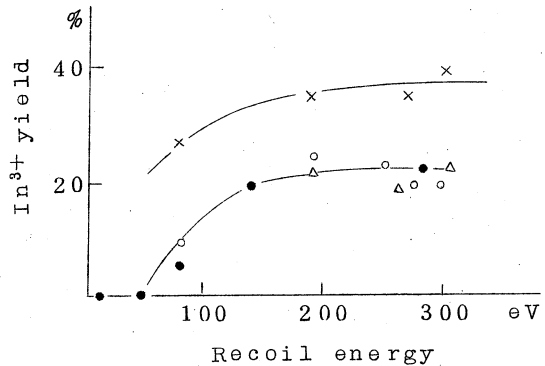


Fig. 1 Recoil energy dependence of In^{3+}

○● Na compound
△ K compound
× H compound

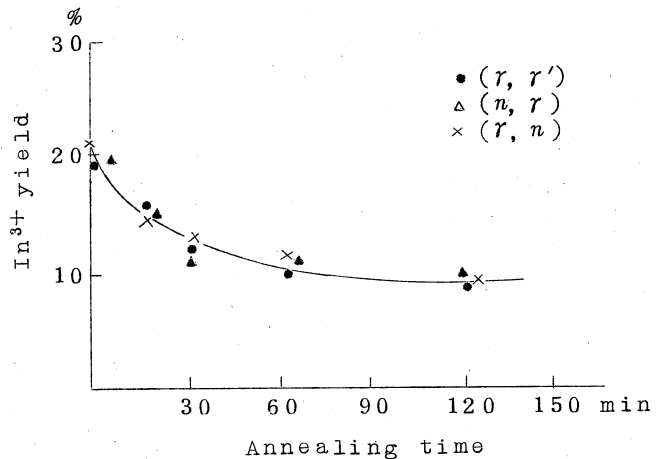


Fig. 2 Annealing curve of indium recoil atoms in $\text{Na}[\text{InY}(\text{H}_2\text{O})]_2\text{H}_2\text{O}$

文 献

- 1) 吉原, 工藤, J. Chem. Phys.. 投稿中.
- 2) K. Saito and H. Terrey, J. Chem. Soc., 1956, 4701.

III — 5 TTA—ウラニルキレート の溶解度

選 研 秋葉健一・鈴木信男
菅野卓治

bis(thenoyltrifluoroacetato)uranium(VI) (UO_2A_2 と略す) の水相—有機相間の分配において、n-hexane 等の二、三の溶媒について、キレートの分配の異常性が認められた¹⁾。これはウラニルキレートの溶解度が小さいことに起因すると考えられるので、²³⁷U でラベルした TTA—ウラニルキレートを合成し、種々の不活性溶媒への溶解度を調べた。

1 ウラニルキレートの合成

ライナックで照射後、分離精製した²³⁷U を含む酢酸ウラニルの温水溶液に、ウラニルに対して、2倍当量の TTA (エタノール溶液) を加えると黄色のウラニルキレートの沈殿を生ずる。口過後、沈殿を水洗、n-hexane 洗により、未反応物質を除去し、減圧下 P_2O_5 上で乾燥した。反応物および生成物の比放射能より求めた収率は約 97%、また生成物 UO_2A_2 のウラン含量は計算値と一致した。

2 溶解度 (S)

ウラニルキレートと溶媒を 25°C の空気恒温槽中で振り混ぜて平衡させ、遠心分離後上澄液の γ -放射能を測定し、²³⁷U を含む濃度既知のウラニル溶液の γ -放射能を標準として溶解度を求めた。

Fig. 1 に平衡時間の影響を示す。Dry solvent の場合には、比較的短時間で平衡に達するが、wet solvent の場合には、平衡まで 100 時間程度を要し、且つ溶解度は dry solvent の場合より低い値を示す。この低下は溶解度の小さい溶媒において著しい。これらの溶媒の場合には溶解平衡に、水分子が関与しているためと考えられる。ここでは、dry solvent を用い、振り混ぜは約 100 時間とし溶解度を求めた。この結果を Table 1 に示す。n-hexane, cyclonexane, n-heptane で非常に小さい値を示す。

非電解質溶液の溶解度に対しては正則溶液の取り扱いが可能と考えられる。すなわち、component A, B からなる溶液での A の活量は (1) 式で示される。

$$RT \ln a_A = RT \left[\ln \phi_A + \phi_B \left(1 - \frac{V_A}{V_B} \right) \right] + V_A \phi_B^2 (\delta_A - \delta_B)^2 \quad (1)$$

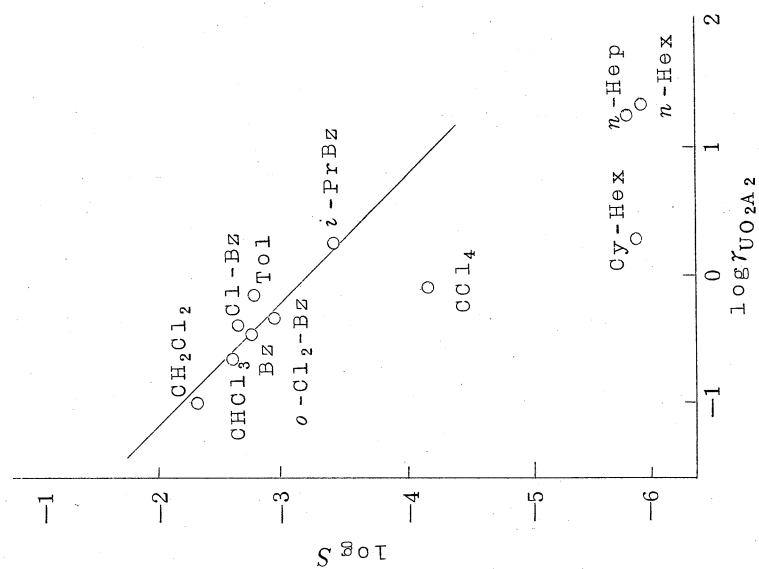


Fig. 2 Relation between the solubility of UO_2A_2 and the activity coefficient

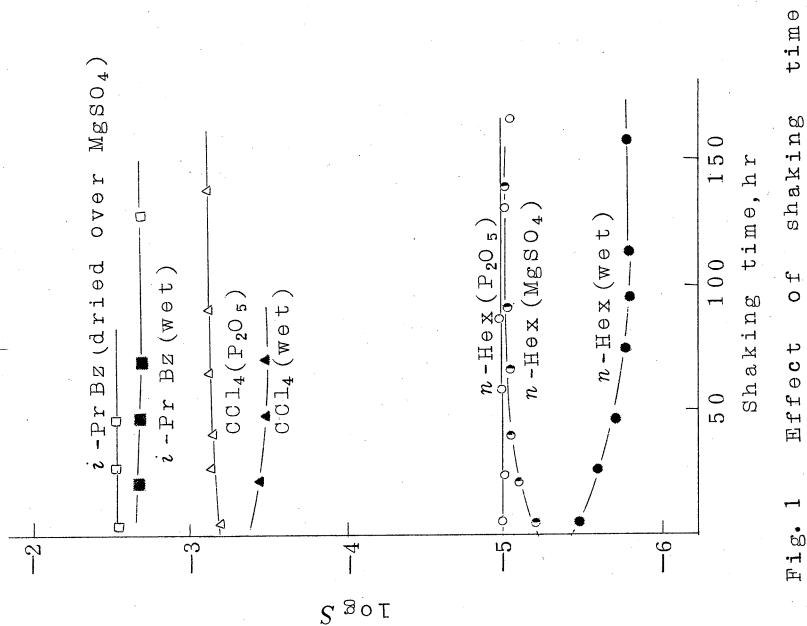


Fig. 1 Effect of shaking time

Table. 1 Solubility of UO_2A_2 in organic solvent, 25°C

Solvent	Solubility, M/l
n-Hexane	1.0×10^{-5}
n-Heptane	1.2×10^{-5}
Cyclohexane	1.4×10^{-5}
Benzene	2.0×10^{-2}
Toluene	1.5×10^{-2}
Isopropyl benzene	2.9×10^{-3}
Monochloro benzene	2.0×10^{-2}
O-Dichloro benzene	1.0×10^{-2}
Trichloro benzene	3.2×10^{-3}
Methylene chloride	7.0×10^{-2}
Chloroform	2.7×10^{-2}
Carbon tetra chloride	7.8×10^{-4}

ϕ は容積分率, δ は溶解度パラメーターを示す。(1)式をもとにして種々の溶媒中でのキレートの活量係数 $r_{\text{UO}_2\text{A}_2}$ を求め, 溶解度 S_x (モルフラクション表示) との関係を図. 2 に示す。大部分の溶媒については slope -1 の直線関係を示し, UO_2A_2 の溶解度の規則性は溶解度パラメーターで説明できる。n-hexane, n-heptane, cyclohexane, CCl_4 では直線から大きな負のずれを示す。キレートの溶解度の大きい溶媒では, 溶液中での $\text{UO}_2\text{A}_2 / \text{H}_2\text{O}$ が大きく, 平衡に対する水の影響が無視できるのに, 溶解度の小さい n-hexane 等の溶媒では水分子も平衡に関与するために大きな負のずれを生ずるものと推定される。

分配に関して濃度依存性が認められた溶媒に限って, この様な負のずれが認められることは共通した現象と予想される。

文 献

- 1) 菅原早治, 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).

III—6 キセノンの四塩化炭素およびクロロホルム にたいする溶解度

核理研 八木益男・近藤健次郎

浜口ら¹⁾は、ヨウ素-133および-135の混合溶液から娘核種であるキセノン-133および-135が四塩化炭素によって無担体で抽出分離されることを見出した。この事実から核壊変の化学的効果を気相系において検討する場合、キセノン減速剤添加系においては、その有機溶媒への溶解の影響が無視しえなくなる。

そこでキセノンの有機溶媒に対する溶解度と、上記事実にかんする定量的な知見をうるため、キセノンの四塩化炭素およびクロロホルムに対する溶解度について検討することを試みた。

実 験

試 薬

キセノンは高干穂化学工業最高純度キセノンを精製することなく、そのまま用いた。約25mℓのバイレックスガラス製アンプルにキセノンを30~50mmHg封入し、東北大学300MeV電子ライナックによって60MeV制動放射線を数時間照射した。照射キセノンは真空ラインに接続し、-100°Cに冷却することによりヨウ素などの他の放射性生成物から分離した。この照射により主としてキセノン-127, -129m, -131m, -133m, -133および-135の混合トレーサーを調製することができた。

四塩化炭素およびクロロホルムは市販特級品をそのまま使用した。

溶解度の測定

バイレックスガラス製10mℓアンプルに四塩化炭素あるいはクロロホルムを5mℓ入れ、真空ラインに接続し、液体窒素温度での冷却、室温での液化をくり返し、溶解気体の脱気を完全におこなった。脱気終了後、溶媒を液体窒素温度に冷却し、一定量のキセノントレーサーを加え、アンプル中にトラップし、ついで溶封した。なお一部試料においては脱気せず、そのままキセノンをトラップ、熔封してその溶解度を測定した。熔封試料は室温まで加温することにより液化し、はげしく振とうして2時間以上放置した。溶解キセノン量の測定は、アンプルを開封後、空気未溶解キセノンを置換し、密閉し、3インチ×3インチヨウ化ナトリウム、シンチレーターを接続した400区分波高分析器を使用して、その放射能を測ることでおこなった。溶解量は測定試料と測定立体角が同じになるようなアンプル中に、既知量のキセノントレーサーをそのつど熔封し、その

放射能を測定，比較することにより求めた。

結果と考察

キセノン全圧 10~370 mmHg においてえられた四塩化炭素およびクロロホルムにたいする溶解度は図に示した。いづれの場合にも，溶媒中のキセノン モル分率と添加キセノン全圧の間には，比例関係が成立した。室温における四塩化炭素のヘンリー数〔分圧 (mmHg) / 溶媒中のモル分率〕は 5.75×10^4 ，クロロホルムの場合のそれは 6.84×10^4 であった。これから有極性溶媒クロロホルムより無極性溶媒四塩化炭素のほうが，その溶解度はやや大であることが確められた。この事実は室温において四塩化炭素の場合，添加キセノンの約 66% が，またクロロホルムの場合，その約 56% がそれぞれの溶媒中に溶解することをしめす。

一方脱気処理をしなかった四塩化炭素およびクロロホルムにおいても，それぞれの溶解度にはほとんど差がないことが認められた。

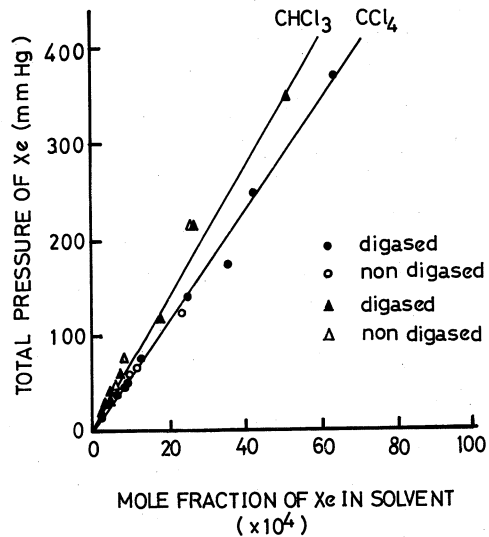


図 キセノン溶解度

文 献

- 1) H. Hamaguchi et al.: Nature, 205, 279 (Jan. 16, 1965)

III—7 放射線グラフト反応によるフッ素樹脂への官能基導入

非水研 佐々木康順・安川民男

1 フッ素樹脂は熱的、化学的に極めて安定であるが、このために加工性、接着性等は著しく悪い。これに $-NH_2$ 、 $-OH$ などの官能基を導入し、エポキシ樹脂等と重付加させることでブロック型の耐熱性塗料、樹脂が得られることが期待される。本研究では放射線グラフト反応によるフッ素樹脂へのアミノ基の導入について、重合条件、溶媒効果などについて検討した。

2 実験に使用したフッ素樹脂はポリ四フッ化エチレン、ポリフッ化ビニリデン、モノマーは酸アミド基を有するアクリルアミド、メタクリルアミドである。混合比は樹脂1部に対しモノマー2部とした。グラフト重合方法は、空气中で樹脂粉末を照射した後モノマーを入れ、脱ガスとして重合させる空气中照射法とブレイカブルジョイント付試験管中に樹脂を入れ、脱ガス後アンブールを封切ったものを照射し、脱ガスしたモノマーを加え反応させる真空前照射法の二通で行なった。モノマーの融点が高いため、無溶媒でグラフト反応を行うと、モノマーのゲル化が起こりグラフト重合物との分離は不可能となった。それ故モノマーの良溶媒として水、メタノール、アセトン、非溶媒としてベンゼンを選び溶媒の添加量を変えてその効果について調べた。グラフト反応は $35^{\circ}C$ 、5時間とした。生成物を取り出し、ソックスレー抽出器で未反応物及びホモポリマーを除去し、残留物をグラフト重合物とし、赤外線スペクトルよりグラフト率を算出した。使用した吸収帯は四フッ化エチレン $1150cm^{-1}$ 、 $510cm^{-1}$ 、フッ化ビニリデンは $1400cm^{-1}$ 、 $870cm^{-1}$ 、アクリルアミドは $1650cm^{-1}$ 、メタクリルアミドは $1660cm^{-1}$ である。

3 空气中前照射ポリ四フッ化エチレンへのグラフト率に及ぼす溶媒添加効果についての実験結果を図1に示す。▲および●は 1.3×10^7 rad、△および○は約 10^8 radの線量の試料であり、それぞれの照射試料0.5gに対しアクリルアミド1.0gであり、これに添加したメタノール(●、○)またはアセトン(▲、△)の量を横軸に、グラフト率を縦軸にとってある。メタノール系ではグラフト率に与える溶媒添加効果は大きく、溶媒量が増えるにつれ単調に減少している。グラフト率はアセトン系ではメタノール系にくらべて小さく逆S字型を示した。グラフト重合の際にメタノールなど高分子の非溶媒を添加するとグラフト率が向上することが多くの系で認められているが、本実験では、ポリアクリルアミドの非溶媒であるメタノールやアセトンの添加でこのような効果はみられなかった。その一つの原因としてポリ四フッ化エチレンなどでは溶液によるぬれが極めて悪く、モノマー溶液との接触が充分に行なわれていないことが考えられる。この点を検討する目的でアク

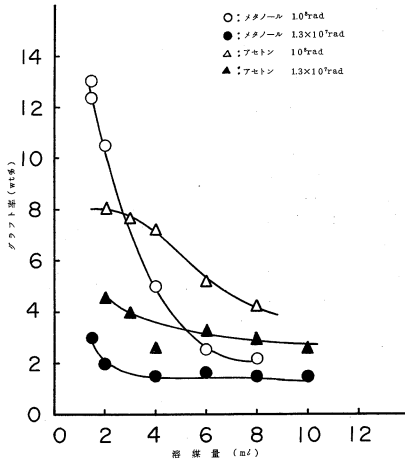


図1 ポリ四フッ化エチレンへの
アクリルアミドのグラフト
重合に及ぼす溶媒添加効果

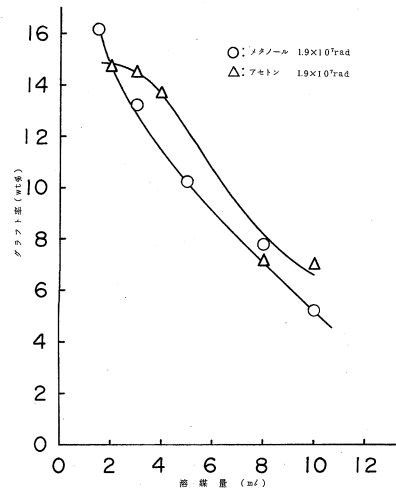


図2 ポリフッ化ビニリデンへのア
クリルアミドのグラフト重合に及
ぼす溶媒添加効果

リルアミドのメタノールおよびアセトン溶液のポリ四フッ化エチレン、ポリフッ化ビニリデン上の接触角を測定した。ポリ四フッ化エチレンに対してはモノマー濃度 $0 \sim 0.2 \text{ g/ml}$ まではメタノール系で $47^\circ \sim 64^\circ$ 、アセトン系で $38^\circ \sim 59^\circ$ と単調に増加している。従ってモノマー濃度が高くなるにつれグラフト率の低下が考えられるが、本実験のようにモノマー絶対量は同じであっても希釈度の変化が大きいため見かけ上希釈効果のみが現われたものと思われる。しかしアセトン系のほうがメタノール系よりグラフト率が大きい原因の一つとして、アセトン系のほうが接触角が小さく、ぬれ易いことが考えられる。空气中前照射ポリフッ化ビニリデンへのグラフト率に及ぼす溶媒添加効果についての実験結果を図2に示す。○および△は $1.9 \times 10^7 \text{ rad}$ の線量の試料であり、それぞれの照射試料 0.5 g に対し、アクリルアミド 1.0 g でありこれに添加したメタノール(○)またはアセトン(△)の量を横軸に、グラフト率を縦軸にとってある。傾向としてはポリ四フッ化エチレンのグラフト率に及ぼす溶媒効果と同じであるが、グラフト率はほぼ同じ線量で3~4倍であった。ポリフッ化ビニリデンに対するモノマー溶液の接触角は、ポリ四フッ化エチレンにくらべて小さく、メタノール、アセトンいずれの場合もモノマー濃度 $0 \sim 0.2 \text{ g/ml}$ において $5 \sim 25^\circ$ と単調に増加している。このようにポリフッ化ビニリデンのグラフト率がポリ

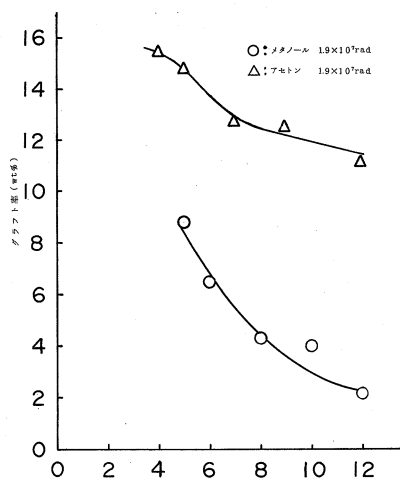


図3 アセトン-ベンゼン混合溶媒系でのポリ四フッ化エチレンへのアクリルアミドのグラフト重合

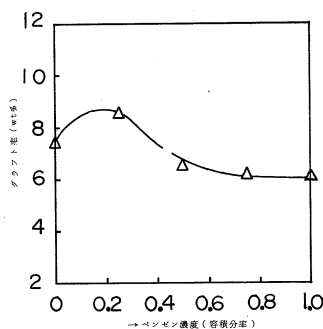


図4 ポリフッ化ビニリデンへのメタクリルアミドのグラフト重合に及ぼす溶媒添加効果

四フッ化エチレンに比べ高いのは活性点ができやすいこと以外に接触角が小さいことが一因してあげられる。図3はモノマーの非溶媒であるベンゼンの効果を示す。空気照射ポリ四フッ化エチレン0.5g、アクリルアミド1.0gに種々の割合のベンゼン-アセトン溶媒8ml添加した場合のグラフト率の結果を示す。アセトン80%付近で極大値をとることがわかった。溶媒系について接触角を測定した結果アセトン-ベンゼンで $38^{\circ} \sim 51^{\circ}$ と単調に変化することから、非溶媒の増加に伴うグラフト率の増加と、接触しにくくなるために起こるグラフト率の低下との関係からこのような極大値をとったものと考えられる。図4はフッ化ビニリデンへのメタクリルアミドのグラフト率に及ぼす溶媒添加効果についての結果を示す。○および△は 1.9×10^7 radの線量の試料であり、それぞれの照射試料0.5gに対し、メタクリルアミド1.0gであり、これに添加したメタノール(○)またはアセトン(△)の量を横軸に、グラフト率を縦軸にとってある。傾向としてはアクリルアミドと同じであるが添加量に対する変化は小さい。なお真空前照射法によるグラフト率においては同一線量での空気中前照射法に対しほとんど変化はみられなかった。

IV. 生物医学部門

IV-1 小動物に対する電子線照射の生物学的影響

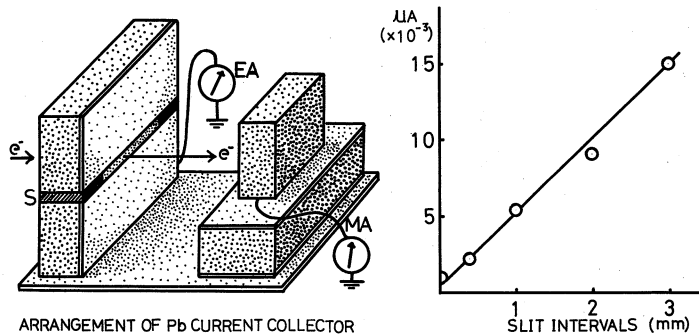
IV. 60MeV の電子線の部分照射 (予備実験)

理学部生物 山本穆彦・元村 勲*

イモリの成体に60MeVの電子線を照射して、その行動、死亡線量¹⁾及び体内の諸変化を、主として組織学的観点より影響を調べて来たが²⁾³⁾、これらの実験は、全体照射固体における電子線の一次及び二次作用の解析を目的とした。

然し、二次作用の研究では特に、各器官及び組織末端の変化は、被曝によるそれ自体の変性と相まって、より高次の器官・組織の変性による従属的な変化を見逃す事が出来ない。したがってこれらの解析には主要器官別の照射が必要となり、電子線による部分照射のアパールの組立てと、それによる基礎実験に迫られ、それによる照射実験が必要となった。以下に現在まで得られた知見を報告する。

200×100×50mm
の鉛ブロック2個を図
の様に積み重ね、厚さ
0.4mmの銅板と1mm
のエポナイト板(両板
とも50×40mm)を用
いてスリットを作った。
エポナイト板は所定の
厚さに重ね、鉛箔で包



んで上下の鉛ブロックを短絡し、Eldorado Current Integrator (Model CI-110) に接続した。照射線量はいずれも $1 \mu\text{Coulomb}$ に固定。一方スリットの後側100mmの距離で、 $100 \times 100 \times 50\text{mm}$ の鉛ブロックをエポナイト板上に設置しこれをコレクターとして Electronic Micro Micro Ammeter につないで電氣量を求めた。結果は図に示す通りである。すなわちスリットの間隔が、0, 0.4, 1.0, 2.0, 3.0mmで、対応する電氣量は夫々 $0.00115, 0.00225, 0.0055, 0.009, 0.015 \mu\text{Coulomb}$ であり、ほぼ直線上の結果が得られた事は、本法が部分照射に有効である事を示している。0mmのスリット間隔で微小な電流が生

*本学名誉教授

じた事は、制動方射線によるものと考えるよりは鉛ブロックの平面性の不整により、わずかながら間隙を生じた為と考えられる。

参 考 文 献

- 1) 元村 勲・山本穆彦, 1968 小動物に対する電子線照射の生物学的影響 I, 東北大学核理研研究報告 1, 92-93
- 2) 山本穆彦・元村 勲, 1968 小動物に対する電子線照射の生物学的影響 II, 60MeVの電子線によるイモリの消化器官の変化 Ibid, 1, 143-147
- 3) 山本穆彦・元村 勲, 1969 小動物に対する電子線照射の生物学的影響 III, 60MeVの電子線照射によるイモリの生殖巣の変化について Ibid, 2, 143-147

IV-2 大線量電子線による「中枢神経死」、特に頭部および脊髄しゃへいについて

医学部 栗冠正利・その他

いわゆる「中枢神経死」という急性死亡が全身照射および頭部を含む上半身照射によっておこり、頭部を除いた下半身照射によってはおこらない事は明らかになったので、頭部と背部中央をしゃへいして大線量照射を行い、果して「中枢神経死」がおこらなければ脳と脊髄以外は「中枢神経死」の病因の標的臓器からは除かれると考える。果してこの考えが成り立つか否かを確かめるため次の様な実験を行った。

材 料 と 方 法

動物はすべて成熟した雌大黒鼠で購入後1月の検査期間を経過し健康であることを確認した。照射時の体重は250~300gである。照射前10~30分にエーテルで軽く麻酔した上、四肢をテープで縛り厚さ約8mmの木板に四肢を充分伸ばした状態で固定し、尾も伸ばしてビニールテープで固定する。頭の部分は5cm×5cmの切り込みをつけてあるので頭は自由に動かせるが他の全身は強固に固定されていて動くことはできない。

照射口の大きさは一辺が20cmの正方形である。照射口の下縁に鉛ブロック(20cm×10cm×5cm)を1コおいてビームの下方をしゃへいし鉛ブロックの中央に巾1cm、厚さ7cm、高さ20cmの鉛板をおき逆T字型のしゃへい空間を造る。即ち逆Tの水平方向のしゃへいはビーム進行方向に深さ10cm、たて5cm、横20cmだけしゃへいされ逆Tの垂直方向はビーム進行方向に深さ7cm、たて20cm、横1cmだけしゃへいされる。このしゃへい空間の中に頭部と脊髄が入るように木板を移動し、電子ビームを妨害しないようにビーム外に木レンガ、セロテープなどを用いて動物をビーム内においた。固定後5分以内に照射を開始した。

照射はすべて60MeVである。線量は動物の射出口側に一辺20cm、厚さ5cmの鉛ブロックをおき、電子ビームがこのブロック中に生じた電気量をマイクロクーロンで読んだ。照射量を $200\mu C \pm 10(\%)$ に一定にし照射時間を199, 200, および316秒で行った3例は何れも照射直後に死亡し死亡強直を示していた。即死の原因は頭部が自由に動いたこと、従って頭部がしゃへいの外にはみ出したことが推定せられ、脊髄しゃへいだけでは「中枢神経死」を予防できない

事が明らかになった。

次に頭部のしゃへいを完全にするための手段として逆 T 字形の水平方向の鉛をビーム進行方向にたてに長くし頭部を自由に動かしてもビームの外にはみ出さぬようにしゃへい空間を大きくした。脊髓しゃへい空間の大きさは前と同じである。4月21日、7月21日、および9月22日における実験をブールし、即死していたもの、照射終了後1時間以内に死亡したもの、数時間以内に死亡したものを一括すると次の通り。

月・日	$\mu\text{C}/\text{sec}$	即死	1時間後	数時間
4-21	200/200	+		
	200/199	+		
	200/316	+		
	200/628		+	
	200/262			+
7-21	315/45	+		
	276/30			+
	250/27			+
	297/28			+
9-22	100/20	+		
	300/60	+		
		6	1	4

全身および部分照射後の動物の挙動は全部16ミリ映画に撮影し国内、国際の諸学会に発表した。

V. 加速器，データ処理装置稼動状況

V-1 加速器稼働状況

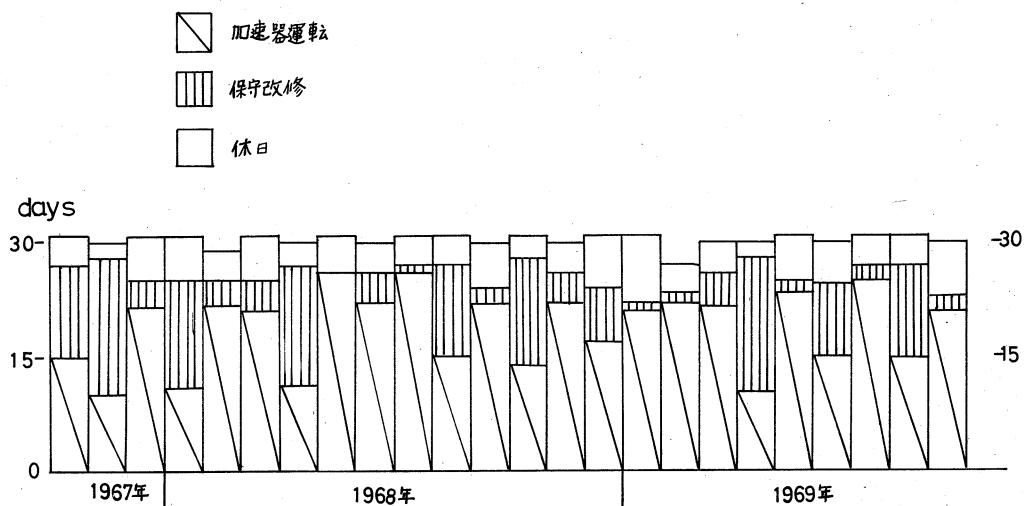
核理研 マシニンググループ

1967年10月から1969年9月迄2ヶ年間の加速器稼働状況及び各月のビーム使用状況を夫々第1, 第2図に示す。

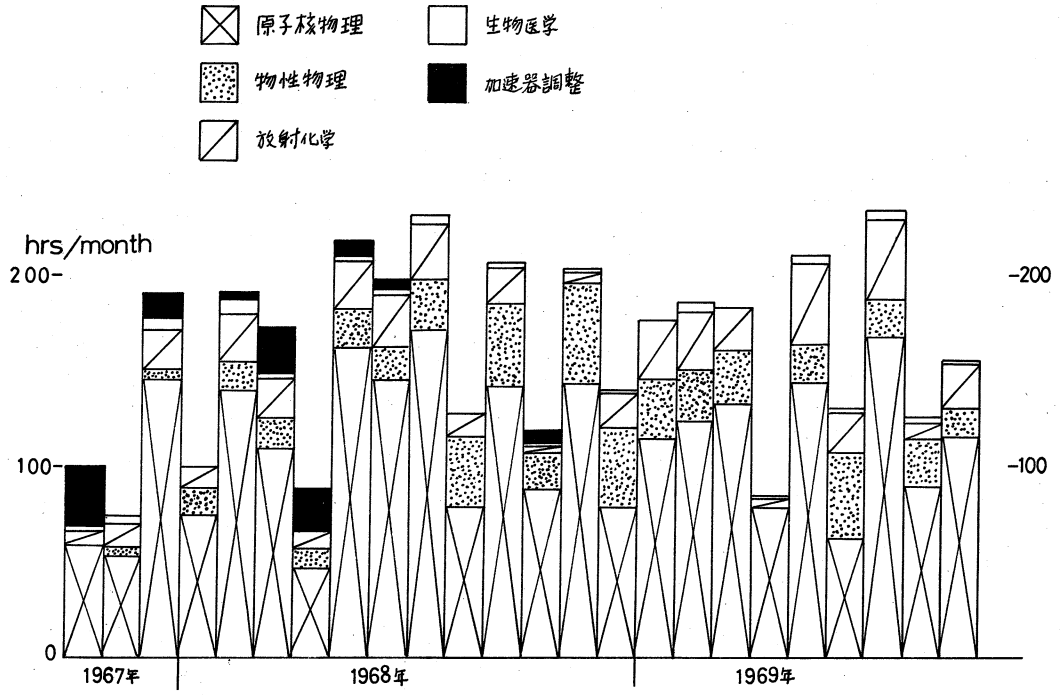
加速器の保守に要する日数は各月平均約25%で、この割合は今後も大巾に変化するとは思われない。

ビーム使用可能な時間は今后研究者による加速器運転及び設備関係要員の勤務態勢の改善等によって向上出来る可能性があり、現在その方向に努力している。

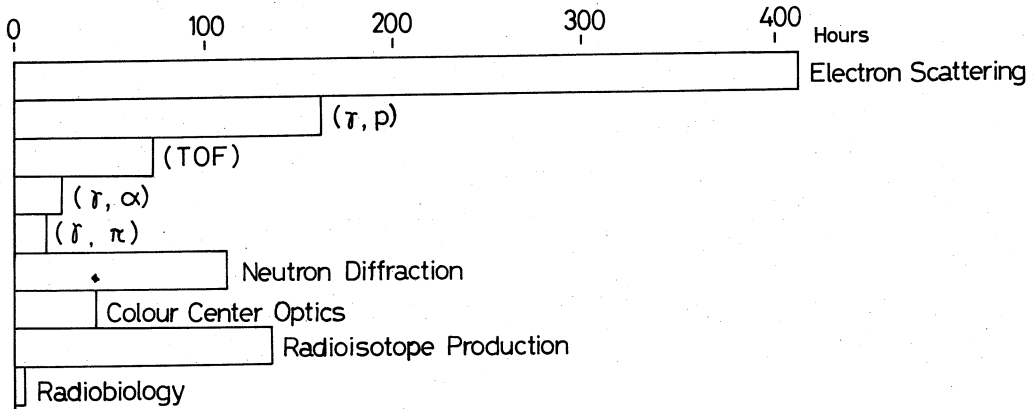
第3図に1969年前半期に行なわれた実験内容を時間別に示した。



第1図 各月の加速器稼働状況



第2図 各月のビーム使用状況



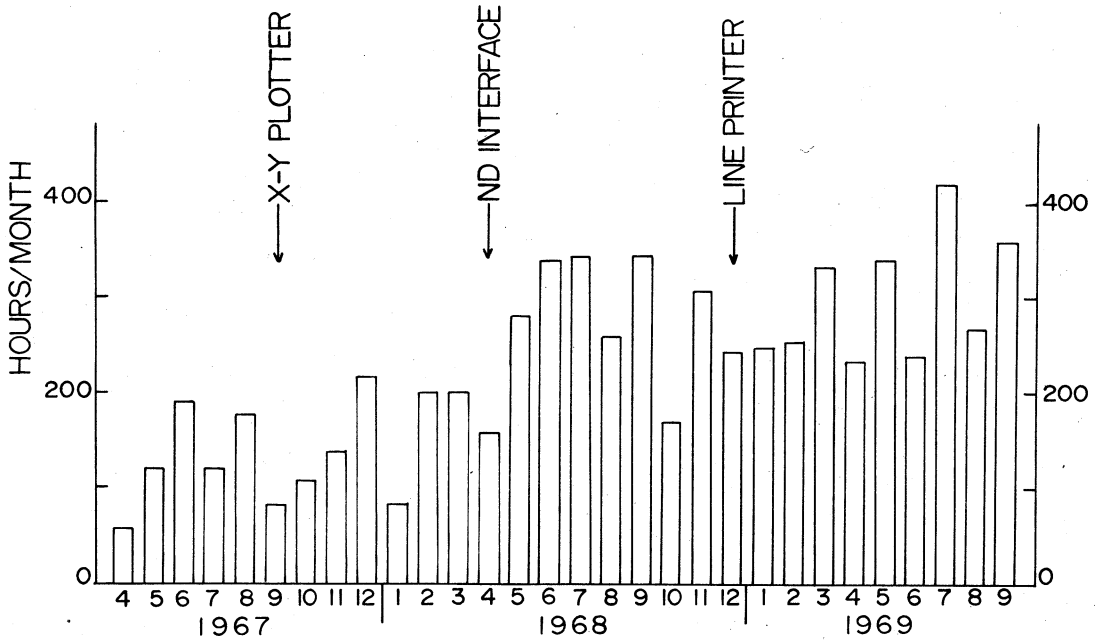
第3図 1969年4月～1969年9月のビーム使用時間内容

V-2 データ処理装置稼動状況

核理研 小山田正幸・窪田健雄
工学部 梶山 一典

1967年3月末データ処理装置が稼動状態に入ってから今期で2年6ヶ月になった。加速器の方は同年5月下旬ビーム加速に成功し、7月に施設の開所式が行なわれ、9月から共同利用が開始された。

データ処理装置は当初4, 5, 6月に初期故障と思われるシャットダウンがしばしばあったが、それ以降は大きな故障は生じていない。2年6ヶ月にわたる月間稼動時間を第1図に示した。



第 1 図

周辺機器の増設の主なものを下に掲げる。

- 1967年9月 X-Yプロッター

これによってプロットに要するマンパワーと時間が著しく軽減出来た。

- 1968年4月 中性子回折実験用インターフェイス

以前の時間 → パルス波高変換器 + 256チャンネル P. H. A 方式に比べて、安定度、直線性及び分解能が格段に向上した。

- 1968年12月 ラインプリンター

プログラムのデバッグ及び計算結果等のアウトプットが高速になったので計算機の使用効率が向上し、第1図からも解るように、計算機使用時間の短縮が認められる。又タイプライターの故障が減った。

今期の特徴は偶数月の使用時間が奇数月のそれと比べて、100時間程度少い事である。これは加速器の改修期間が偶数月に集中している事、及び4月の学会、8月の夏期休暇のためと思われる。1968年9月までの使用時間の推移は加速器の運転時間（核理研報告 Vol. 1 No2 (1968) 159 ページ参照）の推移と酷似している。

今後、加速器運転時間の延長によるオンライン専有時間の増加、及び処理すべきデータ量の増大、処理の精密化、複雑化、多様化、更には利用者人口の増加に伴って、早晚飽和状態になるのは必定なので、早急に適切な対策を講じる必要がある。

次に今期の利用区分を第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 : 中性子回折及び中性子散乱実験用 " "
- 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。

オンラインのADC(ND161F)の使用時間はゼロであった。これは割当てられた加速器のマシントイムの翌日又は翌々日まで連続して使用しにくい事情と、操作の複雑さが原因と考えられる。この事は今後考えなければいけない問題の1つである。

第 1 表

DATA PROCESSOR OPERATION REPORT

	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	ON- LINE	OFF- LINE	TOTAL
1 (TUE)	0:00	0:00	0:00
2 (WED)	0:00	0:00	0:00
3 (THU)	0:00	6:30	6:30
4 (FRI)	0:00	5:40	5:40
5 (SAT)	0:00	6:30	6:30
6 (SUN)	0:00	0:00	0:00
7 (MON)	0:00	0:00	1:50
8 (TUE)	0:00	0:00	3:30
9 (WED)	0:00	3:45	3:45
10 (THU)	0:00	7:16	7:16
11 (FRI)	0:00	14:30	14:30
12 (SAT)	0:00	13:55	13:55
13 (SUN)	0:00	0:00	0:00
14 (MON)	0:00	10:10	10:10
15 (TUE)	5:15	4:00	9:15
16 (WED)	11:03	2:30	13:33
17 (THU)	9:30	4:05	13:35
18 (FRI)	9:20	5:00	14:20
19 (SAT)	10:05	1:50	11:55
20 (SUN)	0:00	7:40	7:40
21 (MON)	0:00	16:25	16:25
22 (TUE)	13:35	1:15	14:50
23 (WED)	11:45	1:05	12:50
24 (THU)	0:00	3:30	12:00
25 (FRI)	0:00	4:00	4:00
26 (SAT)	4:55	8:20	13:35
27 (SUN)	0:00	0:00	0:00
28 (MON)	0:00	8:45	8:45
29 (TUE)	0:00	2:25	2:25
30 (WED)	0:00	6:00	6:00
TOTAL														75:28	145:06	234:44
														32.1 %	61.8 %	

L	LDW	52:40	22.4 %
B	BDM	22:48	9.7 %
N	ND	0:00	0.0 %
F	FORTAN	145:06	61.8 %
F	MAINTENANCE	12:40	5.4 %
*	DOWN	1:30	0.6 %
	TOTAL	234:44	100.0 %

DATA PROCESSOR OPERATION REPORT

1 (THU)	2 (FRI)	3 (SAT)	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	ON- LINE	OFF- LINE	TOTAL
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
3	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
4	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
5	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
6	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
7	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
8	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
9	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
10	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
11	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
12	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
13	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
14	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
15	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
16	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
17	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
18	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
19	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
21	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
22	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
23	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
24	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
25	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
26	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
27	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
28	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
29	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
30	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
31	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0:00	0:00	0:00
TOTAL														163:46	105:23	342:04

L	LDM	92:54
R	BDM	45:00
N	ND	25:52
F	FORTRAN	105:125
=	MAINTENANCE	44:55
*	DOWN	28:00
	TOTAL	342:04

27.2 %
13.2 %
7.6 %
30.8 %
13.1 %
8.2 %
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 (SUN)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	5:15	5:15
2 (MON)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	3:20	3:20
3 (TUE)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	7:10	7:20	14:55
4 (WED)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	9:50	12:05	12:05
5 (THU)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	11:30	1:40	13:40
6 (FRI)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	10:40	2:30	13:50
7 (SAT)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:40	4:15	4:55
8 (SUN)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	3:40	3:40
9 (MON)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	7:00	0:00	10:10
10 (TUE)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	10:00	1:40	11:45
11 (WED)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	11:20	1:10	12:30
12 (THU)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	3:00	14:00
13 (FRI)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	10:10	4:00	14:50
14 (SAT)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	9:10	2:05	11:45
15 (SUN)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	1:55	1:55
16 (MON)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	12:05	12:05
17 (TUE)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	1:00	3:00	14:00
18 (WED)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	4:40	3:00	9:10
19 (THU)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:00	6:30
20 (FRI)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	6:35	6:35
21 (SAT)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	5:00	6:00	11:00
22 (SUN)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:00	0:00
23 (MON)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:00	8:45
24 (TUE)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:00	8:00
25 (WED)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:00	0:00
26 (THU)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:12	0:12
27 (FRI)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	5:59	5:59
28 (SAT)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	2:05	2:05
29 (SUN)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:00	0:00
30 (MON)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	1:10	7:10	8:20
TOTAL													109:20	90:01	241:16
													45.3 %	37.3 %	

LDM 23.1 %
 BDM 9.5 %
 ND 30:40
 FORTAN 12.7 %
 MAINTENANCE 37.3 %
 DOWN 13.7 %
 TOTAL 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 (TUE)	11:20	3:00	14:20
2 (WED)	10:40	4:25	15:05
3 (THU)	F	10:45	4:20	15:05
4 (FRI)	.	F	11:30	3:45	15:15
5 (SAT)	F	9:00	3:55	12:55
6 (SUN)	0:00	3:15	4:45
7 (MON)	10:25	3:50	14:25
8 (TUE)	11:10	3:05	14:15
9 (WED)	0:00	10:15	14:35
10 (THU)	0:00	2:59	6:24
11 (FRI)	0:00	7:35	9:50
12 (SAT)	1:30	12:10	13:40
13 (SUN)	0:00	2:57	2:57
14 (MON)	11:10	0:42	11:52
15 (TUE)	10:45	6:30	17:15
16 (WED)	F	10:15	6:10	16:25
17 (THU)	0:00	8:00	8:00
18 (FRI)	10:05	1:45	12:50
19 (SAT)	F	10:40	6:55	17:35
20 (SUN)	F	0:00	16:18	16:18
21 (MON)	F	0:00	14:00	21:50
22 (TUE)	F	9:50	7:53	17:43
23 (WED)	F	10:30	12:40	23:10
24 (THU)	F	0:00	19:04	19:04
25 (FRI)	F	11:32	5:38	17:10
26 (SAT)	F	10:00	4:11	14:11
27 (SUN)	0:00	7:10	7:10
28 (MON)	12:50	1:30	14:30
29 (TUE)	F	11:50	2:50	14:40
30 (WED)	11:00	1:40	12:40
31 (THU)	0:00	5:40	5:40
TOTAL														206:47	194:07	421:14

L	LDM	117:55	28.0 %
B	BDM	66:42	15.8 %
N	ND	22:10	5.3 %
F	FORTAN	194:07	46.1 %
=	MAINTENANCE	15:40	3.7 %
*	DOWN	4:40	1.1 %
	TOTAL	421:14	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 (FRI)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	1:30	9:35	11:05
2 (SAT)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	3:00	2:45	5:45
3 (SUN)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	4:00	0:00	4:00
4 (MON)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	2:37	2:37
5 (TUE)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	4:50	4:50
6 (WED)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	2:00	2:00
7 (THU)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:35	0:35
8 (FRI)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:00	0:00
9 (SAT)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:00	0:00
10 (SUN)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:00	0:00
11 (MON)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:55	0:40	10:05
12 (TUE)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	13:40	1:00	14:40
13 (WED)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	12:30	2:15	14:45
14 (THU)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	2:50	10:10	13:00
15 (FRI)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	10:50	1:15	12:05
16 (SAT)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	13:15	1:40	14:55
17 (SUN)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	5:27	5:27
18 (MON)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	1:00	9:30
19 (TUE)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:00	12:00
20 (WED)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:00	13:30
21 (THU)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	0:00	3:30
22 (FRI)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	11:35	2:10	13:45
23 (SAT)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	11:30	1:30	13:45
24 (SUN)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	5:55	5:55
25 (MON)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	10:35	2:35	13:55
26 (TUE)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	10:30	2:40	14:05
27 (WED)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	1:30	1:00	3:10
28 (THU)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	2:10	3:30
29 (FRI)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	9:55	5:50	16:55
30 (SAT)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	8:50	5:10	14:00
31 (SUN)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	0:00	12:45	12:45
TOTAL													126:55	87:34	268:04
													47.3 %	32.7 %	

L 80:50
 B BDM
 N 13:45
 F NO
 = 32:20
 * 87:34
 = 53:35
 * 20:0
 * 0:
 * 0:00
 * 268:04
 * TOTAL
 30.2 %
 5.1 %
 12.1 %
 32.7 %
 20.0 %
 0. %
 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 (MON)	0:00	1:52	1:52
2 (TUE)	0:20	6:20	6:40
3 (WED)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	9:06	5:35	15:41
4 (THU)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	12:05	3:02	15:47
5 (FRI)	BF	BF	BF	BF	BF	BF	BF	BF	BF	BF	BF	BF	BF	14:55	2:30	18:40
6 (SAT)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:15	13:15	15:20
7 (SUN)	F	0:00	4:20	16:40
8 (MON)	F	0:00	1:52	1:52
9 (TUE)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	8:15	5:45	15:40
10 (WED)	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	11:00	8:30	19:30
11 (THU)	0:00	5:50	5:50
12 (FRI)	0:00	6:45	6:45
13 (SAT)	5:55	7:05	13:30
14 (SUN)	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	11:20	3:40	15:25
15 (MON)	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	0:00	8:40	8:40
16 (TUE)	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	0:00	6:25	6:25
17 (WED)	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	11:30	2:40	14:40
18 (THU)	0:00	2:10	15:40
19 (FRI)	0:00	0:00	9:20
20 (SAT)	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	0:00	6:25	6:55
21 (SUN)	9:05	3:20	13:05
22 (MON)	0:00	6:10	6:10
23 (TUE)	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	FFF	0:00	9:10	15:40
24 (WED)	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	0:00	10:50	10:50
25 (THU)	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	10:22	8:20	18:53
26 (FRI)	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	FFFF	0:00	10:15	10:15
27 (SAT)	9:10	7:26	16:36
28 (SUN)	0:00	4:05	4:05
29 (MON)	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	FF	0:00	6:25	6:25
30 (TUE)	0:00	1:25	7:55
TOTAL														131:38	163:44	361:28

36.4 % 45.3 %

L	59:11
B	54:12
N	18:15
F	163:44
=	65:36
*	18:1 %
	0:30
TOTAL	361:28

16.4 %
15.0 %
5.0 %
45.3 %
18.1 %
0.1 %
100.0 %

山忠モノ・オフセット納
電 仙台 25-0320