

RESEARCH REPORT
OF
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCES
TOHOKU UNIVERSITY

核 理 研 究 報 告

VOL. 1 No. 1 (1968)

共同利用テスト実験特集

東北大学理学部

原子核理学研究施設

発刊にあたって

施設長 木村 一 治

東北大学300MeV電子ライナックは4ケ年の建設期間を経て、昨1967年5月24日最初の加速に成功した。それ以来更に整備を続けて来たが、主な部分について一応学内共同利用に供しうる段階に達したので、テスト実験をかねて1967年10月より1968年3月まで第1回共同利用を試みることにした。

このため課題採択委員会が発足し、理学部物理学科北垣教授が委員長に選ばれた。

提出された実験計画は25課題に及び総利用日数214日が要求された。課題数はともかく、要求日数は実施しうる日数のほぼ3倍であった。このため課題採択委は大へん苦勞したが、毎月の前半を加速器の整備、調整等の続行を行ない、この期間に実験に供しうる日数を79日としてマシンタイムを各課題に割り当てた。

各研究課題の担当者には不満足な点多かったことと思われるが、ひじょうに有効にマシンを利用して、予期以上の成果を上げられたことは同慶の至りである。

またこの期間においては、まだ充分整備されていないため実施できなかった課題も二三あり、このような実験研究を計画されていた方々には申しわけないと思った。

電子ライナックによる研究は多方面に涉っており、原子核の構造研究から生物に対する放射線の作用にまで及ぶような状態であるから、この報告集が研究上一つの本格的なものになるのは困難である。各研究者は充分検討の上本格的な論文をそれぞれの専門誌に投稿されることと思う。しかしそれは出版までにはかなりの日時を要することであるし、本研究施設における、研究活動を知るには不便であろう。このようなことから今後も本誌のような実験報告を年二回

程度刊行して行きたいと思っている。

各実験者におかれても実験のあと、成果を一応まとめておかれるのは意味があることと思われるし、本格的なデータ整理の前に必ず行っておいてよいことであるので、このような形で刊行されるのは喜ばれることと信じる。

第1回はあらゆる意味からテスト実験であって、共同利用のやり方からマシン稼働の仕方などのテストもかねた。更にマシンはまだほ1/3分の時間を組立や調整に費されるといった状態でありまた、初期故障もあり、運転整備員の苦労も大変であった。それにしては大したトラブルもなく、予期以上の成果を上げることのできたのは、施設内及び外の利用者の協力によるものと感謝しているしだいである。

(1968. 5. 31)

核理研研究報告 Vol.1 No.1 目次

発刊にあたって

施設長 木村一治

共同利用テスト実験特集

I 原子核物理学部門

- I-1 電子線による原子核の研究 1
(核理研) 鳥塚賀治, 木村一治, 小山田正幸, 中原和夫,
梶山一典, 小島融三, 寺沢辰生, 伊藤広平,
山口 晃
- I-2 (r, p) テスト実験 12
(核理研) 庄田勝房 他
- I-3 ガンマ線散乱実験 18
(核理研) 菅原真澄, 斎藤悌二郎, 伊藤広平, 中田 章
- I-4 固体検出器による粒子弁別 20
(教養部) 阿部 健
- I-5 Stacked Foil 法による電子線反応 26
(核理研) 中田 章, 伊藤広平, 斎藤悌二郎, 小島融三
- I-6 原子核による荷電中間子の光発生 33
(理学部物理) 北垣敏夫, 本間三郎, 渡瀬芳行
- I-7 比較的短寿命核種の βr -spectroscopy 37
(核理研) 梶山一典
- I-8 Cs^{130} の崩壊 50
(理学部) 林部昭吾, 板垣新治郎, 吉川宣治, 陸路 直

II 物性物理学部門

- II-1 東北大学電子リニアックによる中性子廻折 55
(核理研, 金研, 原子核工学) 木村一治, 菅原真澄, 小山田正幸, 窪田建雄
富吉昇一, 渡辺 昇, 武田征一
- II-2 パルスX線によるイオン結晶の光学的研究 63
(理学部物理) 上田正康, 平井正光, 近藤泰洋

Ⅲ 放射化学部門

- Ⅲ-1 ^{47}Ca 等特殊 RI の調整に関する研究 68
(理学部化学, 核理研) 塩川孝信, 八木益男
大森 巍
- Ⅲ-2 有機ハロゲン化合物における核反応の化学効果 72
(核理研, 理学部化学) 八木益男, 近藤健次郎, 崔 戴鍋, 三塚哲正
小林孝彰
- Ⅲ-3 放射能壊変に伴う化学的效果 74
(理学部化学) 大森 巍, 佐々木貞吉, 巍 明通, 葉 有財
- Ⅲ-4 核反応とその分析化学的利用 77
(理学部化学) 岡 好良, 加藤豊明, 佐藤允美 他
- Ⅲ-5 ウラニル—TTAキレート分配 82
(選研) 菅野卓治
- Ⅲ-6 U-237 の製造 85
(金研) 鈴木 進, 佐藤明子
- Ⅲ-7 湿式法核燃料再処理に関する基礎研究——希土類, ウランの照射 89
(工学部原子核工学) 萩原善次, 坂野 昭, 堀岡正和
- Ⅲ-8 固液混相流動に関する研究 90
(工学部原子核工学, 化学工学) 都田昌之, 坂野 昭

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 92
(理学部生物) 元村 勲, 山本穆彦
- Ⅳ-2 60MeV 電子線の生物学的作用の研究 94
(医学部放射線基礎医学) 栗冠正利, 佐々木俊作

I. 原子核物理学部門

I-1 電子線による原子核の研究

核理研 鳥塚賀治・木村一治・小山田正幸
 中原和夫・梶山一典・小島融三
 寺沢辰生・伊藤広平・山口 晃

Electron scatteringによるnucleusの研究はStanfordに於いて始められ、続いてOrsayのlinacによって行われてきた。特にStanfordではproton, neutronから始めて軽い核から Pb^{208} 等の重い核にいたるまでsystematicなelectron scatteringの研究を行い、そのcharge或いはmagnetic momentのdistributionを解明し優れた業績をあげてきた。原子核のlevelによるelectron scatteringの研究即ち(e, e')の実験はOrsayによってとりあげられてきた。

Electronによって原子核をexciteした場合にそのcross sectionはcharged particleで核をexciteした場合に比較して約2桁小さい。

Electronとnucleusとのscatteringの過程に於いてはbremsstrahlungの発生及び核外電子とのcollision等によるenergy損失を伴う。そこで核のlevelによるscatteringのspectrumをbackgroundと明瞭に区別するためにはhigh energyのelectronを用いなくてはならない。inelastic scatteringの実験にはnucleusのlevel間隔が小さいのでprimary beamのenergy resolutionを十分にあげなくてはならない。その様な事情を考慮して最近の傾向としてhigh intensity linacを用いて核のlevelを調べることがようやく活発になってきた。例えばYale, N. B. S. Saskatchewan及びMeinz等の完成されたlinac, 或いは建設中のものを含めると10台以上になる。東北linacもこの中の有力な一台であろう。完成時期は前記の4machinesに比較して1年ないし数年立遅れたがmachineの性能に関しては大分優れている。現在までの東北linacの予備実験の結果では明るい見通しを得ている。もし重点的にmachine timeがelectron scatteringに割当ることが可能ならば世界の中心地になることも夢ではない。

今回の実験期間のめばしい成果を拾うと C^{12} の10.8Mev levelの研究が先ずあげられる。従来electronによって核をexciteした場合と r 線によって核をexciteした場合の比較がしばしば議論されてきた。electronはlongitudinal componentをもつこと、或

いはelectronの場合にはenergyを一定にしてmomentum transferを任意に変化出来るという特徴がある。Rose等はself-charge conjugate nucleiの場合E1とM1 transitionについてisospin selection ruleがelectroexcitationの場合はphoton transitionの場合と異るであろうと指摘してきた。東北linacによって測定された C^{12} の10.8MeV levelのform factorは本来ならばE1であるがE3の形をしている。

Ni^{58} における東北linacに於ける (e, e') の実験の解析結果では 2^+ のfirst excited stateのlevelから7MeV付近までの多数のlevelを分離する可能性を見出した。従って今後even-even nucleusについては多数のlevelのspin, parityの決定, 或いはreduced transition probabilityの決定が行なわれるであろう。

1 C^{12}

C^{12} のlow lying statesはlevel spacingが大きく、且つelectronで容易にexcite出来、しかもnatural abundanceは99%で手に入り易く取扱いも簡単なので、electron scatteringの予備的実験には最も適したsampleといえる。又Stanford, Orsay等で多数の実験がくりかえして行なわれてきたので、それらのdataと比較することにより我々の実験方法をcheckすることが出来る。

Targetは103.6mg/cm²のgraphiteを用いた。radiation tailの差引きにはsingle peakのtailをanalyticな函数で表わし、その大きさや形が実験値と良く合うようにparameterを決めて、それぞれのpeakのtailを計算して差引いた。inelasticのform factorはinelastic peakとelastic peakの面積の比にelastic form factorの計算値をかけて得た。elastic cross sectionのdiffraction minimumの附近では Be^9 のelastic scatteringの結果を使った。

(i) 4.43 MeV ($T=0, 2^+$)

momentum transfer $q \rightarrow 0$ の方法で求めた r -widthは

$$\Gamma_{\gamma}(2^+ \rightarrow 0^+) = 10.6 \pm 2.1 \text{ meV}$$

Crannell-Griffy¹⁾の得た値は

$$\Gamma_{\gamma}(2^+ \rightarrow 0^+) = 10.6 \pm 1.1 \text{ meV}$$

と良く一致している。Rasmussen et al.²⁾の $N^{15}(p, \alpha)C^{12}$ から出る4.43MeVの r -rayを用いたresonance fluorescenceの実験の結果から Γ_{γ} を計算すると

$$\Gamma_{\gamma} = 10.5 \pm 2.0 \text{ meV}$$

となり, electron scatteringの結果と良く合う。

Gillet and Melkanoff³⁾はparticle-hole correlationを考慮してform factorを計算している。random phase approximation(RPA)は大きさは良く合っているがpeakの位置が q の高い方へずれている。しかしこれはharmonic oscillator wave functionのoscillator length parameterのわずかの修正で実験値に合わせることが出来るであろう。

Bouten and van Lenven⁴⁾はProjected Hartree-Fock Theory(PHF)により計算したが大きさがやや大きくhigher q での実験値よりのずれがRPAより大きくなる。これらをFig. 1に示す。

Helm modelによって解析すると

$R = 2.30f, g = 0.90f$ をとって

$$\Gamma_T = 10.7 \text{ MeV}$$

となり先の10.6 MeVの値と良く合う。

(ii) 7.66 MeV ($T=0, 0^+$)

$\lambda=0$ の時は $\langle f || j_0(qr) || i \rangle$

を計算するが $j_0(qr)$ を qr について展

開すると第1項は1である。 $\langle f || 1 || i \rangle$

はwave functionの直交性から0

になるはずであり, $F_0(q)$ は q^2 に比例

する項から始まる。

$$F_0(q) =$$

$$\frac{4\pi}{z} \left[\frac{1}{6} q^2 \langle 0^+ || r^2 || 0^+ \rangle \dots \right]$$

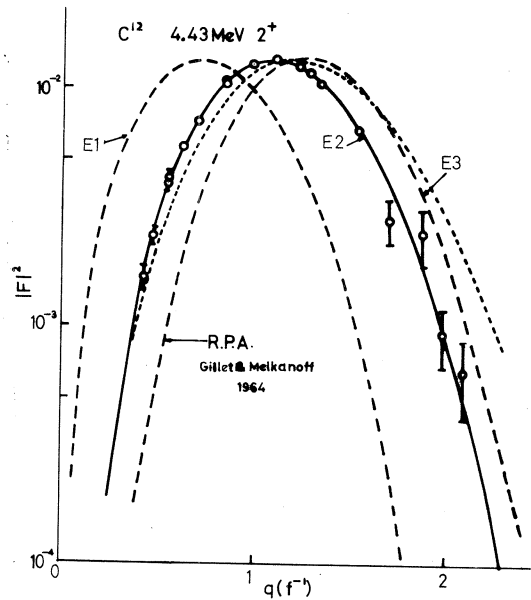


Fig. 1

これを使ってnuclear pair emissionの巾を計算すると

$$\Gamma = (5.6 \pm 1.7) \times 10^{-5} \text{ eV}$$

となりCrannell-Griffyの測定値と一致する。

$E0$ transitionの場合にはHelmの簡単な単一peakのtransition charge densityを適用出来ない。

(iii) 9.63 MeV (3^-)

このlevelのform factorの測定値は4.43 MeV, 7.66 MeVの場合にくらべてばらつきが大きいためlow q で展開する方法で得られた r -widthは

$$\Gamma_\gamma(3^- \rightarrow 0^+) = (3.0 \pm 1.2) \times 10^{-4} \text{ eV}$$

となりかなり誤差は大きくなるが
Crannell-Griffy の値(3.6±0.4)
× 10⁻⁴ eV とは良く一致する。

Helm modelでは

$$\Gamma_\gamma = 1.9 \times 10^{-4} \text{ eV}$$

となり約 30% 小さな値を得た。

(iv) 10.8 MeV

Fig. 3でわかるように10.8MeV
transitionのform factor は
9.63MeV transitionのform
factorのcurveに良くのっていて
10.8MeV transitionも E3
であるように見える。しかしこの
levelに対してはproton
inelastic, neutron ine-
lastic, (d, n)etcのanaly-
sisにより 1⁻と assign されて
いる。

r-transitionの場合self-
conjugate nucleus では
isospin selection rule
により $\Delta T=0$ の E1 transi-
tionは禁止される。Eisenberg
and Rose⁵⁾ はelectron
scatteringの場合にも $qR \ll 1$
で同様のselection rule が成
り立つことを示した。しかし
neutron, protonのmass
difference, meson effect
etcにより exactにはmatrix

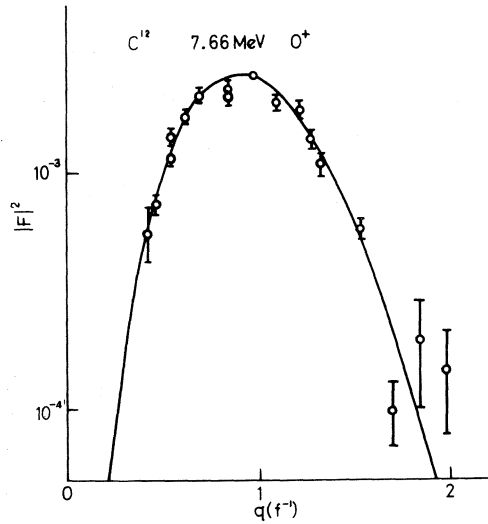


Fig. 2

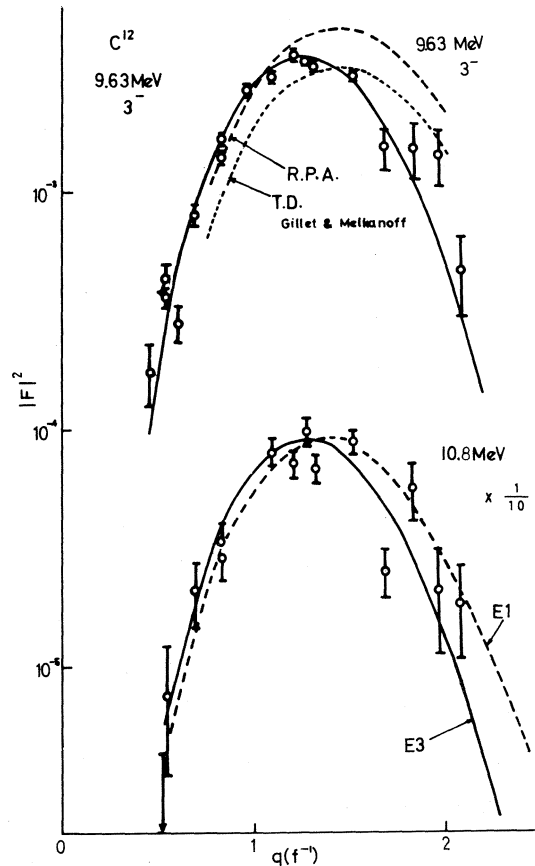


Fig. 3

element は0にならない事も指摘した。そこで isospin selection rule では qR の lowest term のみが0になると考えて、E1 transition に対する Helm 流の考え方を当てはめると

$$j_i(qR) \rightarrow j_i(qR) - \frac{qR}{3}$$

とおきかえても良いであろう。それで計算すると E3 の場合と良く似た curve が得られる。

(V) 16.1 MeV ($T=1, 2^+$)

Helm model で 4.43 MeV level に対する R, g と同じものを使って form factor を計算すると実験値と良く合う curve が得られる。それにより r -width を計算すると

$$\Gamma_r(2^+ \rightarrow 0^+) = 0.8 \pm 0.4 \text{ eV}$$

を得た。

2 O^{16}

O^{16} は ground state は nucleon が $1s, 1p$ shell を完全にうめている double magic nucleus なので ground state 及び excited state の性質は核理論の test の対象として非常に重要である。

O^{16} の低い excited state で多くの rotational state が α 粒子の inelastic scattering の実験で見つけられた⁶⁾。これらは intrinsic な excited state が変形しているために生ずる level として理論的に説明されている。これらの rotational level のうち最も energy の低いものは 6.056 MeV 0^+ の level を基点にしておりその intrinsic な wave function は最近の理論では $2p-2h$ 及び $4p-4h$ excitation として計算されている⁷⁾。この様な変形した particle hole state の存在を実験的に確めるには電子の inelastic scattering が非常に有用である⁸⁾。

この 6.056 MeV ($0^+, T=0$) の level に非常に接近して 6.135 MeV ($3^-, T=0$) の level があり現在の我々の測定では peak は分離できない。

更に約 1 MeV 上に 6.923 MeV ($2^+, T=0$), 7.121 MeV ($1^-, T=0$) の二つの level がある。photo reaction では $\Delta T=0$ の E1 transition は isospin selection rule により禁止されるが electron scattering では q の大きい所でこの禁止が破れてくることが理論的に予測されているので、これも実験の対象として興味を引く問題である。

用いた electron の energy は 183 MeV と 255 MeV で momentum transfer の範囲は $0.5 \sim 2.2 f^{-1}$ である。target は BeO の 842 mg/cm^2 を用いて、これから metallic

Be $389\text{mg}/\text{cm}^2$ の結果により Be による寄与を差引いた。Form factor の絶対値は、良く知られた C^{12} の elastic form factor を用いて算出した。6MeV, 7MeV の peak は夫々二つの level から scatter されたものであり form factor は夫々二つの form factor の和である。

(i) 6.056 MeV (0^+ , $T=0$) 及び 6.135 MeV (3^- , $T=0$)

これらの level からの inelastic scattering の form factor を Fig. 4 に示す。実線は Gillet の random phase approximation (R. P. A) による 3^- level への transition の form factor の計算値である。破線は Helm model を用いて parameter は elastic scattering の実験値から $R=2.65f$, $g=1.0f$ とし, reduced transition probability が最近の測定値⁹⁾

$$B(E3, \uparrow) = (1.46 \pm 0.15) \times 10^3 f^6$$

に合せて normalize した。r-width の誤差を考えると, Helm model による form factor と R. P. A による計算と, どちらが正確かわからないが, $E3$ transition として R. P. A の計算値を用いて差引くことにより $E0$ transition の form factor を求めたのが Fig. 5 である。実線は 6.056 MeV (0^+) level の wave function を $2p-2h$ と $4p-4h$ configuration の非対称として計算した form factor である⁷⁾。

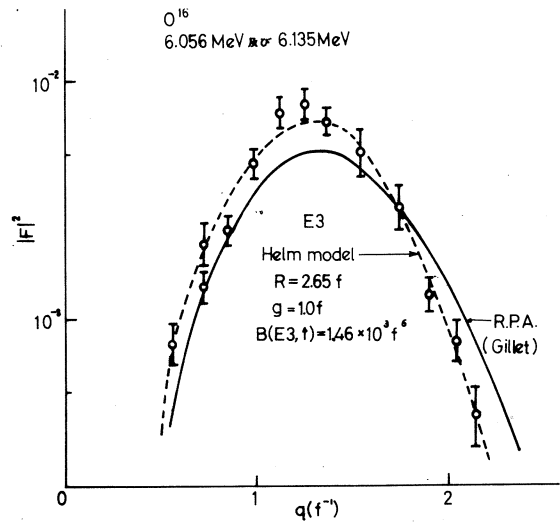


Fig. 4

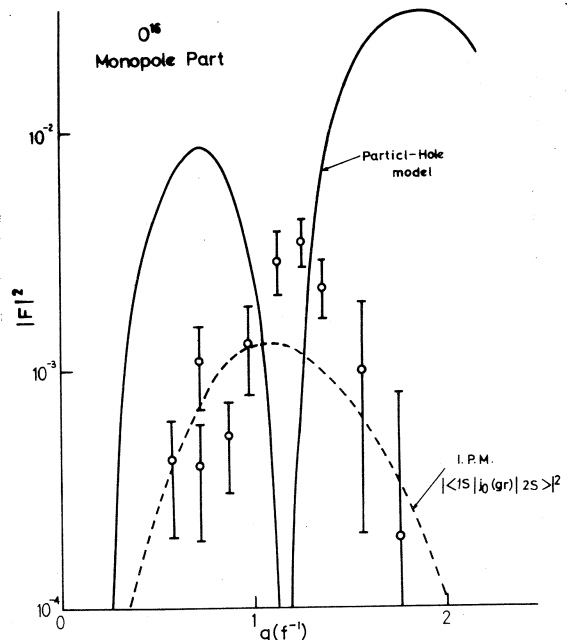


Fig. 5

Bishop⁷⁾が指摘しているように、これは全く実験値と合わない。この事情はE3にHelm modelを用いた場合でも変わらない。むしろ破線で示された independent particle model (I. P. M) による form factor に良く合う。しかしこの wave function は spherical symmetry であるので、rotational な level は現れないはずである。測定値の誤差と差引きに使ったE3の form factor の validity に問題は あるが rotational level の裏付けのためにはもっと精密な理論が要求される。

(ii) 6.923 MeV (2^+ , $T=0$) 及び 7.121 MeV (1^- , $T=0$)

Fig. 6に7MeV peakのform

factorを示す。実線はHelm modelで $R=2.65f$, $g=1.0f$ としたE2 transitionの form factor で momentum transferの小さい側での best fitを求めると radiative transition probability として

$$B(E2, \downarrow) = 7.5 \pm 2.0 f^4$$

が得られた。この値は他の実験でも測られ

ており ((e, e') 1^0), ((r, r) 1^1)

$$(e, e') : B(E2, \downarrow) = 7.9 \pm 1.2 f^4$$

$$(r, r) : B(E2, \downarrow) = 5.2 \begin{matrix} +2.3 \\ -1.2 \end{matrix} f^4$$

我々の結果と良く一致している。

momentum transferの高い側

は実験値はE2の form factorの計算値を上まわっており、7.121MeV level (1^- , $T=0$) の $\Delta T=0$ により禁止が破れていることを暗示しているが誤差が大きいため現段階ではこれ以上立入った議論は出来ない。今後はもっと薄い target を用いて精度を上げた測定をやる予定である。

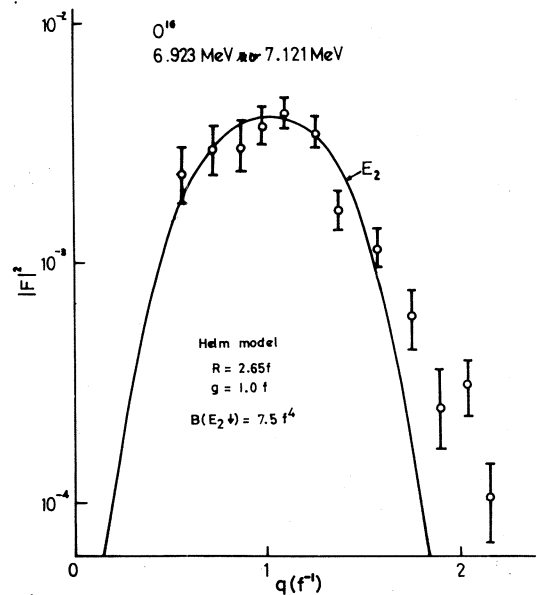


Fig. 6

3 Ni⁵⁸, Ni⁶⁰

Ni⁵⁸, Ni⁶⁰ は proton magic で 1f shell までつまっていて neutron は夫々 magic number +2, +4 である。この核についての (e, e') は 1961 年 Stanford で H. Crannell et al¹²⁾ によって行なわれた。最近 Yale の 60 MeV Linac を用いて M. A. Duguay et al¹³⁾ も low momentum transfer ($0.25 \sim 0.6 f^{-1}$) で行っている。他

所の実験と比較出来るという意味からも中重核の中からNiを選んで予備実験を行った。

中重核になるとnuclear chargeによるelectron waveのdistortionは無視出来なくなる。Stanfordのdataはその頃未だinelastic scatteringのdistorted wave calculationが出来なかったのでBorn近似で解析している。YaleではDuke University groupの開発したpartial wave calculation code "GBROW" ¹⁴⁾を用いている。我々の解析にはGBROWを更に精度を上げた"DUELS"を使っている ¹⁵⁾。

計算例をFig. 7に示す。

ground stateのcharge distributionはFermi modelを用いて、 $c = 4.5f$, $t = 2.5f$ としincident electron energy 183MeV, excitation energy 4.48MeVをとり, transition multipolarityをE1からE4まで仮定して計算したものである。

Fig. 8にNi⁵⁸からのscattered electronのspectrumを示す。縦軸はelastic peakでnormalizeしてある。実験

は183MeVで $\theta = 65^\circ, 75^\circ$ の二つの角度のものである。1.45MeV 2⁺, 4.48MeV 3⁻, 2.46MeV 4⁺のpeakの角度依存性をtransition multipolarityと考え合せ, Fig. 7と見あわせると非常に興味深い。enriched targetの入手が遅れたため, Ni⁵⁸のみによるdataはこの二つだけで, 3月末までの実験はnatural target(92mg/cm² Ni⁵⁸ 67.8%, Ni⁶⁰ 26.2%)で行ったのでpeakが非常にこみ入ってNi⁵⁸の4.48MeV, Ni⁶⁰の4.04MeVのpeakしか分離出来なかったのは残念である。

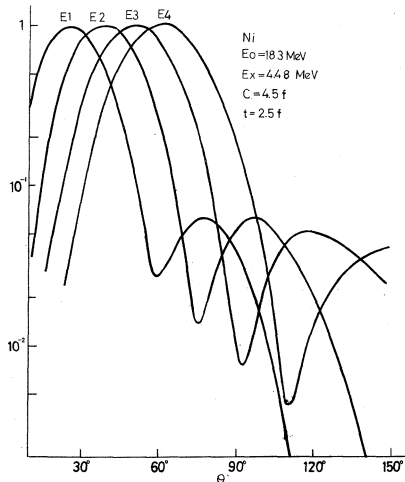


Fig. 7

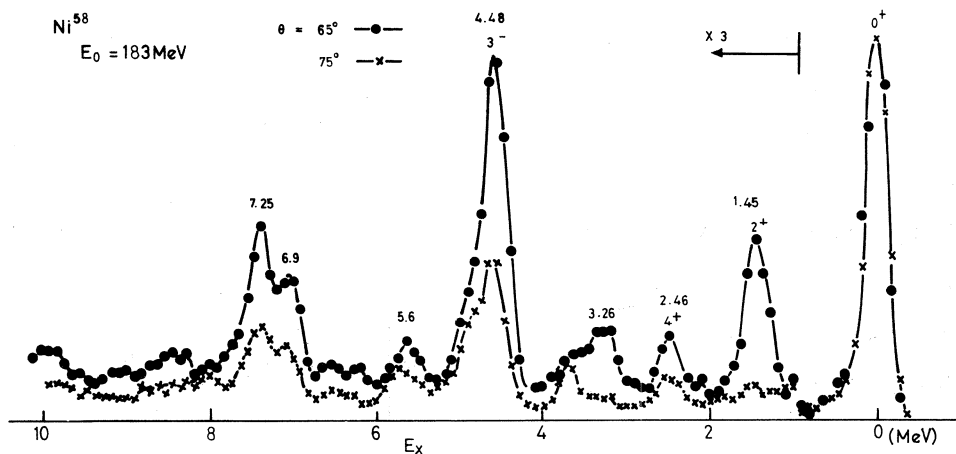


Fig. 8

(i) Ni^{58} 4.48 MeV 3^-

Form factorをFig. 9に示す。白丸はStanfordのdataで、×印はYaleのdataである。我々のdataは黒丸でstatistical errorは丸の大きさ程度である。右の二点は250 MeVのdataを核のchargeによるdistortionを考慮に入れて仮に183 MeVに焼き直してみたものである。transitionをE3として計算するとform factorのpeakのhigh momentum側で実験値の方が大きいくずれている。Fig. 8の4.48 MeVのpeakの左肩にtransition multipolarityの高いlevelの存在を暗示するものが見える。これをE4として、E3+E4のform factorの和が実験値に良く合うようにしてreduced transition probabilityを求めると

$$B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-) = 1.94 \times 10^4 e^2 f^6$$

となる。Stanfordのは

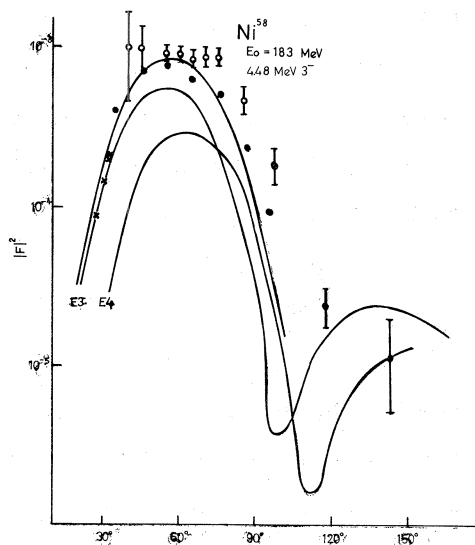


Fig. 9

$$B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-) = 2.7 \times 10^4 \pm 14 \% e^2 f^6$$

Yaleでは

$$1.86 \times 10^4 \pm 2.8 \% e^2 f^6$$

heavy particle scattering¹⁶⁾では

$$1.46 \sim 1.63 \times 10^4 e^2 f^6$$

である。

(ii) Ni⁶⁰ 4.0 4MeV 3⁻

Form factorをFig. 10に示す。この peakはsingle peakとしてきれいに分離出来たので計算値に非常に良く合う。reduced transition probabilityは

$$B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-) = 3.52 \times 10^4 e^2 f^6$$

Stanford

$$B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-) = 3.5 \times 10^4 \pm 1.6 \% e^2 f^6$$

Yale

$$B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-) = 2.81 \times 10^4 \pm 2.8 \% e^2 f^6$$

heavy particle scattering

$$B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-) = (1.91 \sim 2.30) \times 10^4 e^2 f^6$$

でStanfordのdataと良く合う。

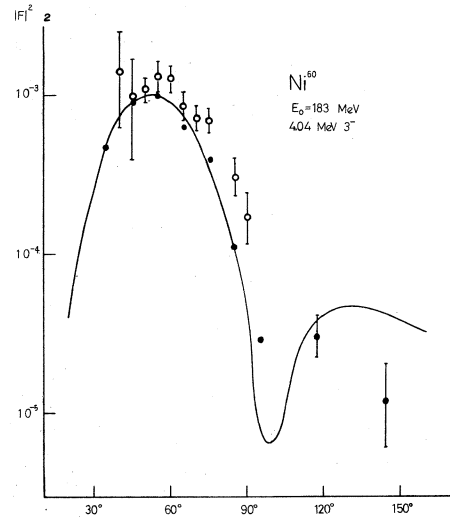


Fig. 10

文 献

- 1) H. L. Crannell and T. A. Griffy, Phys. Rev. **136**, B1580(1964)
- 2) V. K. Rasmussen et al., Phys. Rev. **110**, 154(1958)
- 3) V. Gillet and M. A. Melkanoff, Phys. Rev. **133**, B1190(1964)
- 4) Bouten and Van Lenven, Annals of Phys. **43**, 421(1967)
- 5) J. M. Eisenberg and M. E. Rose, Phys. Rev. **131**, 848(1963)
- 6) E. B. Carter et al., Phys. Rev. **133**, B1421(1964)
- 7) E. Boeker, Phys. Lett. **24B**, 616(1966)
- 8) G. R. Bishop, Phys. Lett. **25B**, 499(1967)
- 9) T. K. Alexander et al., Canad. J. Phys. **43**, 1563(1965)

- 10) M. Stroetzel et al., Phys. Lett. 22, 485(1966)
- 11) K. Reibel and A. K. Mann, Phys. Rev. 118, 701(1960)
- 12) H. Crannell et al., Phys. Rev. 123, 923(1961)
- 13) M. A. Duguay et al., Phys. Rev. 163, 1259(1967)
- 14) J. Ziegler, The Calculation of Inelastic Electron Scattering by Nuclei, U. S. Atomic Energy Commission, Division of Technical Information, National Bureau of Standards, U. S. Dept of Commerce, Springfield, Virginia 22151
- 15) S. T. Tuan, L. E. Wright and D. S. Onley, A Computer Program for Analysis of Inelastic Electron Scattering from Nuclei private communication
- 16) S. F. Eccles et al., Phys. Rev. 141, 1067(1966)

I-2 (r, p) テスト実験

核理研 庄田 勝房 他

§ Broad-range spectrometer (BDM)

(r, p) の実験には主として本施設に設備されているBDMを使用する。従って先づこの整備を行ない更にmulti solid-state detector(SSD)系の調整とbackgroundのシールドを行なった。

Floating wire法を用いて測定したfocal planeは計算によるものとよく合っている。従ってセットされたSSDヘッド群を計算によるfocal planeの位置に調整した。

r線を得るには電子beamをradiatorに照射してbremsstrahlungを発生させ残りの電子をsweep magnetでbeam catcher中に捨てる。この場合主にradiator, beam catcher, bremsstrahlung用collimator等からおびただしいneutronが発生する。Spectrometer附近のr線backgroundも大きい。これに対して約8tonの鉄及鉛のシールドが附属しているが、テストの結果neutronによるSSD中のbackgroundに対しては未だ不十分である事が判明した。数 μ Aのbeamでbackgroundはpile-upし実験不可能であった。この為、鉄シールドの周囲にボロン入パラフィンのシールドを追加した。その結果、backgroundは十分少くなり数10 μ Aのbeamでも実験可能となった。

BDMの特性はAm- α 源をtargetの位置にセットして測定した。上記 α 線の1つのSSDによるスペクトル測定例をFig. 1に示す。

上記 α 源は7mm ϕ である。この条件でspectrometerのresolutionを測定した結果をFig. 2に示す。この場合resolutionは $\frac{\Delta E}{E} \approx 1 \sim 2\%$ であった。之はソースの大きさを考慮した計算値と合う。ソースの大きさが小さければresolutionはもっとよい筈である。SSDチャンネル番号とenergyの関係も α 線を用いて測定した結果計算によるものとよい一致を示す事が分った。

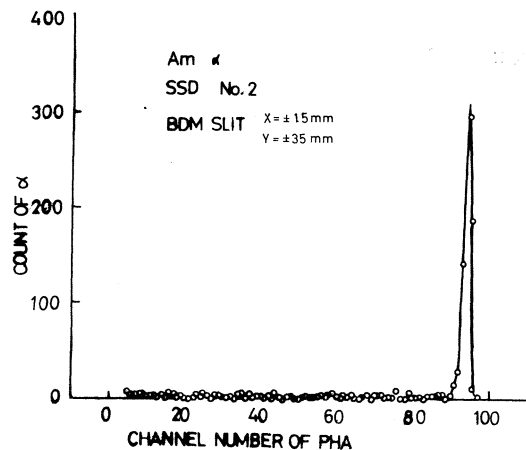


Fig.1 Pulse height distribution for SSD

§ BDMを用いた (r, p) テスト 実験

一般に (r, p) の cross section は Ni 附近の核で最大であり軽い核はその数分の1, 又 In より重い核ではその $1/10$ 以下である。target の厚さは proton の energy loss を考えると $20\text{mg}/\text{cm}^2$ 以下である事が望ましい。target 中の原子核の数は同一厚さに対し $1/A$ に比例するので,

中重核, 重核の proton yields は Ni 附近の核の $1/10 \sim 1/100$ であり一般に測定困難でこれ迄実験結果が少ない。しかるに中重, 重核には isotopic spin selection rule の影響が大きく現れる為反応機構を明確に研究出来るものと期待される。従ってこれらの核に対し energy distribution, angular distribution を測定する事が重要であると考える。

現在5回のテスト実験を終了した。 ^{12}C , ^{140}Ce , ^{88}Sr による photoproton を測定した結果, すべての核で実験可能である事が判った。又 ^{12}C に関してこれ迄正確な測定が多数得られているので之等と得られた結果を比較した結果, 良い一致を得た。

テスト実験の geometry を Fig. 3 に示す。 ^9Be の photoreaction products は proton の他 α , ^3He , d , t 等の yield が比較的多い。之によってしての SSD による spectrum を test した結果を Fig. 4 に示す (但し最近 electrodisintegration によって得られた結果である)。

テスト実験によって得られた proton energy distribution の例として ^{88}Sr の結果を Figs. 5~6 に示す。結果は counting の時間が十分でなかった為統計が十分良くはなく従前の実験と同等であるが更に時間をかければ (4時間程度或はそれ以上), 十分良い結果を期待出来る。 ^{88}Sr に関する data を見ると proton yield maximum は $E_{p\text{max}} \approx 6\text{MeV}$ でおこっている。之を隣の核 ^{89}Y , ^{90}Zr の結果 ($E_{p\text{max}} \approx 4\text{MeV}$) と比較して反応機構の解明が出来る

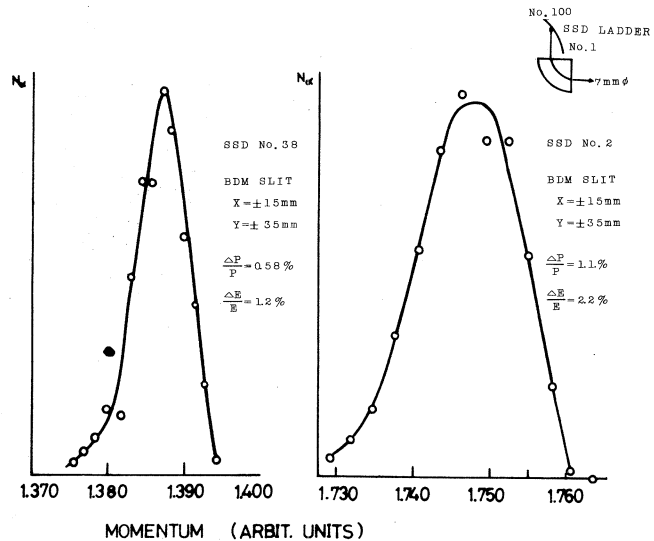


Fig. 2 An example of resolution for BDM using α source (7mm ϕ)

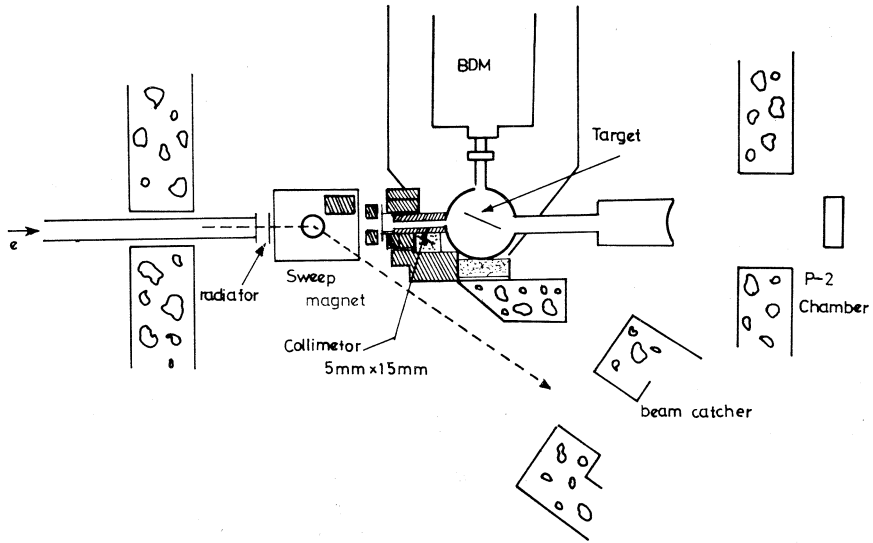


Fig. 3 Geometry for (r, p)

が之については本実験に於てそのくわしい測定を行う予定である。

これ迄行なわれた同種の実験としては原子核乾板を利用する方法がある。この場合は Ag 位迄が限度でそれ以上重い核では極端に測定 proton 数が少ない。proton 数を別問題としても乾板のスキャンは労力が大きく長時間を要する。例えば上記 ^{88}Sr の data の 1 つには相当する結果を得るには約半年を要する。

SSD だけを用いた測定も最近行なわれている。この方法は磁場を用いないため background の割合が大きく重い核では測定が困難である。

magnetic spectrometer を用いたこれ迄の実験としては Stanford Linac Lab のものが唯一である。しかし之は detector 数が少なく、又 resolution も 22% であって

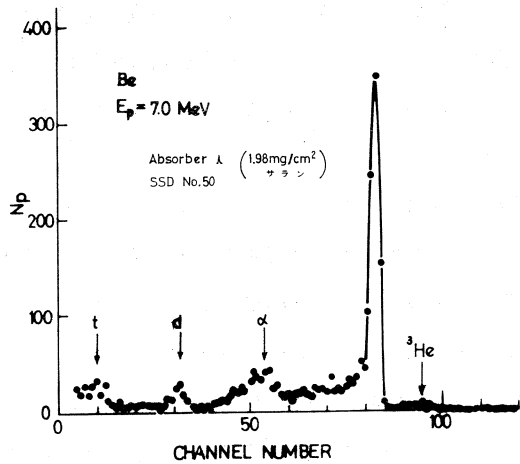


Fig. 4 PULSE HEIGHT DISTRIBUTION ON A SSD

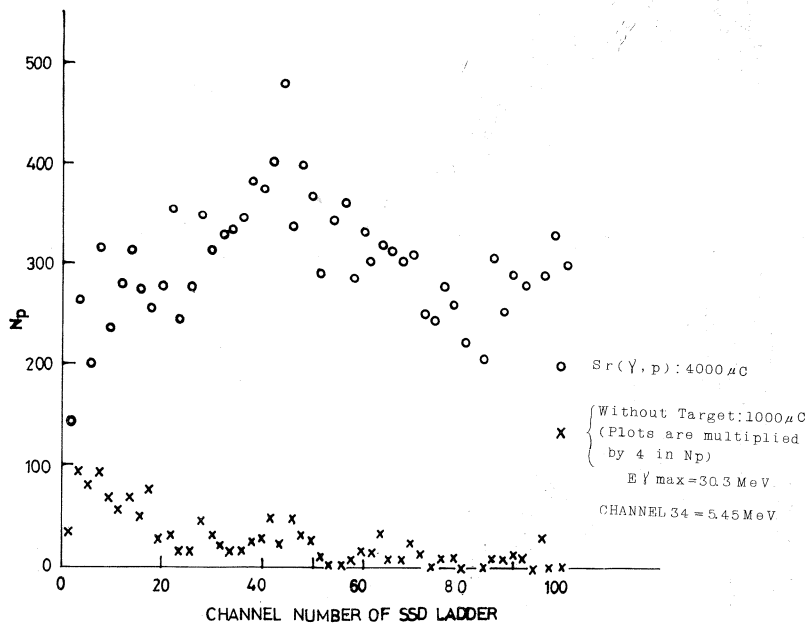
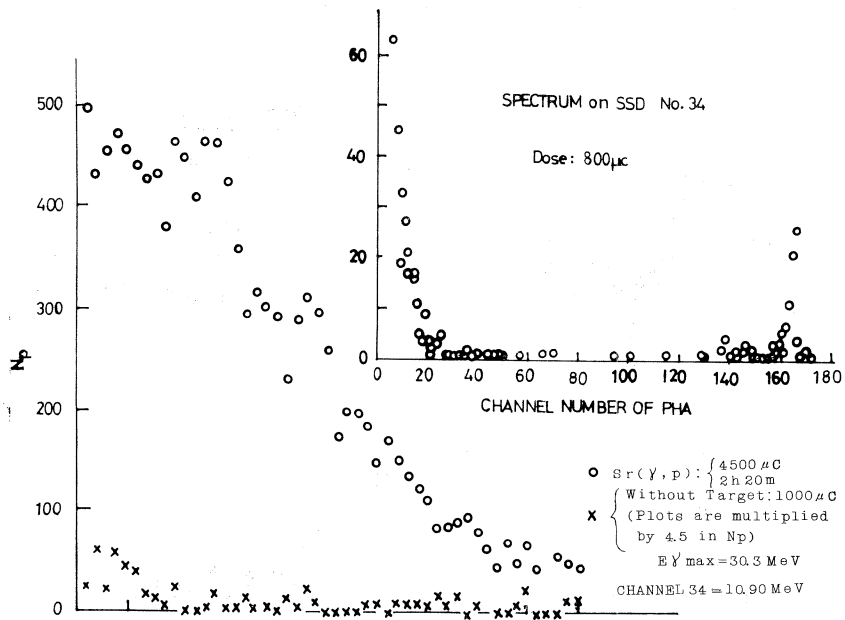
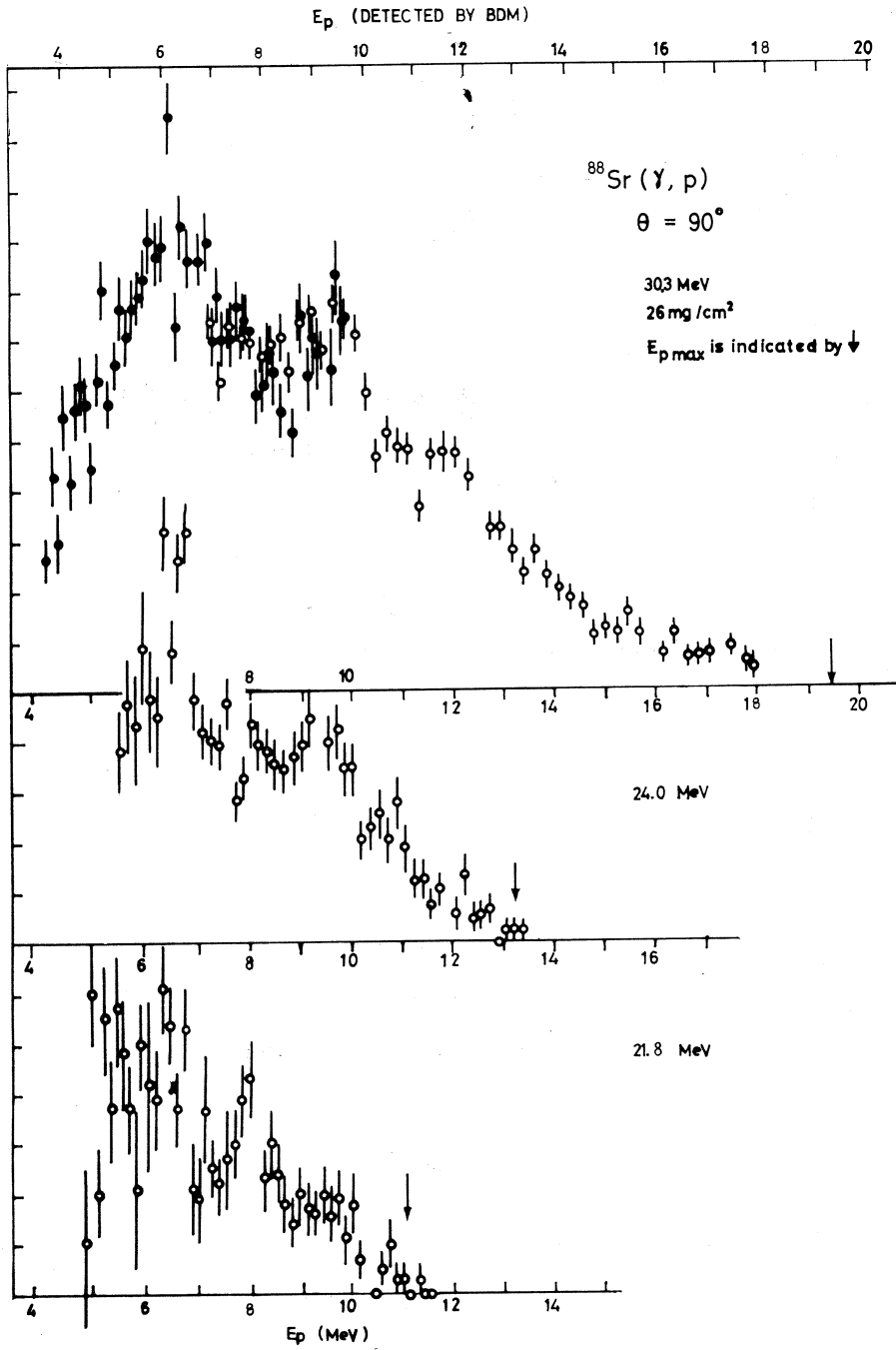


Fig. 5 $^{88}\text{Sr}(r, p)$

Fig. 6 $^{88}\text{Sr}(\gamma, p)$

他の方法による結果と大差ない。

(r, p)の研究は電子beamをtargetに照射しても行い得る。この場合は($ee'p$)反応であるが之はvirtual photonによる反応として理解出来、実質的には(r, p)と同等である。計算によると($ee'p$)によるcounting rateはFig. 3に示したgeometryでの(r, p)の実験より10倍以上大きい。従ってtargetを薄く出来てresolutionの良い結果が得られる筈である。又beam sizeを小さく出来る事も実験のresolutionを良くする。テスト実験に於てはbeam transportation systemの関係上($ee'p$)の実験を行ない得なかつたが、4月から之が可能となった。4月に1回の($ee'p$)による本実験が行なわれたが ^{90}Zu に關し analog stateと思われる非常にsharpなproton peakが発見された。

I-3 ガンマ線散乱実験

核理研 菅原真澄・斎藤悌二郎
伊藤広平・中田 章

電子による制動輻射ガンマ線を使用して原子核によるガンマ線散乱の実験が各地で行われている。今回その予備実験を行ったので結果を報告する。当施設には第一電磁石室内に制動輻射線発生装置がありそれを使用できればバックグラウンドの非常に少ない実験が可能であったが、第一実験室の機器の配置上使用できなかった。このため制動輻射ターゲットは第一実験室内（I-L系）に設置した。この配置では制動輻射ターゲット、電子ビームキャッチャーから発生する中性子によるバックグラウンドの非常に大きい事が予想された。中性子はガンマ線検出器及びその周辺の物質と核反応を起しバックグラウンドとなる。

第1回の実験ではこのようなバックグラウンドの量を測定した。結果は検出器周辺に達する中性子数を千分の一以下に減少させないと実験の不可能なことが判った。

第2, 3回は検出器の配置を変更し重コンクリート, 水, ボロン, パラフィン, 鉛等の遮蔽を追加してバックグラウンドの減少を計った

機器の配置を図1に示す。ガンマ線の検出器は4"φ×4"のNaI(Tl)蛍光体で、ガンマ線検出立体角は0.15strであった。ガンマ線の散乱体としては厚さ3.0g/cm²のカーボンを使いよく知られているC¹²の15.1MeV励起状態による共鳴散乱を測定した。この散乱の断面積は約2mb-MeVであることが知られている。検出器で測定したガンマ線スペクトルを図2に示した。こ

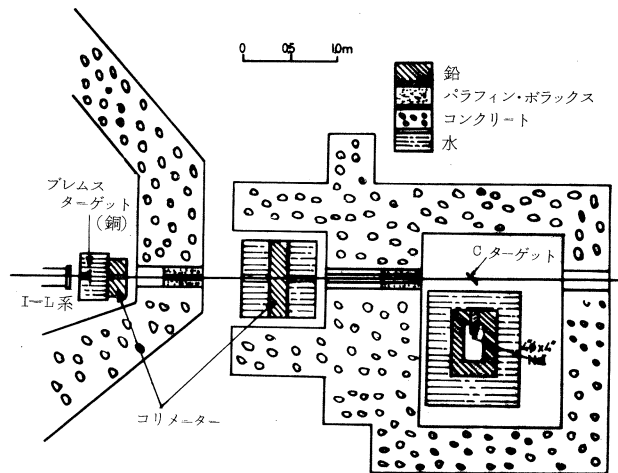


図1 機器配置図

のときの制動輻射ガンマ線の最大エネルギー即ち電子ビームのエネルギーは20MeVである。

この予備実験から現在の機器の配置状態で0.2mb-MeV程度の断面積をもつガンマ線散乱実験は充分可能であることが判った。軽い核を除けば巨大共鳴による散乱断面積は0.2mb-MeVと同

程度か或いはそれよりも大きいので測定可能である。より小さい断面積のものを測定するには更に遮蔽を強化しなければならないが、この場合には散乱体自身からの多重過程によるガンマ線バックグラウンドが問題になってくる。図2でスペクトルの低エネルギー側で散乱体からの寄与が大きいのはこの問題を示唆している。これらの解決には実験の細部に適応したきめの細かい考慮が必要であろう。

図2の測定時間は50分である。リニャックの脉冲繰返しは200cpsであった。電子ビーム電流は、検出器のバイルアップ防止のため0.1 μ A以下におさえた。測定回路の改善によって測定時間短縮の可能性はある。

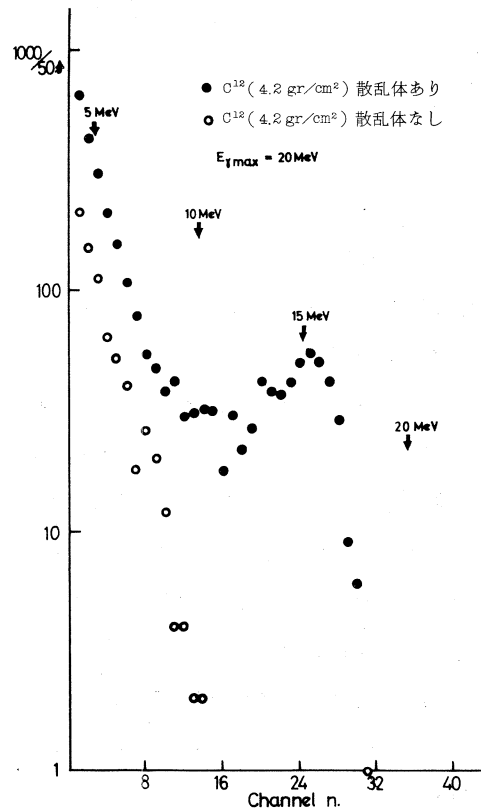


図2 C^{12} による共鳴散乱

I-4 固体検出器による粒子弁別

教養部 阿部 健

核反応計測においては、粒子のエネルギーの測定のみならず、同一検出器系による粒子型の同時識別もしばしば必要となる。とくに光核反応においては運動学が有効な弁別手段となる場合は殆どなく、その上散乱ガンマ線、散乱電子、中性子の圧倒的雑音背景の中での計測となるため、エネルギーと粒子型の同時検出技術は極めて切実な問題である。我々はパルス・ビームによる光一陽子、光一重陽子、光一アルファ粒子の実験のために、「パルス割算法」と自称する新しい方式の、高速粒子弁別法を提案した¹⁾。これは次の特長を有する。1.高速計数、2.微細弁別、3.広い動作エネルギー範囲、4.粒子弁別特性のエネルギー依存性の容易な補償、5.弁別情報の直接的解析による高信頼性、6.種々の粒子型、種々の検出器に対して可能な応用、7.一個の固体検出器によるエネルギーと角度の同時測定に対する応用の可能性²⁾。

同時検出法は一検出器法と二検出器法に分類される。典型は $dE/dX-E$ 法³⁾で、最近T-O-F二重解析法⁴⁾も提案された。これらは粒子弁別能の点では相当満足できるものであるが一方、かなり微妙なパルス演算を必要とし、かつその精度がエネルギー測定にも影響を与えると、その使用がエネルギーの高い領域に限られ、または特殊な計測の場合に限られる等々の短所を有する。これに反して一検出器法は、エネルギー測定に関する不都合は最初から存在しない。従来この一検出器による粒子弁別法に関して数多くの技術が提案されてきたが、大別すれば五種類程になる。

シンチレーション検出器の場合：シンチレーションの減衰時間⁵⁾に含まれている粒子情報の取出し方⁶⁾の原理は、いずれも蛍光の減衰の速い成分と遅い成分を比較して判定するものであるが、具体的には二成分の引算による⁷⁾「差の方法」、微分波形の零線交差時間から粒子型を割出す⁸⁾「二重微分法」、発光初期の電流積分値により場合の選択を行う⁹⁾「場合限定法」がある。最近この最後者の方法を固体検出器に応用すべく検討中であるとの予告があった¹⁰⁾。

比例計数器管の場合：初期電荷量と全電荷量の比を計算し、中性子と背景電子を識別したという報告¹¹⁾がある（「電荷割算法」）。

固体検出器の場合：荷電担体の収集時間、したがって電流または電圧パルスの立上り時間に粒子の飛程情報、すなわち粒子情報が含まれている。すでに「差の方法」¹²⁾、「限定法」¹³⁾による粒子弁別の報告があり、さらに通常の電荷パルス対二重微分電荷パルスの零線交差時間を二元解析器に表示し、粒子弁別を範示した報告¹⁴⁾もある（「表示法」）。

以上の中で、弁別の確実さ、動作範囲の広さ、簡単さ、耐 加速器雑音の点から二重微分法（零線交差法）が最も秀れていると思われるが、弁別時間が非常に長く、したがってパルス・ビームによる核反応の場合にはパイルアップによる誤差が深刻な問題となってくる。我々は一検出器による粒子弁別的高速化、明確化、作動領域の拡大に対して有効な新しい弁別法を開発し、光陽子反応において満足すべき結果を得た¹⁵⁾、本実験はその拡張を意図し、 α 粒子に対する弁別特性を調べたものである。

加速器A部からの電子ビームを第1実験室中央チャンネルにおいて制動放射線に変換し、Be およびCの(r, p), (r, α)反応による陽子線、アルファ粒子線を利用した。ビーム特性は40MeV, 30~12 μ A, ~3 μ secであった。広域磁気分析器(BDM)により単色化された陽子、アルファ粒子は、その収束面に配置されたp-i-n型固体検出器のp側に垂直に入射した。検出器は窓厚0.5 μ m, 空乏層2mmのSi検出器で、バイアス電圧は315Vであった。高速電圧前置増幅器はBDMにおいて検出器に直結した。その出力は1.5-2N約3mおよび10D-2V約100mを通じ、第4測定室に配置した計測系(図1)に送られた。図2の(A)は $^{241}\text{Am}-\alpha(5.48\text{MeV})$ に対する応答で、長いケーブルのため相

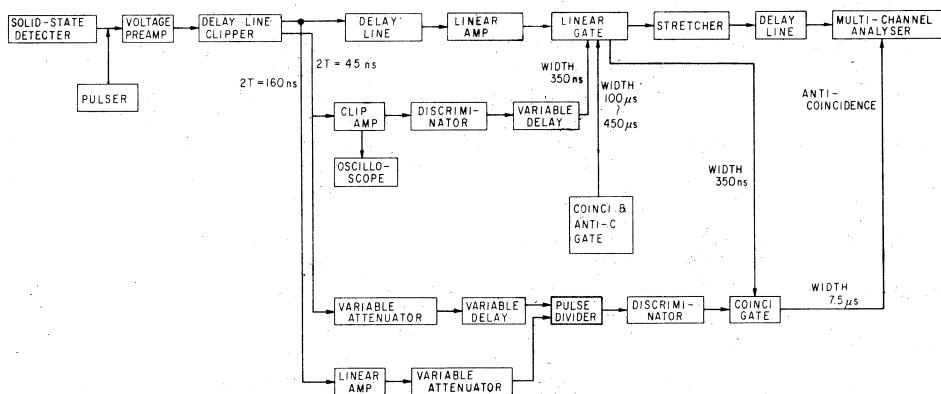


Fig. 1 粒子弁別およびパルス波高測定系

当鈍っており不利であったが、45nsecパルスを160nsecまたは400nsecパルスで割った、パルス割算回路の出力は、図2の(B)以下のごとく、陽子とアルファ粒子に対して明らかな分離(~15%)を示した。図2の掃引速度はすべて50nsec/divである。(B)は400nsecパルスを分母とした場合の、 $^{241}\text{Am}-\alpha$ (台形)およびパルサー(三角形)の商パルスである。(C)は $E_p = E_\alpha = 5.5\text{MeV}$ における、160nsecパルスを分母とした場合の商のパルスで、低い台形がアルファ、三角形に近い多数の線跡が陽子、高い三角形が背景電子である。オシロの同期のゆらぎのため線跡が左右に広った。(D)は $E_p = E_\alpha = 8\text{MeV}$ に対する同様の商である。(E)は E_p

$=E_{\alpha} = 12\text{MeV}$ に対する商である。ポラロイド写真(ASA 10,000)のためコントラストは極めて強く、かつ粗粒面となっている。エネルギーの上昇とともに商パルスは三角形に近づく。(E)の太い線跡は陽子パルスである。(F)はCo標的による8MeVの商で、丸みのある明るい三角形が陽子パルスであることは明白である。図3の(A)は $^{210}\text{Po}-\alpha$ (53MeV)(明るい台形)および背景電子(薄い三角形)の商である。(B)は約25MeVの制動放射線によるセロハン標的(0および0)からの2~12MeVにわたって連続的に分布する陽子(低い線)および背景電子(高い線)の商である。とくに掃引速度を100nsec/divとした。

強いガンマ線背景における陽子、アルファ粒子の選択的計測の可能性が明らかになった。これは(理)川村暢明氏との共同実験であり、(核理研)庄田勝房先生には格別の御協力を頂いた。マシンタイムは1968年2月21日であった。マシン・グループに感謝します。

文 献

- 1) To be published in Nucl. Instr. & Meth.
- 2) A. Alberigi Quaranta, M. Martini, G. Ottaviani and G. Zanarini, Nucl. Instr. & Meth., **34**(1965)167
- 3) D. H. Wilkinson, Rev. Sci. Instr., **23**(1951)414
- 4) E. Blignaut, W. R. McMurray and A. Botlega, Nucl. Instr. and Meth., **51**(1967)102
- 5) F. S. Edy and W. K. Jentshke, Phys. Rev., **96**(1954)911
- 6) F. D. Brooks, "Organic Scintillator" Prog. Nucl. Phys., **5**(1956)252
- 7) R. B. Owen, Nucleonics, **16**(1958)54; F. D. Brooks, Nucl. Instr. and Meth. **4**(1959)151; W. Daehnick and R. Sherr, Rev. Sci. Instr., **32**(1961)666
- 8) T. K. Alexander and F. S. Goulding, Nucl. Instr. and Meth. **13**(1961)244; M. Forté, Nuclear Electronics (IAEA, Vienna, 1962) p. 278
- 9) H. E. Jackson and G. E. Thomas, Rev. Sci. Instr., **36**(1965)419
- 10) M. G. Strauss and R. Brenner, Rev. Sci. Instr., **36**(1965)1857
- 11) E. F. Bennett, Rev. Sci. Instr., **33**(1962)1153

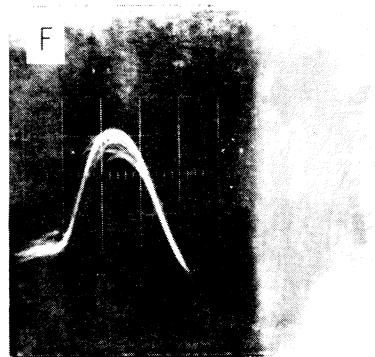
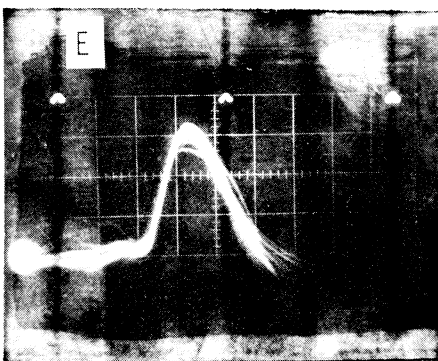
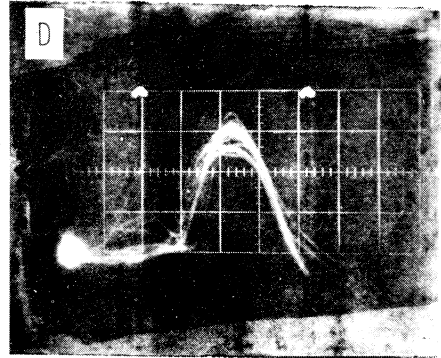
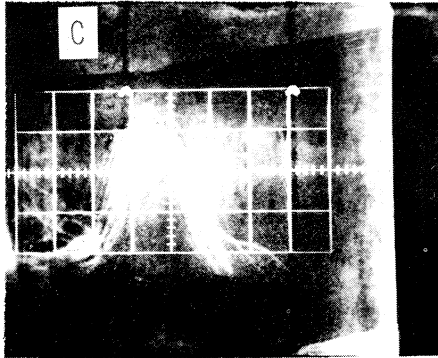
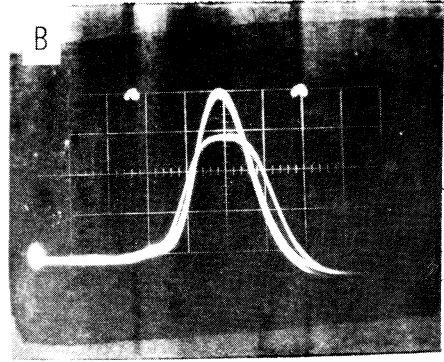
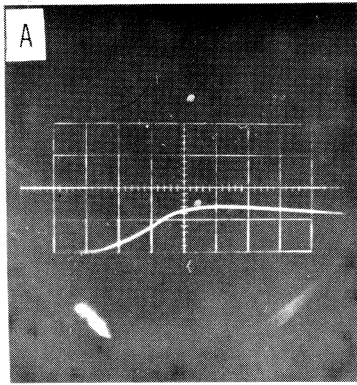


Fig. 2 単色陽子およびアルファ粒子に対するパルス割算回路の出力波形および前置増幅器の出力波形

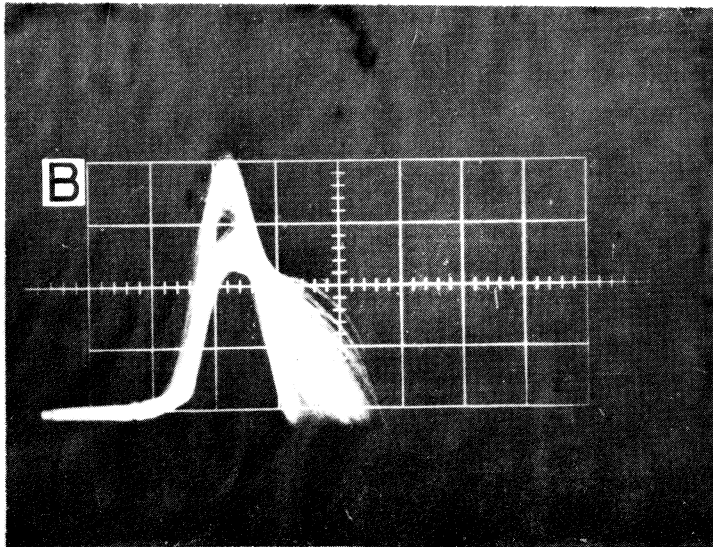
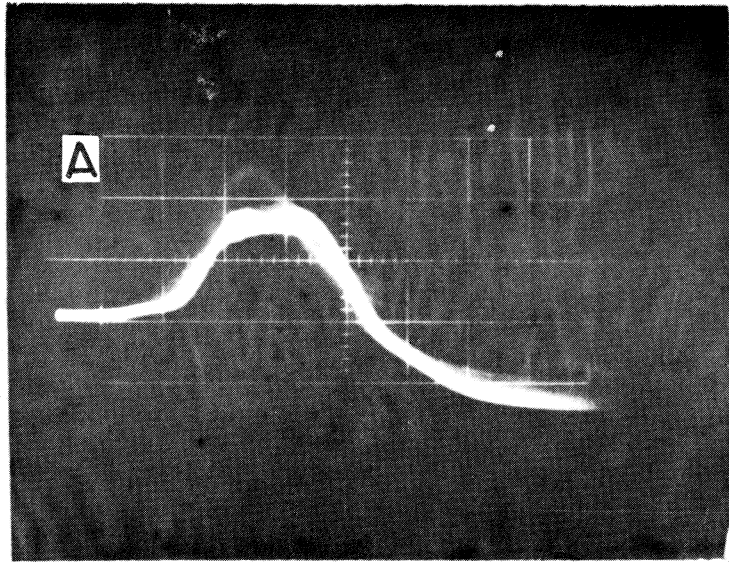


Fig. 3 連続エネルギーの陽子および散乱電子に対するパルス割算回路の出力波形

- 12) H. Funsten, IRE Trans. Nuci., **NS9**, No. 3 (1962); J. A. Scheer, Nucl. Instr. and Meth., **22** (1963) 45; C. A. J. Ammerlaan, R. F. Rumphorst and L. A. Ch. Koerts, Nucl. Instr. and Meth., **22** (1963) 189
- 13) A. Alberigi Quaranta, M. Martini, G. Ottaviani and G. Zanarini, Nucl. Instr. and Meth., **50** (1967) 169
- 14) J. C. Legg, Nucl. Instr. and Meth., **36** (1965) 343
- 15) K. Abe, N. Kawamura, M. Kanazawa and N. Mutsuro, Nihon Butsurigakkai 1967-nen Nenkaï

I-5 Stacked Foil 法による電子線核反応

核理研 中田 章・伊藤広平
 斎藤悌三郎 小島融三

§1 始めに

高エネルギーの電子線による原子核の壊変は γ 線の場合と比較すると反応の大きさが吸収する virtual photon の multipole mode によって異なるという違いがある。従ってあるエネルギーの電子線を原子核にあてた場合電子線による activation と γ 線 (Target 自体で発生した γ 線) による activation を区別して測定できるならばその比から吸収した photon の multipole mode を求めることができる。実験的には Stacked Foil 法を用いればよい。Linac は high intensity の electron beam を容易に得られるのでこの実験には適している。本実験は target として Carbon, Copper, tantalum を用い 20 MeV から 60 MeV までの electron beam を照射してこれらの核の主 giant resonance 領域での吸収 photon の multipole mode を調べた。

§2 理論

target (a) + radiator (b) + target (c) で構成された薄い foil 3 枚に electron beam を照射する。foil a は electron により activate される。この量を $A_e = A_e$ とする。foil c は radiator として用いた foil b より発生する制動輻射による activation A_γ と electron による activation A_e の和 $A_c = A_\gamma + A_e$ と考えられる。従って foil c の activation から foil a の activation を差し引けば A_γ を求めることができる。Data は foil a, c 自身より発生する γ 線に対する補正, electron の multiple scattering によって生ずる effective な target thickness の増加の補正, electron の foil 中での energy loss に対する補正を行った。この様な A_γ を用いて

$$X_e = \frac{A_e}{A_\gamma / t_b} \quad (1)$$

を定義する。 t_b は radiator の厚さを radiation length 単位で測った量である。 X_e は electron による disintegration と $1r. l.$ の radiator より発生する photon

によるdisintegrationの比となり, 理論的には

$$X_s = \frac{\int_0^{E_0} \sigma(k) \cdot N(E_0, k) \frac{dk}{k}}{\eta \int_0^{E_0} \sigma(k) \varphi(E_0, k) \frac{dk}{k}} \quad (2)$$

となる。ここで $\sigma(k)$ はphotoabsorption cross sectionであり η はradiatorの1r. l. 中のatom数, $N(E_0, k)$ はvirtual photonの, $\varphi(E_0, k)$ はreal photonのspectrumである。一般的には(2)の分子はvirtual photonのmultiplicity l を入れて

$$\sum_l \int_0^{E_0} \sigma(k, l) N(E_0, k, l) \frac{dk}{k} \quad (3)$$

と考えるべきである。各々の $\sigma(k, l)$ の形は l によらないと仮定して

$$\sum_l \int_0^{E_0} \sigma(k, l) N(E_0, k, l) \frac{dk}{k} = \sum_l a_l \int_0^{E_0} \sigma(k) N(E_0, k, l) \frac{dk}{k} \quad (4)$$

$$\sum_l a_l = 1 \quad (4')$$

従って

$$X_s = \frac{\sum_l a_l \int_0^{E_0} \sigma(k) N(E_0, k, l) \frac{dk}{k}}{\eta \int_0^{E_0} \sigma(k) \varphi(E_0, k) \frac{dk}{k}} \quad (5)$$

(1)と(5)とを比較することにより photon吸収modeの割合 a_l を求めることができる。 X_s の理論値を得るためにreal photon spectrumはSchiffのthin target formula¹⁾を, virtual photonに対してはDalitz and Yennie²⁾の式を用いた。virtual photonのspectrumをFig. 1に示す。

§ 5 実験方法

実験の配置をFig. 2に示す。図に

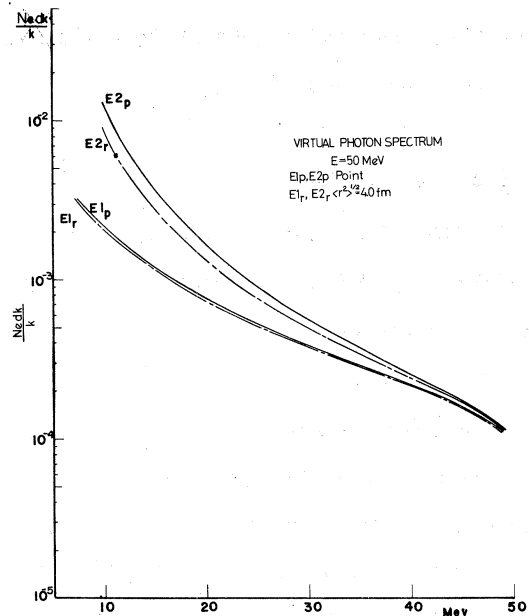


Fig. 1

示されている様に beam duct の window から の r 線は beam を sweep magnet で曲げるこゝとよって避けている。

Target は carbon と して $0.1\text{mm} (1 \times 10^{-4} \text{ r. l.})$ の polyethylene. $0.1\text{mm} (7 \times 10^{-3} \text{ r. l.})$ の natural copper, $12.5 \mu (3 \times 10^{-3} \text{ r. l.})$ の tantalum を用いた。 radiator

として Carbon の場合には $1.21 \times 10^{-2} \text{ r. l.}$ の, Tantalum の場合には $3.34 \times 10^{-2} \text{ r. l.}$ の Tantalum を用いた。 Copper は特別に radiator を用いることなく Cu 4 枚の組合せて行った。 $C^{12}(r, n)C^{11}$ で生じる C^{11} の半減期 20 分の β^+ , $Cu^{63}(r, n)Cu^{62}$ の半減期 98 分の β^+ 崩壊をポリスチロールの convertor ではさんでその annihilation r 線を $4'' \times 4''$ の NaI で測定した。 $Ta^{181}(r, n)Ta^{180}$ では Ta^{180} の半減期 8.1 時間の特性 X 線を, $Ta^{181}(r, 3n)Ta^{178}$ では Ta^{178} の 2.1 時間の E. C. による r 線を測定した。測定は 1 枚の foil について照射後 3~4 回行った。

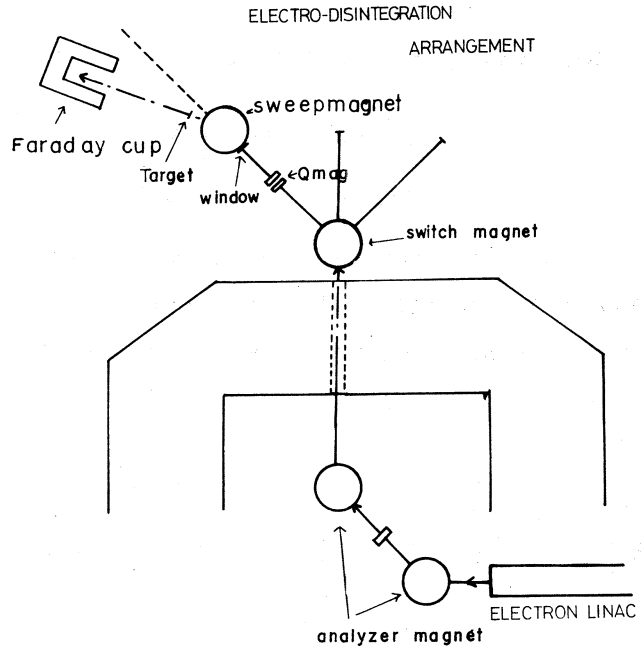


Fig. 2

§ 4 結 果

C^{12} の結果を Fig. 3 に示す。一点破線は Cook³⁾ の求めた (r, n) の cross section を用いて point nucleus としての理論値を, 実線は nuclear size の補正を行った場合の理論値を示す。この図から E1 (85% 強) + E2 (15% 弱) の吸収 mode が結論され

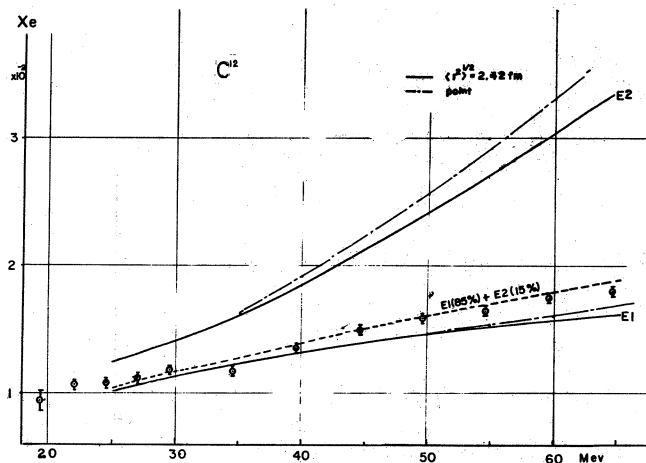


Fig. 3

る。Fig. 4はCu⁶³の結果を示す。(r, n)のcross sectionはFultz⁵の結果を用いた。E1(85%) + E2(15%)でHines⁶とほぼ一致する。Fig. 5はTa¹⁸¹の(r, n)の結果である。図中にはBarber⁸の結果も数点示してある。この図からのmixingはE1(50%) + E2(50%)となる。

Taの理論値で当然問題になるのはvirtual photonの式にBorn近似を用いていることである。Herring⁹によると実験的なelectrodisintegrationのcross sectionはBorn近似の理論値よりTaでは約20%大きいという結果を得ている。Xeの分子はelectronによるactivationであるから

Fig. 5のpoint nucleusに対する理論値が20%上にあがり、E2吸収約30%となる。

Fig. 6はTa¹⁸¹(r, 9n)Ta¹⁷⁸の結果である。cross sectionは我々の求めたものを用いた(Fig. 7)。この場合E1の理論値は勿論、E2の理論値ともかなりはずれているが、(r, n)の場合と同様Herringの結果を考慮すれば実験点はE2 pureになる。従ってTa¹⁸¹のGiant Resonance及びその近傍でのphoton吸収modeはTa¹⁸¹(r, n)Ta¹⁸⁰ではE1(70%) + E2(30%)、Ta¹⁸¹(r, 3n)Ta¹⁷⁸ではE2吸収mainという結果が得られた。尚M1吸収の理論曲線は繁雑になるので図にはのせなかったが総ての核についてE1曲線に非常に近い。又E3吸収曲線はE2曲線の更に上方にある。Fig. 6では実験点はE3にむしろ近い。以

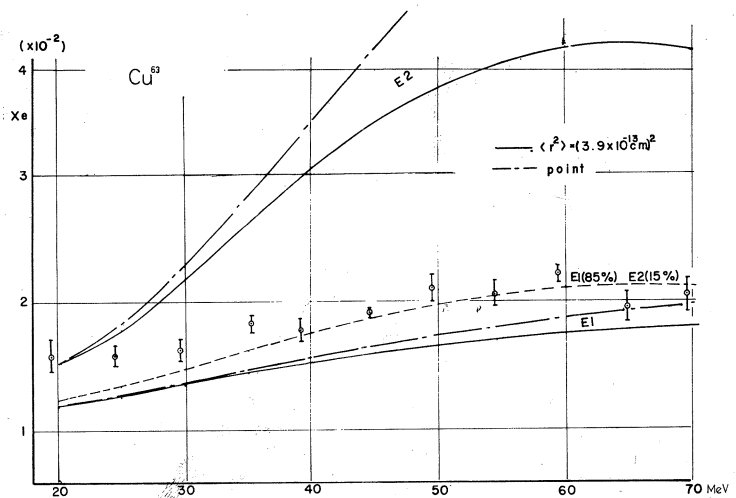


Fig. 4

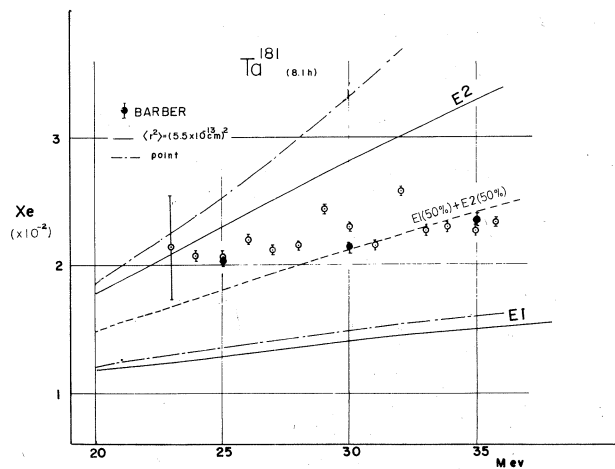


Fig. 5

上のことからC, Cu に対しては従来 (r, n) 等の吸収 mode が dipole が main であるということと consistent な結果が得られたが, Ta では E2 吸収が非常に大きくなった。前述の様に解析に使用した Born 近似が Ta の様な Z の大きい核で coulomb distortion の為 に正しくなくなり, 又核の大きさの補正として簡単な born factor を使ったことにも問題があり, 解析した理論自体を検討する必要がある。

実験的には Ta 以外でも重い核では E2 吸収が大きくなるかどうか, 又実験的に電子線と陽電子線による activation を比較して coulomb distortion の影を求めてみれば面白いと思われる。

Appendix

高エネルギーの電子線と核との相互作用は virtual photon を媒介としてなされる。virtual photon の spectrum Ne は momentum

transfer 方向に対して trasverse 及び longitudinal part の和として次のようにあらわされる²⁾。

$$N_e(p, k_f) = N_e^t(p, k_f) + N_e^l(p, k_f) \tag{a}$$

$$N_e^t(p, k_f) = \frac{\alpha}{\pi} \int_{(p-p')^2}^{(p+p')^2} \frac{k_f^2 dk^2}{(k_0^2 - k^2)} \left\{ \frac{[(p+p')^2 - k^2][k^2 - (p-p')^2]}{4p^2k^2} + \frac{k^2 - k_0^2}{2p^2} \right\} \frac{\langle J_i^2(k^2) \rangle}{\langle J_i^2(k_0^2) \rangle} \tag{b}$$

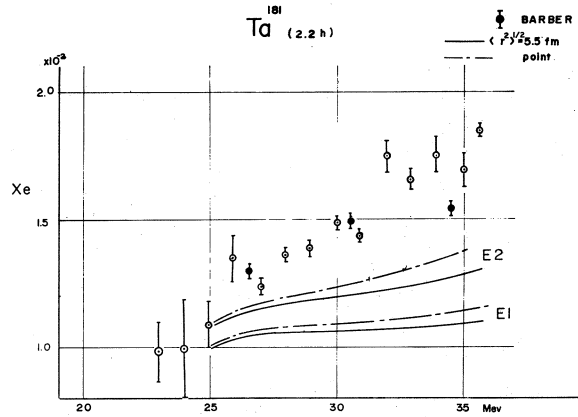


Fig. 6

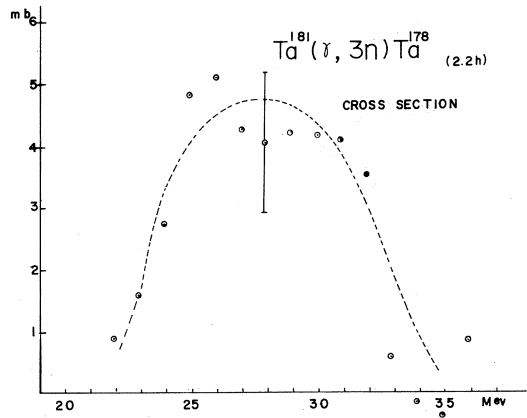


Fig. 7

$$N_e^i(p, k_f) = \frac{\alpha}{\pi} \int_{(p-p')^2}^{(p+p')^2} \frac{k_f^2 dk^2}{4k_0^2 p^2} \left\{ \frac{(p+p')^2}{k^2} - 1 \right\} \frac{\langle J_i^2(k^2) \rangle}{\langle J_i^2(k_f^2) \rangle} \quad (c)$$

p, p' は initial 及び final electron momentum, k_f は核の excitation energy, k_0 は energy transfer, $\langle J_i^2 \rangle, \langle J_i^2 \rangle$ は核の initial 及び final 間の current operator の transverse 及び longitudinal な matrix element の 2 乗である。stacked foil による electrodisintegration の実験では scattered electron 方向はつかめないが mott cross section を考えるとその殆どが前方方向である。 $\theta = 0$ の時 (2) の分母 $k_0^2 - k^2 \approx m^2 (p-p')^2 / pp'$ で非常に小さくなり、従って $N_e^i(p, k_f)$ の transverse part のみが殆ど反応に寄与する。これは (5) 式の σ に photoabsorption の cross section を使って解析してよいことになる。point nucleus に対する matrix element component は table 1 の様になる。

table 1

	$\frac{\langle J_i^2(k^2) \rangle}{\langle J_i^2(k_f^2) \rangle}$	$\frac{\langle J_i^2(k^2) \rangle}{\langle J_i^2(k_f^2) \rangle}$
E1	1	1
E2	k^2/k_f^2	$4k^2/3k_f^2$
M1	k^2/k_f^2	0

これを使って (b) (c) を積分すると⁸⁾

$$N^i(E1) = \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{E_0^2 + E^2}{p^2} \ln \frac{E_0 E + p p' + m_0^2}{m_0 (E_0 - E)} - \frac{(E_0 + E)^2}{2p^2} \ln \frac{p + p'}{p - p'} - \frac{p'}{p} \right]$$

$$N^i(E1) = \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{(E_0 + E)^2}{2p^2} \ln \frac{p + p'}{p - p'} - \frac{p'}{p} \right]$$

$$N^i(M1) = N^i(E2) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{E_0^2 + E^2}{p^2} \ln \frac{E_0 E + p p' + m_0^2}{m_0 (E_0 - E)}$$

$$N^i(M1) = 0$$

$$N^i(E2) = \frac{8\alpha}{3\pi} \frac{p'^2}{(E_0 - E)^2}$$

nuclear size correction として table 1 の各々 $\left[\frac{1 - \frac{1}{3} k^2 \langle r^2 \rangle}{1 - \frac{1}{3} k_f^2 \langle r^2 \rangle} \right]$ を掛

けて積分すれば例えば transverse $E1$, 及び $E2$ では

$$N_r'(E1) = \{ N'(E1) - \frac{1}{3} k_f^2 \langle r^2 \rangle N'(M1) \} / (1 - \frac{1}{3} k_f^2 \langle r^2 \rangle),$$

$$N_r'(E2) = [N'(M1) - \frac{\alpha}{3\pi} k_0^2 \langle r^2 \rangle \{ \frac{2E_0 E}{k_0^2} [1 + (\frac{E}{E_0})^2 + \frac{E}{E_0}]$$

$$+ [1 + (\frac{E}{E_0})^2 \ln \frac{2EE_0}{m_0 k}] \}] / (1 - \frac{1}{3} k_f^2 \langle r^2 \rangle)$$

となる。Fig. 1はこれらの計算結果であるが longitudinal partも含んでいる。

文 献

- 1) L. I. Sciff, Phys. Rev., **83**, 252 (1951)
- 2) Dalitz and Yennie, Phys. Rev., **105**, 1598 (1956)
- 3) B. C. Cook et al., Phys. Rev., **143**, 724 (1966)
- 4) W. C. Barber, Phys. Rev., **111**, 1642 (1958)
- 5) S. C. Fultz et al., Phys. Rev., **133**, B1149 (1964)
- 6) R. L. Hines, Phys. Rev., **105**, 1543 (1956)
- 7) S. C. Fultz et al., Phys. Rev., **129**, 2723 (1963)
- 8) W. C. Barber and T. Wiedling, Nucl. Phys., **18**, 575 (1960)
- 9) D. F. Herring, Phys. Rev., **139**, B562 (1965)

I-6 原子核による荷電中間子の光発生

理学部物理 北垣敏男・本間三郎
渡瀬芳行

我々は東北大学電子リニアックを用いて一連の「Threshold近傍での中間子物理学」の研究を計画しているが、その最初として、昭和43年2月、3月の6日間を用いて r 線による原子核からの π 中間子発生の検出に関するtest実験を行なった。

Testの目的は第1には、強度が大、且duty cycleの大きいリニアックのビームを用いて同時計数が数多く使われるこの種の実験がどのように遂行出来るかのtestであり、第2には次期に予定している原子核からの中間子の光生成の精密実験に対する予備実験ということであった。

結果としては、第1の点に関しては内部コリメートした r 線を用い、カウンター、テレスコープのシールドを嚴重にすれば充分精度の高い同時計数実験を行ない得ることが示された（コリメートしない r の場合には条件は恐ろしく悪く、通常の統計的アクシデンタル同時計数もあるが、カウンターの時間分解能以下のバースト的アクシデンタル同時計数が顕著になる）。

又、第2の点に関しては以下報告する如く、C-targetよりの π^+ 、 π^- 発生が確認出来、夫々の運動量分布も測定出来た。之は次期に予定する本格的精密実験の予備実験として目的を達したものであると同時に、東北大電子リニアックで立派に中間子実験が行なえることを実証したものである。

実 験

実験の配置はFig. 1に示してある様に、260MeVの電子ビームをAl(10 μ m)のbremsstrahlung targetに当て、 r 線ビームを得る。 r 線の強度は約 2×10^9 equivalent quantaである。

このビームを5mm径の鉛の内部コリメーターを通して第2実験室に導き、4mm厚のC-targetに入射させる。

Target原子核から発生してくる+又は-荷電の粒子を、 r 線ビームに対し90°方向に設置した電磁石で受け、粒子の電荷と運動量とを弁別する。使用した電磁石は、磁極間隔60mmのdeflection magnetで、momentum巾は±10%、立体角は数ミリsteradianである。

Range telescopeはFig. 2に示す如く、 S_1, S_2, S_3, S_4 の4枚のscintillation

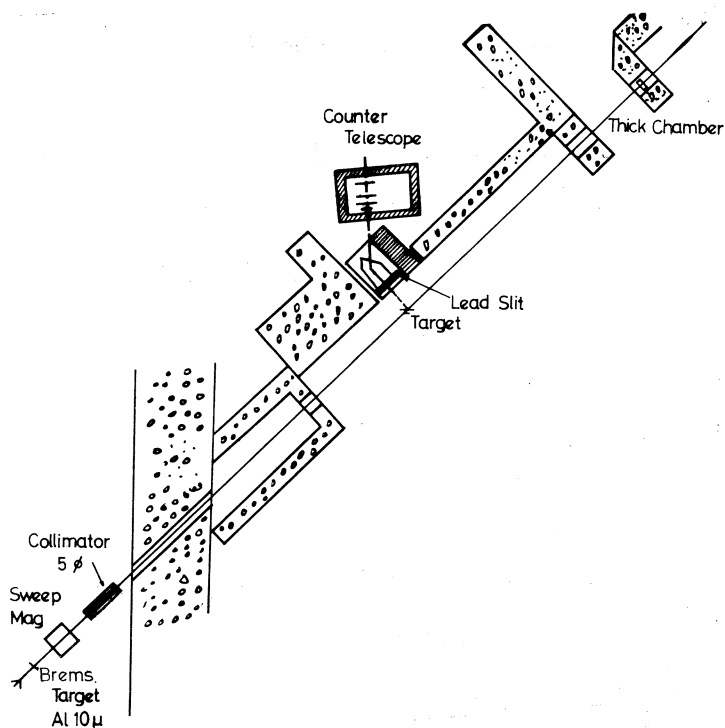


Fig. 1 Set up 略図

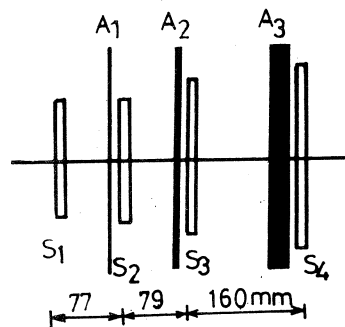


Fig. 2 Telescope

S ₁	160×170×10mm
S ₂	160×250×10
S ₃	200×260×10
S ₄	225×250×10

counterから成る。夫々の間におかれた absorber は銅板又は鉛板で、その厚さは測定 の要求によって変えられる。

Range telescope を囲むシールドは鉛煉瓦の壁で、その厚さは横方向に 20cm、天井は 5cm 厚である。更に、Fig. 1 に見る如く、入射ビームと測定系との間はコンクリートの壁で遮られている。

この実験条件並びにシールドが本実験遂行に対し充分満足なものであることは初めに述べた通りで、以下述べる結果にも明らかである。 π 中間子計数率は運動量分布の山 ($T_\pi = 60 \text{ MeV}$) で 1 pion/sec 程度で、back ground は約 10% である。

結果例

(1) Absorber を適当に組合せ、Magnet の励磁電流を変えて、3-Fold ($S_1 + S_2 + S_3$) と 4-Fold ($S_1 + S_2 + S_3 + S_4$) の同時計数をした。Fig. 3, 4, 5 に結果の一部を示す。測定条件は

	Absorber				P_π
	A ₁	A ₂	A ₃		
Fig.3 π^+ (3-Fold Coinc.)	Cu 4mm	Cu 4mm	Pb 15mm		118 MeV/c
Fig.4 π^- (")	"	"	"		"
Fig.5 π^+ (4-Fold Coinc.)	"	"	"		160 MeV/c

$P\pi$ は π 中間子がそれぞれの absorber を通過して 3fold 又は 4fold coincidence を行なうのに必要な平均最低運動量で、Fig. 3 及び Fig. 4 で同時計数が立上る部分の励磁電流に対応する運動量と誤差の範囲内で一致している。之は Fig. 3 及び Fig. 4 の山は π 中間子計数の山である強い証明となる。これ以上の高い励磁電流の部分は π 中間子の運動量分布そのままであることが定性的に肯定される。

Fig. 5 の 4fold coincidence の意味は次の如くである。検出粒子の運動量が上るにつれ Scintillation counter S_1 を通過し終った時の粒子 energy も増加して行く。この energy 増加により absorber A_2 を通過する粒子の割合が増して行く状態が Fig. 5 に示されているのであるが、 π^+ に比し π^- が核吸収のために通過し難い事実が示されている。

(2) Fig. 6 は absorber 条 条が $A_1 = \text{Cu } 2\text{mm}$, $A_2 = \text{Cu } 2\text{mm}$ のときの S_1 , S_2 , S_3 counter 夫々の pulse height 分布を 3fold の同時計数で gate を開いて測定したものである。分布は 1 粒子であることを示し、しかも分布の山は minimum ionization より 3~5 倍高い所にある。之は 3 fold 計数の大部分が π 中間子であり、electron の background は僅少であり、10% 以下であることを示す。

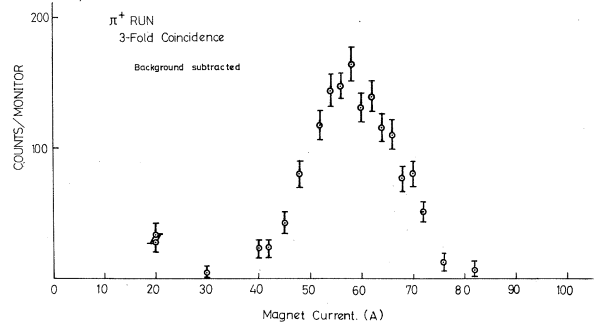


Fig. 3

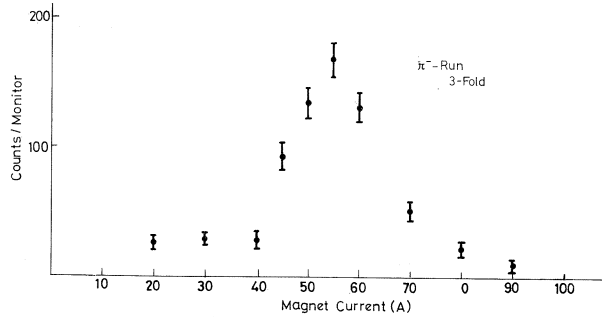


Fig. 4

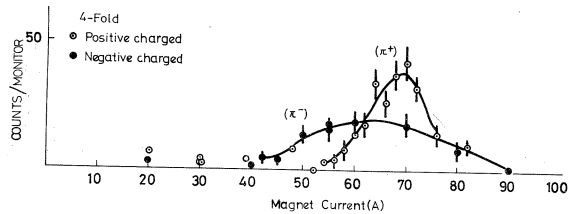


Fig. 5

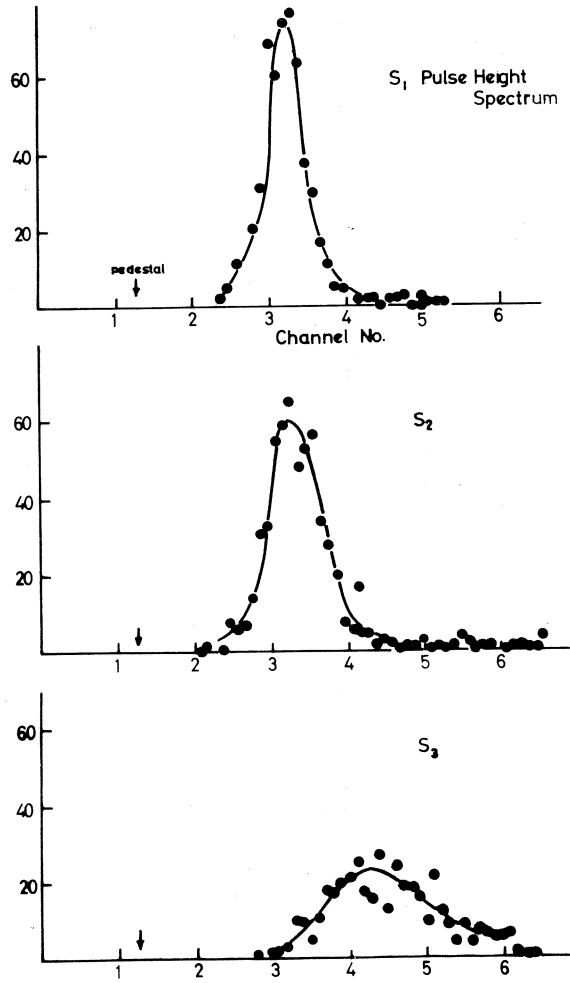


Fig. 6

I-7 比較的短寿命核種の $\beta\gamma$ -SPECTROSCOPY

核理研 梶山 一 典

本施設の電子リニアックによるRI製造は、5月末に電子ビームの加速に成功した後、8月から製造照射テスト実験が開始された。

43年3月までは、A部加速による照射部のBeam centering, 冷却系等の整備テストと、65MeV MAX.の Bremsstrahlung による (γ, xn) , (γ, pxn) 及び $(\gamma, 2pxn)$ 反応生成 activity の yield の check を主目的に、更に測定系の整備もあわせて行ない、次回以後に核構造の詳細な研究を行なうことにした。

yield check のための照射として

1. $Sb^{121+123} + 30MeV \gamma \longrightarrow (\gamma, n) \longrightarrow Sb^{120} (T_{1/2} = 16m)$
2. $Ca^{48} + 65MeV \gamma \longrightarrow (\gamma, pn) \longrightarrow K^{46} (T_{1/2} = 2m)$
3. $V^{51} + 65MeV \gamma \longrightarrow (\gamma, 3n) \longrightarrow V^{48} (16day)$
 $\longrightarrow (\gamma, 2pn) \longrightarrow Sc^{48} (18day)$

をとり上げ、電子ビーム電流は、夫々 $30\mu A \sim 100\mu A$ で行なった。

§ 1 照射部 (梶山一典, 八木益男, 伊沢郡蔵)

照射装置としては、数種の試みを行なった後、Fig. 1 及び Fig. 2 に示すものを採用することにした。

Fig. 1 のものは、少量の sample を用いて、出来るだけ specific activity を高めるのに有効であるが

Sample の冷却が悪い

ので熔融を来たすこ

と、1個の Sample

しか照射出来ず

machine Time

を有効に使用する上か

らは常時使用するわけ

には行かない。従って、

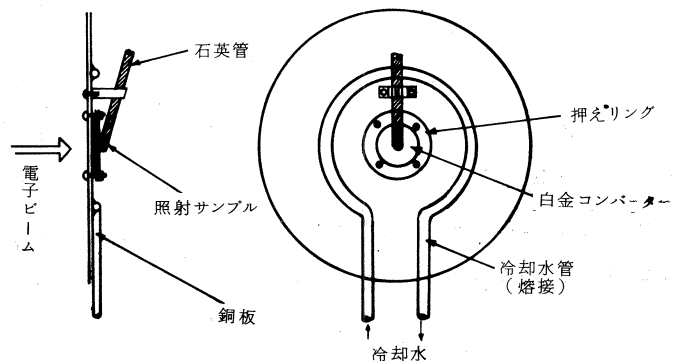


Fig. 1 ARRANGEMENT No. 1 FOR IRRADIATION

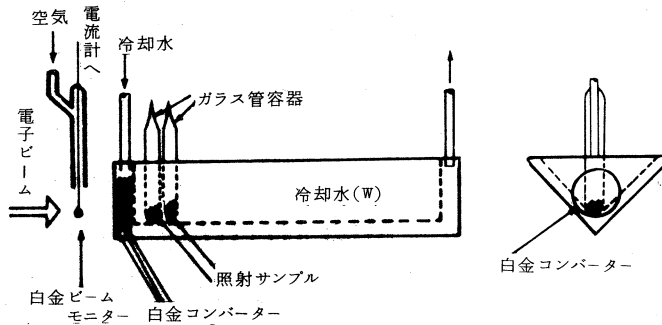


Fig. 2 ARRANGEMENT No. 2 FOR IRRADIATION

高価な sample を短時間照射する場合にのみ使用することになるであろう。

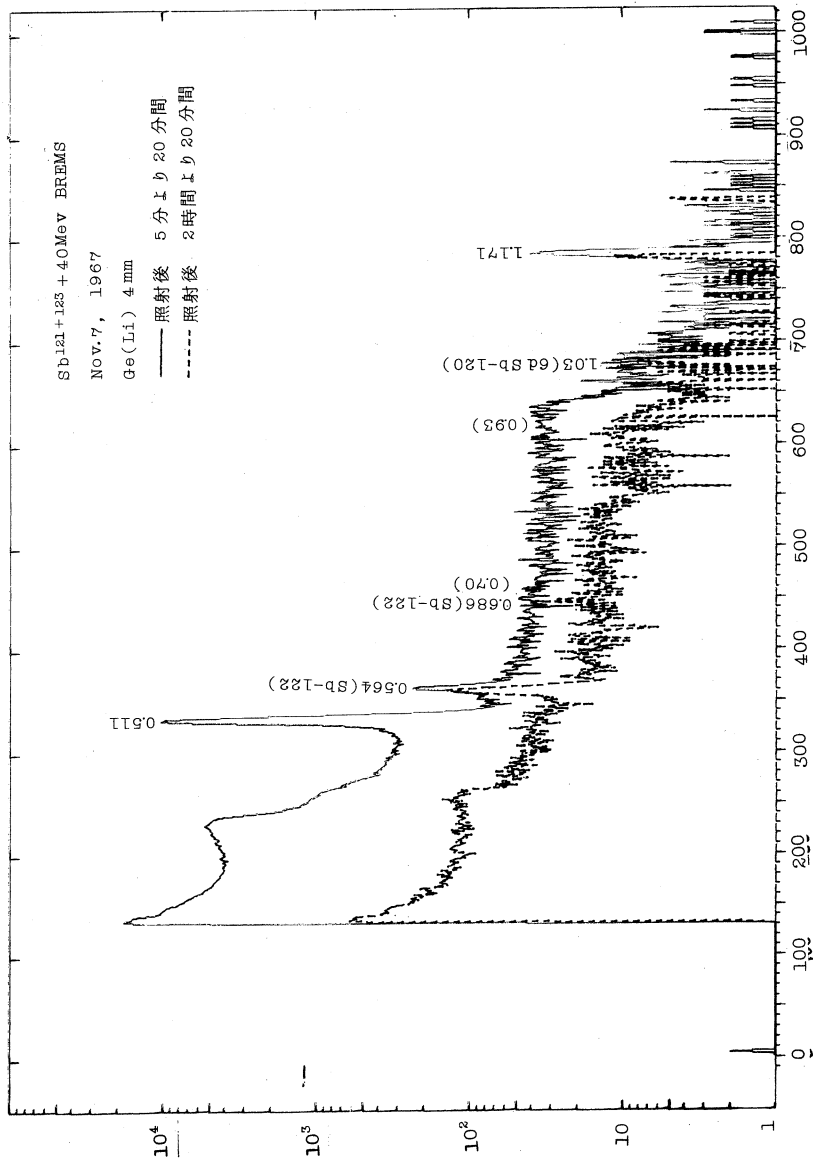
Fig. 2 に示したものは、少ない machine time に、数多くの sample を同時に照射する為に考案されたものである。これによって、各グループが machine time を共有することが出来て非常に効率がよくなった。又、sample の冷却も有効であったが、Fig. 2 の冷却水 (W) が約 1~15 時間で蒸発してしまうので、この補給のため照射を中断する必要があった。^{*} 欠点としては、 γ -flux が各 sample を貫通する間に diverge するので、後方に置かれた sample は specific activity が弱くなることである。

§ 2 Sb¹²⁰ (梶山 一 典)

これは、 (γ, n) によって生成される 15 分程度の activity から放出される γ 線を、Ge (Li) detector で測定する場合に、照射時間、sample の量および混在する長時間 activities の影響等を test するために行なわれた。照射 sample として、natural antimony を用いた場合 30 MeV Max. Bremsstrahlung により生成する activities を Table. 1 に示す。

対象とする activity Sb¹²⁰ を斜線で示してある。この Table からわかる様に、目的とする Sb¹²⁰ に混入する activities は long life Sb¹²⁰ 及び Sb¹²² のみで (Sb¹²¹ は γ), chemical separation を行なわなくともよいので甚だ都合がよい。sample 量 30 mg を 20 分間 (ビーム電流 30 μ A) 照射して、東芝製 10 mm ϕ \times 4 mm 厚の Ge (Li) で測定した γ 線 spectrum を Ffig. 3 に示す。上記 Ge (Li) detector 小容積

* その後、自動補給装置を付加することにより、長時間照射が可能となった。



F I G. 3

TABLE 1. REACTION PRODUCTS FROM BREMSSTRAHLUNG IRRADIATION AT ANTIMONY SAMPLE

	abu.	γ, n	$\gamma, 2n$	γ, p	γ, pn
Sb ¹²¹	57	Sb ¹²⁰ β 5.8d 16m	Sb ¹¹⁹ 38hr 0.02 γ	Sn ¹²⁰ STABLE	Sn ¹¹⁹ STABLE
Sb ¹²³	43	Sb ¹²² β 35m 0.07 γ 2.8d 0.56 γ other γ	Sb ¹²¹ STABLE	Sn ¹²² STABLE	Sn ¹²¹ β 2.7hr no γ

のため、かなり計数効率が悪いのにも拘らず source intensity は strong γ -component を測定するには十分である。3"×3" NaI(Tl) scintillation spectrometer では十倍以上強すぎる程であった。

この test 実験には、更に核構造的興味のある問題がある。Fig. 4 に示す様に、16mSb¹²⁰ は、 β^+ -decay で Sn¹²⁰ の 1.171MeV state へのみ decay する

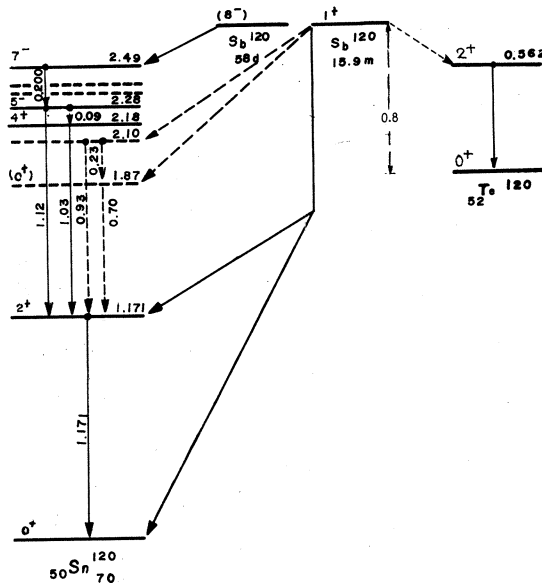


Fig. 4

と報告されている。一方、(d, p) reaction の data は、Sn¹²⁰ の 1.87MeV (0⁺) state 及び 2.10MeV state などの存在を報告している。従って、1⁺ Sb¹²⁰ よりこれらの level へ electron capture decay する可能性がある。若しこの decay があれば、0.23, 0.70 及び 0.93MeV の γ 線 (Fig. 4 の点線) が観測されるはずである。一方、Sb¹²⁰ → Te¹²⁰ の β^- decay は、これまで報告されておられないが、その energy 差 0.8MeV (β^- decay energy systematics からの予測) から decay の可能性があり、又 0.562MeV γ 線が観測されれば Te¹²⁰ の first excited state への decay が結論出来る。しかし、Sb¹²² の混在では Te¹²² に 0.564MeV γ が存在するから、照射時間を変え、且つ 3keV 程度の分解能をもつ Ge(Li) 検出器を用いれば両者の分離測定は可能である

う。Fig. 3に見る様に、この測定ではchannel当りのcounts数が少なく、又、測定系のdriftも起っていて結論を下すまでには至っていない。10分照射、10分測定を繰返えて、精度の高いdataをとらねばならないが、これは次期のmachine timeで行なう予定である。

§ 3 K^{46} (梶山 一典 , 八木 益男 , 鍛治 東海 , 伊沢 郡蔵 中田 章)

enriched Ca^{48} を Max 65MeV Bremsstrahlung で irradiat した場合に生成する activities は、数多いが proton 放出により生成する potassium isotopes を chemically に抽出すれば、その activities は table 2 に示す様なものである。

目的とする K^{46} の life は約2分と報告されており、他は K^{47} , K^{38} を除いて、10倍以上の life をもっている。従って、照射時間を適当にとることによって、分離測定は可能と考えられる。それには、Beam centering を行なった後、beam shut down し、sample を set 後1~2分照射して sample を迅速にとり出して、化学分離を出来るだけ短時間に終了して測定を行なわねばならない。これには非常な困難が予想されるが、照射ビームの再現性と、照射—分離(収率)—測定の迅速化の可能性を調べる良いテストともなる。

sample が高価なため、natural calcium で十分テストを行なった後、10mg の enriched sample を、1分および2分間 $50\mu A \sim 70\mu A$ で照射した。

測定は、3" $\phi \times 3$ " NaI(Tl) 及び Ge(Li) spectrometer を使用して行なったが、yield が少なく decay life も短く、更に Ge(Li) が小容積であるので、Ge(Li) spectrometer では測定が不可能であった。3" $\phi \times 3$ " NaI(Tl) spectrometer による γ 線 spectrum を Fig. 5 に示す。

K^{46} は、1966年に Parsa and Gordon により (d, α) 反応から発見された new isotope であり、彼等以外に報告がなされていない。従って、この核種の decay の性質を調べ、子核の Ca^{46} の準位構造を研究する必要がある。 Ca^{46} の configuration は、陽子は closed shell で、中性子は $(1f_{7/2})^{-2}$ であり、 $(1f_{7/2})^2$ の配位をもつ Ca^{42} の準位構造と比較研究することは非常に重要なことである。parsa and Gordon により propose された decay scheme と (p, p') 反応から報告されている Ca^{46} の準位を Fig. 6 に示す。これから判る様に、未だ確定されておらず、精度の高い測定が必要である。

吾々の data は、目下解析中であるが、life については、日立 400ch P. H. A. を multiscaler mode で用い、133MeV の γ 線の decay を調べた結果、115sec より

TABLE 2 REACTION PRODUCTS FROM BREMSSTRAHLUNG
IRRADIATION AT ENRICHED CALSIUM SAMPLE

	γ, p	γ, p, n	$\gamma, p, 2n$	$\gamma, p, 3n$	
Ca ⁴⁰	2.09	K ³⁹ STABLE	K ³⁸ β 7.7m 2.17 γ	K ³⁷ β 1.2s	K ³⁶ very short ?
Ca ⁴²	0.15	K ⁴¹ STABLE	K ⁴⁰ β 10 ⁹ y	K ³⁹ β STABLE	K ³⁸ β 1s 7.7m, 2.16 γ
Ca ⁴³	0.03	K ⁴² β 12hr 1.5 γ other γ	K ⁴¹ STABLE	K ⁴⁰ β 10 ⁹ y	K ³⁹ STABLE
Ca ⁴⁴	0.49	K ⁴³ β 22hr 0.61 γ 0.37 γ	K ⁴² β 12hr 1.5 γ other γ	K ⁴¹ β STABLE	K ⁴⁰ β 10 ⁹ y
Ca ⁴⁵	0.02	K ⁴⁵ β 16m 0.17 γ 1.7 γ , 1.23 γ	K ⁴⁴ β 22m 1.16 γ 2.17 γ , 2.55 γ	K ⁴³ β 22hr 0.61 γ 0.57 γ	K ⁴² β 12hr, 1.5 γ other γ
Ca ⁴⁸	78.4	K ⁴⁷ β 17s 2.0 γ 2.6 γ	K ⁴⁶ β 11.5s ?	K ⁴⁵ β 16m 0.17 γ 1.7 γ , 1.23 γ	K ⁴⁴ β 22m 1.16 γ 2.17 γ , 2.3 γ

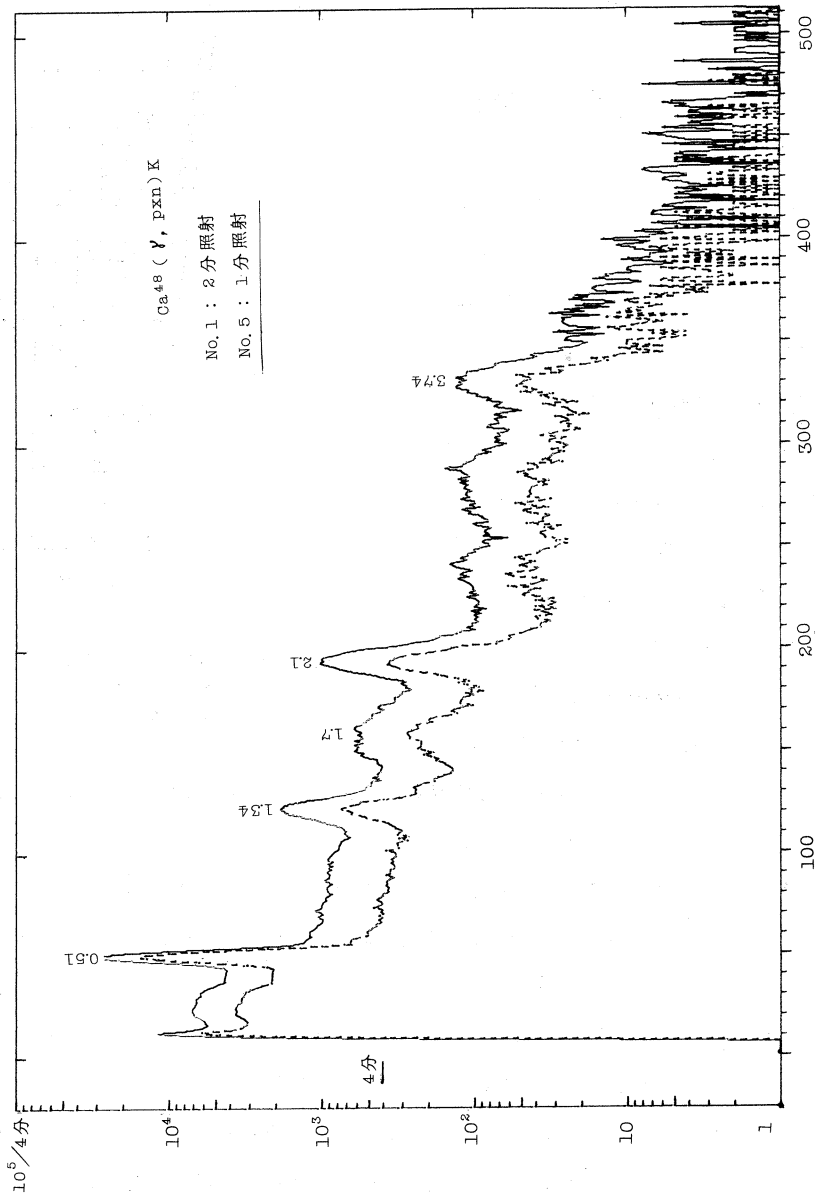


Fig. 5 Gamma-Ray Ray Spectrum of K⁴⁶ Using 3"φ×3" NaI(Tl) Scintillation Spectrometer

は少々短い結果を得ている。しかし Back-ground として混入する K^{44} (22m), K^{45} (16m) 及び K^{38} (7.7m) の life について多少の疑問が生じているので、これらについても測定が必要であると思われる。

§ 4 V^{48} 及び Sc^{48} (梶山 一典, 中田 章)

(γ , $2pn$) を調べるに, sample として Vanadium を用いることは非常に都合がよい。Table 3 に示す様に 65 MeV Max. Bremsstrahlung の irradiation により生成する activities で, one proton 放出核 Titanium は, すべて STABLE であり他の生成物にも $no\gamma$ のものが多い。従って, 第 1 次近似の data としては化学分離の必要がなく, (γ , $3n$) により生ずる V^{48} と (γ , $2pn$) より生ずる Sc^{48} とが, その decay life の差から放出 γ -ray の分離が可能となる。もち論, 詳細な知識を得るには, 化学分離を行なって V と Sc を別々に測定する必要がある。化学分離は, 理学部化学の加藤豊明, 佐藤允美の両氏の協力により行なった。

V^{48} , Sc^{48} とも decay life が比較的長いので, 長時間測定が可能であり, Ge(Li) spectrometer により γ -ray 測定を行なった。しかし 400分~1000分の測定となると測定系の drift には十分な注意が必要であった。5時間照射の sample についての γ -spectrum を Fig. 6 及び Fig. 7 に示す。又 Fig. 8 にこれらの decay scheme を示す。Fig. 8 の中央に示したのは, (d , p) 反応から報告されている Ti^{48} の単位である。これから判る様に $\beta\gamma$ -spectroscopy からの結果と, かなり異っている。この理由は, 親核のスピンのよって, その decay が強く forbidden されていることによるのであろう。又 energy のよく似た γ -ray が強いため scintillation spectrometer では分離不可能と思われる。更に conversion electron spectrum では, L-shell

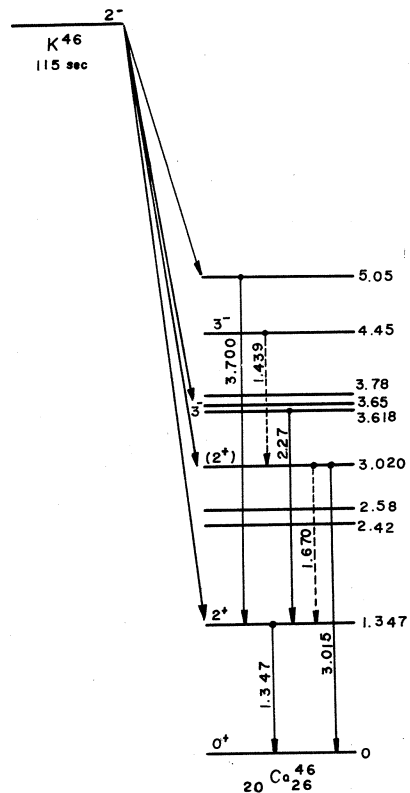


Fig. 6 Decay Scheme of K^{46} proposed by Parsa and Gordon

TABLE 3 REACTION PRODUCTS FROM BREMSSTRAHLUNG
IRRADIATION AT VANADIUM SAMPLE

γ, n	$\gamma, 2n$	$\gamma, 3n$	$\gamma, 4n$	$\gamma, 5n$
V^{50} EC $10^{16}y$ 157 087	V^{49} 33d no γ	V^{48} β 16d	V^{47} β 31m no γ	V^{46} β 0.4s
γ, p	γ, pn	$\gamma, p2n$	$\gamma, p3n$	$\gamma, p4n$
Ti^{50} STABLE	Ti^{49} STABLE	Ti^{48} STABLE	Ti^{47} STABLE	Ti^{46} STABLE
$\gamma, 2p$	$\gamma, 2pn$ (γ, He^3)	$\gamma, 2p2n$ (γ, α)	$\gamma, 2p3n$ ($\gamma, \alpha n$)	$\gamma, 2p4n$ ($\gamma, \alpha 2n$)
Sc^{49} β 37m no γ	Sc^{48} β 18d	Sc^{47} β 34d 0.167	Sc^{46} β 19s 0.147 85d 1.127 0.897	Sc^{45} STABLE

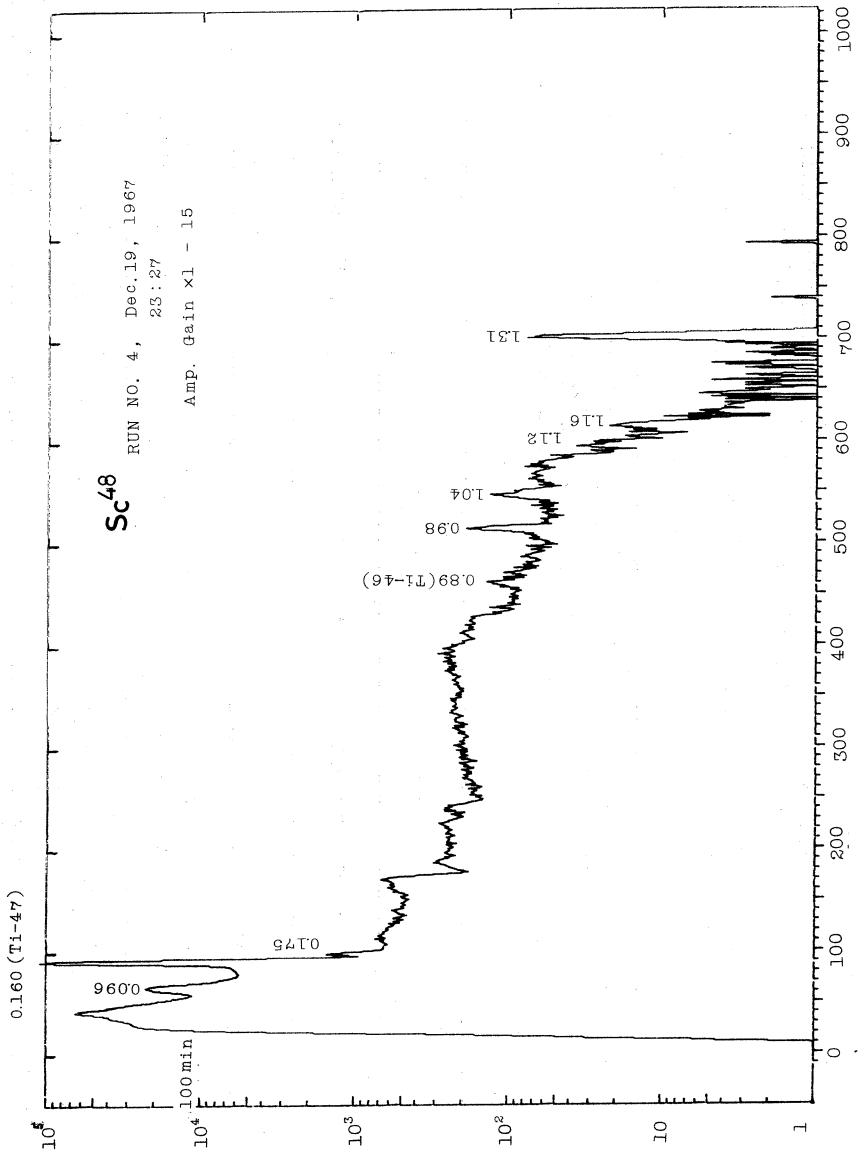


Fig. 7 Gamma Spectrum from a decay of Sc⁴⁸

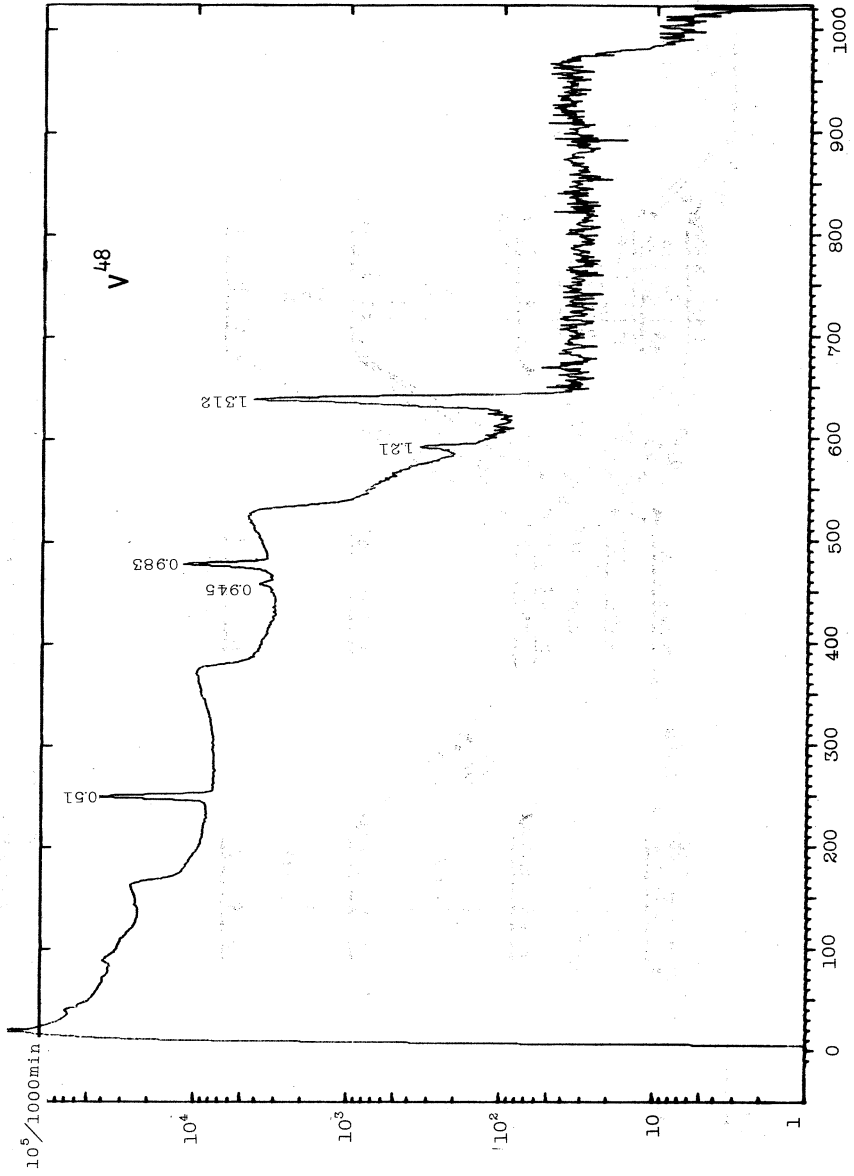


Fig. 8 Gamma Spectrum from a decay of V^{48}

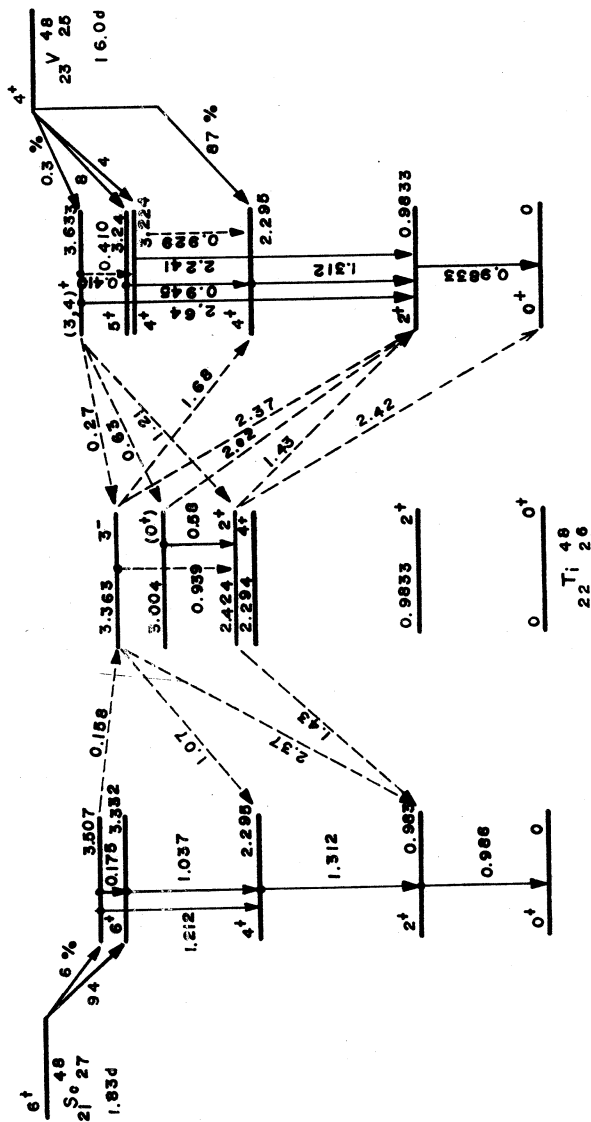


Fig. 9 Decay scheme of ^{48}Sc and ^{48}V , level scheme proposed from (d, p) reaction

electron と weak K-shell electron とが接近していて分離が出来ないと云うことにもある。しかし、分解能 3keV の Ge(Li) spectrometer を用いれば、Fig. 8 に点線で示した transition に対応する γ 線が発見されることが期待される。例えば電子散乱で強く励起される 3363 MeV (3^-) level は、 V^{48} の decay で selection rule から assign されてもよいはずである。更に、2nd triplet の様子も、より明らかとなってくるし、 $f_{7/2}$ shell 核の性質に新たな知識が加えられよう。しかし、これまでの測定結果では、source intensity が弱いこと、及び測定系の時間的 gain drift からはっきりした結論は得られない。

これまで、65MeV と 45MeV Max. の Bremsstrahlung で照射を行なって yield を比較したところ、次の結果を得た。

$$65\text{MeV} : V^{48} < Sc^{48} < Sc^{47}$$

$$45\text{MeV} : Sc^{48} < V^{48} < Sc^{47}$$

これから判ることは、 $(r, 2p2n)$ は (r, α) が大半を占め、その threshold energy からみてもかなりの yield がみられる。

§ 5 結 語

machine time がかなり不十分で、数グループの同時照射を行なわねばならず、数分、数十分照射を繰返して測定すると云う機会は仲々得られなかった。

上記に述べた data は、Sb は 1 回、K は 5 回、V は 2 回の照射が行なえたに過ぎない。従って、energy を変えての yield の check や、核構造的研究を行なう時間はほとんどなく、結論はすべて次回に持ちこされたのである。しかし、照射部については、不満足ながら一応使用出来るものになった。

次期実験では、beam intensity の増加が期待され、又分解能 4keV の大容積 (30c.c) の Ge(Li) 検出器と Low noise amp 系が整備される予定であるから、これに期待している。

この実験を行なうにあたって、Linac operation crew 特に小島、浦沢両氏に大変お世話になったことを感謝する。

I-8 Cs^{130} の崩壊

理学部 林部昭吾・板垣新治郎
吉川宣治・陸路 直

Abstract

Cs^{130} (半減期30分)の崩壊に伴う gamma 線を、有効体積10ccのGe(Li), 3" $\phi \times 3$ "のNaI(Tl)検出器で測定した。その結果538(100%), 561(38%), 588(15.2%), 606(3%), 862(8.5%), 1100(2.1%), 1400(1.9%), 1608(6.4%), 1680(2.0%)と1706(1.0%)KeVのgamma線を検出し、従来迄は Cs^{130} はEC、並に β^+ 放出によって、Xeの基底状態にのみ崩壊するとされていたものを、本実験によって、538(2^+), 1100(2^+), 1126(0^+), 1400(2^+), 1706, 2150 と2210KeVの励起状態にも崩壊することを判明した。

1 INTRODUCTION

Xe^{130} は、陽子数54、中性子数76の所謂、振動領域に属する核である。この領域に属する核のSecond excited stateは、anharmonic surface oscillation modelで考えると、0, 2, 4のtriplet memberのうちのいずれかである。このtriplet member全部がPd¹⁰⁶, Cd¹¹⁴のtwo phonon stateに観測されており、energy的には、triplet member全部が観測されているが、spin, parityについては未確定なものとして、Ni⁶⁰, Ni⁶², Pd¹⁰⁸, Sn¹¹⁸, Te¹²², Xe¹²⁸, Ba¹³⁴が挙げられるが、これらは、測定器の発展とともに、確定されるであろう。前記の核種のいずれか一方の親の核のspinは1であり、それ以外のspinでは、 β 崩壊の選択則によって、全memberを観測することは困難である。

Xe^{130} の親の核は、I¹³⁰とCs¹³⁰であり、I¹³⁰の基底状態のspin 5^- , 半減期12.4hである。この核からの崩壊については、可成りよく調べられている^{1,2}。然し乍ら、 Cs^{130} の崩壊に関しては、Smith et al.³によるのみで、彼等の報告によると、 Cs^{130} は β^+ 放出と、K electron captureによって、Xe¹³⁰に、又 β^- 放出によってBa¹³⁰のいずれも、基底状態にのみ崩壊しannihilation radiation以外のgamma線は、観測されなかった旨、報告されている。我々はlow lying state間のgamma transition energyは、500KeV~600KeVで、しかもWeak intensityであることが期待されることから、高分

解で且つ efficiency の高い Ge(Li) 検出器を使用した。

2 APPARATUS AND SOURCE

Target は CsCl (Cl 半減期 32.4m の β^+ を避けるため) を CsNO₃ に置換し, $E_e = 65\text{MeV}$ で, 30 分間の断続照射によるもので, 次の反応が可能である。

Reaction mode	half-line	Energy of gamma
Cs(γ , n)Cs ¹³²	6.5d	0.36MeV < E_γ < 1.98
Cs(γ , 2n)Cs ¹³¹	1.00d	no gamma
Cs(γ , 3n)Cs ¹³⁰	3.00m	??

Cs abundance: Cs¹³³; 100%

検出器は, 手製の Ge(Li) で 10cc の有効体積で Co⁶⁰ の 1.333MeV の Energy において,

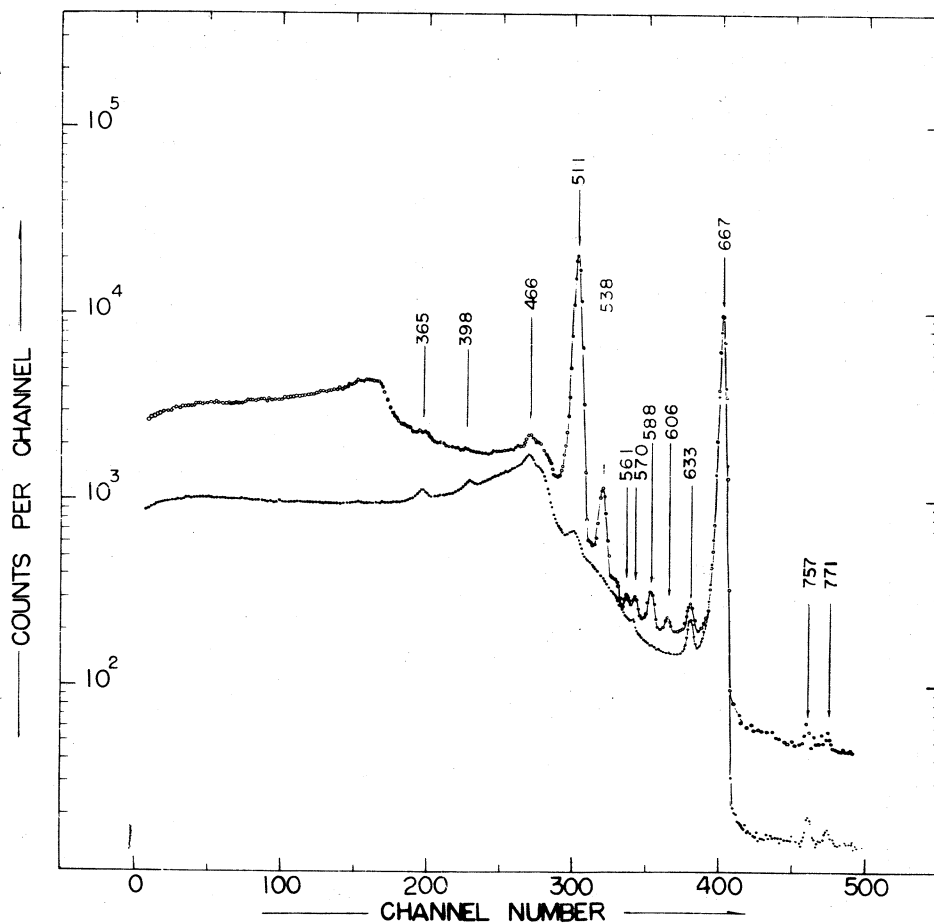


Fig. 1

回路系の noise を含め 7KeV の半値幅を有する。SUM SPECTRUM 用として 3"φ×3" の NaI(Tl) を用いた。

3 EXPERIMENTAL RESULTS

照射後 30 分後に、10 分間測定で、半減期を追かけた。Fig. 1 は ~500KeV ~ 600KeV 付近を中心に測定した partial gamma-spectrum である。・印は、Cs¹³² の spectrum、Fig. 2 は、higher energy の gamma-spectrum で、これは 10 分間の測定値を加算したものである。Cs¹³² の spectrum に関しては、1.45MeV gamma-ray 以外は、J. H. Hamilton⁴ が Ge(Li) 検出器で測定したものと一致する 1.45MeV gamma に関しては、K⁴⁰ による Back ground と推定される。以上 Cs¹³⁰ に属する gamma 線の Energy と Intensity を次の表にまとめた。

Fig. 3 は SUM SPECTRUM。①：検出器の表面にて測定。②：検出器の表面より 58cm の距離にて測定。③：①で測定した線源を 6 時間後検出器の表面で再度測定したものである。

Cs¹³⁰: GAMMA-RAY ENERGY AND INTENSITY

E_{γ} (KeV)	RELATIV INTENSITY
538	100
561	3.8
588	15.2
606	3.0
862	8.5
1100	2.1
1400	1.9
1608	6.4
1680	2.0
1700	1

4 DISCUSSION

現時点に於いて、同時計数法、並に角相関法で、excited state の

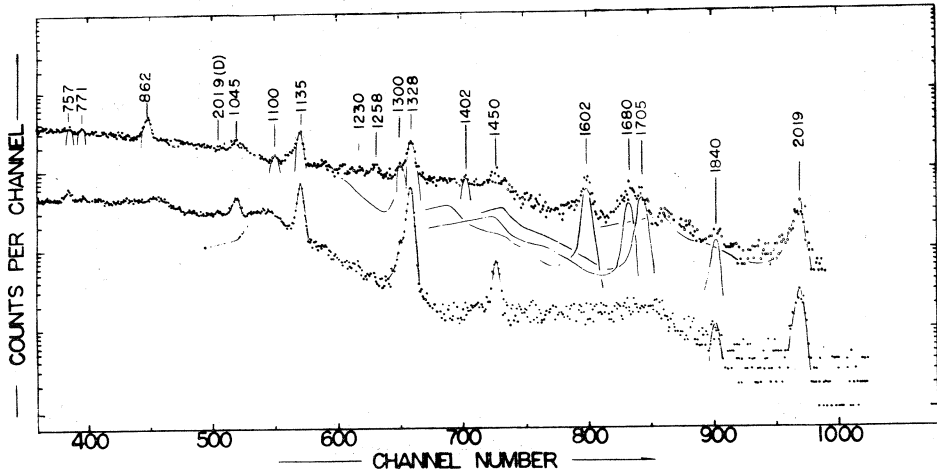


Fig. 2

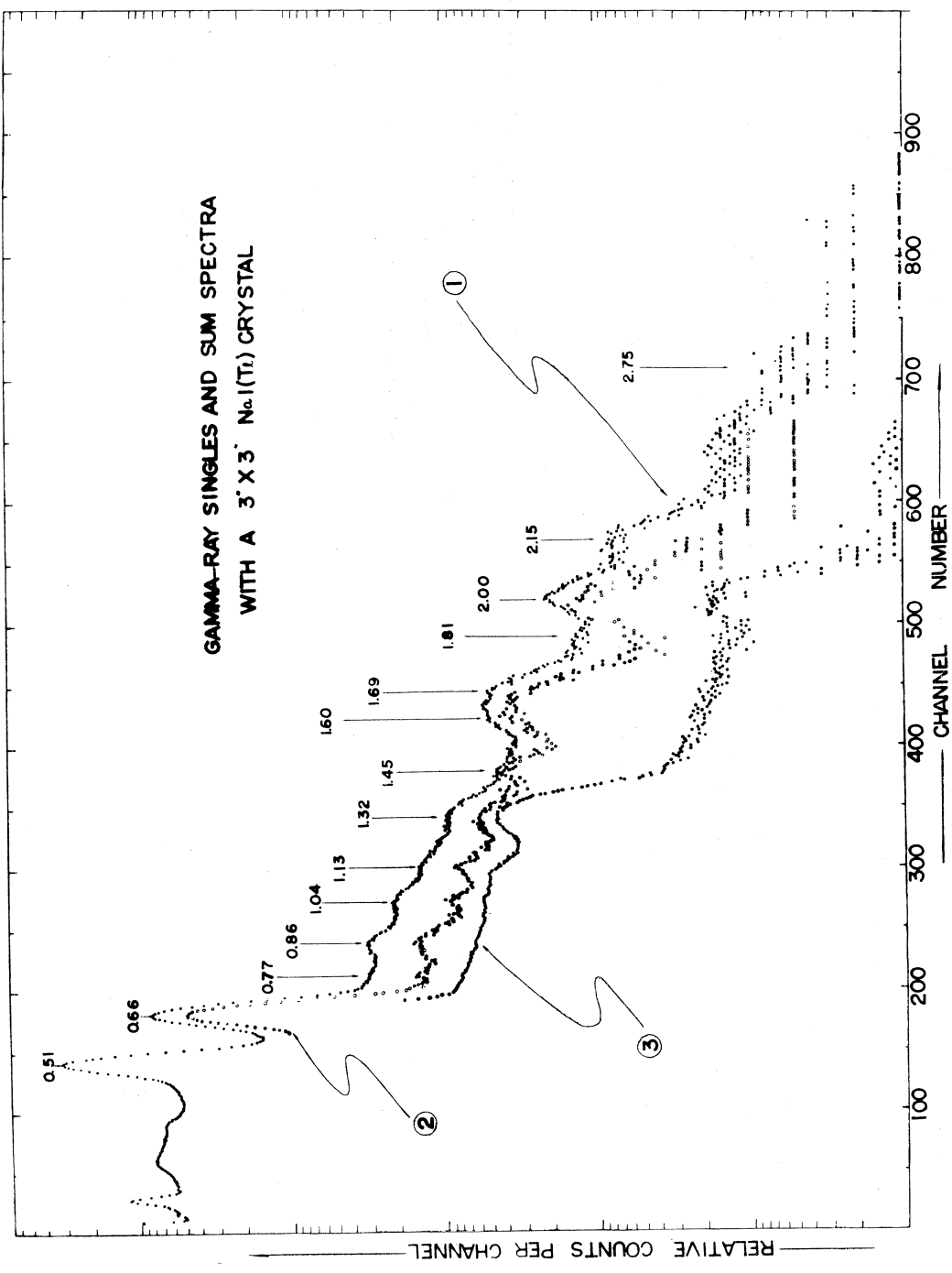


FIG. 3

spin, parity を assign することは, Cs^{130} の崩壊に適用することは, 頗る困難である。よって, 我々は, 先に挙げた Energy, 並に intensity, sum spectra を考慮して level scheme を組立たものを Fig. 4 に示す。又, Fig. 5 は Xe isotopes の low lying state を比較したもので我々の得たる結果は, SMOOTHING 曲線上に, よくのっかっていることが分る。将来の課題として, Ge(Li)-Ge(Li) 同時計数法を開発し, 残された spin, parity を明確にしたいと思っている。

5 ACKNOWLEDGMENTS

今実験に当り, OPERA-TION してくださった,

LINAC クルーの皆様, 梶山, 八木助教授並に SOURCE の PREPARATION に貴重な時間を割いて下さった, 加藤助教授に厚く感謝の意を表わします。

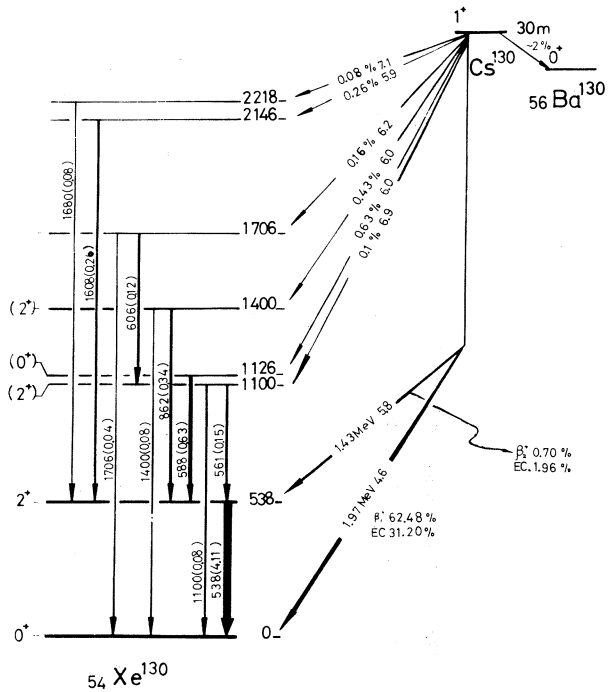


Fig. 4

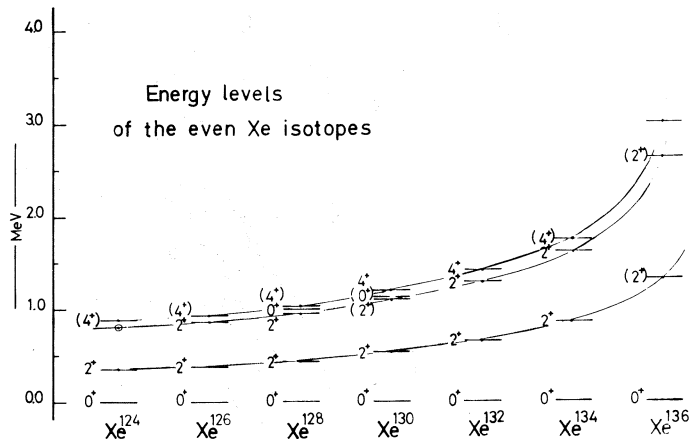


Fig. 5

- 1) ROBERTS, et al., Phys. Rev., 64, 268
- 2) W. G. SMITH, et al., Phys. Rev., 114, 1345.
- 3) A. B. SMITH, et al., Phys. Rev., 87, 454.

II. 物性物理学部門

II-1 東北大学電子リニアックによる中性子回折

核理研・金研^{*}・原子核工学科 (工)^{**}

木村一治・菅原真澄・小山田正幸

窪田健雄・富吉昇一^{*}・渡辺 昇^{**}

武田征一^{**}

§ 1 序 論

熱中性子のパルス源があれば、T-O-F法で中性子回折を測定できることは関知のことである。問題は熱中性子のきれいなパルスがえられるか、速中性子がじやまにならないか、パルス巾はどこまで短かくできるか、S/N比はどこまで小さくできるかなどということであって、けっきょく、定量的測定に耐えうるようなデータがえられるかどうかという点に帰着する。

アクセラレーターパルスブースター中性子源によるNDが可能でも、電子リニアックだけでBackgndの少ないS/N比のよい回折が得られなければ、いかに強力なブースターをつけても、S/N比を上げることはあまり期待できない。熱中性子の犠牲なしに速中性子をへらすことは困難があり、高エネルギーガンマ線の混入も多いことであろうから、ともかく電子リニアックだけでどの程度の回折パターンがえられるか知ることは重要である。

電子リニアックによって中性子を発生されるのは炉にくらべて能率は悪いが、TOFでNDをやる場合、中性子を有効に使えるので、かなりの程度まで原子炉に代用できることを数年前木村は指摘した。

今回東北大300MeVリニアックが一応完成したので、あり合わせの放射線監視用BF、カウンター2本と、ごくかんたんな熱中性子発生ターゲットを使ってテストしてみた。そのマシンタイムは全部でまだ30時間である。目下整備中のBF、カウンターや電子リニアックの性能向上が実現すれば、附図で示されるものの数10倍程度の精度向上(分解能向上または、マシンタイムの低減)が得られることは確実である。

§ 2 中性子源

A+B部を通して電子を加速し第Ⅲ系の途中においた10cm ϕ ×12cmhの流水水槽に照射する水槽は1.5mm鉄板で作り、中に3mm鉛板を10枚入れ、ブレスと中性子を発生させる。流水の流量と温度上昇から発熱量を知り、電流電圧よりの入力値と比較するとほぼ一致する。それは平

均3kW, 瞬間値10MW程度である。向パルス巾 $2 \sim 2.5 \mu\text{sec}$ くりかえし100ppsまたは150ppsであった。

一次中性子 n_p の強度は $(1.5 \sim 5) \times 10^{15} n_p / \text{MW}$ とすると $(1.5 \sim 5) \times 10^{16}$ (パルス中, 速中性子)となる。10cm ϕ の水球の中で一次中性子が発生した場合, 熱中性子として表面からもれる総数は, $(0.7 \sim 3.2) \times 10^{11} n_{\text{Th}} / \text{sec cm}^2$ となる。これは約58 μsec の巾の熱中性子パルス中の平均強度である。尚, 熱中性子束を実測するために, 水槽の側面にAu foilをおき, その誘導放射能から推定すると, 上記のビーム出力及び水系での計算値より低くなる。尚この場合AuのCd ratioは2/3位である。Au foilの誘導放射能では水槽表面の熱中性子率は平均値 $\sim 6 \times 10^8 n_{\text{Th}} / \text{sec cm}^2$ である。電子ビーム及び水の発熱からは一次中性子収量を $3 \times 10^{15} / \text{MW sec}$ として, $2.8 \times 10^9 n_{\text{Th}} / \text{sec cm}^2$ となる。この値は信頼度が低い, 今は $(0.6 \sim 2.8) \times 10^9$ としておく。これより熱中性子パルス強度として上記の値がえられる。この値はChopperを使ってT-O-FNDをやろうとした場合に必要となる定常炉のChopper位置における熱中性子束とも言える。Chopperは炉心表面でなく, シャへの外におき, しかもシャへいはかなり厚いので上の中性子束をえるには案外強力な原子炉が必要となる。

§ 3 T-O-F 設備

図1参照。主設備は4mの重コン壁を貫いて設置された鋼管であってその前後部には更に細いダクトが接続されており真空排気が行われる。50mm \times 50mmのPb及びボロン入りパラフィ

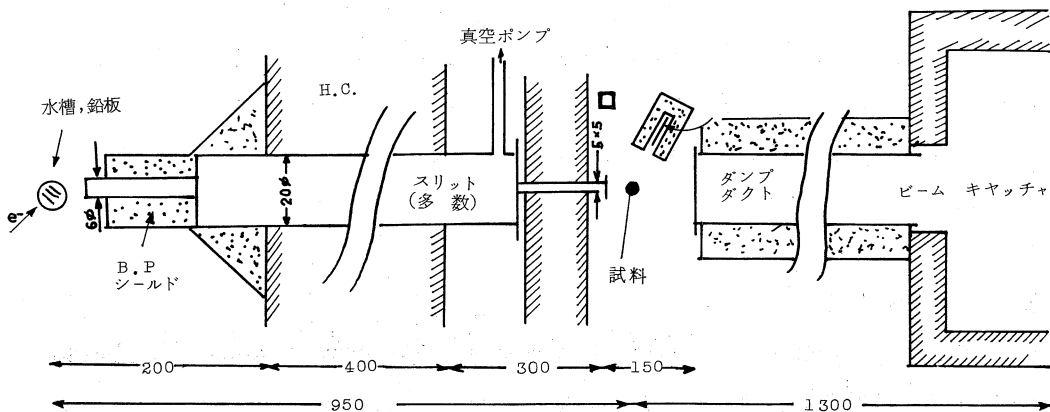


図1 a

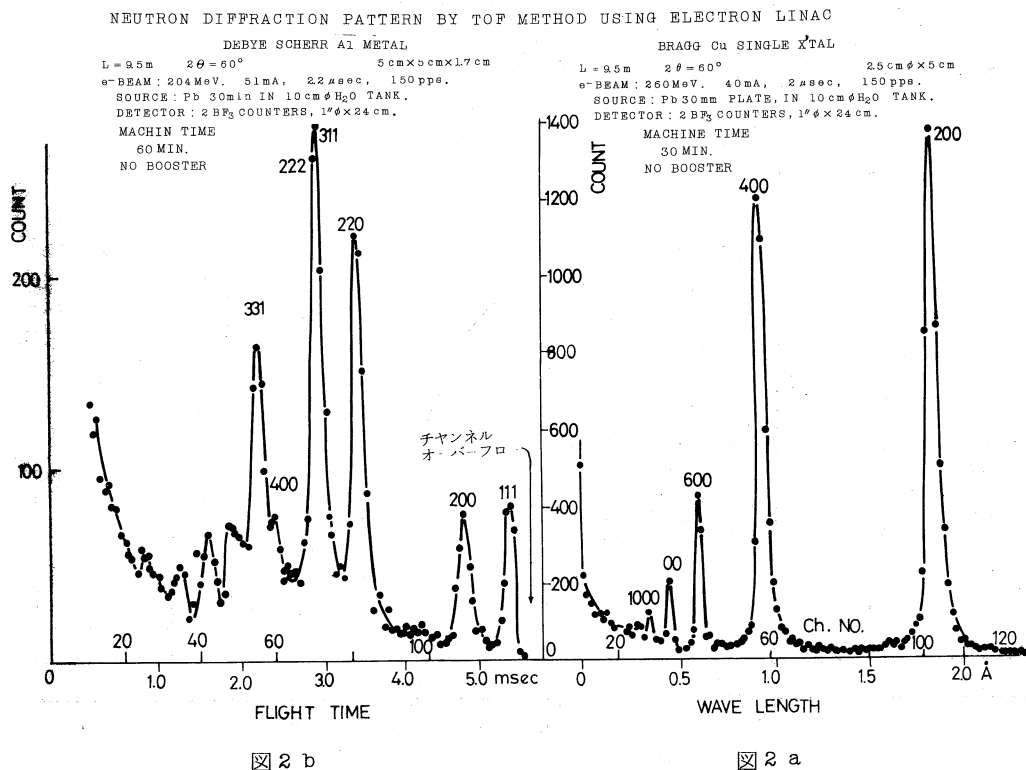
ンスリットが管内の至る所に配置され、拡がり半角約5m radianの熱中性子線が、0.1mmのAl箔2枚及び9mmのPb板を通して出てくる。結晶試料を通過した後、中性子の無用のstrayをさけるため、ダンプ用のビームダクト及コンクリートブロックによるビームキッチャが設置されている。

§ 4 計測系

BF₃計数管は三菱製品2本を使用した。これは25mmφ有効数240mm、充填ガスはB¹⁰を96%濃縮のB¹⁰F₃、600mm Hgをつめたもので、現在リニアック施設で放射線監視用につかっているもの。鋸歯状電圧発生回路により時間波高変換により、TMC256チャンネル波高分析器に入れる。さしあたり256は128チャンネル2つに分けて使っている。

§ 5 測定及び測定結果

Cu単結晶によるBragg反射



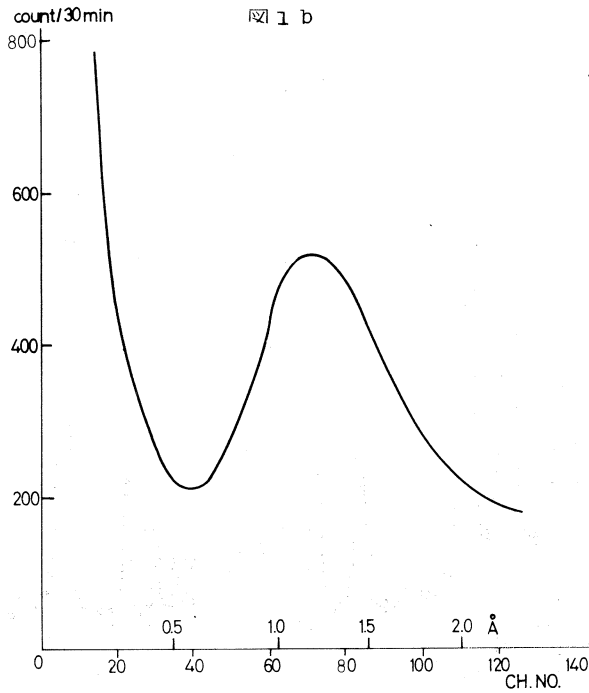
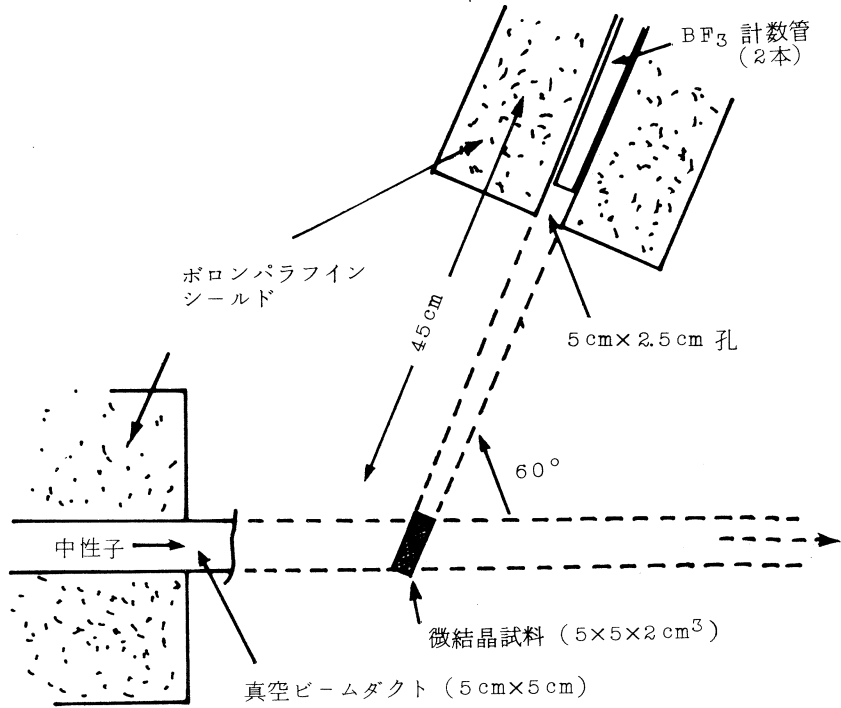
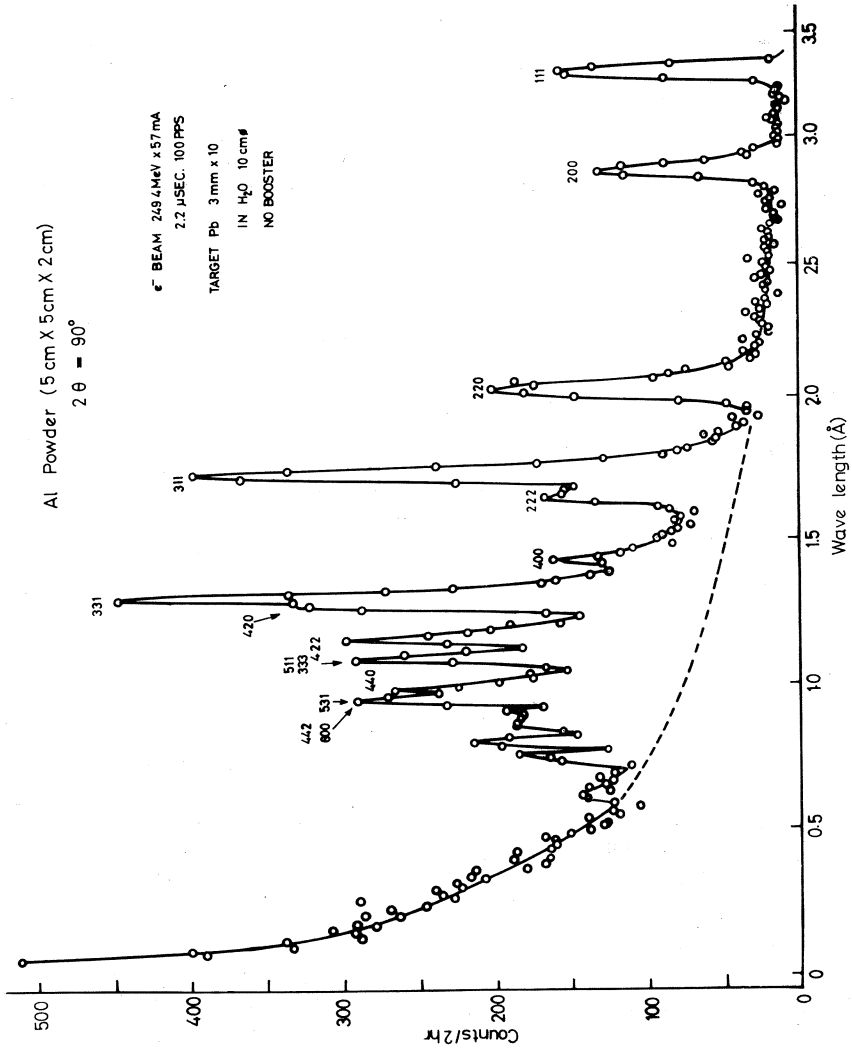


図 3 TOF による Maxwell 分布

Al Powder (5 cm X 5 cm X 2 cm)
 $2\theta = 90^\circ$

e^- BEAM 249.4 MeV x 57 mA
2.2 μ SEC. 100 PPS
TARGET Pb 3 mm x 10
IN H_2O 10 cm ϕ
NO BOOSTER



試料は25mm ϕ \times 50mm h位の円柱状で金研で製作された。(100)軸がほぼ軸に平行で、小型のゴニオメーター台にセットした。BF, 計数管は中性子入射方向に対し60°にセット, 結晶の(200)面または(220)面を30°の方向にセットした。図2 aは得られた結果の一例で30分の計数そのままのものを示す。

Debye-Scherrer の場合

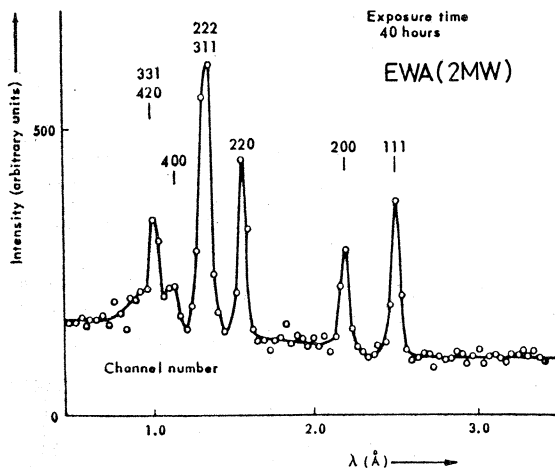
D-S法が適用できるか否かは実さい上重要である。Al, Cu, Feの微結晶金属を用いて試みた所, 計数時間1時間である程度の結果がえられた。図2 bにAlの場合を示す実験装置は単結晶の場合と同じでただ試料をとりかえただけである。(図1 b参照) 図4は同じくAlのデバイ回折パターンであるが, BF, 計数管として三菱ND8554-90Sを4本使用したものである。

T-O-F法によるNDデータはB. Burasらの定常炉EWA(Swierk, Poland, 2MW, 実験出口熱中性子束 $\sim 10^8/\text{sec cm}^2$)と同じく, パルス炉IBR(Dubna, 1kW運転)〔第3回原子力平和利用会議 Session 18p/488〕及びReicheltらの Aldermastom 炉(炉心フラックス, $2.5 \times 10^{13}/\text{sec cm}^2$)によるもの。〔Nucl Inst, & Methods 45(1966)245〕ぐらいしか見当たらない。

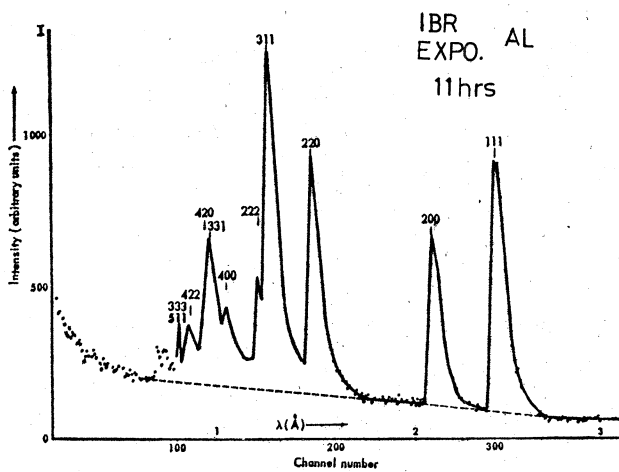
Debye-Scherrerで上記の文献及び我々の結果を比較検討してみると下表のようになる。

表 1

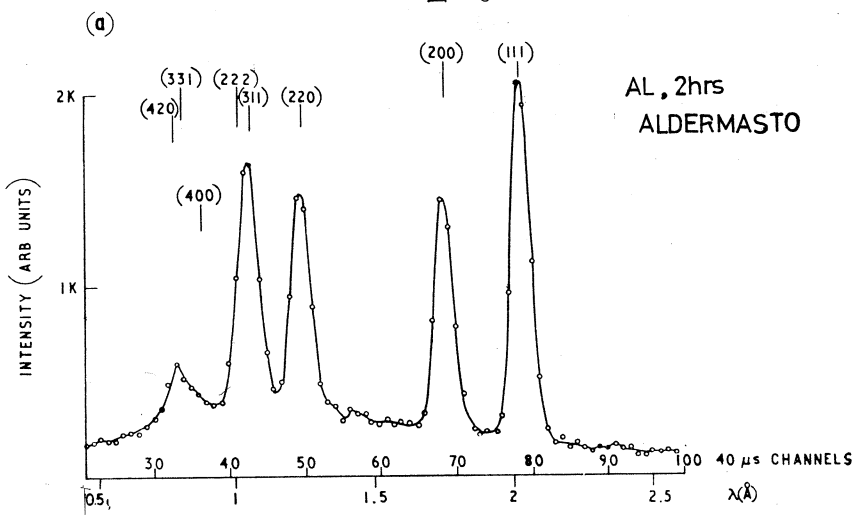
	Buras-EWA	Buras-IBR	Aldermastom	Tohoku
方 式	炉-チョップ (2MW)	パルス炉 (1kW)	炉-チョップ ()	E. L.
Flight path長	309 cm+167 cm	950 cm+620 cm	169 cm+445 cm	900cm \times 45 cm
くりかえし	50pps, 100pps	5pps, 10pps	10pps	150pps
試料, 大きさ	Al他, (~ 20 cc)	Al他()	Al他, 300cc	Al他, 42cc
源 強 度 (チョップ又はモデレータ位置における)	$10^8 n/\text{Th}/\text{cm}^2\text{sec}$	$\sim 4 \times 10^9 n/\text{Th}/\text{sec cm}^2$	$\sim 5 \times 10^8$	(0.6 \sim 2.8) $\times 10^9$
計数度, 大きさ	ありふれたBFs, 4本	B ¹⁰ シンチレーター 300cm ²	1 ¹¹ ϕ \times 30cm 1本	1 ¹¹ ϕ \times 24cm 2本
マシンタイム	40hr \sim 4hr	11hr	\sim 2hr	1hr
得られたパターンの例	図 5	図 6	図 7	図 2 b



5



6



7

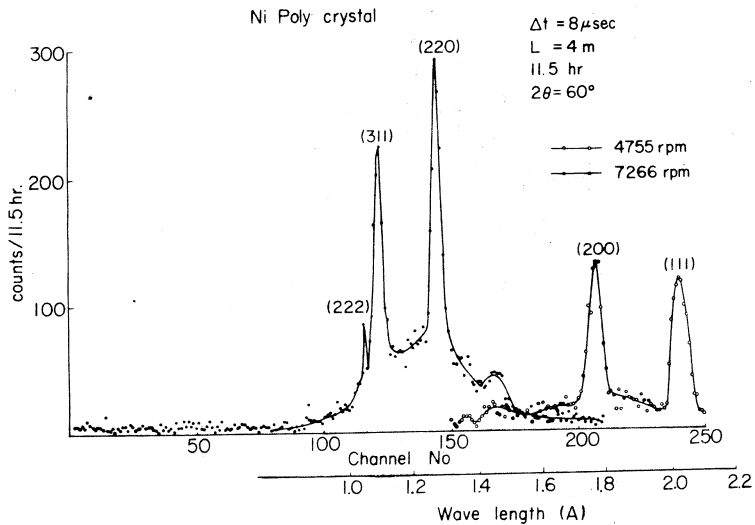


図8 JRR-3原子炉にてTOF法で測定したNi多結晶の中性子回折

東北リアックによるデータは中性子源強度を考えに入れば、ひじょうによいことがわかる。以上いろいろな角度から検討してTohokuリアックの現状ですでに、MW級原子炉にチョッパをつけた場合と同程度の性能があるものと思われる。

Tohokuリアックは電子ビーム強度は現在の2倍以上になることは期待されるし、また、BF₃計数管は現在の10倍以上の計数効果に上るよう手配しているので、同じ分解能をあたえるマシンタイムは一層短縮されよう。尚IBR及び東北リアックの場合チョッパなしでモデレーター中で熱中性子パルスを発生させたので、その寿命は120μs (IBR)~50μsec (Tohoku) となり、そのDecayの有様が各ラインスペクトルに現われている。

最後にリアックを運転してくださった人々特に小島、浦沢の諸氏に感謝する。

II-2 パルスX線及び紫外線によるイオン結晶の光学的研究

理学部物理 上田正康・平井正光
近藤泰洋

KCl等のアルカリハライド結晶に電子線を照射すると、F及びV中心等の色中心が生成される。此の生成速度は温度によって異なる。液体窒素温度(LNT)でのKCl結晶では大体 $0.6\sim 0.7\mu\text{sec}$ の間に色中心が生成されると予測されるが、未だこれを実験的に測定した例はない。此の実験では半値巾約 10 nsec , 60 MeV , IAの単一電子線パルスを結晶に照射し、その後生成されるF中心の生成速度を観測して、結晶中での色中心生成機構を明らかにしようとするものである。更に将来には電子線パルスを他の固体、液体或は気体に照射し、その中で電子素過程等の過渡現象を光学的手段で研究する予定なので、今回はその予備実験でもある。

結晶の光吸収の過渡的变化を測定する光学系を第1図に示す。シャッターSを開き、500WのXenonランプの光をレンズ L_1 , L_2 及び鏡 M_1 により結晶Cに集光照射する。結晶はF中心による吸収帯、F帯が現れる波長領域では透明なので、光は結晶を通過し鏡 M_2 で反射され、再び結晶を通して、鏡 M_3 及びレンズ L_3 で分光器Mに達する。此の場合結晶Cの像をレンズ L_3 で分光器の入射スリット上に結像させる。KClのF帯は室温で $560\text{ m}\mu$ に現われるので分光器は此の波長の光を通す様に調節する。分光器を通った光は光電子増倍管Pで受光され、その信号は第3測定室の100MCシンクロスコ

ープの入力端子に送られる。シンクロスコープのブラウン管上では第2図の点線で示した様に受光した光の信号が現れ、これは結晶の光吸収のない場合の100%線となる。シャッターを閉じると、これは結晶が光を全部吸収したと同等で、この時の信号は第2図0%線で現われる。従って若し結晶に電子線Eが短時間照

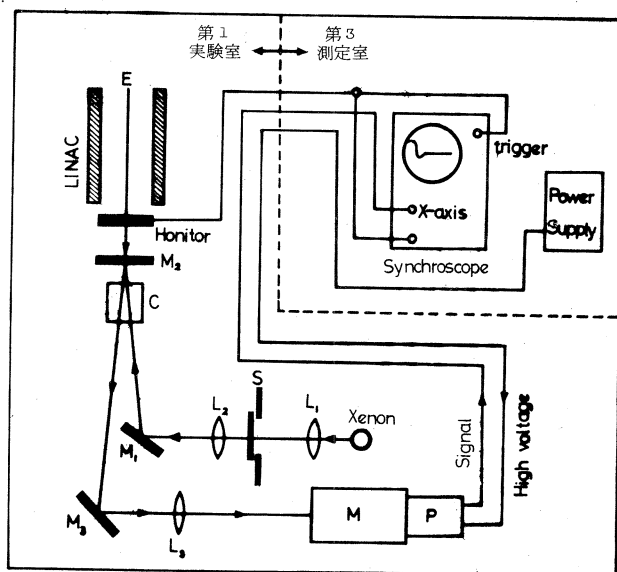


図 1

射され、その後F中心が生成して結晶の透過率が過渡的に減少すると、第2図の実曲線の様な信号が観測されるはずである。これを写真撮影し、着色速度の解析を行う。

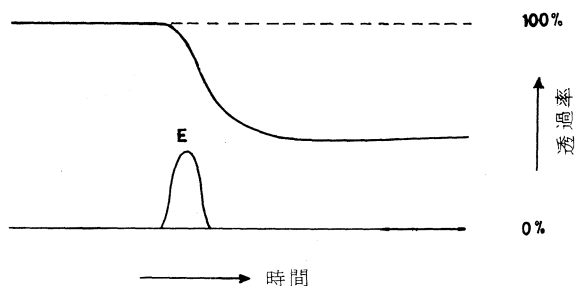


図 2

結晶に入射する電子線は半値巾約 $10n \text{ sec}$, 60MeV , 1A

の単一パルスが望しいがリニアックの整備日程の都合もあって、初期には写真1に示すように巾約 $50n \text{ sec}$, 61MeV , 30mA であった。パルスの立上りはきれいであるが、パルス後部に尾を引いている。当ライナックは通常 100c ps 位の連続パルスで動作しているが、此の様な連続パルスを結晶に照射すると結晶は忽ち真黒に着色してしまふ。これを避けるために任意の時刻に唯一つの電子線パルスを結晶に照射する必要がある。此のためにリニアックのガンパルサーへのトリガーを常に約 $20\mu \text{ sec}$ 遅らせて置き、シンクロスコープの像を撮影するカメラシャッターを押せば、それと同期して、遅れているトリガーの中の一つを正常時刻に戻し、その時単一電子線パルスが発射される様にした。これはかなり良好に動作した。

ブラウン管上の像は $10\mu \text{ sec/div}$ で且つ一度しかトレースされないので、これを撮影するのはかなり困難であったが、F:12のカメラとX線フィルムを用いて撮影出来た。

第1日目(昭和43年1月13日)

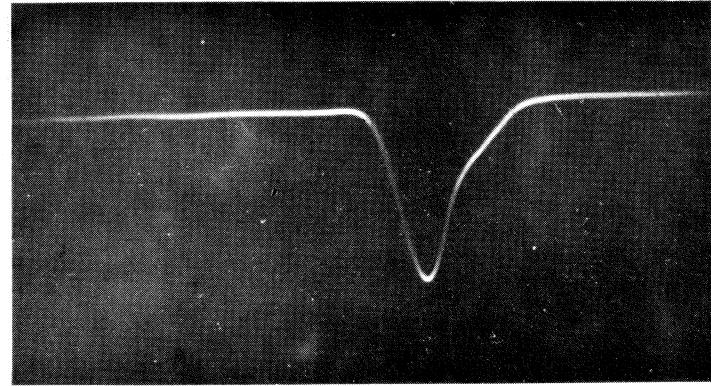
パルス巾は所定の $10n \text{ sec}$ のものは出なくて約 $100n \text{ sec}$ であった。一方光学検出系の不良で結晶の光吸収変化は測定出来なかった。電子線照射に伴い、結晶固有の蛍光が現われるので、これの減衰時間を観測したが定量的結果は得られなかった。

第2日目(昭和43年1月26日)

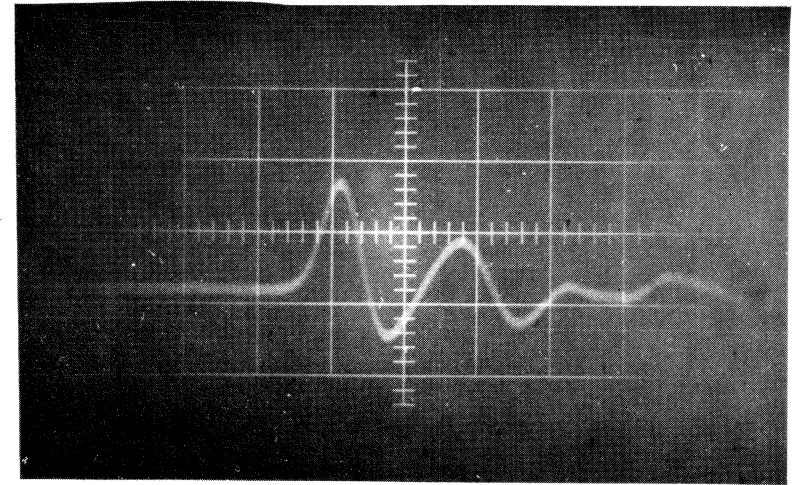
リニアック故障で中止

第3日目(昭和43年1月29日)

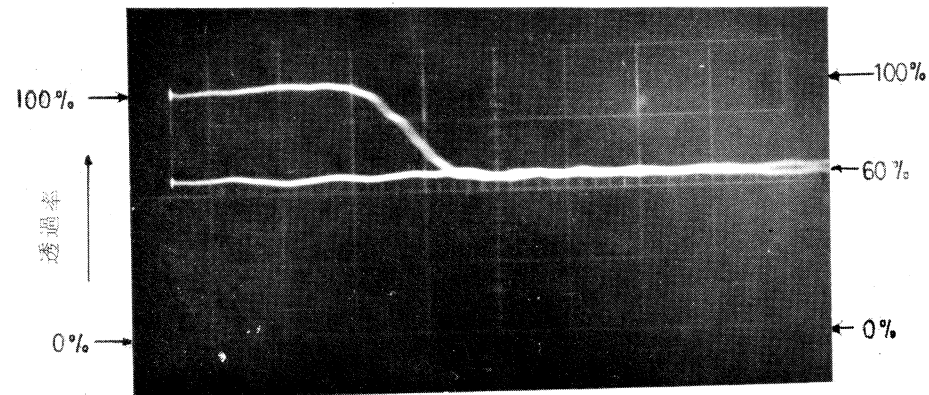
用いた電子線は 61MeV , 30mA , 半値巾約 $50n \text{ sec}$ であった。我々の実験は第1実験室のLチャンネルを用いて居るので電子線の出口ダクトの所で 45° 偏向される。従って主ダクトで巾約 $400n \text{ sec}$ の電子線パルスはLチャンネルから出る時には $50n \text{ sec}$ のパルスとなって出て来る。此の電子線を室温のKClに照射した時のチェレンコフ発光を撮影したのが写真1である。



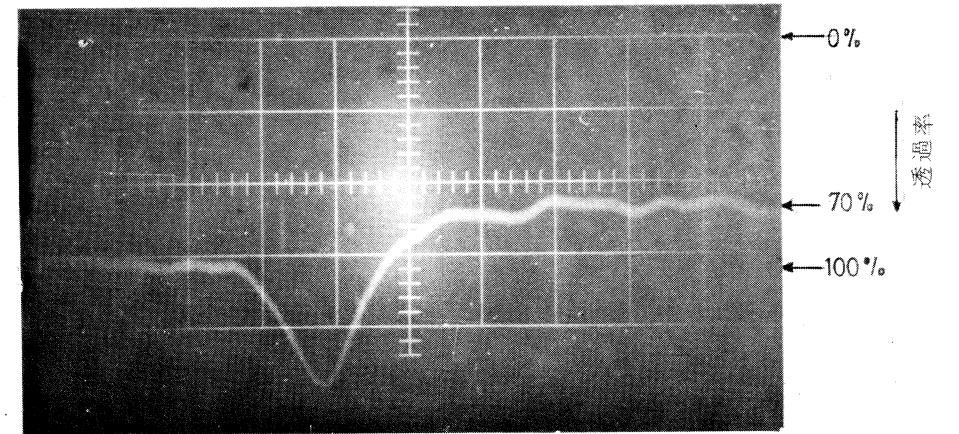
写真(1) $\rightarrow t$ 50 nsec



写真(3) 10 nsec $\rightarrow t$



写真(2) $\rightarrow t$ 50 n



写真(4) 10 nsec $\rightarrow t$

又此の電子線をKCl結晶に照射した時の吸収変化は写真2に示してある。100%線から途中で下降して居るのが電子線による透過率の過度的減少である。透過率は約60%迄に減少して居るが、減少速度即ちF中心の生成速度は電子線パルスの時間(50n sec)内である事が判る事で、正確な値は測定不能であった。更に短い電子線パルスが必要である。

第4日目(昭和43年3月1日, 第2日目の代替日)

電子線の巾は改良されて10n sec となった。又電流も増加し200mA, 25.3 Mevとなった。コイルモニターによる電子線パルスの形を写真3に示す。パルスの後部のノイズはコイル不良又は検出系インピーダンス不整合と思われる。この電子線パルスによるKCl結晶の吸収変化を写真4に示す。透過率は約70%に減少している。吸収変化の初期の突起(p)はチェレンコフ発光によるものである。これは測定上好ましくないが現在取除くことは出来ない。10n secの短いパルスで測定しても、結晶の吸収はこの時間内で変化している事が判った。即ち室温でのKCl中では、F中心は10n sec 以内の短時間内に作られる事が判った。従って今後、生成速度のおそいと思われるLNT程度の低温で測定すれば、F中心の生成速度を測定出来る見通しが出来た。

III. 放射化学部門

III-1 ^{47}Ca 等特殊 RI の調製に関する研究

理学部化学 塩川孝信・大森 巍
核 理 研 八木益男

従来カルシウム-45は長半減期(164日)核種で、かつ軟ベータ線のみ放射体であるため、生体等における追跡子として、はなはだ不適であった。そこで半減期47日でベータ、ガンマ線放射体であるカルシウム-47の調製は光核反応を利用するのが最も有利でありそのために東北大学に設置された300MeV電子線加速器が利用できる観点から、その製造のための検討を行なった。

1 カルシウム-47 の調製

カルシウム-47の調製するために、表1にかかげるような核反応および核変換の利用が考えられる。

(1)~(7)についてDostrovsky¹⁾は複合核理論にもとづき、それぞれの励起関数を計算し、 $^{48}\text{Ca}(r, n)^{47}\text{Ca}$ 反応が最も有利であることを指摘した。またCooks²⁾は(8)の反応の将来性について検討したが、いずれもカルシウム-47製造への適用は現在では困難視されるものであった。一方(9)の光核反応はカルシウム-45の同時生成量が極めて小さいということと、電子直線加速器の急速な発展から最も期待された。Voigt³⁾らは46MeV電子シンクロトロンによる制動放射線を利用して、効果的なカルシウム-47の調製が可能なこと、およびカルシウム-45の同時生成量は極めて僅かであることを示した。

そこでわれわれは、大線束密度制動放射線が得られる電子直線加速器を利用したカルシウム-47製造の検討をその生成量および精製法に重点をおき検得した。

表1 ^{47}Ca の核反応

No.	標的核	核反応
1	^{48}Ca	$(n, 2n)$
2	^{50}Ti	(n, α)
3	^{48}Ca	(p, pn)
4	^{48}Ca	$(d, p2n)$
5	^{50}Ti	$(d, p\alpha)$
6	^{48}Ca	$(^3\text{He}, \alpha)$
7	^{48}Ca	(d, dn)
8	^{48}Ca	(n, r)
9	^{48}Ca	(r, n)
10	^{48}Ca	$(r, p)^{47}\text{K} \beta^-$

1.2 実 験

1.2.1 試 薬

カルシウムターゲットは天然同位体組成の炭酸カルシウム約0.25gおよびカルシウム-48(濃縮注1)炭酸カルシウム約10mgを内径3mmのガラス管に封入し用いた。また精製法の検討にはすべて試薬特級品を用いた。

1. 2. 2 制動輻射線照射

日本原子力研究所 20 MeV 電子直線型加速器の 20 MeV 電子線 (平均電流 45 μ A, パルス幅 4 μ 秒, 200 回/秒くり返し) を 2 mm 白金板で制動輻射線に轉換し, ビーム中心線上でターゲットを約 3 時間照射した。また東北大学理学部原子核理学研究施設の 300 MeV 電子直線型加速器 低エネルギー出力部の \sim 60 MeV 電子線 (平均電流 40 \sim 50 μ A, パルス幅 3 μ 秒, 150 回/秒くり返し) 4 mm 厚さの白金板で制動輻射線に轉換し, ビーム中心上で水冷し 2 \sim 4 時間照射した。ターゲット設置位置における電子ビームの収斂直径は前者で 1 mm, 後者では 5 \sim 10 mm であった。

制動輻射線々束密度は $^{65}\text{Cu}(r, n)^{64}\text{Cu}$ 放射化法により求めた。

1. 2. 3 放射能測定

生成放射能の測定は計数効率既知の 3" \times 3" NaI (Tl) シンチレーション検出器を多重波高分析器に接続し, 計測した。カルシウム-45 の検出測定は, カルシウム-47 が壊変消滅したあと, β 線測定用ガスフローカウンタにより, 標準線源との比較からその壊変数を求めた。

1. 2. 4 放射性カルシウムの精製

天然同位体組成またはカルシウム-48 濃縮カルシウム化合物をターゲットとし, 光核反応を実施する場合はカリウム-42 (1.25 時間) およびカリウム-43 (2.24 時間) が同時に生成される。そのカリウム分離のために沈殿法およびイオン交換樹脂法を適用した。

1. 3 結果および考察

1. 3. 1 放射性カルシウムの精製

1. 3. 1. 1 沈殿法

照射試料を 1 規定塩酸の少量に溶解し, 水で希釈したのち鉄 (Fe^{3+}) およびカリウム (K^{+}) 担体約 20 mg づつを加える。ついで新に調製したアンモニア水を加え, ゆるやかに加温して, 生じた沈殿を遠心分離する。引続き上澄液に炭酸ナトリウムを徐々に加えて炭酸カルシウムを沈殿させ, 遠心分離後, 沈殿を希アンモニアで洗浄する。必要に応じて沈殿は少量の 1 規定塩酸に溶解し, 同様操作により精製を行う。

この操作によりスカンジウム-47 は水酸化第 2 鉄沈殿によって完全に除かれ, 炭酸カルシウム 95% の収率で得られる。カリウム-43 を用いて求めた除染係数は 1 回の本操作で約 30 である。

1. 3. 1. 2 イオン交換樹脂法

照射試料を 1 規定塩酸の少量に溶解し, 蒸発乾固後 0.5 規定塩酸溶液とし, 直径 1 cm, 長さ 10 cm の Dowex 50W-X8, 100 \sim 150 メッシュ, R-H 型陽イオン交換樹脂柱に通す。0.5 規定塩酸でカリウム放射能を完全に流出せしめた後 2 規定塩酸でカルシウムを溶離する。

これからスカンジウム-47は樹脂柱に保持されカルシウムは放射性カリウムおよびスカンジウムから完全に分離される。

1.3.2 生成量

1.3.2.1 中性子収率

一般に (r, n) 反応による生成放射能 A (dpm) は次の式によって与えられる。

$$A = Y \cdot R \cdot M(1 - e^{-\lambda t})$$

ここに Y はターゲット核種の中性子収率 ($n/R/\text{mole}$)、 R はガンマ線強度 ($R/\text{分}$)、 M はターゲット核種のモル数、 λ は生成核種の壊変定数、 t は照射時間である。

$^{48}\text{Ca}(r, n)^{47}\text{Ca}$ 反応によって生成するカリウム-47のベータ壊変によってもカルシウム-47が生成されるが、観測されたカルシウム-47は全て $^{48}\text{Ca}(r, n)^{47}\text{Ca}$ 反応によって生成されるものと仮定して、20MeV制動放射線照射によって生成するカルシウム-48の中性子収率を、同時照射した $^{65}\text{Cu}(r, n)^{64}\text{Cu}$ 反応による生成放射能を標準として求めた。

その結果、天然同位体組成カルシウムターゲット (0.267g) の照射において $9.6 \times 10^4 n/R/\text{mole}$ 、カルシウム-48濃縮カルシウムターゲット (10mg) において $4.1 \times 10^6 n/R/\text{mole}$ の中性子収率をそれぞれ得た。この中性子収率は、本来一致すべきものであるが、この両者における不一致は、試料全体が均一制動放射線束密度で照射されなかったことに原因する。

1.3.2.2 生成量

東北大学300MeVおよび日本原子力研究所20MeV電子直線型加速器によって照射した場合のカルシウム-47生成量は、表2に示した。

カルシウム-47の生成量に再現性がないのは、照射時の電子線ビーム収斂性および制動放射線の中心に試料が設置されたか否かによるものと考えられた。また試料の量が多い場合、先に述べたような試料全体が均一制動放射線束密度で照射されがたいため、その平均生成量は低く観測され

表2 ^{47}Ca の生成量

加速器	カルシウムターゲット	重量 (mg)	ビームエネルギー (MeV)	照射時間 (hr)	^{47}Ca 収率 ($\mu\text{Ci}/^{48}\text{Ca mg}$)	$^{45}\text{Ca}/^{47}\text{Ca}$ 収率比	照射後10時間後の収率 ($\mu\text{Ci}/^{48}\text{Ca mg}$)
JAERI 20MeV LINAC	CaCO_3	267	20	3	3×10^{-2}	—	1×10^{-1}
	CaCO_3^*	100	20	2.5	2.5	7×10^{-2}	98
ToHoKu Univ. 300MeV LINAC	CaCO_3	128	59	4	30	—	
	CaCO_3^*	250	55	2	34×10^{-1}		1.7

* カルシウム-48濃縮ターゲット ^{48}Ca 12.95%

るものと考えられた。

1.3.3 カルシウム-45による汚染

カルシウム-47を調整する場合、 $^{46}\text{Ca}(\gamma, n)^{45}\text{Ca}$ 反応による長半減期核種が同時生成汚染し、高エネルギー制動放射線照射においては、それに $^{48}\text{Ca}(\gamma, 3n)^{45}\text{Ca}$ 反応による汚染がさらに追加されるおそれがある。

そこでカルシウム-48濃縮ターゲットを20MeVの、また天然同位体組成カルシウムターゲットを~60MeVの制動放射線で照射した場合にえられるカルシウム-45とカルシウム-47の生成放射比を求め表2に合せ示した。

前者における比較的高い汚染は、用いたカルシウム-48濃縮ターゲット中にカルシウム-46もかなり濃縮されているためと考えられた。このことからカルシウム-48濃縮ターゲットを利用する場合にはカルシウム-46の濃度比にも十分考慮を払う必要がある。

III-2 有機ハロゲン化合物における核反応の化学的効果

核 理 研 八木益男
 理学部化学 近藤健次郎・崔 載鍋
 三塚哲正・小林孝彰

有機臭素化合物を用いて、 $^{80m}\text{Br} \xrightarrow{\text{IT}} ^{80}\text{Br}$ および $^{81}\text{Br} (r, n) ^{80m}\text{Br}$ 系の化学的効果に関し基礎的検討を試みた。特に ^{80m}Br のITについて検討する場合、 (n, r) 反応では同時に生成する ^{82}Br による妨害のため、精度の高い実験が行なわれないのに対し、 (r, n) 反応を利用すればその影響を避けることができる利点がある。

I 臭化エチル——臭素系における ^{80m}Br の核異性体転移の化学的効果

ガラスアンプルに封入した臭化エチルを、60 MeV 制動放射線で照射後、アンプルを開封し、ガスクロマトグラフにより ^{80m}Br 標識

臭化エチルを調製した。試料に臭素を加え、褐色ガラスアンプルに封入し、室温または液体窒素温度で放射平衡に達するまで放置した後、常法により全有機収率を求めた。

図1に示されているように、液体窒素温度における値は、室温の値より高いことが認められた。

II 臭化エチル(r, n)

反応による生成物のラジオガスクロマトグラフによる分析

核変換に伴う fragmenta-

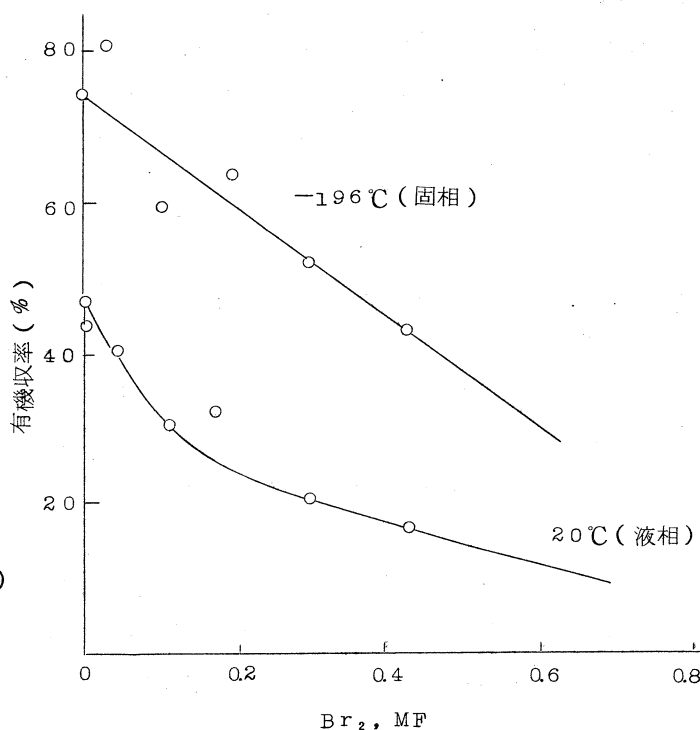


図1 $\text{C}_2\text{H}_5, ^{80m}\text{Br}-\text{Br}_2$ 系におけるスカベンジャー曲線

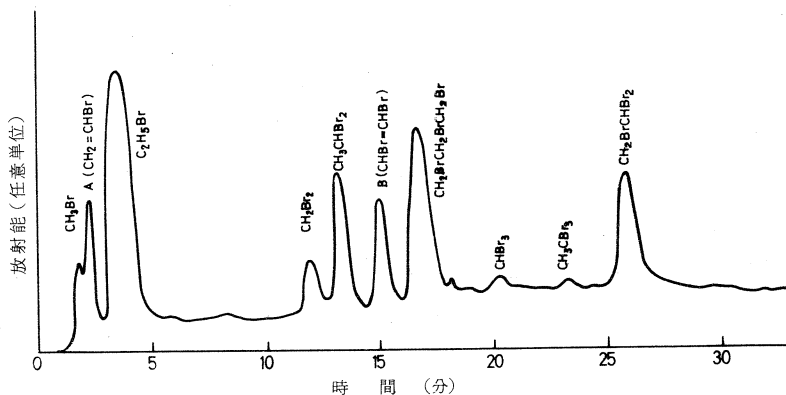


図2 C_2H_5Br の ^{81}Br (r, n) ^{80m}Br による有機生成物のラジオガスクロマトグラム

カラム：シリコン DC 550 (100メッシュ)
 キャリヤース：He
 流速：10ml/min
 カラム温度：20° ~ 80° (6°C/min 連続昇温)

tionに関する基礎的知見を得るために、臭化エチルを制動放射線で照射し、有機生成物の分析をラジオガスクロマトグラフを用いて行なった。

得られたラジオクロマトグラム(図2)を従来検討されている(n, r)反応およびITの場合と比較する、i)二臭化物および三臭化物の収率が高く、またii)新しいピーク(A, B)が見られることが特徴的である。ピークAおよびBは、臭化オレフィンと考えられる。

III ベンゼン—臭化エチルおよび臭化ベンゼンの(r, n)および($r, 2n$) 反応によって生成する放射性臭素標識高沸点化合物について

上記臭素化合物系における(n, r)反応の際放射性臭素の50~60%が未知高沸点化合物を与えることがわかった。これら高沸点化合物の同定を行なうことは、反跳臭素原子の再結合反応機構を検討する上で重要である。本研究ではペーパークロマトグラフおよび薄層クロマトグラフを用いて検討した。

展開剤として $n-C_4H_9, OH-C_5H_5, N-H_2O$ (3:4:7) を用い、写真乾板法により検討した結果、高沸点化合物は三種の化合物に分離された。これらの同定には現在のところ成功していないが、フェニル基を3ヶ以上含む臭素化合物であると考えられる。

III-3 放射性壊変に伴う化学的効果

理学部化学 大森 巍・佐々木貞吉
魏 明通・葉 有財

無機錯塩の反跳化学に関する研究は、これまで主として原子炉を用いての (n, r) 反応が中心であった。本研究では従来知見に乏しかった β 壊変、ITおよび (r, n) 反応に伴う化学的効果を検討するのが目的である。

今回はウラニルシュウ酸錯体およびクロム酸カリを用いて (r, n) 反応に伴う化学的効果を、さらに (r, n) 反応を利用することにより効果的に調製しうる ^{80m}Br および ^{57}Ni のITおよび β (EC)壊変に伴う化学的効果に関しそれぞれ予備検討を加えた。いずれの系においても、これまで得られていない新しい知見を得ることができた。以下それぞれの系について、実験結果を略記する。

I シュウ酸ウラニル系における (r, n) 反応に伴う化学的効果

シュウ酸ウラニル無水物、および水和物を60MeV制動放射線で光核反応($^{238}\text{U}(r, n)^{237}\text{U}$)をおこさせ、 ^{237}U の化学的挙動を特に結晶水効果とアニーリングにおける酸素効果について検討した。照射後試料を一定時間放置後、0.5 M塩酸に溶解、TTAでU(IV)を抽出しリテンションを求めた。

得られた結果を (n, r) 反応で得られた結果と共に表Iにまとめて示す。なお (n, r) 反応で得られた結果の一部は、光核反応の際放出される中性子をパラフィンブロックで減速し熱中性子照射を行なったもので

表I シュウ酸ウラニルのリテンション

この系の熱アニーリングは、U (M) → U (VI) が主反応であり、酸素の存在が極めて重要な役割をもっている	核反応	シュウ酸ウラニル	初期収率 (%)	プラトー収率 (%)	
酸素存在	(n, r)	$\text{UO}_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$	86.8	94.8	
	(n, r)	$\text{UO}_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$	85.5	93.0	
	(r, n)	$\text{UO}_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$	60.4	84.9	
	(r, n)	$\text{UO}_2\text{C}_2\text{O}_4$	54.5	61.1	
	真空中	(r, n)	$\text{UO}_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$	53.4	55.4
		(r, n)	$\text{UO}_2\text{C}_2\text{O}_4 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$	50.0	51.2

という興味ある事実が見出された、またリテンションは結晶水の数にも依存し、無水物のリテンションが最も高いことがわかった。

II クロム酸カリの (γ , n) 反応に伴う化学的効果

クロム酸カリを40~60 MeV 制動放射線 で2時間照射し、 $^{52}\text{Cr}(\gamma, n)^{51}\text{Cr}$ により生成した ^{51}Cr の化学的挙動を検討した。

照射試料を水 (pH 2) に溶かし、 PbCrO_4 沈殿法によりCr(VI)およびCr(III)フラクションに分離し、リテンションを求めた。

照射試料を一定温度に保った恒温浴で6時間熱アニーリングさせて得られた結果を図1に示す。実験値はかなりばらついたが、これは主として sampling に起因するものと考えられる。

リテンションは、(n, γ) 反応と比較していずれも高く、しかも40~150°Cにおいて一定値を示すことが認められた。これは放射線アニーリングの寄与が大きいかを示唆している。なおクロム酸塩系では、 $^{50}\text{Cr}(\gamma, n)^{49}\text{Cr}$ による ^{49}Cr の化学的挙動についても同様の検討が可能であることがわかった。

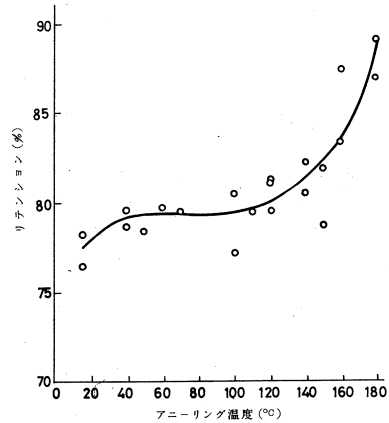


図1 (γ, n) 反応における K_2CrO_4 のアニーリング曲線
アニーリング時間: 6時間

III 臭素酸塩での $^{80\text{m}}\text{Br} \xrightarrow{\text{IT}} ^{80\text{s}}\text{Br}$ 壊変における臭素原子の化学的挙動

$^{80\text{m}}\text{Br}$ の核異性体転移の化学的効果を臭素酸塩を用いて検討した。

0.5 ml の Br_2 を石英アンブレに封入し、60 MeV の γ 線で2~4時間照射し、 $^{81}\text{Br}(\gamma, n)^{80\text{m}}\text{Br}$ 反応により、半減期4.5時間の $^{80\text{m}}\text{Br}$ を得た。常法に従って $^{80\text{m}}\text{Br}$ 標識臭素酸カリウムおよび臭素酸ナトリウムを合成した。これらを種々の条件

表II 保存法によるリテンション値の変化

保 存 法	リテンション値 (%)	
	KBrO_3	NaBrO_3
溶液 (約100mg/10ml)	1.64±1.7	74.0±1.1
	1.16±1.8	74.7±1.3
液体空气中に保存	4.03±1.2	78.6±0.5
	3.38±1.6	78.3±1.5
室温に保存	2.43±1.2	80.0±2.0
	2.45±1.3	78.5±0.8
100°C, 3時間放置	3.09±2.0	79.6±2.2
	3.29±2.3	79.1±2.0

下で2時間以上放置した後、娘原子である $^{80}\text{g}\text{Br}$ ($T_{1/2}=18$ 分) のリテンション値を求めた。

結果は表IIに示した。なお原子炉照射では妨害核種として生成する $^{82}\text{g}\text{Br}$ が、ライナック照射では生成しないため、実験結果の解析の際非常に有利であることがわかった。

IV $[\text{}^{57}\text{Ni}(\text{NH}_3)_6](\text{ClO}_4)_2$ および $[\text{}^{57}\text{Ni}(\text{en})_3](\text{ClO}_4)_2$ における β (EC) 壊変に伴う化学的効果

^{57}Ni の β (EC) 壊変によって生じた ^{57}Co の化学的挙動を、ヘキサアンミンおよびトリスエチレンジアミン錯体を用いて検討した。

NiO を 60MeV 制動放射線により2時間照射し、 $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$ 反応によって生じた ^{57}Ni を ^{57}Co より分離し、上記 ^{57}Ni 標識錯体を合成した。錯体を 25°C および -5°C で放置した後、イオン交換樹脂分離法により ^{57}Co の分布を求めた結果を表IIIに示す。

表III ^{57}Co の分布

I $[\text{}^{57}\text{Ni}(\text{NH}_3)_6](\text{ClO}_4)_2$					II $[\text{}^{57}\text{Ni}(\text{en})_3](\text{ClO}_4)_2$			
放置条件		^{57}Co の分布(%)			放置条件		^{57}Co の分布(%)	
時間	温度	Co^{2+}	$\text{Co}(\text{NH}_3)_5\text{Cl}^{2+}$	$\text{Co}(\text{NH}_3)_6^{3+}$	時間	温度	Co^{2+}	$\text{Co}(\text{en})_3^{3+}$
28日	25°C	31.3	1.8	66.9	29日	25°C	12.2	87.8
44日	-5°C	34.7	4.5	61.2	45日	-5°C	22.5	77.5

実験結果は室温においてもアニーリングがかなり起ることを示しており、特にトリスエチレンジアミン錯体系において著しい。したがって ^{57}Co のアニーリング反応を詳細に解析することにより、有益な知見が得られるものと期待される。

III-4 核反応とその分析化学的利用

理学部化学 岡 好良・加藤豊明
佐藤充美 他

昭和42年10月より43年3月までに計9回、延26.5時間にわたってA部電子加速による30~67MeV制動放射 γ 線で照射実験を行なった。

従前、放射化分析に利用された核反応は原子炉熱中性子による (n, γ) 反応がその大部分を占め、光核反応を用いた例は極めて少数であった。そこで、高エネルギー制動放射の領域で起る諸反応の収率を求め、各エネルギーにおいて $(\gamma, xnyp)$ 反応の生成割合を検討し、放射化分析にこれらの反応で利用する場合の基礎とした。

A部で加速された電子を白金コンバーターで制動放射 γ 線に変換して試料を照射するにあたり、先づ、コンバーター後方における γ 線の空間分布状態を知る必要がある。この目的のために試作したターゲットホルダーを用いコンバーターの厚さを0, 1および3mmと変え、最大エネルギーが30, 45および60MeVの場合の分布を求めた。各場合についてコンバーターから1, 10および20cmの距離に銅ある

いはタンタル箔を張り照射し、 ^{64}Cu および $^{180\text{m}}\text{Ta}$ を測定した。

結果の一部を図1に示す。後方約1cmで直径約2.5cmのスポットとなり半値幅は1cm弱である。したがって比放射能の高いRIを得るにはコンバーター直後で1cc程度の空間を利用するのが効果的である。以後における照射試料は大概、内径1mmの石英管に

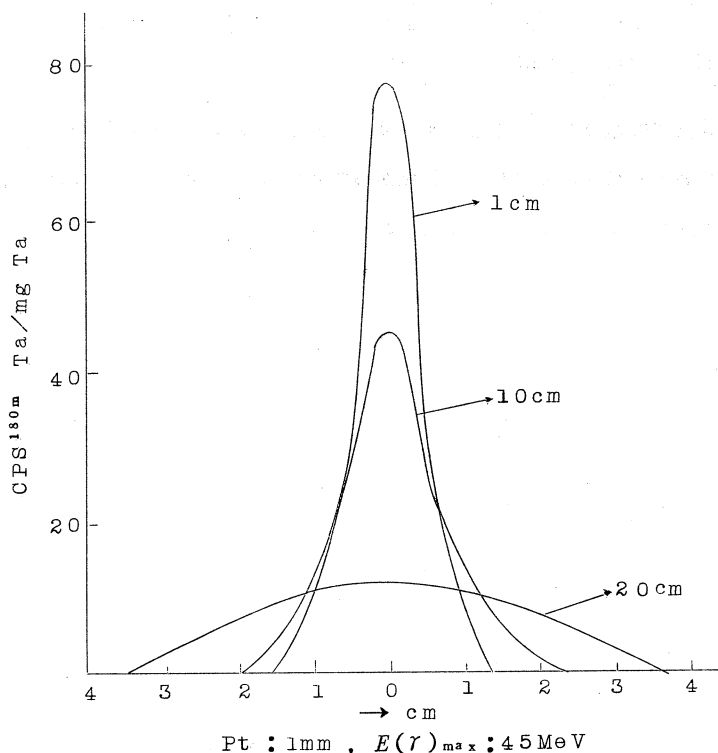


図1 コンバーター後方の制動放射の空間分布

100mg程を封入して用いた。

ベリリウムからビスマスに至る諸元素を30~67MeVの制動輻射 γ 線で1~5時間照射し、残留核の γ 線スペクトロメトリーの結果から収率を算出し最大エネルギーとの関係や生成割合を調べた。30, 45および68MeVの各々について (γ, n) 反応の収率とターゲット元素の原子番号との関係をプロットすると図2~5のようになりエネルギーと共に増加する傾向は軽核で顕著であるが重核ではほぼ一歩である。

また、 $(\gamma, 2n)$ 反応では図5のように顕著なエネルギー依存性が認められた。

軽核の多粒子放出反応の結果、 ${}^7\text{Be}$ 、 ${}^{22}\text{Ne}$ といった有用なRIが得られる。ベリリウム~フッ素の照射で ${}^7\text{Be}$ が、ナトリウム~リンの照射で ${}^{22}\text{Na}$ をそれぞれ検出定量したが収率とターゲット核からの質量差との関係は図6および図7のようになり収率は指数函数的に減少する。

最大エネルギーが60MeV附近になると $(\gamma, xn)_{x=1\sim5}$ 、 $(\gamma, pxn)_{x=1\sim3}$ 、 $(\gamma, \alpha xn)_{x=1,2}$ 反応が同時に起り各反応残留核が検出されるようになる。 (γ, xn) 反応の逐次生成の割合を銅およびビスマスの場合について図8に示す。ビスマスでは $(\gamma, 5n)$ 反応までが起った。中重核における多粒子放出、とくに荷電粒子放出反応の相対収率を検討し図9および図10に示した結果を得た。この場合にも、多粒子放出反応の結果生じる残留核の収率をターゲット核からの質量差に対

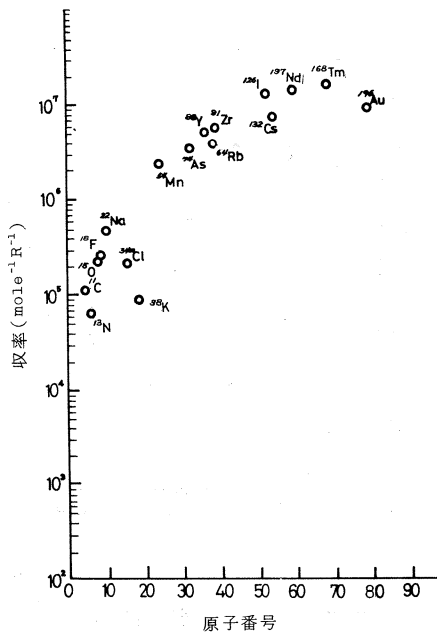


図2 30MeV制動輻射 γ 線による (γ, n) 反応収率

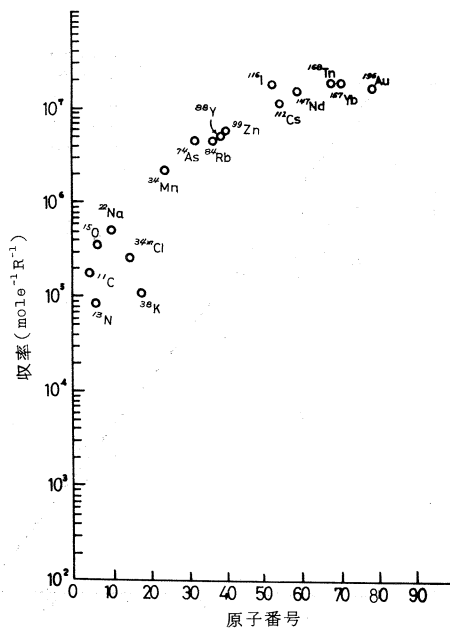


図3 45MeV制動輻射 γ 線による (γ, n) 反応収率

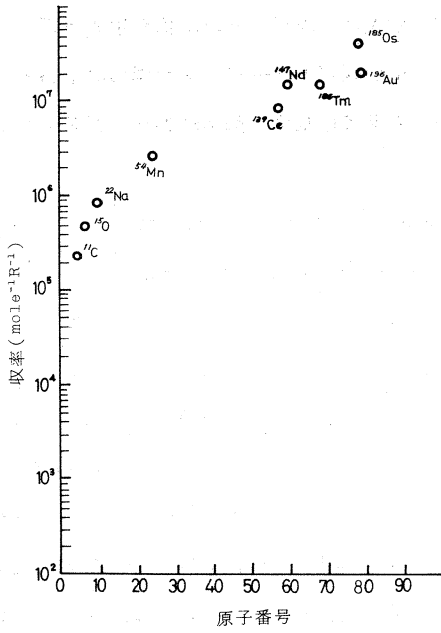


図4 68MeV制動輻射 γ 線による (r, n) 反応収率

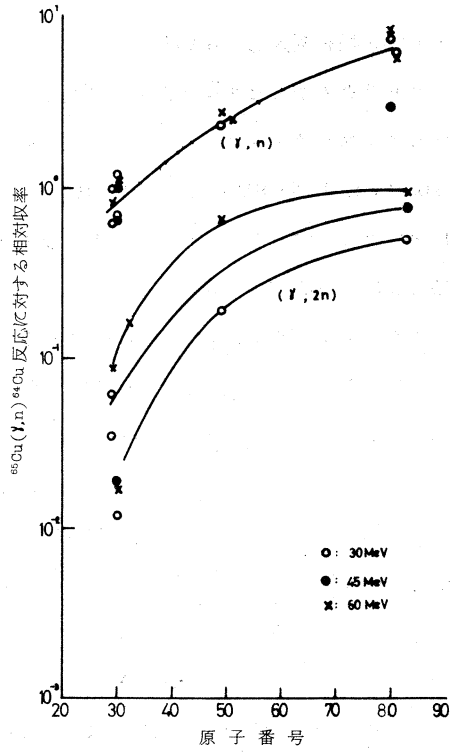


図5 (r, n) および $(r, 2n)$ 反応の相対収率と原子番号との関係

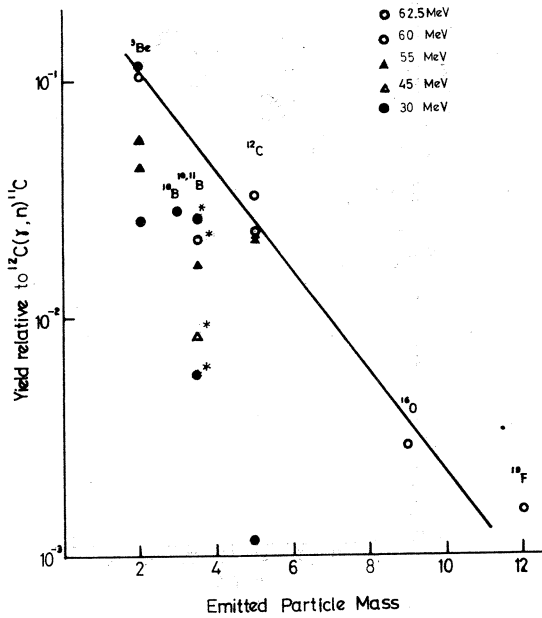


図6 ${}^7\text{Be}$ の相対収率とターゲット核からの質量差

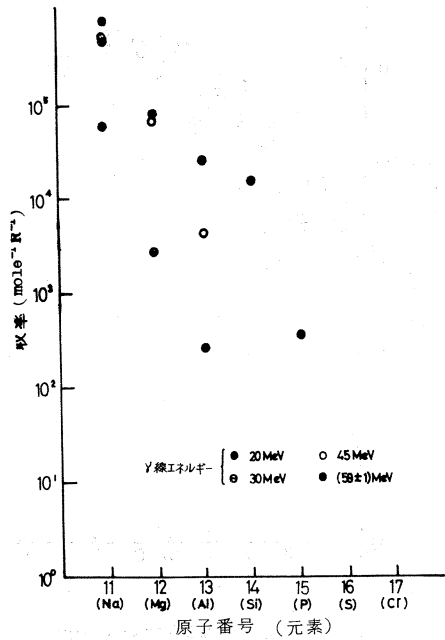


図7 ${}^{22}\text{Na}$ の収率とターゲット核の原子番号との関係

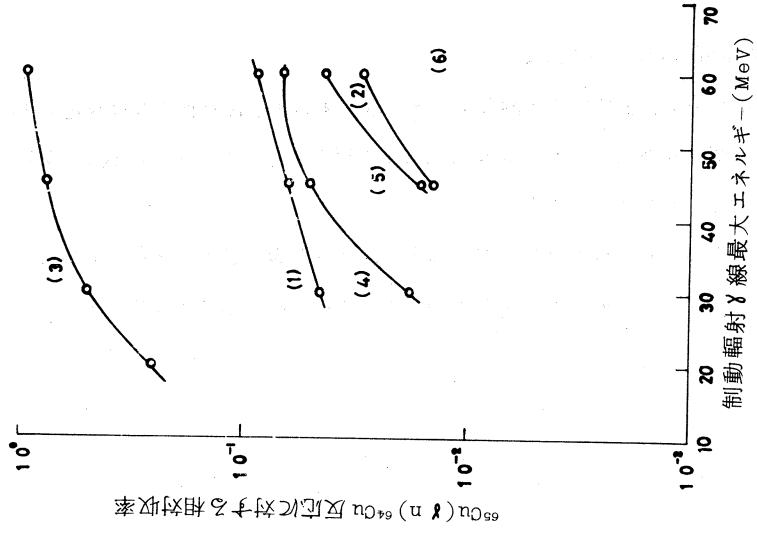


図8 銅およびビスマスの相対収率と制動放射γ線最大エネルギーとの関係

- (1) $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)$ ^{61}Cu ,
- (2) $^{63}\text{Cu}(\gamma, 3n)$ ^{60}Cu ,
- (3) $^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)$ ^{207}Bi ,
- (4) $^{209}\text{Bi}(\gamma, 3n)$ ^{206}Bi ,
- (5) $^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)$ ^{205}Bi ,
- (6) $^{209}\text{Bi}(\gamma, 5n)$ ^{204}Bi

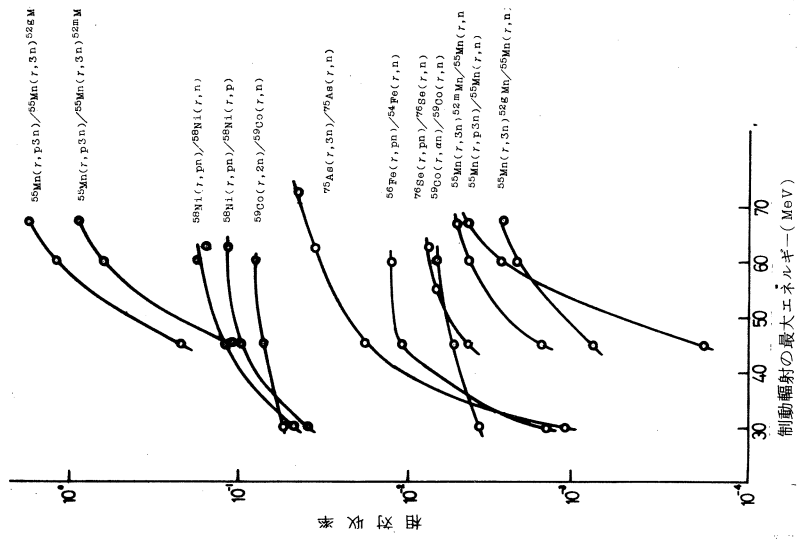


図9 諸反応の相対収率と制動放射の最大エネルギーとの関係

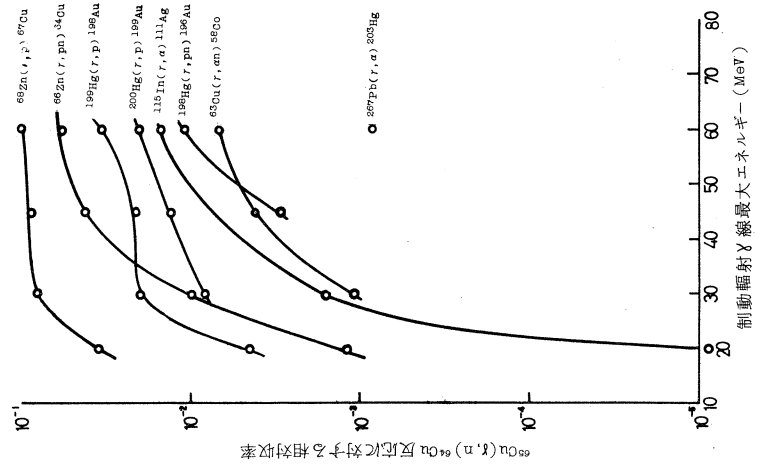


図10 荷電粒子放出反応の相対収率と制動放射γ線最大エネルギーとの関係

してプロットすれば指数函数的減少がみられる。

(r, n) 反応の収率は30 MeV以上ではほぼ飽和値に達するが多粒子放出を伴う諸反応の収率は照射エネルギーと共に顕著に増加し、($r, 2n$), (r, pn) 反応などは(r, n) の数10%に達するから放射化分析への利用も充分可能である。

以上のように諸反応の収率も系統的に明らかにすることは反応残留核を放射化分析に供する場合に、鋭敏度、相互共存時の分析、妨害の程度などに関する指針を与えるものとして有用である。

III-5 ウラニル- TTA キレート の分配

選研 菅野卓治

目 的

金属キレートの二相間分配におよぼす有機溶媒の影響を明らかにするため、 UO_2^{2+} -TTA キレートの分配係数を求めて、TTAの分配係数との相関関係を調べる。

方 法

酸化ウラン (U_3O_8) を LINAC で照射して生成した U-237 をトレーサーとして約 10^{-5} M の UO_2^{2+} を含む水相と TTA を含む有機相を平衡させた後、相分離し両相の γ -放射能を測定してウランの分配比 (D_M) を求める。

結 果

(1) 照射試料の精製

照射試料 (50~60 MeV, 60 μ A, 約 2hr) は Fig. 1 のように、TBP抽出法により処理し、

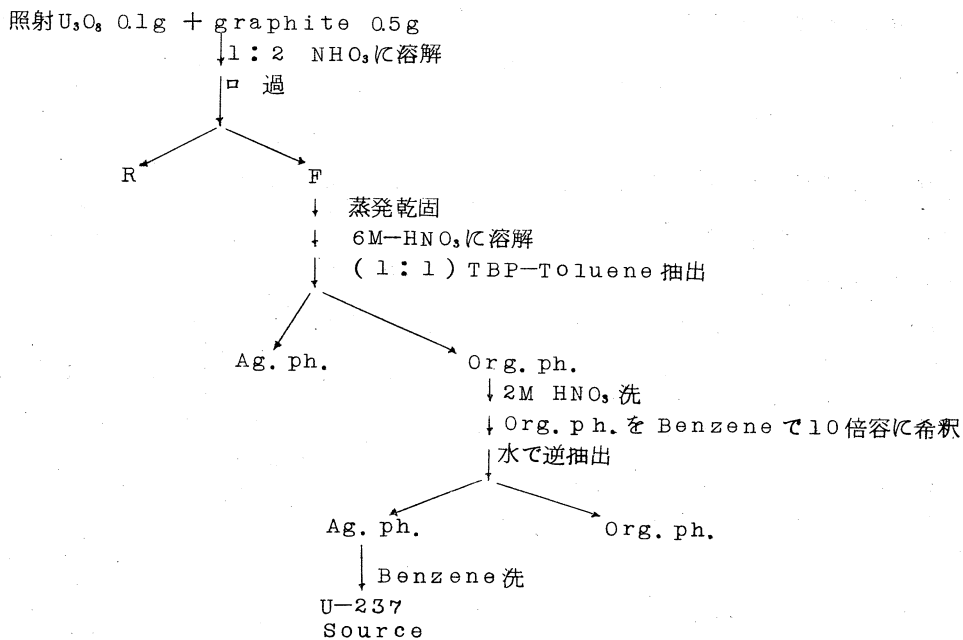


Fig. 1 Purification of irradiated U_3O_8 .

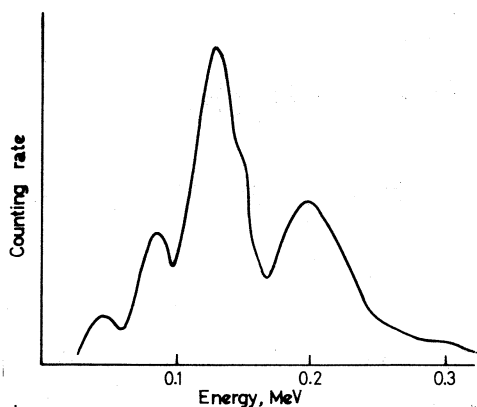


Fig. 2 γ -Ray spectrum of ^{237}U

UO_2^{2+} 濃度 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ M で十分使用できる比放射能を持つ $\text{U}-237$ の source が得られた。

尚, 分離精製後の $\text{U}-237$ の γ -spectrum を Fig. 2 に示す。また $\text{U}-237$ の半減期は 665 day となり文献値の 67day に一致する。

(2) U_2^{2+} - TTA キレート の 分配の規則性

TTA (HA と略す) による UO_2^{2+} の抽出機構を調べた結果, UO_2A_2 の形のキレートのみ有機相に分配することを確認した。 UO_2A_2 の分配係数 (P_M) に比例する値である一定の pA におけるウランの分配比 (D_M) を十数種の有機溶媒について求め, キレート試薬自身の分配係数 (P_{HA}) との関係を見ると Fig. 3 に示すように, 大部分の溶媒では $\log P_M = n \log P_{HA} + \text{const}$ の関係を満たすが, *n*-Hexane 等の 2, 3 の溶媒では直線より負のずれが認められる。これは UO_2A_2 は恐らく水和した形で分配するが, *n*-Hexane 等の溶媒中ではこれ

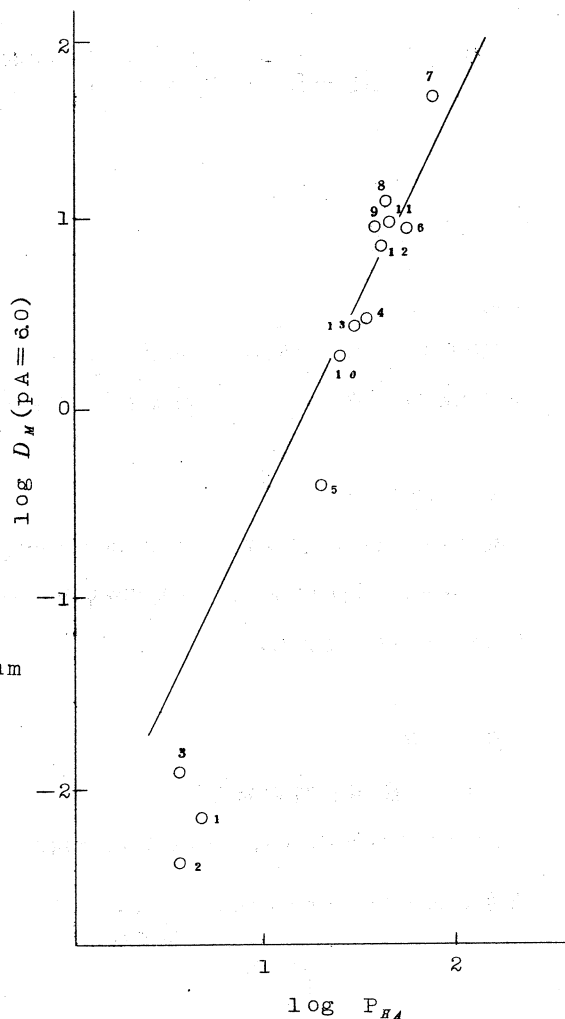


Fig. 3 Correlation between distribution coefficients of TTA and its uranyl chelate.

1. *n*-Hexane
2. *n*-Heptane
3. Cyclohexane
4. Mesitylene
5. Carbon tetrachloride
6. Chloroform
7. Methylene chloride
8. Benzene
9. Toluene
10. Isopropylbenzene
11. chlorobenzene
12. *o*-Dichlorobenzene
13. Trichlorobenzene

ら水和したキレートで飽和してしまうために、みかけ上このようなずれが認められるのだろう。ちなみに、 UO_2^{2+} 濃度を低くすることによって次第に直線に近づく傾向を示す。これらのことから、水和したキレートによる有機相の飽和による影響を考慮すれば、 UO_2^{2+} -TTAキレートの場合にも上式の成り立つことが明らかとなった。

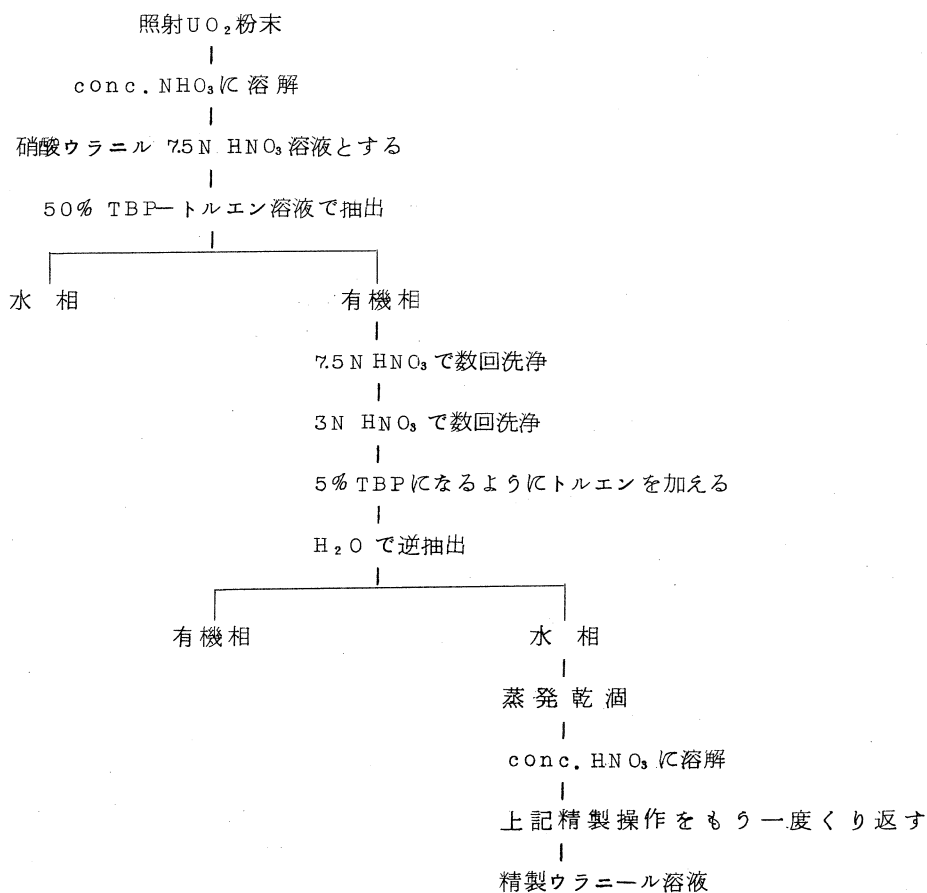
III-6 U-237 の製造

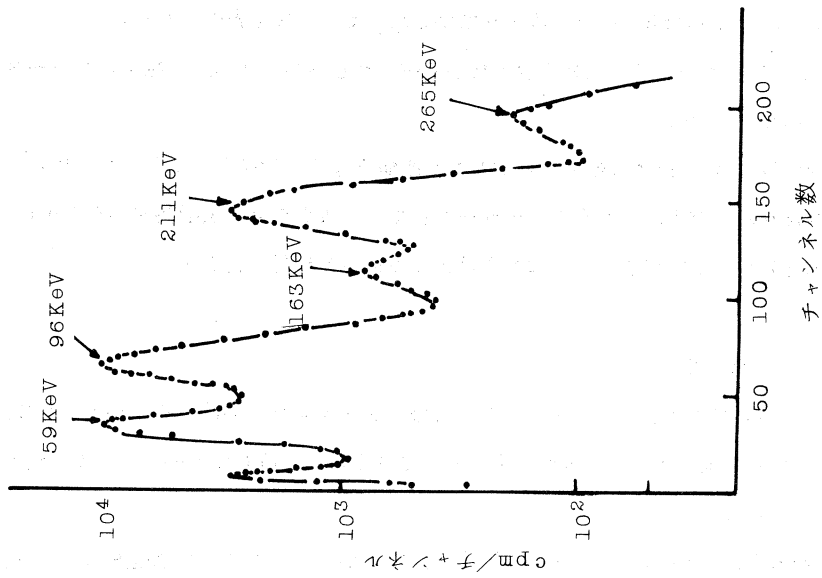
金研 鈴木 進・佐藤明子

3価ウラニウムは従来、溶液中では、きわめて不安定であるとされ、これに関する研究は、ほとんど行なわれていなかった。われわれは不活性ガス雰囲気中に保つかぎり、3価ウラニウムは水溶液中において相当に安定であることを知り、これに関して、その還元方法、安定性、吸収スペクトルならびにイオン交換挙動について報告してきた。今回は、天然ウランを照射して(γ, n)反応により ^{237}U を製造し、これをトレーサとして溶媒抽出挙動を検討した。

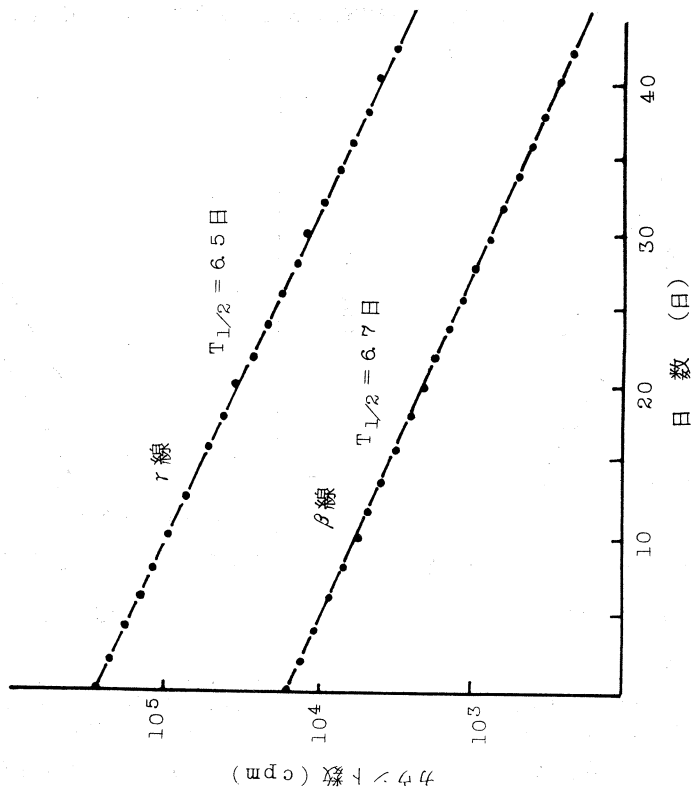
 ^{237}U の製造

天然 UO_2 粉末約0.3gを石英管に封入し、最大加速エネルギー70MeV、最大電流50 μA で約2





^{237}U のガンマ線スペクトル



^{237}U の半減期

時間照射した。これを E. Akatsu, T. Kuroyanagi and T. Ishimori, *Radiochimica Acta*, 2, 1(1963)の方法により精製した。その大要を表に示した。

この精製操作により得られたU-237試料の放射化学的純度をしらべるため、 γ 線エネルギースペクトルおよび半減期を測定した。

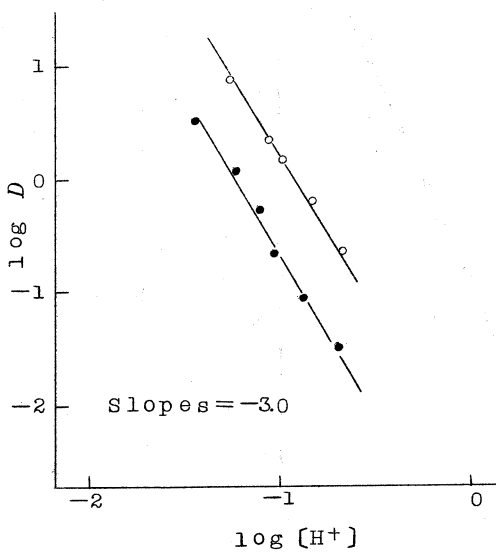
その結果を前頁の図に示した。両者の結果はいずれも文献値とよく一致するところから、用いた ^{237}U は十分精製されたものと考え、これをトレーサーとして、3価ウランの塩酸溶液からのdi-n-butyl phosphate (DBP)のベンゼン溶液による抽出の検討を行なった。

DBPによる抽出実験

あらかじめ各種HCl濃度に調製しておいた ^{237}U を含む6価ウラニウム溶液(U:約 10^{-3}M)を不活性ガス雰囲気中で液状亜鉛アマルガムにより還元して3価とし、直ちにDBPベンゼン溶液による溶媒抽出実験を行なった。

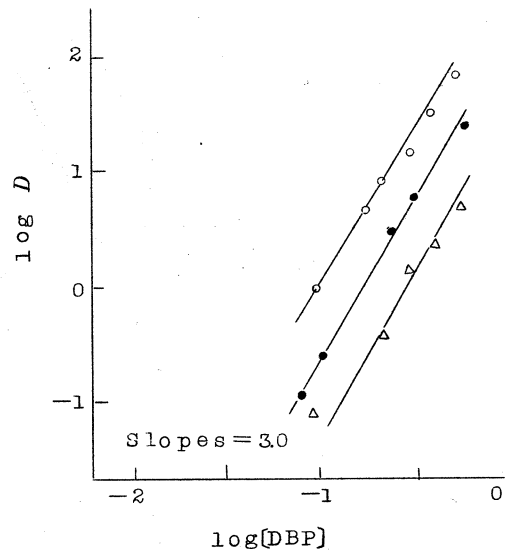
このときの水相と有機相はそれぞれ5mlずつを使用し、全実験を通じてイオン強度を0.2と一定に保った。両相を振盪して十分に平衡に達せしめたのち、両相から1mlずつをピペットでとり、それぞれの放射能強度を井戸型シンレーションカウンターで測定した。

このときの抽出実験はすべて不活性ガス雰囲気中で行なった。3価ウラニウムの両相への分配比



—●—●— : 0.100M DBP
—○—○— : 0.269M DBP

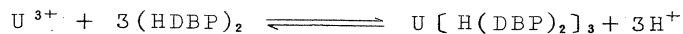
U(III)の分配比の水素イオン濃度依存度



—○—○— : 0.055M HCl
—●—●— : 0.100M HCl
—△—△— : 0.147M HCl

U(III)の分配比のDBP濃度依存度

の水素イオン濃度依存度およびDBP濃度依存度の実験結果を図に示す。いずれの場合も、その勾配はほぼ3である。したがって、HCl溶液からの3価ウラニウムのDBPによる抽出挙動は、3価の超ウラン元素および希土類元素のDBPによる抽出のときと全く同じであって、次式にしたがうものと推定される。



なお、本実験の一部は原研共同利用により日本原子力研究所電子リニアックにより ^{237}U を製造したことによるものである。

III-7 湿式法核燃料再処理に関する基礎研究—希土類 ウランの照射

工学部原子核工学 萩原善次・坂野 昭
堀岡正和

湿式法による核燃料再処理に際して、溶媒抽出、イオン交換技術が現在併用されている。使用済み核燃料の放射能強度は、燃料のburn-upに応じてことなるが、これを冷却後、溶解する。これを使用して再処理が行われる訳であるが、除染工程が進行するにつれて、高レベル領域より低レベル領域へ移行してゆく。かかる場合各種放射線に基因する放射線損傷の問題は重大である。

我々は再処理の基礎研究の基礎として、交換体の放射線損傷をとりあげた。

試料としては、強酸型陽イオン交換体、強塩基性陰イオン交換体の両方を用い、LINAC (50.5 MeV, Amp = 40~50 μ A) で照射し、交換基の減少を調べ、興味ある結果を得た。更に交換体をウラン飽和型 (R-UO₂)、希土飽和型 (R-R. E.)、其の他の金属型にかえ、此等と強酸型交換体 (R-H) 照射時の交換容量の減少、分解生成物の試験、酸化~還元反応の機構を調べた。興味ある結果を得、此等とCo(60) γ -線照射時の結果との比較検討した。

なお再処理に関連する基礎研究として、照射によりU²³⁷を得、これをtracerに使用して、固相内のウランの拡散実験を予備的に実施した。本格的装置の完成を待って、U²³⁷の調整を本格的に実施してゆく方針である。

III-8 固液混相流動に関する研究

工学部 坂野 昭・都田昌之

従来、混相流動中の粒子速度の測定は光学的方法によってきたが、この場合は単一粒子の場合にのみ測定可能であり、粒子間の相互作用等の現象を把握することは出来ない。

今回ライナックを用いて粒子として使用するガラス球を放射化して、これをトレーサとして粒子速度を測定し、混相流動中の任意の分子すなわち平均的な粒子速度の測定値を得た。

この測定値と従来行って来た単一粒子速度の測定値とを比較して、粒子速度と混相平均流速との関係ならびに供給濃度の影響等について興味ある結果を得た。

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

理学部生物学 元村 勲・山本 穆彦

従来、放射線の生物学的作用に関する研究は、主としてX線、 ^{60}Co 等を用いて行われて来たが、大線量の放射線を短時間で生物に働かせる事は困難であった。従って、例えば発生学的分野では、時々刻々と変化する生物学的諸変化を固定して、放射線影響を調べる事は殆ど不可能で、またエネルギー依存性の研究も比較的低エネルギー域で研究されてきた。この度、本学で電子リニャックが完成し以上の研究が可能になった事は放射線生物学の発展に大きな寄与をもつものと考えられる。

照射線量の測定

生物学的分野で先ず重要な事は被曝線量をほぼ正確に把握する事で、従来線量の測定は主として電離槽型が用いられて来たが、これは高エネルギー域、及び高線量の測定は不可能である。近年、蛍光硝子線量計が開発されかなりの高線量を、しかも積算値で線量を測定する事が可能となった。しかもRD-I型は径1mm、長さ6mmと云う小さな硝子片を生物体内に直接埋没して測定する事が可能である。これは局所の被曝線量を比較的正確に把握する意味でも有利である。然しながら、本線量計は ^{60}Co の照射用として開発されたもので、高エネルギーの電子線照射の際は適時補正される必要がある。したがって別掲の様、基礎放射線学教室を中心として、生物線量計と対比させながら検討をすすめる、生物照射用のモニターとして十分な性能を有する事が判明した。これは今後の研究をすすめるにあたって、有意義である。

小動物に対する照射の影響

一方、イモリの成体、及び発生途上のウニ卵を用いて生物学的影響を調べた。電子線は毎回60MeVに固定し、Dump magnetを用い線量は照射試料の直下に径5cm、高さ5cmの鉛の円柱を置き、発生する電流により照射条件を設定した。イモリ、ウニ卵とも径2cm、高さ7cmのプラスチック円筒に入れ、5cmの間隔で水中にセットして、水により電子線の吸収により、同時に種々の線量を照射した。五回に渉って種々の線量を照射したが、 $1\mu\text{Coulomb}$ および $0.5\mu\text{Coulomb}$ の照射下のイモリの死亡日数は下表の通りである。

高線量の電子線を被曝したイモリは雌雄とも照射中及び照射後数時間にして死亡するが、運動性の変化等から判断して、恐らく神経系統の障害を受けたものと考えられる。以下線量が少なくなる

照射区	死亡までの日数		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	10日以上
	1	水面下	0cm	○	○					●			●	
2	"	5cm	○				●		○					●
3	"	10cm			○				○			●		●
4	"	15cm							○				●	●

○ 1 μ Coulomb ● 0.5 μ Coulomb

にしたがって、定形的な放射線障害を受けるが、いづれも照射直後に体表から白色の粘液を分泌する傾向がある。

一方、照射直後から斃死する迄の個体を適時、元村の No. 3, No. 5 の固定液及びブアン氏液で固定し、組織学的、及び組織化学的に放射線影響の解析をすすめている。

尚、ウ=卵を用い、発生各期に電子線照射を行い、種々の結果を得ているが、現在試験研究の段階である。

IV-2 60MeV 電子線の生物学的作用の研究

医学部放射線基礎医学

栗冠正利・佐々木俊作

1 60MeV 電子線の照射量の測定

目的 60MeV電子線は我国では始めて得られたものでこれを放射線生物、医学的に利用する場合には照射量(レントゲン)が判ることががぞましい。ICRUの定義によればレントゲン単位Rは3MeV迄のX又はγ線にだけ用いられるので我々はこれに代るものとして蛍光ガラス線量計の読みを取りコバルト60γ線で較正したRを参考にして照射量を表現することにした。

方法 一辺が40cmであるところの亚克力プラスチックの水槽に高さ30cm迄、水道水を満たしその中心に20cm×20cmの正方形の電子線を導き中心軸上にガラスを置いた、ガラスは直径1cmの亚克力円筒に入れ亚克力の支持台上においた。又は深さ20cm、直径15cmのガラス製ビーカーに高さ15cm以上に水を満しその中央を直径5cmのビームを通し中心軸上にプラスチックテープにガラスをつけて照射した。照射後1日以上おいて線量を測定した。ガラスおよび線量計は東芝製品を用いた。ビームの強さは水槽の遠側(水槽から5ないし10cmはなれて)に、前の場合は一辺20cm、厚さ5cmの鉛ブロックを、後の場合には直径5cm、厚さ5cmの円筒形の鉛ブロックをおき電子線がその中に生ずる積算電気をエルドラーのマイクロクーロンμCで読んだ。

成績 数回の成績を一まとめにして図1に示す。半価層は水で約17cmである。ICRP印刷物第4の図7によると60MeV電子の飛程は約200mmの水に相当するので我々の測定は予想より高エネルギー側にある。その理由は我々のビームのエネルギーがよく揃っている(単色に近い)ためではないかと考えている。

2 センチクハエ成虫の 寿命短縮

目的 昆虫成虫には増殖性の身体細胞はない。従って組織のおきかえによる「回復」現象はなく、照射作用は蓄積して全般的な寿命の短縮をおこす。しかもその反応は線量に比例的である。従って

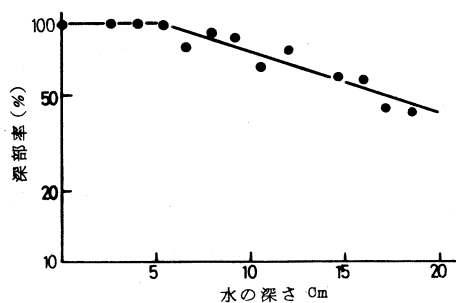


図1 60MeV電子線の深部率(水中)

成中寿命短縮現象は大線量照射の定量的反応として具合がよい。従来知られている50keV X線作用と60MeV電子線作用を比較し電気量 μC 照射量Rの経験的対応をみるのが目的である。

方法 垂直ビームを鉛コレクタ(直径5cm, 高さ5cm)に入れ, コレクタの上に直径5cm, 厚さ1.5cmのボール箱をおきその中に羽化第0日の成虫をおいて1回照射し, その後は普通の如く雌雄を分けて2匹ずつガラス管に納め5%砂糖水を与え27°Cの定温槽に飼育し, 集団の余命を形の如く統計的に取扱った。

成績 簡単のため図2に平均寿命と危険率5%の95%信頼限界を示す。参考のために50keV X線による寿命損失と照射量の関係を併合して図示しておく。視察によれば指数的減少部分の寿命減少平均照射量(e^{-1} ドーズ)は60MeV電子線では約43 μC , 50keV X線では約30kRである。

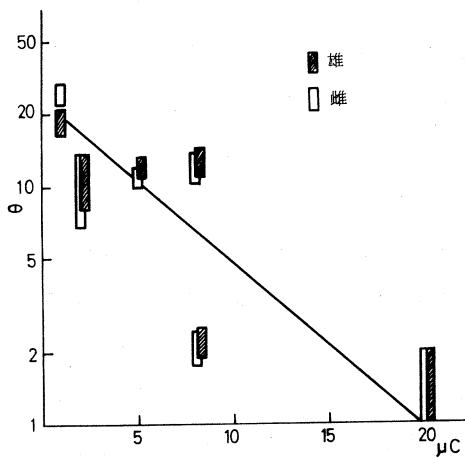


図2a 60MeV電子線照射をうけたセンチニクハエ成虫の平均寿命

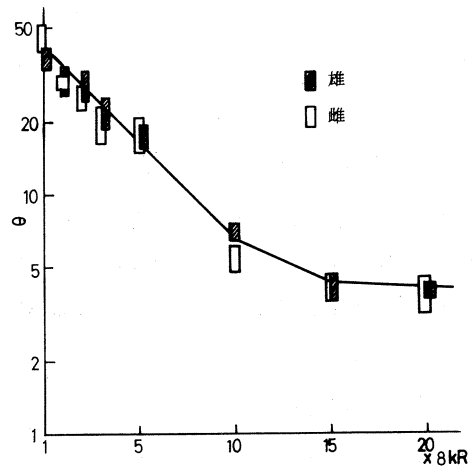


図2b 50keV X線照射をうけたセンチニクハエ成虫の平均寿命

3 二十日鼠の超急性放射線中毒死亡時間測定

目的 10^4 rads (1 radは100エルグ/gという放射線の吸収線量単位) 以上を全身又は頭部に受けると「中枢神経死」を遂げることは知られている。我国では竹下, 藤井がコバルト 60 r 線を照射した二十日鼠で $10 \times 10^4 \text{ R}$ で 72 ± 4 分で死亡した報告を出している。超急性放射線死はおそらくその原因が脳幹部の機能障害にあると思われるのではじめに照射量と生存時間の関係を確立したのち症状を記録することから始めたい。

方法 dd二十日鼠をプラスチック円筒に入れ12匹を一組として $20 \times 20 \text{ cm}$ ビームにあて

る。照射開始後死亡迄の時間をはかる。簡単のため照射量一生存時間曲線を図3に示す。生存時間は200 μ Cでは約5分, 100 μ Cでは約25分, 50 μ Cでは約4.7時間である。この値を竹下と藤井のコバルト γ 線照射と対照すると100 μ Cは約85kRに対応する。kR/ μ Cの値は二十日鼠とセンチクハエで一桁違う。違う理由は

理由は

- (1) 鉛コレメタの大きさの違いによるはかり違い。
- (2) 50mg程度のカエと20gの鼠の体内における電子線の平衡の違い。
- (3) 生物測定法に違う不確かさ

を考慮することができ、それぞれの点について検討を加えている。

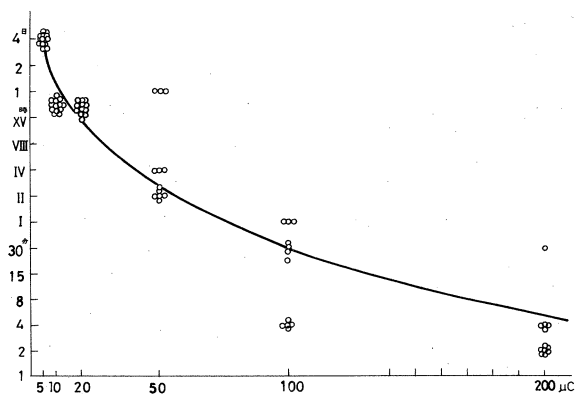


図3 d.d 二十日鼠生存時間と照射量

山忠モノ・オフセット納
電 仙台 25-0320