



Title	Ag110mの崩壊に伴う β 線 γ 線の分析
Author(s)	加藤, 敏郎
Citation	大阪大学, 1960, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2415
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

Ag^{110m} の崩壊に伴う
β線 γ線の分析

大阪大学 大学院理学研究科
博士課程、原子核宇宙線学専攻

加藤 敏郎

(2)

要約

Ag^{110m} の β 線と γ 線を二方向収斂性 β 線スペクトロメーターと $4'' \times 4'' \text{ NaI(Tl)}$ を用いたシンチレーションスペクトロメータで測定した。

β 線スペクトロメーターでは β 線スペクトルと内部転換電子のスペクトルを測定した。測定した β 線スペクトルの Kurie 図 (Kurie plot) を分析して β 崩壊の最大エネルギーを求めた。 Ag^{110m} の崩壊に伴う β 線は 4 本あり、その最高エネルギーは $\sim 84 \text{ kev}$, 530 kev , 2140 kev , 2870 kev であった (第 3 表 参照)。

γ 線のエネルギーは 内部転換電子のエネルギーから求めた。得られた γ 線エネルギー $E\gamma$ は 115 kev , 446.2 kev , 618.9 kev , 657.7 kev , 676 kev , 688 kev , 707.2 kev , 745.1 kev , 764.3 kev , 815.3 kev , 884.6 kev , 936.8 kev , 1382 kev , 1474 kev , 1504 kev であった。

この中で 688 kev の γ 線は新しく見出されたものである。この他の γ 線も $E\gamma$ の精度が上がりて崩壊図 (decay scheme) の組み立てに有効な資料をえた。

これ以外に 86 kev , 434.7 kev , の γ 線が測定されたが Ag^{110m} から放射されるものかどうかは不確定である。(第 4 表)

γ 線の多重極性 (multipolarity) は 内部転換電子の $K/L+M$ 比, 及び K 電子転換係数 α_K を測定しこれを M.E. Ree の計算値と比較して求めた。(第 5 表)

シンチレーションスペクトロメータでは γ 線の加算ビーグ (sum peak) の測定をした。得られたスペクトルの中 K 読められる加算ビーグは 1104 kev , 1380 kev , 1540 kev , 2040 kev , 2160 kev , 2270 kev , 2480 kev , 2930 kev であった。(第 6 表)

γ 線エネルギー, β 線最大エネルギー, 加算ビーグエネルギーを用いて Ag^{110m} の崩壊図を作った。 $K/L+M$, α_K を求めて γ 線の多重極性及び Ag^{110m} , In^{110m} のスピンの値を用いて Cd^{110} の励起準位のスピン, 偶奇性をきめ

た。1474 kev の準位は 2^+ , 2479 kev の準位は 6^+ , とさ
められた。又 2218 kev の準位は 3^+ か 4^+ と考えられる。この
崩壊図によれば Cd¹¹⁰ の崩壊起準位には 集団模型の
振動準位があらわれてゐると考えられる(第17図)

1. 序論

1.1 中重核の一般的な性質

近年原子核に関する知識は実験技術の進歩に伴って急速に増大し、核構造の方でいろいろの事がわかつて来た。特に比較的軽い核、及び鉛の近くでは殻構造模型が相当な成功をあげ、又ヨウ素以外の比較的重い核では集團模型の迴転準位があらわれた事が知られてる。

それと比べて質量数 $A = 100$ の近くの核（以後中重核と言う）に亘っては近頃まであまり注釈した事はわかつてない。

Scharff-Goldhaber and Werner¹⁾ 及び Way, Kundu, McGinnis and van Lieshout²⁾ は実験の資料を整理して偶-偶中重核（Way 等²⁾によれば陽子も中性子も共に偶数個を有し、しかも中性子数 n が $22 < n < 90$, $114 \leq n \leq 134$ の領域にあるもの）には次の様な特徴的な性質がある事がわかつて指摘した。

i). 基底準位は 0^+ 、第一励起準位は 2^+ 、第二励起準位は僅かの例外を除いて 2^+ か或いは 4^+ のスピニ・偶奇性を持つ。

ii). 第二励起準位のエネルギー E_2 と第一励起準位のエネルギー E_1 の比 E_2/E_1 は最大で 2.5 である。

iii). 2^+ の第二励起準位からの転移は大部分 $E2$ 転移である。第一励起準位及び第二励起準位からの転移の行列要素は單独粒子模型で計算した場合よりも大きい。

iv). 2^+ の第二励起準位から基底準位への直接転移は同じ準位から第一励起への転移よりも転移の確率は小さい。その際直接転移は 2^+ から 0^+ への転移で純 $E2$ 転移をし、第二励起準位から第一励起準位への転移は $E2$ 転移に $M1$ 転移が僅かにから混じつたものであるが

これらのE2部分の行列要素の比 $E2(\text{直接転移})/E2(\text{第二から第一})$ は数% かそれ以下である。

v). 第二崩壊起準位と第三崩壊起準位は他の準位間隔に比べて非常に近接して存在し、一方が 2^+ で他方が 4^+ である。

vi) クーロン崩壊起の実験によれば第一崩壊起準位から基底準位への転移は単独粒子模型による計算よりも $10 \sim 20$ 倍早い。

この様な諸性質は殻模型及び集團模型の迴転模型準位の考え方では説明が困難である。

例えば殻模型によれば次の様な困難がある。

iii). 転移のあこる準位間のスピニの変化が1か又はそれ以下で、兩準位のスピニの和が2か又はそれ以上の場合に偏奇性に変化がなければ、M1もE2もあこる可能性がある。しかしの場合に殻模型によればM1の方がE2に比べて10倍及至り $1/1000$ 倍も行列要素が大きいと考えられる。³⁾しかしながら $T_{e^{122}}$ では 2^+ の第二崩壊起準位から第一崩壊起準位への転移に於いて $(M1 \text{ の転移確率})/(E2 \text{ の転移確率})$ の実測値は約0.1である。^{4), 5)}

これは殻模型では説明がつかない。

又、Way算²⁾によれば γ 線の相対的半減期 L を考えると中重核の L は殻模型で計算した L_s に比べて $L/L_s \approx 0.04$ である。

$$\begin{aligned} \text{但し } L \text{ は } L &= \tau A^{2\ell/3} E^{2\ell+1} && : (\text{電気的転移に対する}) \\ &= \tau A^{(2\ell-2)/3} E^{2\ell+1} && : (\text{磁気的転移に対する}) \end{aligned}$$

である。ここで τ は γ 線の転移寿命、 A は質量数、 ℓ は多電度、 E は γ 線のエネルギーである。

iv). γ 線の転移確率はエネルギーに対して $E^{2\ell+1}$ の比例關係にある事が殻模型からはみだされる。従つ同一準位から出る γ 線の多重極性が同じ場合にはエネルギーの大き

い方が転移確率は大きい。中重核では 2^+ の第二励起準位は第一励起準位の大体2倍のエネルギーである。従つて転移が $E2$ の場合には第二励起準位から第一励起準位への転移に比べて第二励起準位から基底準位への直接転移の転移確率は32倍大きい筈である。ところが中重核ではこの比は大体同じか或いは第二準位から第一準位への転移の方が強い位である。

次に集團模型の迴転準位で説明がつくかどうか考えて見る。
i) 回転準位があらわれる領域では第二励起準位は3倍 2^+ である。

ii). 集團模型の回転準位の特徴としてあげられるのは低い所にある準位のエネルギーが

$$E = \text{const. } I(I+1)$$

である事である。事実質量数 A が $150 < A < 185, A > 225$ の領域では準位のエネルギーの間の関係がこれで説明出来た。今この関係式を用ひると 2^+ の第一励起準位と 4^+ の第二励起準位の間のエネルギーの比は $1:3.3$ となる。第一励起準位が 2^+ である限りは第二励起準位には 2^+ はあらわれない事になる。しかし中重核ではこの比は $1:2$ となっているし、又 1 はしば 2^+ の第二励起準位がこのエネルギーの近くにあらわれる。

iii). $L/L_s \approx 0.003$ の関係が回転準位があらわれる領域の原子核について成立していふ。

この様に準位エネルギーの関係、その他の性質が中重核と回転準位の領域の核とは異なるのである。

Scharff-Goldhaber and Werner¹⁾は以上の事実を説明する為に弱結合集團模型の表面振動の考え方を用いた。彼等の考え方を説明する前に次に予め集團模型の要領を

紹介する事にする。

1.2 原子核の集團模型^{*}

Mayer, Jensen はいわゆる“魔法の数”を持つ原子核の性質に目をつけ、原子核の殻構造模型を提唱した。それは核内の核子の運動が一体ポテンシャルの中での自由粒子の運動として記述されるとした考え方である。その際級等はポテンシャルとして球対称のものにスピン軌道相互作用の項を加えたものを用いた。それは原子核の形は比較的球対称に近いものと考える事による。しかしながら原子核の形が球対称でなければならぬとする先天的な要請は無むなし、又実際にポテンシャルとしてもつと一般的なものを考へればむしろ歪んだ形の方が安定である事が示される。この場合に原子核の形が歪んでいるので外部から核を見た時に核全体の運動を観測する事が出来る。この集團運動の模型の考え方があらわれる。

a) 集團模型の回転運動

集團模型の成り立つ領域では核子は前述の球対称ならずのポテンシャルの下に運動し、そのための軌道はいわゆる Nilsson の圖で示される軌道に下方から核子を加へ、順次つまつて行く。それ等の核子の持つ全エネルギーを核の歪みを示す量 δ の函数として計算する事が出来る。

この全エネルギーが最小になるとそれがその原子核の安定な状態である。 δ は一般には 0 ではない。

原子核の安定した状態といえ歪んだ形となつた時以下、この核は軸対称構内体としての回転運動を示す。その時全体を記述するハミルトニアは

$$H = H_{\text{int}} + H_R \quad (1)$$

とあらわされる。Mayer 等の模型では球対称の為に H_R を非常に小さいとしたものである。但しここで H_R は回転運動、

*) こゝでは集團模型の話の要旨を述べる。詳しくは原子核構造論の教科書、例えば Moszkowski の書(参考文献 5)を参照されたし。

H_{Intr} は最後に 1 回だけ残った粒子を記述するハミルトンである。この粒子の角運動量を \vec{j} , 全角運動量を \vec{I} , 夫々の原子核に固定した座標の第3軸に対する成分を j_3, I_3 とすると

$$H = H_{\text{Intr}} + \frac{\hbar^2}{2g} [(I^2 + j^2) - (I_3 - j_3)^2] + \frac{\hbar^2}{2g} [-2 \vec{I} \cdot \vec{j}] \quad (2)$$

となる。この時運動函数は

$$\Psi = \left(\frac{2I+1}{8\pi^2} \right)^{1/2} X_\alpha^I(r) Q_{MK}^I(\theta_i) \quad (3)$$

である。但し M は \vec{I} の空間座標軸の z 軸に対する成分 K は核の対称軸方向の \vec{I} の成分, α は最後の粒子の核の対称軸方向の角運動量の成分, r はそれ以外の最後の粒子の量子数 θ_i は Euler 角, Q は運動をあらわす行列で $H_R K$ に対応する。
 χ は H_{Intr} K に対応する。

これらの式から計算される準位のエネルギーは

$$E_I = E_0^K + \frac{\hbar^2}{2g} \left\{ I(I+1) + a(-1)^{I+\frac{1}{2}} \left(I + \frac{1}{2} \right) \delta_{K,\frac{1}{2}} \right\} \quad (4)$$

である。 E_0^K は量子数 K を持つ軸対称橋脚体の内部エネルギーである。但し今の場合最後の粒子の持つエネルギーは考へない事にする。又 K の異なる準位は K の同じ $\pm \frac{1}{2}$ と K と比べて相当は分かれ、偶-偶核では $I = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$ の状態のみが許され、基底状態からのエネルギーを計算すれば第二励起準位はスピノン 4 の準位であってそのエネルギーは第一励起準位の $10/3$ である事がわかる。

γ 線の転移確率は

$$T(L) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\Delta E}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(L) \quad (5)$$

である。 L は γ 線の多極性, ΔE は準位間のエネルギー差, $B(L)$ は核構造に關係した行列要素である。

この $B(L)$ の所に集団模型の運動函数が入つて来る場合殻模型で与えられる $T(L)$ とは異なる値を示す。又この量

を計算する事により、線の転移の K 遷移律が生じた。

しかしながらこの模型では(4)で与えられる様に第二励起準位のエネルギー E_2 は第一励起準位のエネルギー E_1 の $10/3$ である。中重核の場合の 2.2 keV は明らかに $K = T_{\bar{F}3}$ 。

b) 表面振動。

a) で述べた事は核子を Nilsson の図に従って下から上へ行くことによつてその数として核のエネルギーを計算し、それによつて核の安定な状態を求める事であった。

しかしながら必ずしも安定な状態がその数として与えられるとは限らない。

この場合には原子核は比較的とり易い状態を次々に移り変つて行くいわゆる振動がある。

この模型に用いては前に述べた様に資料が不足してはっきりした事はわかつてないが、大体の話は次の様である。
この場合に原子核は表面振動をする。この振動の固有エネルギー $\hbar w$ は

$$\hbar w = \hbar \sqrt{\frac{C}{B}} \quad (6)$$

である。ここで C は復元力常数であり、B は実質的質量をあたえる。⁶⁾

又、準位のエネルギーは

$$E_N = \hbar w \left(N + \frac{5}{2} \right) \quad (7)$$

である。N は表面振動を量子化して得られる量子数である。即ち振動子 (phonon) の数をあらわす。振動子は正の偶奇性をもつ。このスピノンは 2 である。従つて $N=0$ では $I=0$ であり $N=1$ では $I=2$, $N=2$ では $I=0, 2, 4$ の状態がある。従つて存在し、 $N=3$ では $I=0, 2, 3, 4, 6$ の状態がある。従つて存在し、 $N=4$ では $I=0, 2, 4, 6, 8$ の状態がある。従つて存在し、 $N=5$ では $I=0, 2, 4, 6, 8, 10$ の状態がある。従つて存在し、 $N=6$ では $I=0, 2, 4, 6, 8, 10, 12$ の状態がある。従つて存在し、 $N=7$ では $I=0, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14$ の状態がある。従つて存在し、 $N=8$ では $I=0, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16$ の状態がある。従つて存在し、 $N=9$ では $I=0, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18$ の状態がある。従つて存在し、 $N=10$ では $I=0, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20$ の状態がある。

あらわれる事も推測され。この場合 K は $E_2/E_1 = 2.2$ あり。中重核の場合の 2.2 とよく一致しているが尚若干の相違が見られる。

Scharff-Goldhaber and Werner¹⁾ はこの様な原子核の表面振動の考え方を採用し更に一体粒子的な発起を考へ、その振動として $E_2/E_1 = 2.2$ をあたえようとした。彼等の理論ではこの事はよく説明したが 0^+ 及び 3^+ の準位は高い値に E_2 である。

Wilets and Jean²⁾ は核は常に有限な歪を持ち、梢円形として取扱うあらゆる形をとるものと考へた。この考へでは 0^+ や 1^+ や 2^+ と 4^+ の幅過かとされる。

これ等の考え方には様にエネルギー間隔、スピニ等比較的よく中重核を説明するものであるが、理論の不備、実験結果が不充分である事の為に今後改良されるべきものである。

尚書き落としたが第二発起準位から基底準位への転移が第二準位と第一準位間の転移に比べて確率が小さい事も振動子(phonon)が 2 回度の転移に比べて 1 回度の転移の方がおこりやすいと考える事によつて理解される。

その他に最近の理論では Davydov and Fillipov³⁾ の理論がある。彼等は軸対称以外の梢円形を考える事によつて核が剛体的でない回転運動をする場合でもこれらの振動による準位を導き出し得る事を示す試みをしている。又、田村等は表面振動の考え方を更に改良する試みを行つた。

さて振動準位の考え方で最も特徴的なのは発起エネルギー E が $2.2 E_1$ の値をとるところの近くに非常に近接して 0^+ , 2^+ , 4^+ のスピニ、偶奇性を持つ準位が存在する事である。所が今まで 0^+ があらわれたのは Pd^{106} , Cd^{114} の原子核のみである。しかし「さがら」の表はこの附近の原子核に

関する知識が少い事を考慮に入れ、はあまり心配したことではないかも知れない。Motz⁹⁾は原子炉からの中性子を用いた Cd¹¹⁴ の中性子捕獲後の 8 線の観測をして始めて $E = 2.2E_1$ のエネルギーの近くに $0^+, 2^+, 4^+$ のスピニ・偶奇性を持つ準位を見出した。これは現在のことごろ唯一の $0^+, 2^+, 4^+$ の 3 つの資料 (Pd¹⁰⁶ は 0^+ と 2^+ のみ) であるが振動準位の考え方を支持するものである。

Ag^{110m} は β 崩壊をして Cd¹¹⁰ へ転移をする。これは Cd¹¹⁴ に比べて中性子数が 4 少いだけであるから似た様な性質を持つ事が期待される。

以上の様な理由と更に Ag^{110m} に関する不明確な点を調べる目的でこの実験を計画した。

1.3. Ag^{110m} の問題点

Ag^{110m} は Siegbahn¹⁰⁾ が初めて β 線スペクトロメーターを用いて分析した。彼は 10 本の γ 線と 4 本の β 線を見出した。その後 Cork, Rutledge, Branyan, Stoddard, Childs and LeBlanc¹¹⁾ は更に多くの γ 線を見出している。Knipper¹²⁾ はこれらの資料に基く角度相関の実験を行って Siegbahn によって提案された準位のスピニ・偶奇性を決定しようとしました。

Sakai, Ohmura and Momota¹³⁾ はシンチレーション計数管を用いて 8 線の発生関係と角度相関によくスピニ・偶奇性を決定しようと。その他に Azuma¹⁴⁾ は β 線の Kurie 図の分析から Siegbahn が見出した以外に γ 線の成分があると報告している。

最近に至り Funk and Wiedenbeck¹⁵⁾ は Siegbahn の崩壊図に疑問を持ち新しい崩壊図を考えてこれに基く角度相関の実験をおこなっている。又 Taylor and Scott¹⁶⁾ はシンチレーションスペクトロメーターの加算法と同時に放電計数法を用いて崩壊図をきめて。Taylor and Frisken¹⁷⁾ は

これに基準角度相関法でスピン・偶奇性をきめている。その他に Djelepow and Zhukovsky¹⁸⁾ はコンピューターフローティングを用いて γ 線のエネルギーと強度を直接測定している。又 Ag^{110m} のスピントル磁気共鳴法で 6 ときめられて¹⁹⁾ いる。

以上の実験及び他の実験結果は第一表 A, B, C に示す。又 Siegbahn, Carl, Djellepow, Wiedenbeck, Taylor によつて 提出された崩壊図は第一図 A, B, C, D, E, F に示してある。

この様に最近集団模型の振動準位に因連して急速に中重核に重心が集つて来たが、しかし Ag^{110m} を用いてシングレーションスペクトロメーターによる角度相関の実験が大部分である。しかしながらこの原子核は γ 線の数が多く、そのためシングレーションスペクトロメーターの様に分解能の良くない装置では不明確な点が入る恐れがある。又現在までにまだ解決されていない問題もある。次にこれらの問題点をあげておく。

i) Ag^{110m} から Ag^{110} の基底準位へ行く異性体転移は 116 KeV と報告されている。かかる前に Siegbahn その他の人々による崩壊図の Cd^{110} の準位エネルギーを計算し、これと β 崩壊のエネルギーを組み合わせてみると、約 1 回のエネルギー差は約 135 KeV となる。従つて Ag^{110} の異性体の準位と基底準位との間には 20 ~ 30 KeV 程度の準位があるかも知れない。

ii) 上の理由から異性体転移の多重極性に基づいて決定した Ag^{110m} の偶奇性(スピントル磁気共鳴法による)は根據が弱くなつた。同時にこのスピントル磁気共鳴法による禁止度を用いて決定した Cd^{110} のスピントル磁気共鳴法による

iii) Cd^{110} の崩壊図と第一圖のどれをとっても γ 線の強度の間の關係に矛盾を生ずる。即ちある準位へ来る γ 線

の強度の値和とその準位から出るα線の強度の値和がβ線を考慮に入れても一致しない実がある。特に 1473 kev の準位に来るα線とそこから出るβ線の最大値がある。

- iv) どの他 K スピニ、偏奇性が完全決定されていない準位がある。
- v) 936 kev の α 線の多重極性がまだはつきりしまってない。
- vi) 1473 kev の準位は T-ロン腐か起きて報告されているが核分光学的には Djelopow と Wiedenbeck の資料があるだけである。更に詳しく調べる必要がある。又その附近 K $0^+, 2^+, 4^+$ の準位があるかどうか。
- vii) 角相角できめたスピニの値は分解能が一貫していないので確かめておく必要がある。
- viii) 崩壊図に諸説があり未だ確定していない。

以上の様に残された問題がある。この点を解決し又は確認する為に高分解能を有する二方向収斂性 β 線スペクトロメーターを用いて α 線の精密測定を行い又内部転換係数を求めて α 線の多重極性をきめて崩壊図を決定する為にこの実験を行つた。その他にこの実験では $4'' \times 4''$ の NaI(Tl) の結晶を用いて加算ビーグ法により求めた資料も用いた。

第1表 (A)

1. Ground state decay (Ag^{110})

第1表 (B)

2. Meta stable state decay (Ag^{110m})

spin J	b_1 , (atomic beam technique $K=3$) ⁽⁹⁾																					
half-life	252.5 day ⁽²⁸⁾																					
β^- ray (maximum energy)	<table> <thead> <tr> <th></th> <th>MeV</th> <th></th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>β_1 0.087</td> <td>61 %</td> <td>⁽¹⁰⁾</td> </tr> <tr> <td>0.080</td> <td>36 %</td> <td>⁽¹⁴⁾</td> </tr> <tr> <td>β_2 0.314</td> <td>11 %</td> <td>⁽¹⁰⁾</td> </tr> <tr> <td>β_3 0.530</td> <td>37 %</td> <td>⁽¹⁰⁾</td> </tr> <tr> <td>0.530</td> <td>51 %</td> <td>⁽¹⁴⁾</td> </tr> <tr> <td>0.536</td> <td>43 %</td> <td>⁽²²⁾</td> </tr> </tbody> </table>		MeV		β_1 0.087	61 %	⁽¹⁰⁾	0.080	36 %	⁽¹⁴⁾	β_2 0.314	11 %	⁽¹⁰⁾	β_3 0.530	37 %	⁽¹⁰⁾	0.530	51 %	⁽¹⁴⁾	0.536	43 %	⁽²²⁾
	MeV																					
β_1 0.087	61 %	⁽¹⁰⁾																				
0.080	36 %	⁽¹⁴⁾																				
β_2 0.314	11 %	⁽¹⁰⁾																				
β_3 0.530	37 %	⁽¹⁰⁾																				
0.530	51 %	⁽¹⁴⁾																				
0.536	43 %	⁽²²⁾																				
γ ray energy	<p>$\text{Ag}^{110} K=3 \pm 9$ ⁽¹¹⁾</p> <p>0.1161</p> <p>0.116 $K/L.M = 1.07$⁽²²⁾</p> <p>" $= 1.3$⁽¹⁰⁾</p> <p>" $= 1.2$⁽¹⁴⁾</p> <p>$\text{Cd}^{110} K=3 \pm 9$ 次表(第1表(c)) K示す。</p>																					

* : a KE K isomeric transition の値 K 第1表(A) K
示し K β transition ± 3 .

第1表 (C)

3. γ rays (Cd^{110} に属す 3 つ)

測定者	Siegbahn ⁽¹⁰⁾		Cork et al. ⁽¹¹⁾		Dzalepow et al. ⁽¹²⁾		Wiedenbeck et al. ⁽¹³⁾	
	$E\gamma$	rel. int.	$E\gamma$	rel. int.	$E\gamma$	rel. int.	$E\gamma$	rel. int.
			437.5	W				
			446.0	M				
			471.0	W				
測定者			498.9	W				
ray energy			541.5	W				
			575.2	W				
γ			619.0	M			617	
	656	S. 100	657.0	S	656	100	657	
intensity	676	W.	677.0	M	681	13	679	
	706	W.	705.2	M	706	18	705	
			722.6	W				
					743	6	741	
	759	W.	763.7	M	764	23	764	
	814	U.W.	817.4	W	818	9	814	
	885	S. 81	884.1	S	884	75	884	
	935	M. 31	937.	M	936	32	937	
	1385	M. 33	1384.	W	1384	28	1383	
					1487	6	1473	
	1516	M. 17	1504.	W	1506	15	1504	
					1568	1.3		

註; V.W. is very weak, W is Weak, M is Medium, S is Strong a

B. i. intensity の程度をあらわす。

2. 実験装置と放射線源

測定に用いたのは β 線スペクトロメーターとシンチャレーションスペクトロメーターである。 β 線及び内部転換電子の測定には二方向収敛性 β 線スペクトロメーターを用い、 γ 線の測定には $4'' \times 4'' \text{NaI(Tl)}$ のシンチャレーションスペクトロメーターを用いた。

2.1 二方向収敛性 β 線スペクトロメーター

β 線の測定には普通は電磁石を用いたスペクトロメーターが用いられる。それには多くの人によっていろいろの型のものが発表されているが大別すると平面型 (flat type) と螺旋型 (helical type) の二種類に分類される。大阪大学では加藤、国府、能沢、吉沢²⁹⁾によつて平面型に属するものが建設された。この特徴は磁場の強さに変化を有して二方向に収敛性をあたえてゐる事である。通常、二方向収敛性 β 線スペクトロメーターと呼ばれている。

この特徴の為に分解能を落さないで明瞭さが増加し従つて弱い β 線や γ 線の内部転換電子の精密な測定が可能になつた。

a) スペクトロメーターの概略

このスペクトロメーターの磁場は電子の回転面上で回転の中心からの距離^{30), 31)}によつて次の式であたえられる磁場の強さを持つている。

$$H(r, \theta) = H_0 \left\{ 1 - \alpha \left(\frac{r-a}{a} \right) + \beta \left(\frac{r-a}{a} \right)^2 + \dots \right\}$$

z 軸に対しては磁場の強さは対称である。この式で a は平均の回転半径、 α, β は適当に定められた常数で、 α の値によつてスペクトロメーターの特性がきまる。

γ 方向の収敛度と β 方向の収敛度が同一度にある為

K は $\alpha = \frac{1}{2} K$ とらなければならぬ。

β に關しては次の二つによつて收斂の細かい性質が變るが、大阪大學では二方向の電子ビームの核が α が分解能に無關係になる様にする為に $\beta = \frac{3}{8} K$ とした。

a の値は經濟的な要求と必要とする分解能、明るさを考慮に入れて $a = 40 \text{ cm}$ K とつてある。尚、このスコットローメーターでは線源から出去る電子は $\sqrt{2}\pi$ の回転角をまわつたところまで收斂する。

電磁石の断面図及び平面図は第2圖に示してある通りである。真空管の中には電子の散乱を防ぐ為にバッフルが 6 枚入れてある。

b.) 磁場の特性

電流と磁場の關係及び磁場のY方向の分布状態は強度計で測定した。第3圖は電流と磁場の比例關係が 1% 以内の誤差で成立している事を示す。更にこの事を確認する為に Braggerly, Marnier, Baehn, DuMond によりエネルギーの精密測定がなされていて Ir^{192} ($E_r = 205 \text{ kev} \sim 604 \text{ kev}$) の内部転換電子スペクトルの測定を行つた。その結果は第4圖及び第2表に示されてゐる通りである。

第2表

E_r kev	内部転換電子のエネルギー kev	運動量(Bp) gauss-cm	ボテンショメーター	$\frac{B_p}{ボテンショメータ}$
205	131 (K電子)	1300.6	0.24765	5251.8
316.5	238.1 (K電子)	1827.0	0.34515	5293.8
467	389 (K電子)	2473.9	0.46829	5282.8
467	353 (L電子)	2730.9	0.51661	5286.2
604	526 (K電子)	3009.9	0.56847	5294.7

この結果大体 $\frac{1}{1000}$ 以内の誤差で比例關係が保たれて

いふ事がはつきりした。

中央面(median plane)上の+Y方向の磁場も測定したが第5圖に示してある様に設計($\beta = \frac{3}{8}$)から若干ずれていふ事がわかった。実際に内部転換電子スペクトルを測定してY方向のビームの拡がりが分解能に關係している事が認められた。しかし使用する際にはこの事を考慮に入れてスリットを調整すれば使用上さしつかえない事がわかった。現在は分解能 $\frac{\Delta P}{P}$ は Cs^{137} の内部転換電子スペクトル線の測定で 0.17% 程度実現出来る事が確認された。通常は 明るさとの關係で 0.3 ~ 0.7% 程度で使用している。

c) バッフル(baffle)

電子の散乱を防ぐ為にバッフルが入れてある。この効果を調べる為に P^{32} (許容転移型), Y^{60} (單一第一禁止転移型), Sr^{90} (單一第一禁止転移型)の β 線スペクトルを測定した。

結果は第6圖 A, B, C. に見られる様にこれらのスペクトルの Kurie 圖(Kurie plot)には殆どずれは認められない。従つて測定の誤差を考慮に入れてもし散乱があったとしてもそれは主たるスペクトルの $\frac{1}{5000}$ 以下であると考えた。但し P^{32} の低エネルギー部分があがるのには P^{33} の成分が混在している為である。

d) 計数管

β 線スペクトロメーターに用いた計数管は市販の G-M 計数管と自作の G-M 計数管を併用した。市販品は密度が $2 \sim 3 mg/cm^2$ の雲母で密によく吸收の影響は電子エネルギーが 300 KeV 以下の場合にあらわれた。

自作品は密にアルミニウムを真空蒸着させた $0.8 mg/cm^2$ のマイラーの膜が用いてある。吸收は 100 KeV 以下である。市販品は高エネルギー用、自作品は低エネルギー用に使用した。

2.2 ギガスペクトロメーター

ギガスペクトロメーターを用いた。加算ビーク (summing peak) をとる時は放射線源と NaI(Tl) の結晶の距離は 1 cm, 單純スペクトルをとる時は 40 cm 離して測定した。その他に RCL-256 4μm 波高分析器を使用した。

2.3 放射線源

$\text{Ag}^{110\text{m}}$ の放射線源は Oak Ridge から輸入したものを利用。 β 線用の放射線源はアルミニウムを真空蒸着でつけた 0.8 mg/cm^2 のマイラーの膜の上にインシュリンを用いて附着させた。

放射線源の大きさは幅が 5 mm , 長さは約 20 mm である。その化学的な形は AgNO_3 の硝酸溶液となっていたものを使用した。ギガスペクトル用の放射線源は同じものをマイラーで包んで放射線源そのものが外にもれることは無い様にして用いた。

3. 測定結果

3.1 β 線スペクトル

β 線スペクトル及び内部転換電子は二方向収斂性 β 線スペクトロメーターで測定した。

測定の際の分解能 $\frac{\Delta E}{E}$ は 0.6 % であった。磁場の補正是次の様にした。主として Cs^{137} ($E_\gamma = 661.6 \text{ kev}$)³³⁾ 及び Co^{60} ($E_\gamma = 1.173 \text{ Mev}$, 1.333 Mev)³⁴⁾ の内部転換電子を用いて $\text{Ag}^{110\text{m}}$ の内部転換電子スペクトル線の中で強いもの ($E_\gamma = 657.7$, 884.6 kev , 936.8 kev) を測定した。次にこの強いスペクトル線を補助基準線として弱いスペクトル線の補正をした。

測定は内部転換電子スペクトル線の数が多いので数回くりかえしておこなった。全体のスペクトルは第 7 図にある。

β 線の測定は低エネルギー成分と高エネルギー成分にわけておこなった。測定の際の統計誤差は両成分ともスペクトル中の最も強度の強い点で 1% である。その為には高エネルギー成分の測定には 1 時間あたり $80 \sim 100$ 分の時間をかけている。高エネルギー成分の運動量スペクトルは第 8 図、Kurie 図は第 9 図に示してある。この Kurie 図によれば許容転移型を示す β 線スペクトルが少くとも本あり更に $E_{max} \sim 1400$ kev 附近のエネルギーをもつ β 線がある様に思われるがしかし ~ 1400 kev の β 線は測定誤差が少いのはつきりした事はわからぬ。尚この運動量スペクトルは内部転換電子の強度測定の際にも強度の下地 (background) を算出する基礎とした。

低エネルギー成分の運動量スペクトルは第 10 図 K. Kurie 図は第 11 図に示しておく。東⁽⁴⁾の報告した $E_{max} = 314$ kev の β 線については存在する様に思われるが放射線源の特性が良くなかったのでつきりたしかめる事は出来なかつた。又 $E_{max} \sim 84$ kev の β 線は最高エネルギーの附近に内部転換電子スペクトル線がある事と計数管の窓の吸収の影響が 100 kev 以下ではあらわれる事の為にはつきりした測定をする事は出来なかつたがしかしその値に近い最高エネルギーの β 線が存在する事は確実である。確認された β 線の最高エネルギー及び相対強度は第 3 表に示される通りである。

第 3 表

最高エネルギー (E_{max})	相対強度	存在の確実性
β_1 ~ 84 kev		確実
β_2 530 ± 5	100 ± 1	"
β_3 2140 ± 80	0.6 ± 0.2	"
β_4 2870 ± 10 ~ 1400	4.3 ± 0.3	"
340 ± 20		不確実

3.2 内部転換電子

Ag^{110m} の内部転換電子は β 線の場合と同じ様にして測定した。分解能 $\frac{\Delta P}{P}$ は 0.6% であったので K 電子スペクトル線と $(L+M)$ 電子スペクトル線は分離する事が出来て K 電子の相対強度と $K/(L+M)$ 比の値を求める事が出来た。得られた運動量スペクトル中で最も多くスペクトル線が集つている部分を第 12 図に示す。Dzalepow¹⁸⁾ が初めて報告した 1484 kev の転移 K 相当する内部転換電子スペクトル線も第 13 図に示される様に存在する事が確認された。組しこのスペクトル線から計算した β 線のエネルギー E_β は $1474 \pm 4 \text{ kev}$ である。

$E_{e^-} = 650 \text{ kev}$ の内部転換電子スペクトル線は他のスペクトル線及び装置の分解能を考慮すると若干、線の幅が $\sim 3\%$ がっている。又高エネルギー側に段がついている。そこでこのスペクトル線は複合線であると考へて近くにあるスペクトル線の形に基いて第 14 図に示される様に分解を試みた。その結果 3 本の内部転換電子スペクトル線で構成されている事がわかった。

この 3 本は周囲の他のスペクトル線を考慮して $E_\beta = 676 \text{ kev}$ の K 電子線, 657.7 kev の転移の $(L+M)$ 電子線, 688 kev の K 電子線とさめられた。この中で $E_\beta = 688 \text{ kev}$ の転移は今までに報告されていなかったもので崩壊図の中の強度の關係の矛盾をなくす事が出来るものである。これらのスペクトル線から求めた β 線の ~~エネルギー~~ エネルギーの値は第 4 表にある。

次にスペクトル線を積分して内部転換電子の相対強度を求めた。すべての内部転換電子スペクトル線は β 線のスペクトルの上にのつていて、その影響をさしきり又測定日が異なるので崩壊を考慮して一定の日時に規格化して計算した。

組しこの表の強度は 530 kev の β 線の強度を 100 とした値に規格化してある。この割定の結果から $K/(L+M)$ 比を求めた。又崩壊図を第 17 図の様にきめた場合には

次にのべる様 $K = 936.8 \text{ kev}$ の γ 線の内部転換係数 α_K をこの実験自身から求める事が出来た。即ちこの実験から得られる崩壊図(第17圖)を参照すればわから様に 2480 kev の準位に落ちる転移は 530 kev の β 線及び 446 kev の γ 線だけである。

又この準位から発する γ 線は 936.8 kev の γ 線だけである。そこで 446 kev の γ 線の多重極性をいろいろ考へて内部転換電子の強度から逆に 446 kev の γ 線の強度を算出するとこの全転移の強さは 936.8 kev の転移 K に比べて 5% 以下である。そこで 530 kev の β 線の強度とは、等しい強度で 936.8 kev の転移があつていいものと

第4表

	γ 線エネルギー- (E_γ)	K電子線相対強度
γ_1	$86 \pm 4 \text{ keV}$	
γ_2	115 ± 4	2.4 ± 0.2
γ_3	434.7 ± 0.6	0.03 ± 0.02
γ_4	446.2 ± 0.5	0.052 ± 0.02
γ_5	618.9 ± 0.6	0.041 ± 0.009
γ_6	652.7 ± 0.2	0.808 ± 0.009
γ_7	676 ± 1	0.077 ± 0.009
γ_8	688 ± 1	0.056 ± 0.006
γ_9	707.2 ± 0.2	0.115 ± 0.018
γ_{10}	745.1 ± 0.4	0.037 ± 0.001
γ_{11}	764.3 ± 0.2	0.131 ± 0.003
γ_{12}	815.3 ± 0.3	0.037 ± 0.002
γ_{13}	884.6 ± 0.2	0.311 ± 0.003
γ_{14}	936.8 ± 0.3	0.119 ± 0.002
γ_{15}	1382 ± 1	0.043 ± 0.001
γ_{16}	1474 ± 4	0.0055 ± 0.0015
γ_{17}	1504 ± 1	0.017 ± 0.001

註: K電子能線の相対強度
は 530 kev の β 線の強度
を 100 とした値に規格
化したものである。

第5表

No.

No.

23
20

	$\gamma_2(115 \text{ KeV})$	$\gamma_6(657.7 \text{ KeV})$	$\gamma_9(707.2 \text{ KeV})$	$\gamma_{10}(745.1 \text{ KeV})$	$\gamma_{11}(764.3 \text{ KeV})$	$\gamma_{12}(815.3 \text{ KeV})$	$\gamma_{13}(884.6 \text{ KeV})$	$\gamma_{14}(936.8 \text{ KeV})$	$\gamma_{15}(1382 \text{ KeV})$	$\gamma_{16}(1474 \text{ KeV})$	$\gamma_{17}(1504 \text{ KeV})$
K electron の 相対強度	2.4 ± 0.2	0.808 ± 0.009	0.115 ± 0.018	0.037 ± 0.001	0.131 ± 0.003	0.037 ± 0.002	0.311 ± 0.003	0.119 ± 0.002	0.043 ± 0.001	0.0055 ± 0.0007	0.017 ± 0.001
(L+M) electron の相対強度	2.0 ± 0.2	0.145 ± 0.015	0.022 ± 0.001		0.020 ± 0.001	0.006 ± 0.001	0.053 ± 0.002	0.019 ± 0.001	0.0071 ± 0.0009		0.003 ± 0.001
$K/(L+M)$ (実験)	1.2 ± 0.2	5.7 ± 0.7	5.3 ± 0.8		6.4 ± 0.4	6 ± 1	6.3 ± 0.4	6.3 ± 0.4	6.1 ± 0.8		6 ± 2
E1	8.0	7.2	7.2		7.2	7.2	7.2	7.2	7.2		7.2
E2	3.9	6.3	6.6		6.6	6.7	6.7	6.7	6.9		7.0
E3	1.2	5.6	5.8		6.0	6.1	6.2	6.2	6.5		6.6
E4	0.4	4.8	5.0		5.1	5.3	5.4	5.4	6.1		6.3
理論	E5	0.15									
M1	7.9	7.0	7.0		7.0	7.0	7.0	7.0	7.0		7.0
M2	5.6	6.5	6.6		6.6	6.6	6.6	6.7	6.8		6.9
M3	3.2	6.0	6.1		6.3	6.3	6.3	6.4	6.4		6.5
M4	1.7	5.2	5.4		5.5	5.6	5.7	5.7	6.2		6.3
M5	0.9										
γ ray の相対強度											
$\alpha_K \times 10^3$ (実験)	100	100^{**}	18 ± 2	6 ± 2	23 ± 2	9 ± 1	75 ± 4	32 ± 2	28 ± 2	6 ± 1	15 ± 1
	1700 keV	$2.6 \pm 0.2^*$	$2.0 \pm 0.6^+$	$2.0 \pm 0.8^*$	$1.8 \pm 0.4^*$	$1.3 \pm 0.2^*$	$1.3 \pm 0.2^*$	$1.19 \pm 0.03^{**}$	$0.5 \pm 0.1^*$	$0.29 \pm 0.15^*$	$0.36 \pm 0.06^*$
$\alpha_K \times 10^3$	E1	100	1.0	0.84	0.80	0.72	0.62	0.56	0.50	0.23	0.21
	E2	890	2.7	2.3	2.1	1.9	1.6	1.4	1.2	0.52	0.46
	E3	5000	6.5	5.3	4.7	4.2	3.5	3.0	2.6	0.96	0.83
	E4	28000	15.	12.	10.5	9.3	7.6	6.3	5.3	1.7	1.5
理論	E5	160000									
M1	310	3.0	2.5	2.3	2.2	1.9	1.7	1.4	0.56	0.49	0.48
M2	3000	8.6	7.0	6.3	5.7	4.8	4.2	3.6	1.23	1.07	1.02
M3	22000	21.	17.	15.	13	12	9.3	7.8	2.6	2.2	2.1
M4	150000	52	40.	35.	29	23	19.	15.	5.	4.	4.
M5	1000000										
assigned multipolarity	E3, M4, M5	E2	E2 ?	E2, M1	E2, M1	E2	E2	E2	E2, M1	E1, E2.	E2.(M1)

註. * B.S. Djelouad and N.N. Zhukovskiy¹⁸⁾ の data, & ** γ の data を用いて得た α_K ** 現在の実験で $\alpha_K = \beta$ ray の強度と conversion electron の強度から求めた α_K ~~αK = αK~~

がなじいて良い。従つて 936.8 KeV の内部転換電子の強度と 530 KeV の β 線の強度の差が γ 線の強度であると考えられる。

そこで内部転換係数 α_K は

$$\alpha_K = \frac{N_{e^-}}{N_T} = \frac{N_{e^-}}{N_{530\beta} - N_{e^-}}$$

が求める事が出来る。第5表の中で **印を附した α_K の値はこの様にして求めた値である。同様の事は 115 KeV の γ 線についても言える事である。この α_K と理論値³⁵⁾ を比較して多重極性をめた。

その他の転移の α_K は Djelopow 等¹⁸⁾ が求めた γ 線の強度の資料を用い、上で求めた 936.8 KeV の γ 線の α_K の値で規格化して求めた事が出来た。これらの値、及び $K/(L+M)$ 比、 α_K から考えられる γ 線の多重極性は第5表にある。

尚 86 KeV の γ 線の内部転換電子スペクトル線は計数管の窓の吸収の影響があるので強度はわからない。

又 707 KeV の転移の K 電子スペクトル線 K は 676 KeV, 688 KeV の転移の (L+M) スペクトル線がまじりまとめて 676 KeV, 688 KeV の転移の K 電子スペクトル線の強度と多重極性を考慮してその大きさは計算してある。

3.3 γ 線スペクトル

$4'' \times 4'' \text{NaI(Tl)}$ のシンチレーションスペクトロメーターを用いて加算ピーカスペクトル (summing peak spectrum) を測定して γ 線の連鎖関係を調べた。

Ag^{110m} は γ 線が多數出るのでシンチレーションスペクトロメーターによる実験はスペクトルが複雑になつて加算ピーカの測定以外の実験では (例えば同時放電の測定) はつきりしなかつたからながく。

第15図には加算ピーカのスペクトル、第16図には單純スペクトルを示しておく。第15図から認められる γ 線のピーカは第6表の通りである。

但しこの中で 2.16 Mev の $\pi^0 - \gamma$ ははつきりしないが 2.04 Mev と 2.27^{Mev} の間の各があまり下がっていない事と後述する崩壊図の点からそこにはピーカーがあるのではないかと思われる。

2.62 Mev の $\pi^0 - \gamma$ は加算 $\pi^0 - \gamma$ か或いは 2.93 Mev の $\pi^0 - \gamma$ のコンパートメント $\pi^0 - \gamma$ かはつきりしない。しかしスペクトル中に 2.84 Mev の $\pi^0 - \gamma$ と重なっているが、その高エネルギー側の傾斜がゆるやかであるので明らかに存在が認められる。過去に提示された崩壊図ではこの $\pi^0 - \gamma$ が 2.93 Mev のコンパートメント $\pi^0 - \gamma$ ではない場合には解釈がむづかしくなる。この事に因しては後に詳しく議論する。

第6表

ピーカーのエネルギー KeV	考えられる γ 線の組み合わせ
446	γ_4
658	γ_6
900	γ_{13}, γ_{14}
1100	加算 $\pi^0 - \gamma$ ($\gamma_4 + \gamma_6$)
1380	γ_{15} , 加算 $\pi^0 - \gamma$ ($\gamma_7 + \gamma_9, \gamma_5 + \gamma_{11}, \gamma_4 + \gamma_{14}$)
1540	γ_{17} , 加算 $\pi^0 - \gamma$ ($\gamma_5 + \gamma_{13}, \gamma_8 + \gamma_{12}, \gamma_6 + \gamma_{13}, \gamma_6 + \gamma_{14}$)
1820	加算 $\pi^0 - \gamma$ ($\gamma_{13} + \gamma_{14}$)
2040	" ($\gamma_6 + \gamma_{15}$)
2160	" ($\gamma_6 + \gamma_{17}$)
2270	" ($\gamma_{11} + \gamma_{17}, \gamma_{13} + \gamma_{15}$)
2480	" ($\gamma_6 + \gamma_{13} + \gamma_{14}$)
2620	不明
2930	加算 $\pi^0 - \gamma$ ($\gamma_6 + \gamma_{13} + \gamma_{14} + \gamma_4$)

4. 討論

4.1 崩壊図 (decay scheme) の組み立て。

崩壊図はこの実験で得られた γ 線のエネルギーを用い加算ピーカスペクトルの資料を参考にしつゝ Ritz の法則を適用して組み立てた。即ち先にあげた γ 線の性質の二本を取り出してそのエネルギーの和が別の γ 線のエネルギーに等しいか、又は他の二本の γ 線の組のエネルギーの和に等しい場合にはその組み合わせの γ 線は連続的に放射され、他方の組と同じ準位から出発して途中は別々の準位を経由して最後に同じ準位に落ちるものと考えた。(二本の和が他の一一本の γ 線と等しい場合にはエネルギーの大きい一本は二本の γ 線の組が経由する途中の準位を飛びこして始めの準位から最後の準位に直接到達する転移と考えた。)

この場合に等しいと言う事の規準として 1 kev 以下の誤差で一致する事を条件とした。但し (考へておいた) γ 線の誤差が 1 kev 以上の時はその誤差の範囲まで考へた。

この条件で拾い出される組み合わせは第7表に示されるものである。しかしこの中には偶然の一一致を示すものもある。この資料に基いて崩壊図を組み立てた。出発点として 657.7 kev の γ 線に目をつけろ。この γ 線はクーロン崩起の実験³⁶⁾ 及び Ag^{110} (24秒) の放射核の実験^{20), 21)} から見出されていふので第一崩起準位から基底準位への転移と考る。又 115 kev の γ 線は K/μ 比と α_K から考へて多重極性が大きいと考えられるので Ag^{110m} の異性体転移と考る。これだけの事を基礎にして話を進める事にする。まず 657.7 kev が関係している加算肉錠(第7表)を探すと No. 1, No. 4, No. 6, No. 9, No. 12, である。この中のどれから出発するかは問題であるがクーロン崩起³⁶⁾ の実験で

第7表

	Y線エネルギーの和	Y線の組み合わせ			
No 1	745	745	86 + 657.7		
2	764	86 + 676	764		
3	1123	434.7 + 688	446 + 676		
4	1364	618.9 + 745.1	657.7 + 707.2	676 + 688	
5	1383	676 + 707.2	618.9 + 764.3	1382	446.2 + 936.8
6	1421	676 + 745.1	657.7 + 764.3		
7	1434	618.9 + 815.3	688 + 745.1		
8	1452	688 + 764.3	707.2 + 745.1		
9	1473	657.7 + 815.3	1474		
10	1504	1504	618.9 + 884.6	688 + 815.3	
11	1560	745.1 + 815.3	676 + 884.6	86 + 1474	
12	2162	688 + 1474	657.7 + 1504		
13	2182	707.2 + 1474	676 + 1504		
14	2268	764.3 + 1504	884.6 + 1382		
15	2319	936.8 + 1382	815.3 + 1504		

は 1474 KeV に相当する準位が見出されてい3ので今 12-16
 1474 KeV の転移があるものと考える事にする。そして No. 9.
 から出発する。即ち 1474 KeV の腐力起状態があつてそれ
 から基底準位への転移と第一腐力起準位への転移
 がおこつているものと考える。

次に加算関係 No. 12. に注目すると 1504 KeV と 688 KeV の Y 線
 の位置が大々 1504 KeV より下 657.7 KeV の Y 線の前に来るまで
 あり、688 KeV より 1474 KeV より前に来る Y 線であり、次に
 2162 KeV の準位から発してい3るものであるときめる事が出来る。

以下全く同様にして No. 10, No. 14, No. 11, No. 8, No. 5 の関
 係を順次用いれば一義的にきめる事が出来る。その他他の関
 係を用いたのでは一義的にきめる事が出来ない。この崩壊

図は結果としては Wiedenbeck¹⁵⁾, Taylor^{16), 17)} 等の結果と一致したが、しかし 688 kev の γ 線が見出された爲 $K = 1474 \text{ kev}$ の準位の前後の γ 線の強度の關係が予測のないものになつた。過去の資料ではこの準位に来る γ 線との準位から来る ~~ある~~ γ 線の強度の間に相当の差があつた。これで 1474 kev の準位の存在は確実なものと考えられる。尚この場合 446.2 kev と 936.8 kev の連続 γ 線の前後關係ははつきりしないが γ 線の加算ビーカスペクトルには $2.48 \frac{\text{kev}}{\text{MeV}}$ のビーカがあり、又低エネルギー β 線 $K \sim 84 \text{ kev}$ と 530 kev のものがあるてそのエネルギー差が 440 kev 前後に γ 線の 446 kev の γ 線がこの二本の β 線の落ちる先の準位の間の転移と考えれば能向他の準位との關係から 936.8 kev を 446 kev の次に續くものと考えて。そして更に 936.8 kev の下 $K = 884.6 \text{ kev}$ の γ 線が續くものとした方が良い。この崩壊図にあらわれた γ 線の発生關係を先に述べた γ 線の加算ビーカスペクトルと比較すると加算ビーカスペクトルにあらわれたビーカは 2.62 MeV のものを除いてすべてこの崩壊図で説明がつく。得られた崩壊図は第17図に示しておく。

第4表に示された γ 線は $\gamma_1(86 \text{ kev})$ と $\gamma_4(434.7 \text{ kev})$ を除いてすべてこの崩壊図の中に入含まれて、 γ_1 と γ_4 に関しては以上の議論だけではその位置を確定させる事は出来なかつた。又加算ビーカスペクトルの中の 2.62 MeV のビーカは上の崩壊図では説明出来ない。

これらの事については次の様に考る事が出来た。

低エネルギーの β 線の Kurie 図を分析 (2 $\beta_1(86 \text{ kev})$) と $\beta_2(530 \text{ kev})$ の β 線の存在を確かめたが、その Kurie 図は $\sim 340 \text{ kev}$ 附近で折れ曲がつてゐた。この事に関しては既に“測定結果”の項で述べてある。しかしもし放射線源内の吸收、及び散乱の影響が少く又 530 kev の β 線のスペク

クトルが許容転移を示すものとすればこのKurie図 $17 \sim 340$ ^{Kev}附近の最高エネルギーを持つ β 線が存在する事を示している。この β 線が Ag^{110m} の崩壊に伴うものであるならば崩壊の後には原子核は Cd^{110} の $2.67 Mev$ が後 β 起準位にあるはずである。加算ピーカスペクトルにあらわれた $2.67 Mev$ のピークは Cd^{110} への附近のエネルギーの準位がある事を示している。そしてこの準位から $434.7 Kev$ まで出ているものとするとこの転移は $2.23 Mev$ が後の準位に行く。又 $2.67 Mev$ から $86 Kev$ の転移があり、その後引続き $434.7 Kev$ の γ 線があるものとすると $2.14 Mev$ 及 $2.59 Mev$ が準位がある筈である。第17図の崩壊図 γ には $2.16 Mev$ 及 $2.22 Mev$ が準位が存在する事が示されている。これだけの結果からは何れの崩壊図が正しいかはつきりしないがこの様に考えると現在の実験で得られた資料を生かす事が出来る。

最後に全体の崩壊エネルギーについて議論する。

“序論”でも述べた様に崩壊の全エネルギーにはつきりしない点がある。第17図の準位のエネルギーは γ 線のエネルギーを用いて計算すると $113\text{--}13$ の γ 線の組み合わせの間の差が $2925 Kev$ の準位で $2 Kev$ である。又 β 崩壊のエネルギーの誤差は第3表に示してある通りである。そこでこれらの誤差を考えられ最大の誤差と考えて崩壊の全エネルギーを第17図に従つて計算する。

Cd^{110} の準位のエネルギー及 Ag^{110m} の $530 Kev$ の β 崩壊のエネルギーを使つて Ag^{110m} の崩壊エネルギーを計算すれば $3010 \pm 7 Kev$ である。一方 Ag^{110} から Cd^{110} の基底準位への β 崩壊のエネルギーは $2870 \pm 10 Kev$ である。その間のエネルギー差は $140 Kev \pm 17 Kev$ である。それと比べて Ag^{110m} の異性体転移のエネルギーは $115 \pm 4 Kev$ である。誤差を夫々最大限に見積つても両者の値には若干の差が見られる。過去の資料ではエネルギー測定の精度が良くなかったので Ag^{110m} と Ag^{110} の間は $115 Kev$ の異性体転移で結ばれていたものと考えたが、その時に実験から

得られた $\%/\%$ 比により多重極性の推定と殻模型及び Cd^{110} の準位から推測される準位のスピン、偶奇性の間に矛盾が生じていた。現在の実験事実に基いて Ag^{110m} からは 115 KeV の異性体転移とその後に 20~30 KeV の低エネルギーの転移があるものと考えればこの矛盾がなくなるものと考えられる。但し低エネルギー転移の正確性測定が困難なのでつきりしたことはわからない。

この場合には Wiedenbeck¹⁵⁾ 等が用いた方法で Cd^{110} の腐起準位のスピン、偶奇性をきめる事は出来ない。即ち彼等は Cd^{110} の基底準位を 0^+ と假定して β 崩壊の禁止度から Ag^{110} のスピン、偶奇性を 1^+ とし更に 115 KeV の異性体転移と Ag^{110m} のスピンと併せて Ag^{110m} の偶奇性を負にとる。これから Cd^{110} の腐起準位のスpin、偶奇性をきめているが現在の実験では Ag^{110} と Ag^{110m} とを直接に 115 KeV の転移で結びつける事が出来ない事が示されたので Wiedenbeck 等の方法では不適当であると考えられる。そこで以下の議論では内部転換係数から求めた γ 線の多重極性を基礎にして準位のスpin、偶奇性をきめる事にする。

4.2 準位のスpin、偶奇性

4.1 で述べた様にスpin、偶奇性は γ 線の多重極性に基いてきめる事にする。議論の出发点として次の假定及び実験事実をとりあげる。

- 1) Cd^{110} の基底準位は偶-偶核の経験法則に従って 0^+ とする。
- 2) Ag^{110m} のスpinは原子核磁気共鳴の測定¹⁹⁾ に従って 1^- とされる。但し偶奇性はわからない。

以上の事を基礎にして話をすゝめる。

- i) 657.7 KeV の転移はこの実験で E2 とされ、又フーリエ腐起でもおこり、偶-偶核の経験法則をあわせて考えると 2^+ の準位から 0^+ の基底準位に行く E2 転移と考えられる。
- ii) 2925 KeV, 2479 KeV の準位は Ag^{110m} の β 崩壊で直接に

落ちる準位であり、そのβ崩壊はいつも許容転移型のスペクトルを示しているので、これらの準位のスピントリップルは5, 6, 7のいずれかである。

iii) 1474 kev の準位は2つから基底準位の0⁺準位へ E1 又は E2 の転移、第一励起準位へ E2 転移があることから偶奇性まで考えて2⁺と考えられる。

iv) 1542 kev の準位から 658 kev の準位への転移は E2 である。

一方この準位へは 2925 kev の準位から 1382 kev の E2 転移がある。2925 kev の準位のスピントリップルは5, 6, 7のいずれかである。従って結局 1542 kev の準位に許されるスピントリップルは3か又は4である。偶奇性は正である。

v) 2479 kev の準位については今までの実験では偶奇性が正か又は負であるかはつきりした事がきまっていたが、現在の実験では前に述べた様に 936.8 kev のβ線の内部転換電子の強度をβ線の強度と比較して直接に内部転換係数を求めた。そしてこれを M.E. Rose の計算値³⁵⁾と比較して多重極性を求めた。その結果によれば 936.8 kev のβ線は E2 である。従って 2479 kev の準位は 1542 kev の準位と同じ偶奇性を持つ事になる。

従って偶奇性は正である。

vi) 2162 kev, 2218 kev の準位と 1542 kev の準位と同じく 3⁺か 4⁺である。

vii) 2925 kev の準位と 2479 kev の準位がともに 7⁺であるとするとその下にある準位はいつも最大限 4⁺のスピントリップルを持っています。この二つの準位から E2 転移はあらねない。しかし実際には E2 転移があることである。従って 2925 kev と 2479 kev の準位は 5⁺か 6⁺である。

viii) 2925 kev の準位が 5⁺であるか 6⁺であるかによってその下の準位のスピントリップルの値が異なる。5⁺の場合には今まで述べた以上の結論は成り立たないが 6⁺となるればこの準位から 2218 kev, 2162 kev, 1542 kev の準位へ E2 転移が行くので(組合せ M1 転移がどうかなどはあらねないかも知れない)これらの準位のスピントリップル

得るスピンの値は 4^+ である。逆に 2218 kev , 2162 kev の何れかのスピンが 3^- あれば 2925 kev の準位は 5^+ である。

ix) In^{110m} は 4.9 時間の半減期で電子捕獲及び陽電子崩壊で Cd^{110} に崩壊する。又 In^{110m} のスピンは直接測定³⁷⁾ がおこなわれていて ~~無~~ $\frac{1}{2}$ ときめられていい。加藤、能次、吉次³⁸⁾ の実験によれば電子捕獲の後に放射する線は 937 kev , 885 kev , 658 kev の強度が強く主な転移はこの三本が連続的に放射される事によつておこつていう様である。従つて電子捕獲は In^{110m} と Cd^{110} の 2479 kev の準位の間に主としておこつていうと考えられる。その時 2479 kev のスピン、偶奇性が 5^+ あれば転移は單一第一禁止転移 (unique first forbidden transition) か或いは第二禁止転移以上の禁止度となる。この事は $\log ft \approx 5$ である事を考えると無理がある。従つて 2479 kev のスピン、偶奇性は 6^+ の方が良い。この場合には 1542 kev の準位は 2479 kev の準位との間に E2 転移があるとして 4^+ になら。

以上の議論によりきめられたスピン、偶奇性の値を第17図に併せ記しておく。この崩壊図によれば Cd^{110} の歎起準位は何れも正の偶奇性をもつ。しかし β 崩壊の $\log ft$ の値は 84 kev の β 崩壊は許容転移 ($\log ft \sim 4.5$), 530 kev の β 崩壊は第一禁止転移 ($\log ft \sim 7.1$) を示していい。もしこの分類に従うならば 2479 kev の準位と 2925 kev の準位は反対の偶奇性をもつはずである。しかし β から Y 線の多重極性から得られた結論は前記の通り同じ偶奇性をもつ事を示している。

これは一見矛盾している様であるが実は 530 kev の β 崩壊は許容転移であるが核構造上の事で $\log ft$ が大きくなつていいと考えられる。例えば核子の状態が変る時に中心の核心 (core) の表面に影響を及ぼしその方の遷移律から転移がおこらざれる³⁹⁾ と考えられる。従つて今の場合 Cd^{110} の

準位の偶奇性はすべて正とする。

さて崩壊図がこの様にさまた時 振動準位がどの様にあらわれるかを見る事にする。

1474 kev と 1542 kev の準位は 準位のエネルギー E_2, E'_2 の値が第一励起準位のエネルギー E_1 に対して $E_2 \approx 2.2E_1, E'_2 \approx 2.3E_1$ である。そこでこれは N (振動子の数) = 2 の振動準位と考えられる。スピン、偶奇性は $N=2$ の振動準位に期待される $0^+, 2^+$ 4^+ 中、 2^+ と 4^+ があらわれている。そこで 1474 kev の準位から第一励起準位への転移と基底準位への直接転移とを比較してみる。

転移の多重極性は直接転移は 2^+ から 0^+ の転移であるから純 $E2$ 転移であり、第二準位から第一準位への転移 (815.3 kev) は $K/L+M$ 比、及び α_K の値からやはり $E2$ と考えられる。その場合 K は shell model によれば転移確率の比は二つの転移のエネルギー E, E' に關係し $(E/E')^5$ である。今の場合 $(E/E') = 2.2$ である。この場合には基底準位への転移の方が第一準位への転移に比べて 50 倍程強い筈である。

しかし K Djelopow 等¹⁸⁾ の資料 及び現在の実験の内部転換電子の強度から計算されると線の強度を用いればその比は僅か 0.7 である。これは基底準位への転移の行列要素 (matrix element) が第一励起準位への転移の行列要素に比べて 1.4% の大きさしか持たない事を意味する。同様の事情は第 8 表に示される様に $2218 \text{ kev}, 2162 \text{ kev}, 2925 \text{ kev}$ の準位から出る転移についても見られる事で殻模型で解決する事が困難な事を示している。

これらの中 $2218 \text{ kev}, 2162 \text{ kev}$ の準位は大体 $E \approx 3E_1$ の附近にあり、従つてこの両準位は $N=3$ の振動準位である事が推測される。

大きいエネルギーの転移がおこりにくいのは表面振動の量子数 N の変化がえである為に転移がおこりにくくなる。

第8表

		準位エネルギー	$i \rightarrow f$ との 転移エネルギー	内部転換電子 の相対強度	γ 線の相対強度	
					電子の強度から $D_{\text{relative power}}$ による	
	始の準位(i)	1474 kev				
A	終の準位(f)	658	815.3	0.037	23	9
	(f)	0	1474	0.0053	11.5	6
	始の準位(i)	2162				
B	終の準位(f)	1542	618.9	0.041	13	
	(f)	1474	688	0.056	22	
		658	1504	0.017	39	15
	始の準位(i)	2218				
C	終の準位(f)	1542	676	0.077	31	
	(f)	1474	745.1	0.037	18	6
		658	1560	不明		1.3
	始の準位(i)	2925				
D	終の準位(f)	2218	707.2	0.115	49	18
	(f)	2162	764.3	0.131	67	23
		1542	1382	0.043	83	28

3%である。

この他に第8表から見出された特徴は次の様な事がある。

即ち 2218 kev の準位から出る γ 線の中、745.1 kev の γ 線は 676 kev の γ 線に比べて強度が小さい。 $E^{2\ell+1}$ に比例した強度を取つならば $(745 \text{ kev の強度}) / (676 \text{ kev の強度}) = 1.6$ であるが実際は遙く 0.58 である。この事は 745 kev の転移の行列要素が 676 kev の転移に比べて 0.36 倍である事を意味する。

又 2925 kev に対して 2162 kev の準位からの転移は 618.9 kev と 688 kev の強度を比べると $(688 \text{ kev の強度}) / (618.9 \text{ kev の強度}) = 1.7$ でこれは $E^{2\ell+1}$ の比例関係を示す。同様に 2925 kev の

準位からの転移でも 707 kev の γ 線と 7643 kev の γ 線の強度の比は $E^{2\ell+1}$ の比例関係と一致する。

以上の事から 2218 kev の準位からの転移の中 7451 kev の γ 線だけは他の転移に比べて強い遷移律が働いている事を示すされる様である。但し他の転移が $E^{2\ell+1}$ の比例関係にあるければ行列要素が同じである事を示すだけで殻模型が良い事を示すものではない。

更に Davydov の理論によれば $E(3^+)=E_1(2^+)+E_2(2^+)$ であるが第17圖の中 658 kev の 2^+ の準位と 1474 kev の 2^+ の準位のエネルギーの和は 2132 kev である。又第17圖の 2162 kev の準位は 3^+ か又は 4^+ のスピニ偶奇性をもつ。これは Davydov の理論を支持するものである。しかし振動模型と矛盾するものではない。

以上述べた様に Cd^{110} の第一腐起準位には集團模型の振動準位があらわれていると考えられる。この場合に $E=2.2E_1$ の附近に 0^+ があらわれないがしかし放射性核の崩壊の実験では見出す事は出来ないのか知れない。即ち放射線源として Ag^{110m} を用いたのであるから始の状態のスピニが 6^- である。この為に遷移律で次々にあらわれるべき準位が制約をうけて実際には 0^+ があつたとしても今の場合の様にその上の準位のスピニ偶奇性が 3^+ 以上である場合には転移があらわい場合がある。従つて $E=2.2E_1$ の近くに 0^+ があるか否かは他の実験方法で調べる必要がある。

最後に Ag^{110m} と Ag^{110} のスピニ偶奇性について述べる。
 Ag^{110} は Cd^{110} の基底準位と第一腐起準位へ許容転移をする。この兩準位へ行く為には 1^+ で β 崩壊と β 崩壊の遷移律が成立しない。従つて Ag^{110} は 1^+ である。

Ag^{110m} はスピニは直接測定されているわけであるが偶奇性に関しては 84 kev と 530 kev の β 崩壊の遷移律により正ときめられる。

5 結 論

Ag^{110m} の崩壊により Cd^{110} の準位のスピン・偶奇性をきめる事が出来た。この核には集團模型の振動準位がかなり上へ方であらわれていると考えられる。 γ 線の強度の関係に矛盾がなくなつたので第17図の崩壊圖は可成り確定的と思われる。147の準位のスピン・偶奇性は γ 線の多重極性から 2^+ ときめられた。

6 附 記

この研究は大阪大学理学部若槻研究室の β -グループによ中重核に関する一連の研究の一部としておこなわれたものであつて同グループの國府助教授(大阪市大), 吉沢助教授, 能沢氏には実験装置, 実験結果の分析, 討論等の実を通じて常に懇切丁寧指導と仰援助をして頂いた。

又, 若槻教授は研究室主任として終始仰激励と仰援助をして頂いた。

日本原子力研究所の竹脇氏等のグループには RCL-25 チャネル波高分析器による測定の際にお世話になった。

この機会に以上の方々に深く感謝の意を表す次第である。

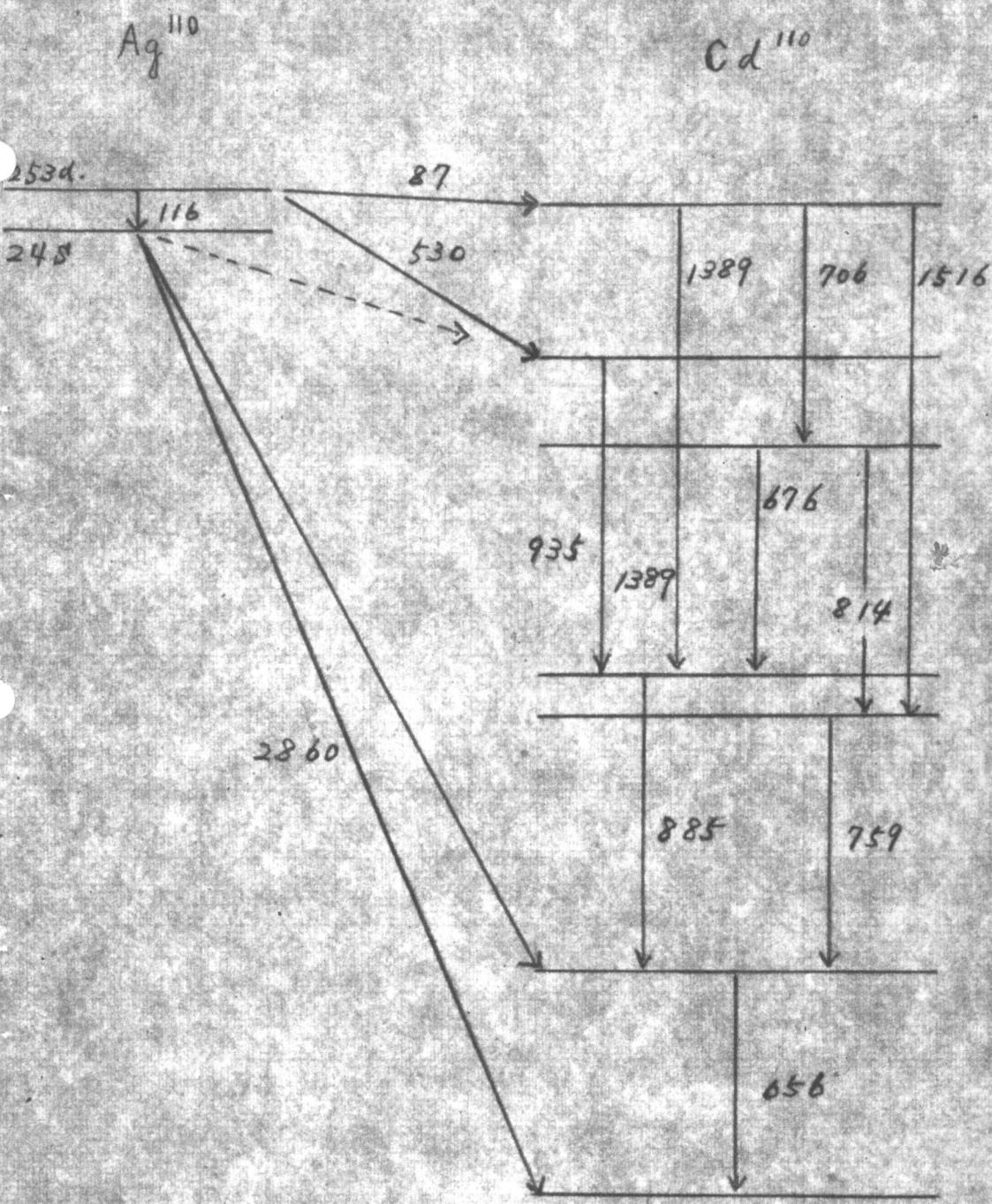
尚この論文の内容は英文として North-Holland 社発行の "核物理学 (Nuclear Physics)" 誌に発表する予定である。

参考文献

- 1) G.S. Scharff-Goldhaber and J. Weneser; Phys. Rev. 98 212 (1955)
- 2) K. Way, D.N. Kundu, C.L. McGinnis and R. van Lieshout; Annual Review of Nuclear Science 6 129 (1956)
- 3) S.A. Moszkowski; "Beta and Gamma-ray Spectroscopy" edited by K. Siegbahn, North-Holland Pub. Co., (1955)
- 4) S.A. Moszkowski; "Bau der Atomkerne" Handbuch der Physik Bd. XXXIX, Springer-Verlag (Berlin) (1957)
- 5) K. Alder, A. Bohr, T. Hans, B. Mottelson and A. Winther; Revs. of Mod. Phys. 28 432 (1956)
- 6) A. Bohr; Dan. Mat.-Fys. Medd. 26 14 (1952)
- 7) L. Wilets and M. Jean; Phys. Rev. 102 788 (1956)
- 8) A.S. Davydov and G.F. Filippov; Nuc. Phys. 8 237 (1958)
- 9) H.T. Motz; Phys. Rev. 104 1353 (1956)
- 10) K. Siegbahn; Phys. Rev. 77 223 (1950)
- 11) J.M. Cork, W.C. Rutledge, C.E. Branyan, A.E. Stoddard, W.J. Childs and J.M. LeBlanc; Phys. Rev. 80 286(L) (1950)
- 12) A.C. Knipper; Proc. Phys. Soc. 71 457 (1958)
- 13) M. Sakai, H. Ohmura and T. Momota; J. Phys. Soc. Japan 12 985 (1957)
- 14) T. Azuma; Phys. Rev. 94 638 (1954), J. Phys. Soc. Japan 10 167 (1955)
- 15) E.G. Funk and M.L. Wiedenbeck; Phys. Rev. 112 1247 (1958)
- 16) H.W. Taylor and S.A. Scott; Phys. Rev. 114 121 (1959)
- 17) H.W. Taylor and W.R. Fristen; Phys. Rev. 114 127 (1959)
- 18) B.S. Djerepov and Zhukovsky; Nuc. Phys. 6 655 (1958)
- 19) W.E. Ebeneck, W.A. Nierenberg, H.A. Shugart and H.B. Silsbee; Phys. Rev. 110 595(L) (1958)
- 20) O. Hirzel and H. Wäffler; Helv. Phys. Acta 19 214 (1946)
- 21) F.I. Boley; Phys. Rev. 94 1078 (1954)

- 22) R.F. Thomas Jr., W.A. Whitaker and C.L. Peacock ; Bull. Am. Phys. Soc. 1 86 D3 (1956)
- 23) M.C. Joshi and B.V. Thosan ; Proc. Indian Acad. Sci. 43A 255 (1956)
- 24) M. Goodrich ; Phys. Rev. 82 759 (1951), Phys. Rev. 78 640 A (1950)
- 25) R.C. Rohr and ~~R.D.~~ R.D. Birkhoff ; Phys. Rev. 98 1266 (1955)
- 26) N.M. Anton'eva, A.A. Bashilov and B.S. Djelapow ; Dokl. Akad. Nauk 77 41 (1951)
- 27) W.C. Kelly ; Phys. Rev. 85 101 (1952)
- 28) K.W. Geiger ; Phys. Rev. 105 1539 (1957)
- 29) 加藤, 國府, 能次, 吉沢 ; “原子核研究”第2卷, 第3号
第138頁 (1957)
- 30) A. Hedgran ; Arkiv f. Fysik 5 No1 (1952)
- 31) 吉沢 ; “原子核研究”第1卷, 第3号, 第1頁 (1954)
- 32) L.L. Baggerly, P. Marmier, F. Baem and J. W.M. DuMond ; Phys. Rev. 100 1364 (1955), Phys. Rev. 88 775 (1952)
- 33) G. Lindström, K. Siegbahn and A.H. Wapstra ; Proc. Phys. Soc. 66 54 (1953)
- 34) G. Lindström, A. Hedgran and D.E. Alburger ; Phys. Rev. 89 1303 (1953)
- 35) M.E. Rose ; “Internal conversion coefficient” North-Holland Publ. Co. (1958)
- 36) G.M. Temmer and N.P. Heydenburg ; Phys. Rev. 98 1308 (1955)
- 37) L.L. Marino, W.B. Erbark, W.A. Nierenberg, H.A. Shugart and H.B. Silsbee ; Phys. Rev. 111 286 (1958)
- 38) 加藤, 能次, 吉沢 ; Nuc. Phys. 15 種卷。予定
- 39) A. Bohr and B.R. Mottelson ; Dan Mat. Fys. Medd. 27 No 16. (1953)

第一圖 A

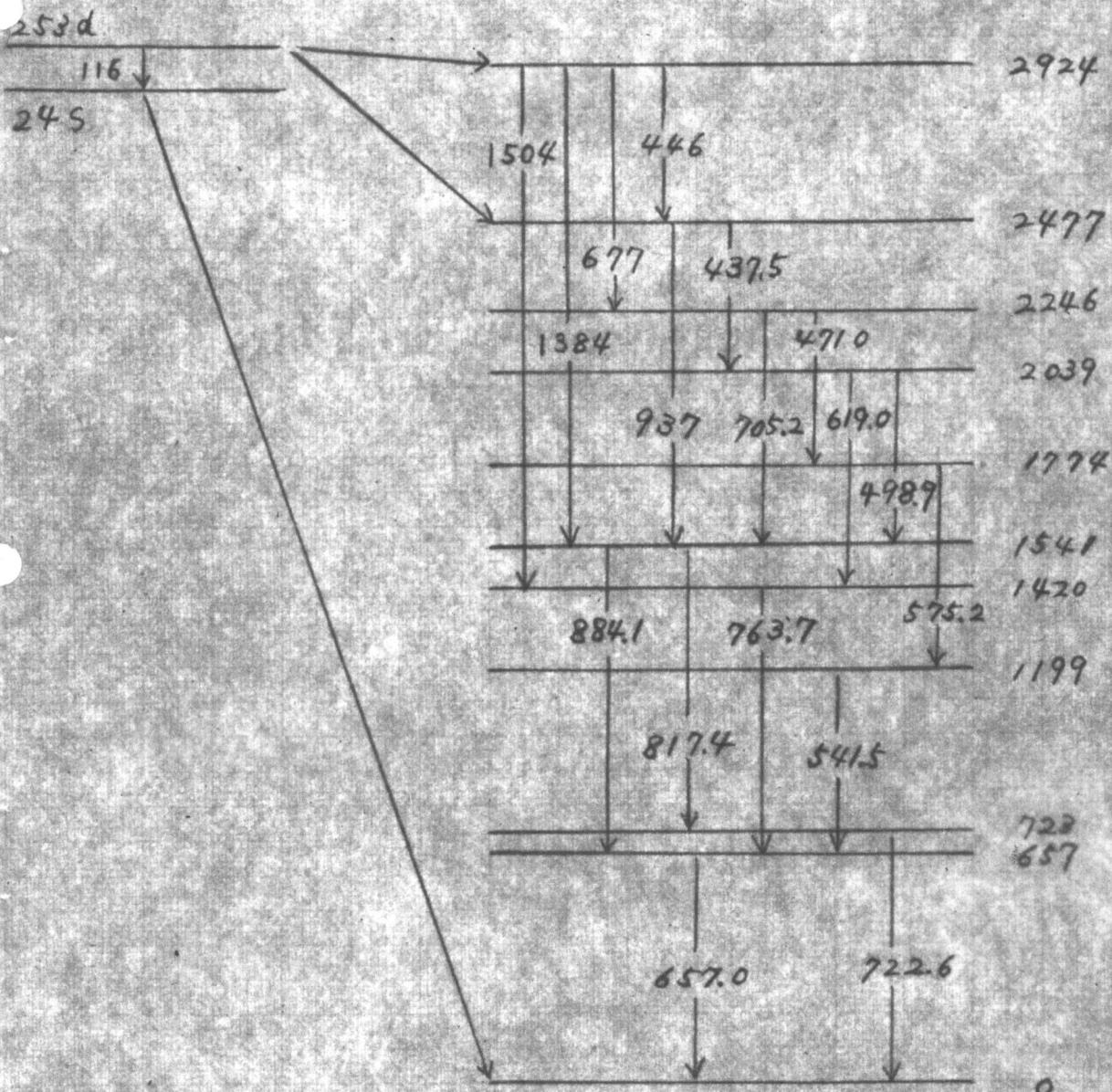


K. Siegbahn

第 1 四 B

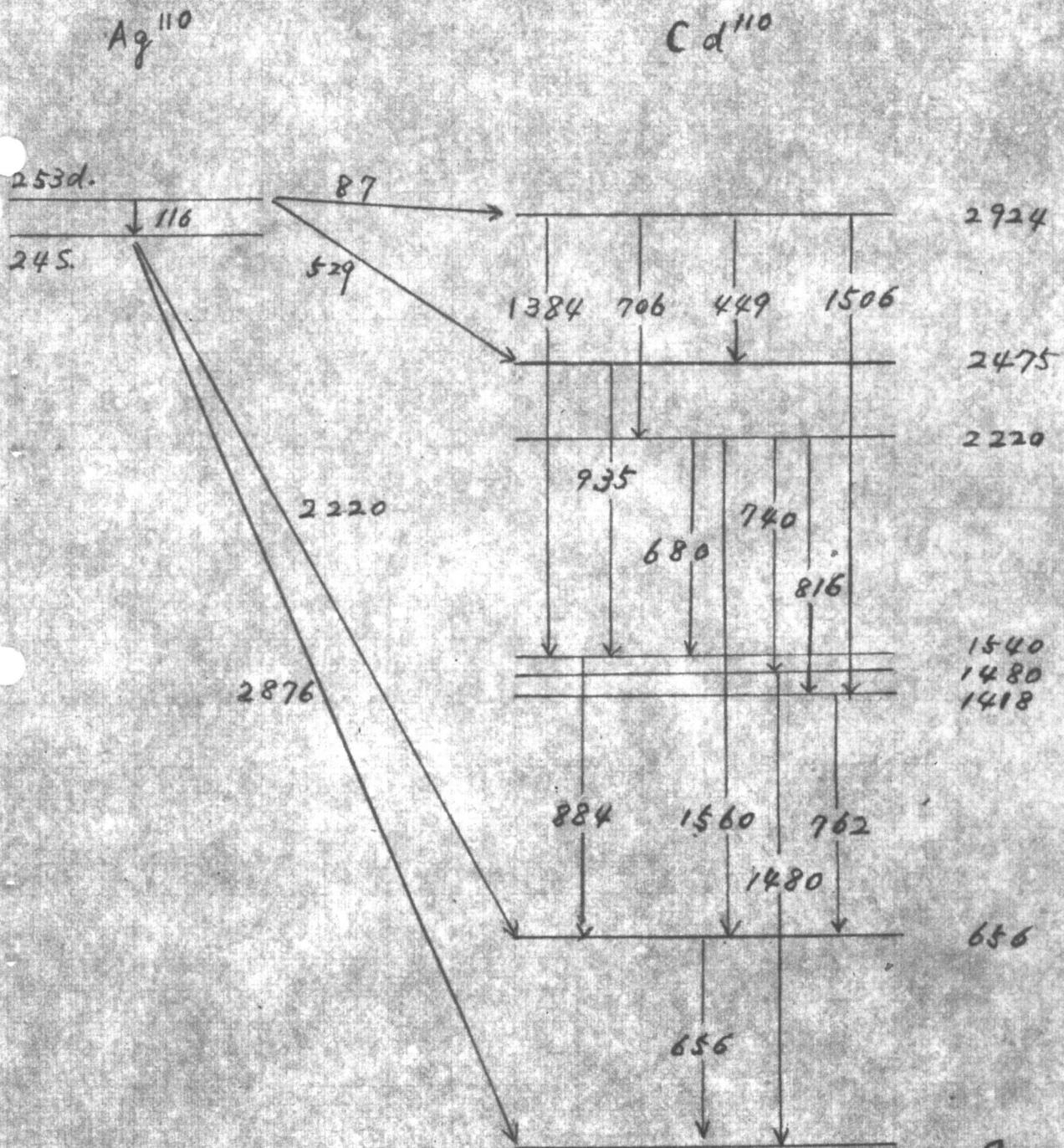
Ag^{110}

Cd^{110}



J. M. Cork et al.

第1図 C.

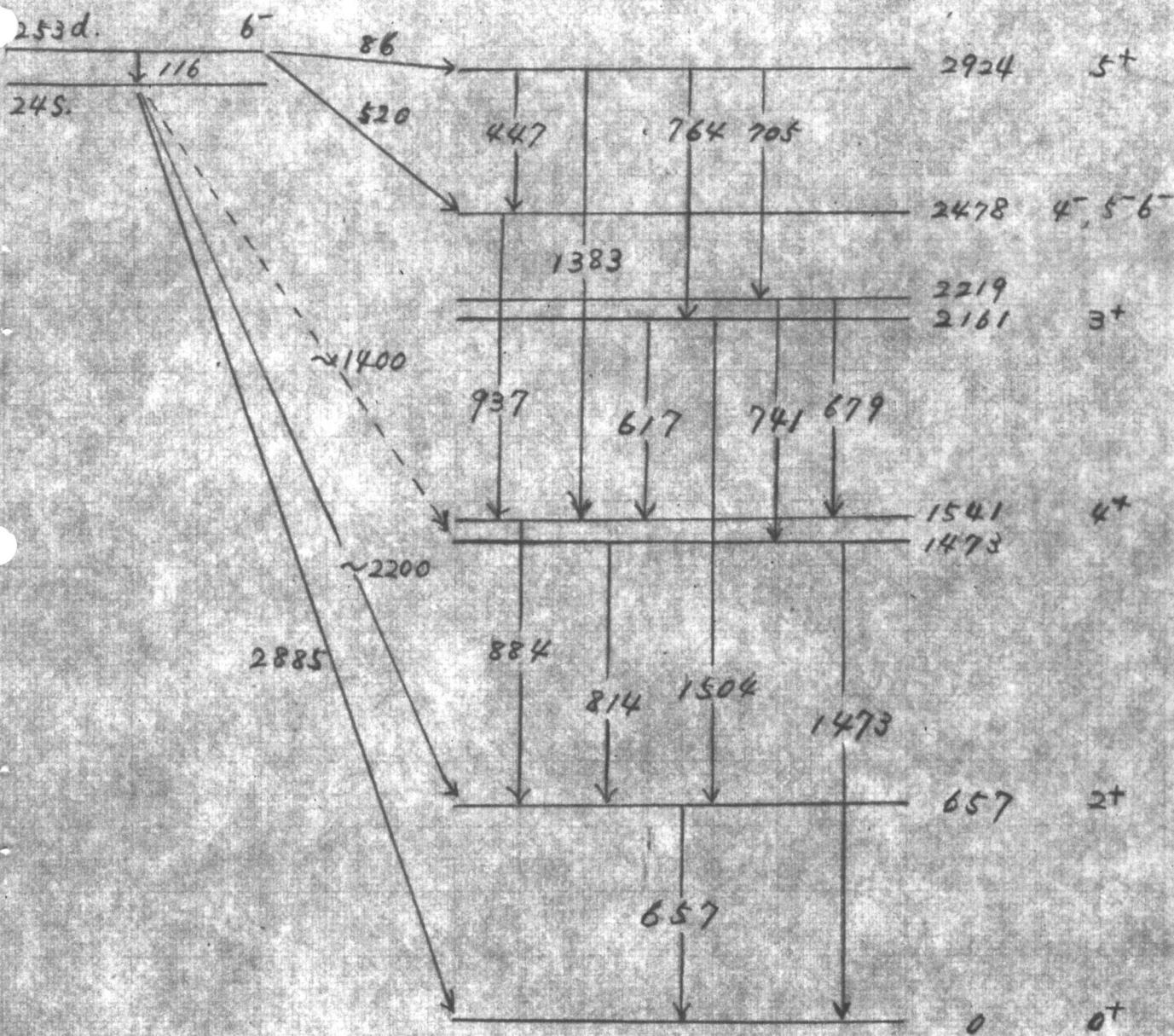


B. S. Djelapov and N. N. Zukovsky

第 1 回 D

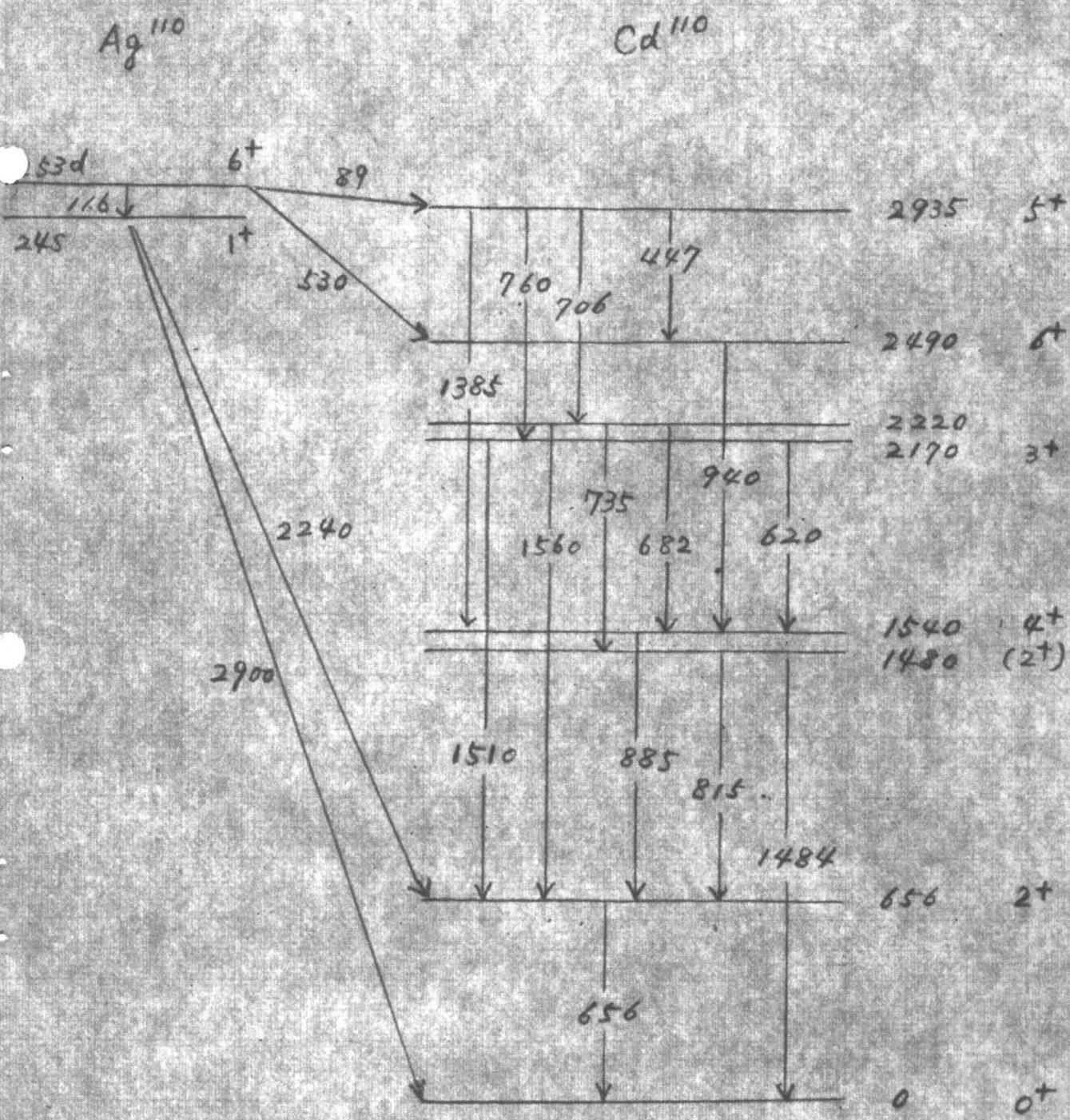
Ag^{110}

Cd^{110}



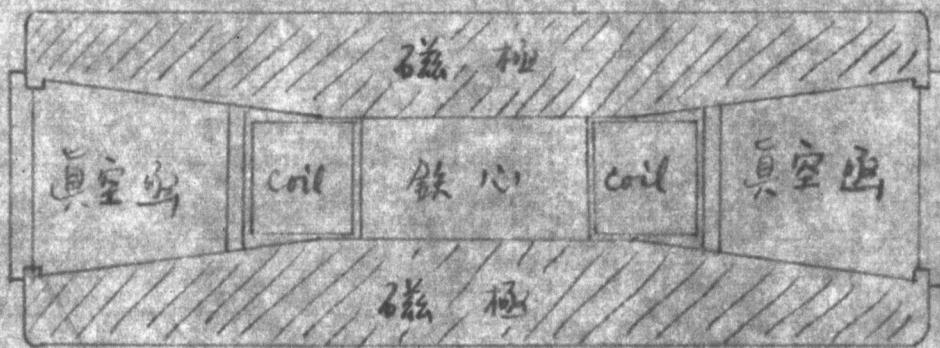
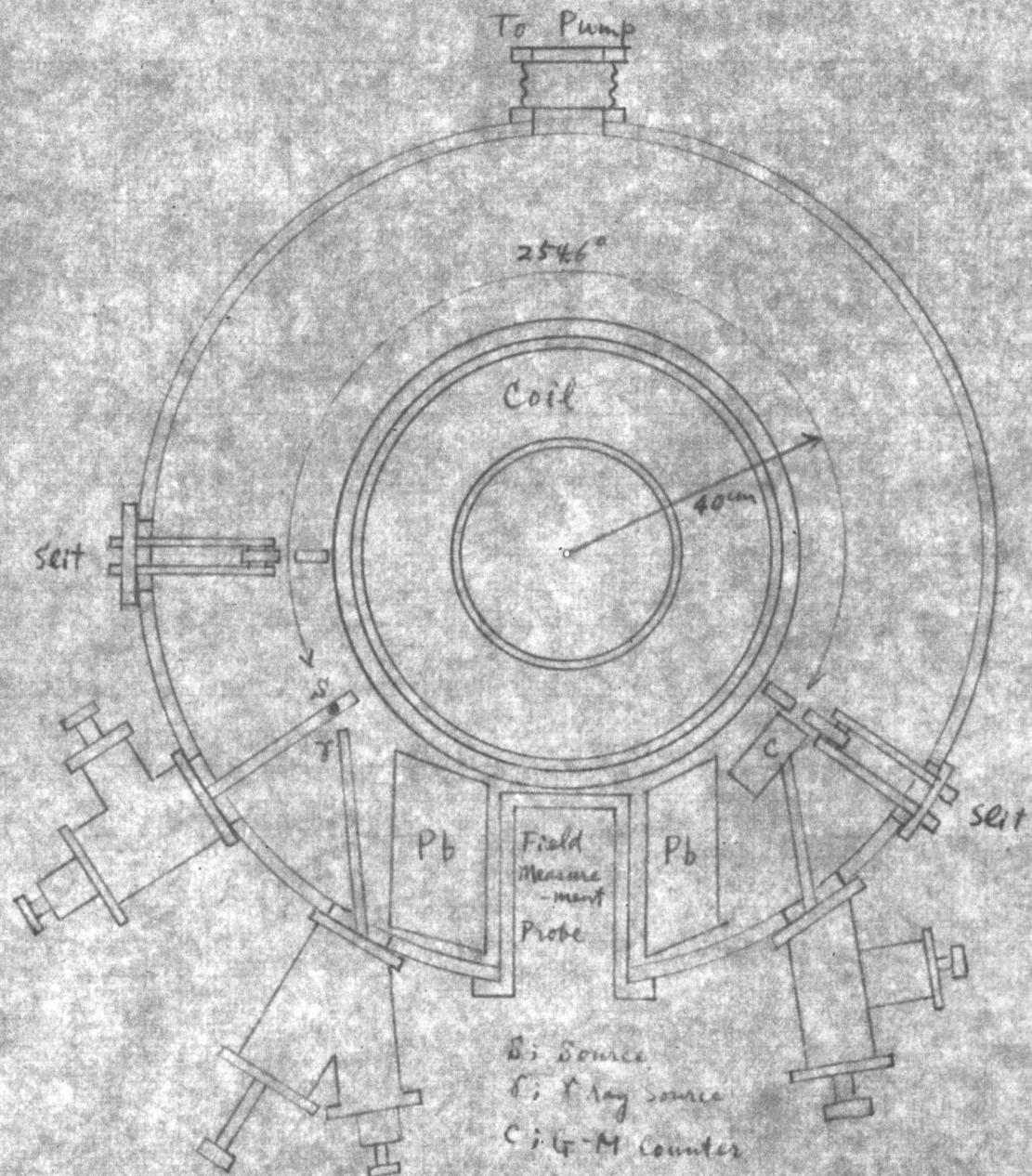
E. G. Funk and M. L. Wiedenbeck

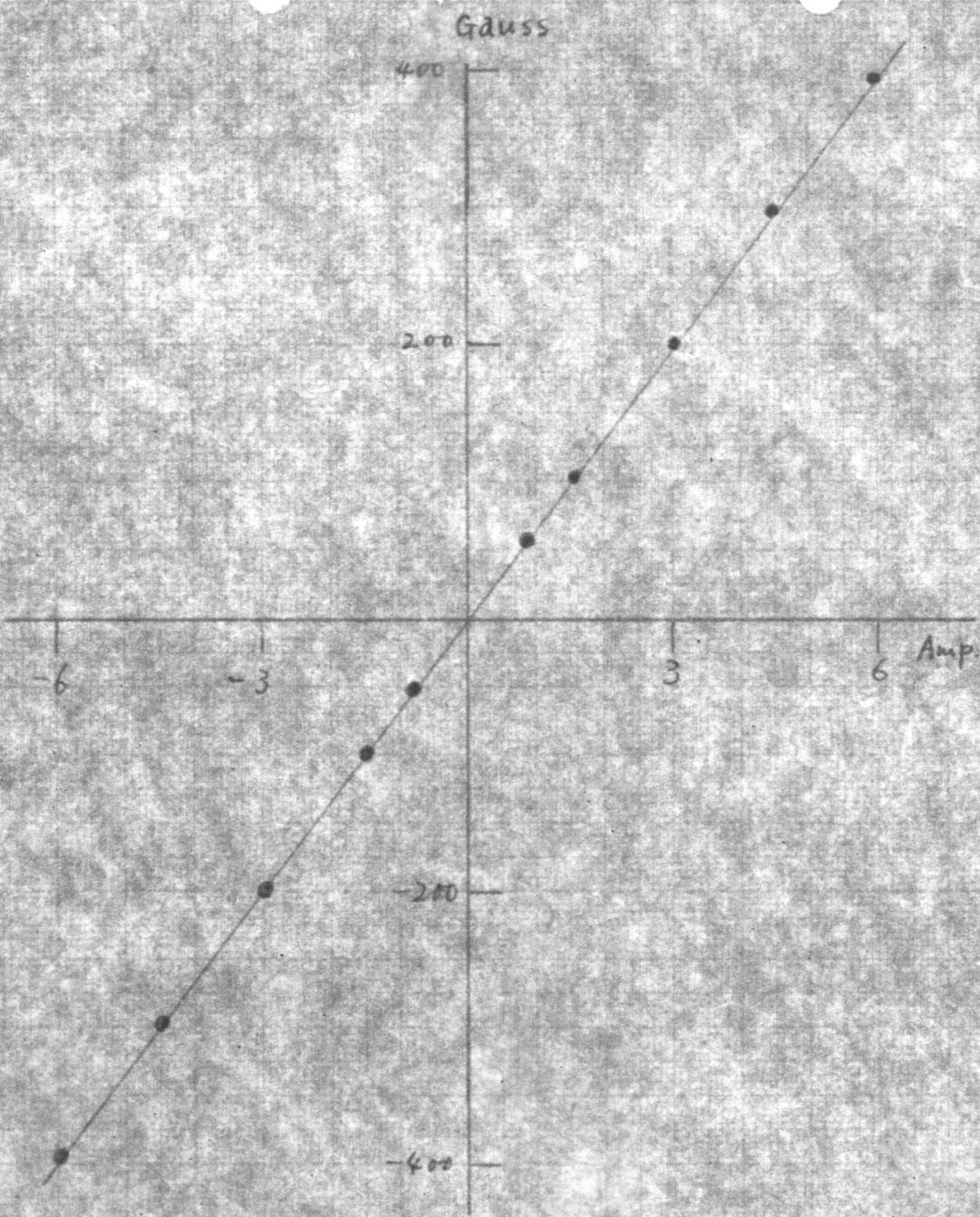
第1回 E



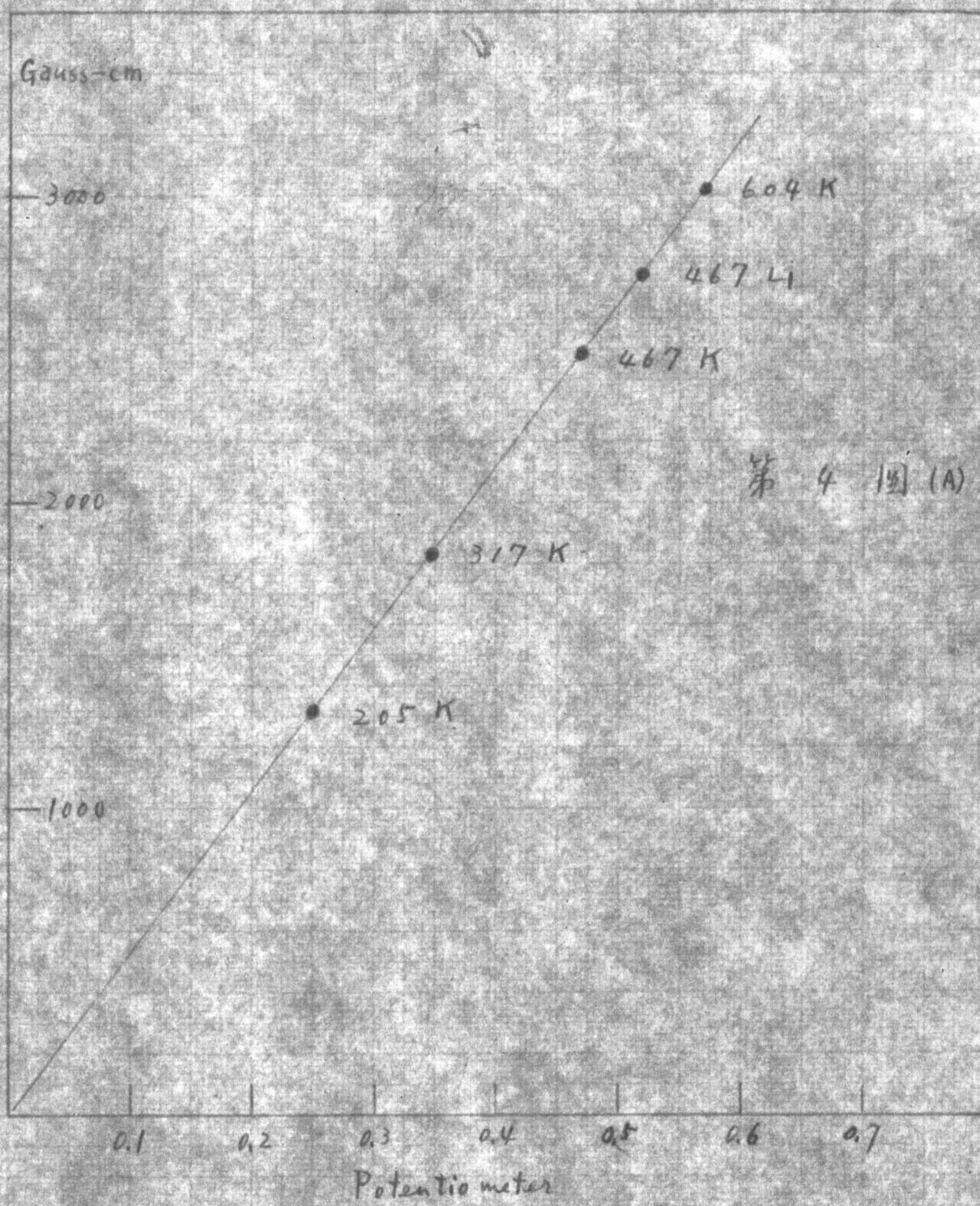
H. W. Taylor et al.

第
2
回



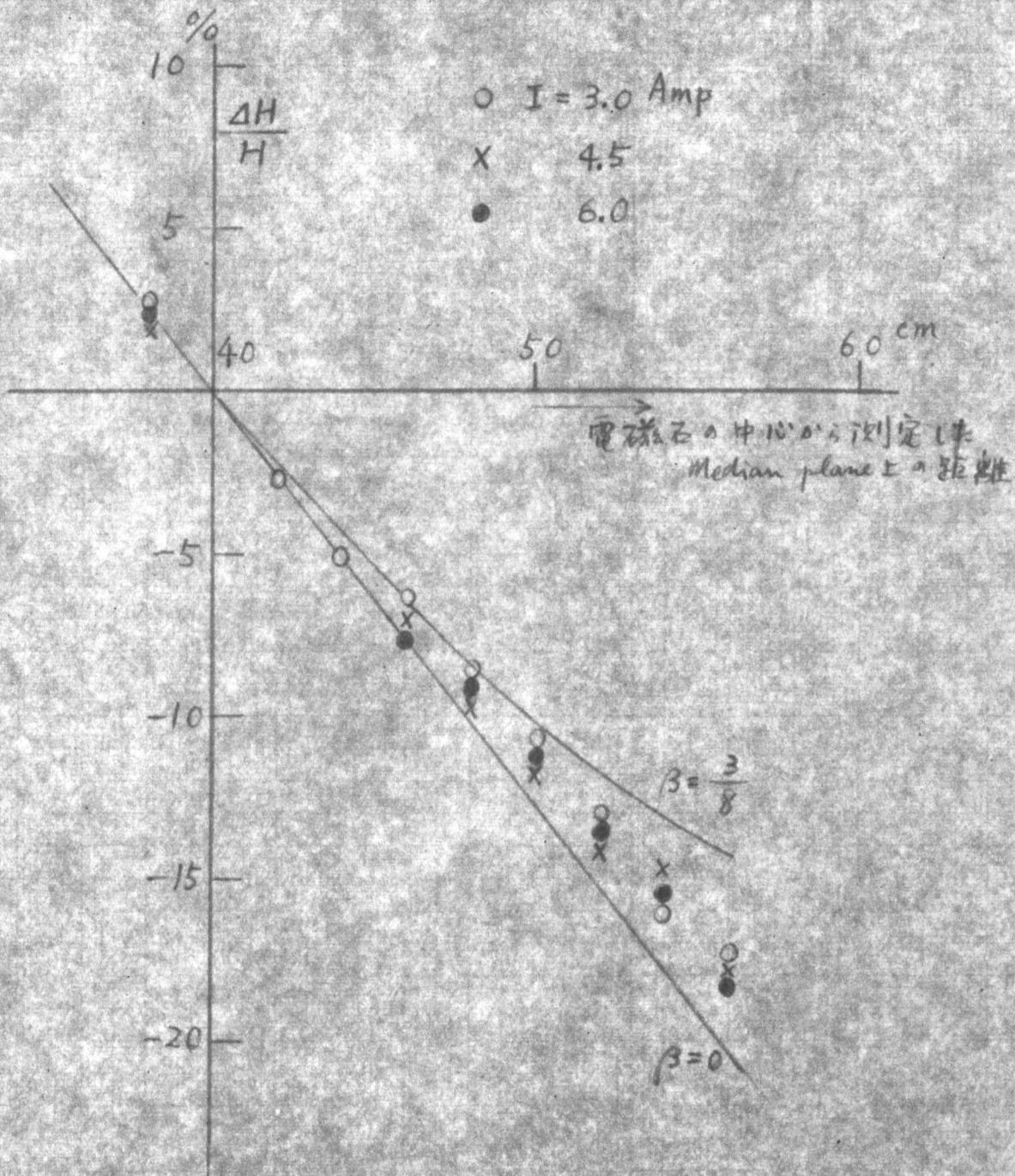


第 3 四





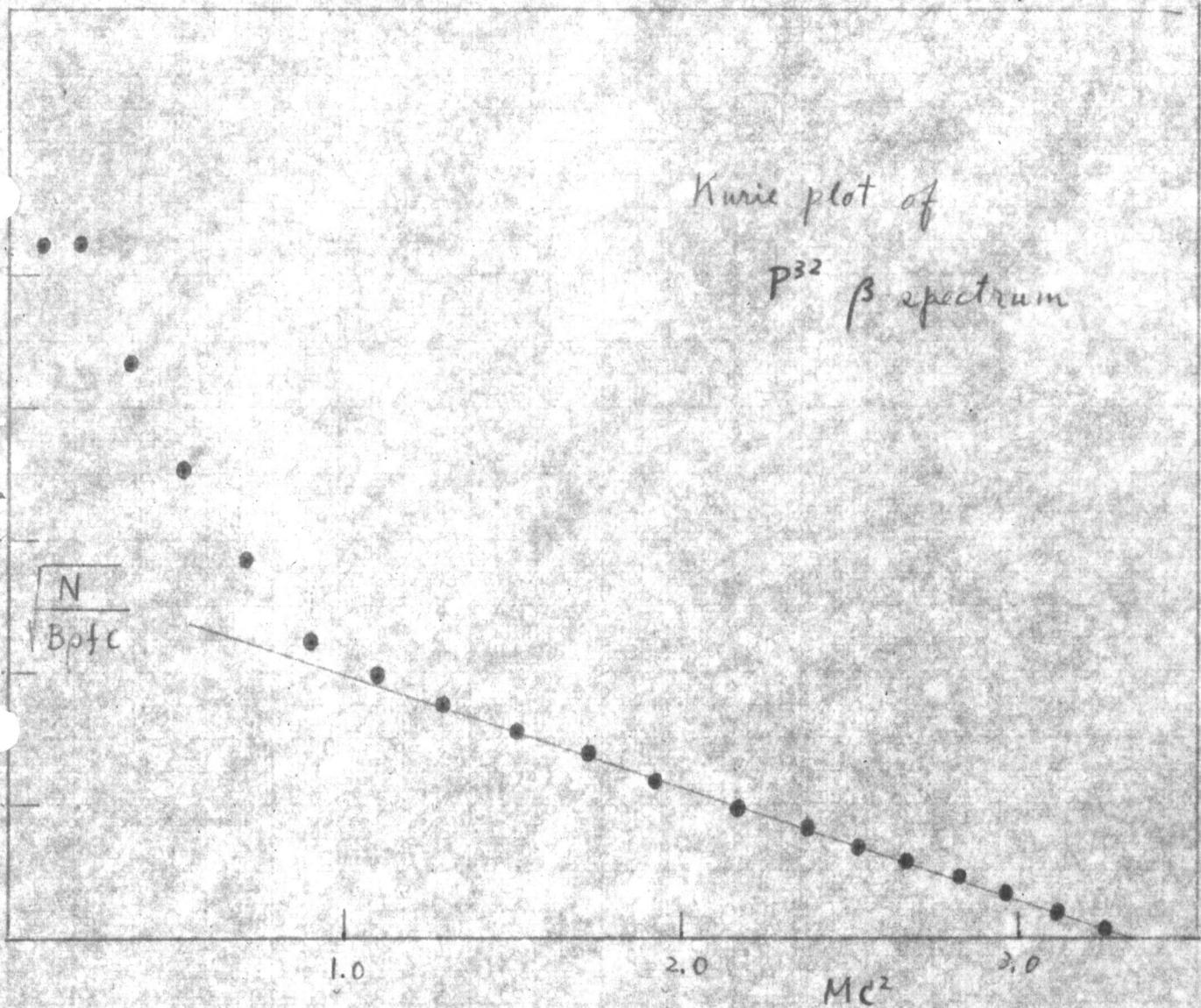
第 5 図



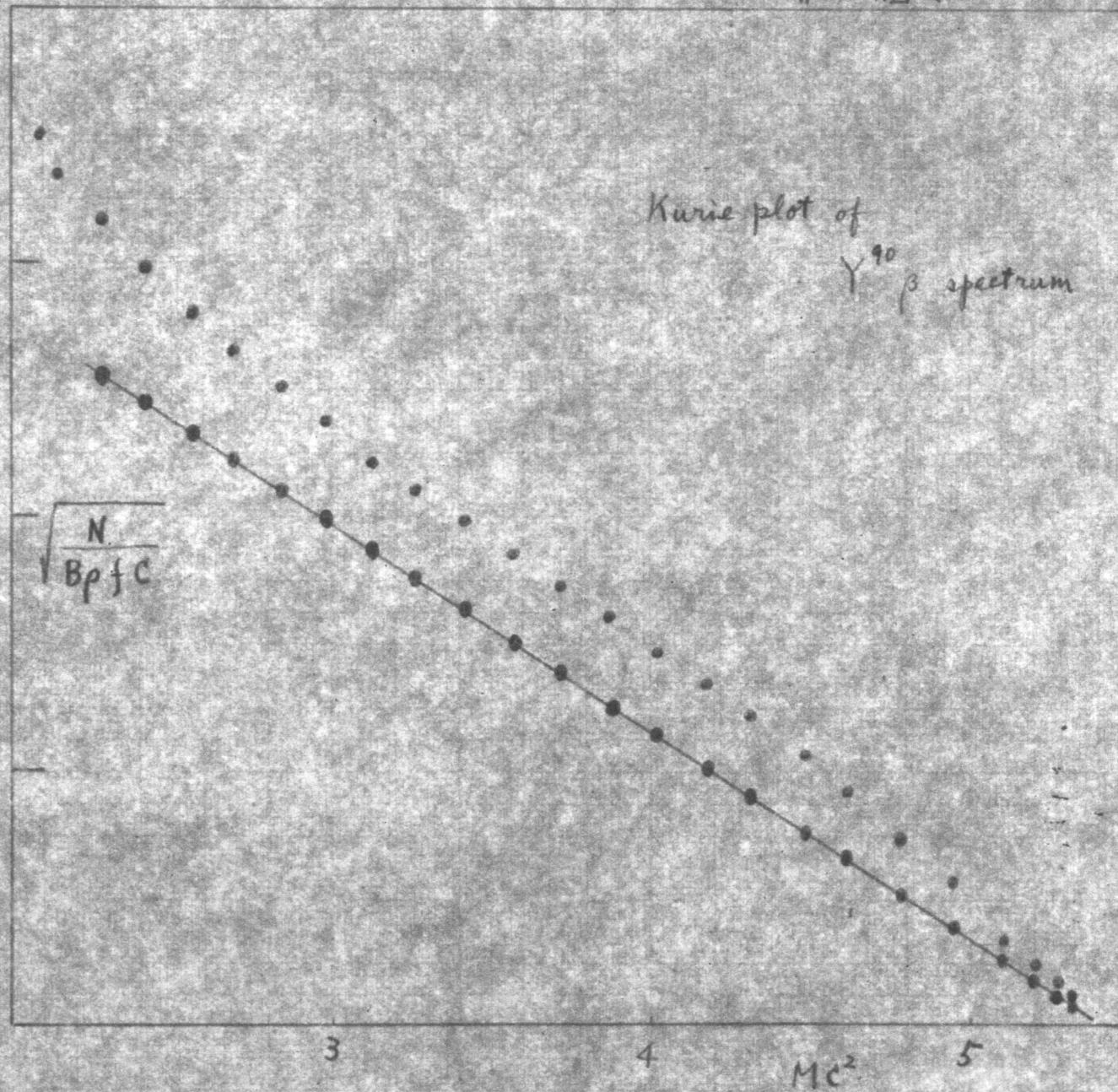
第 6 図 (A)

Kurie plot of

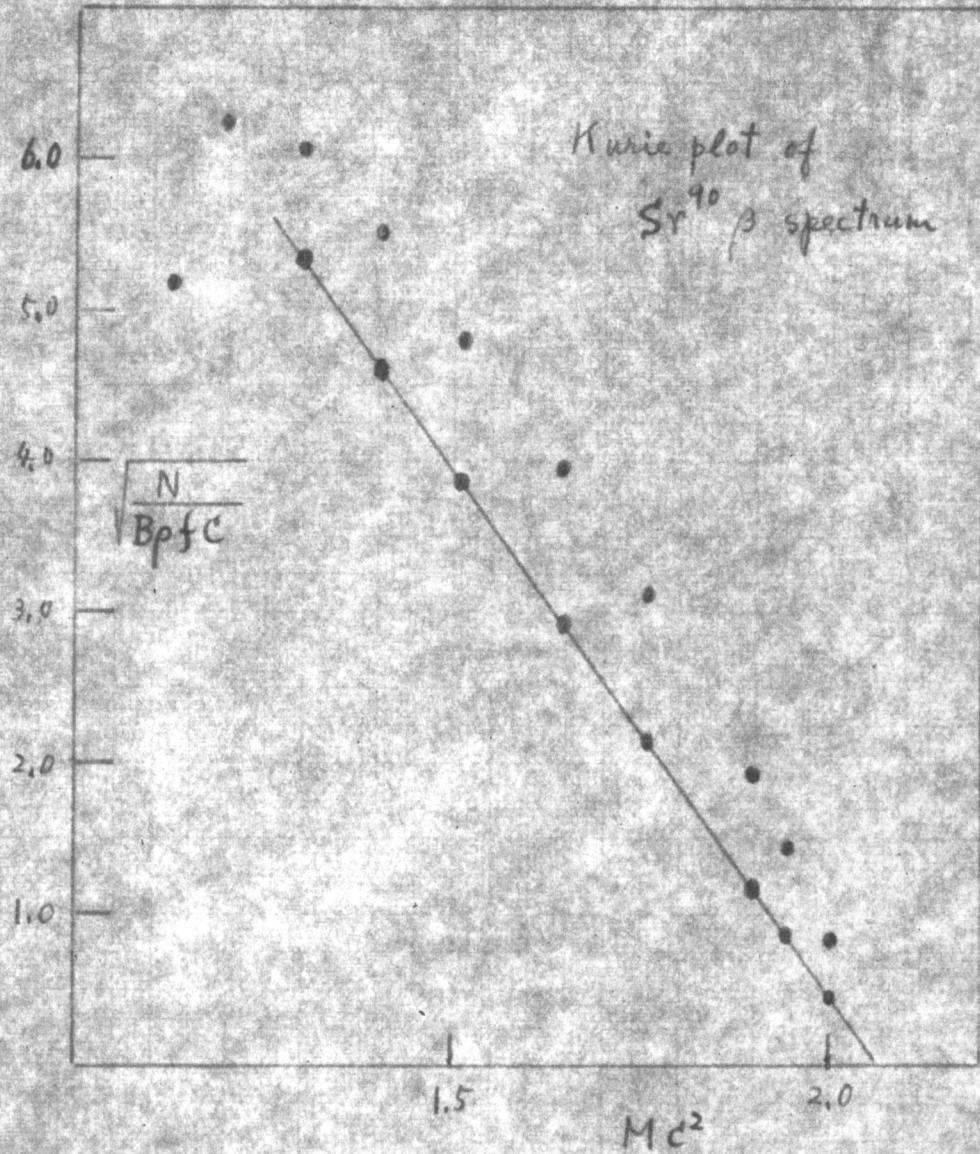
P^{32} β spectrum



第 6 圖 (B)

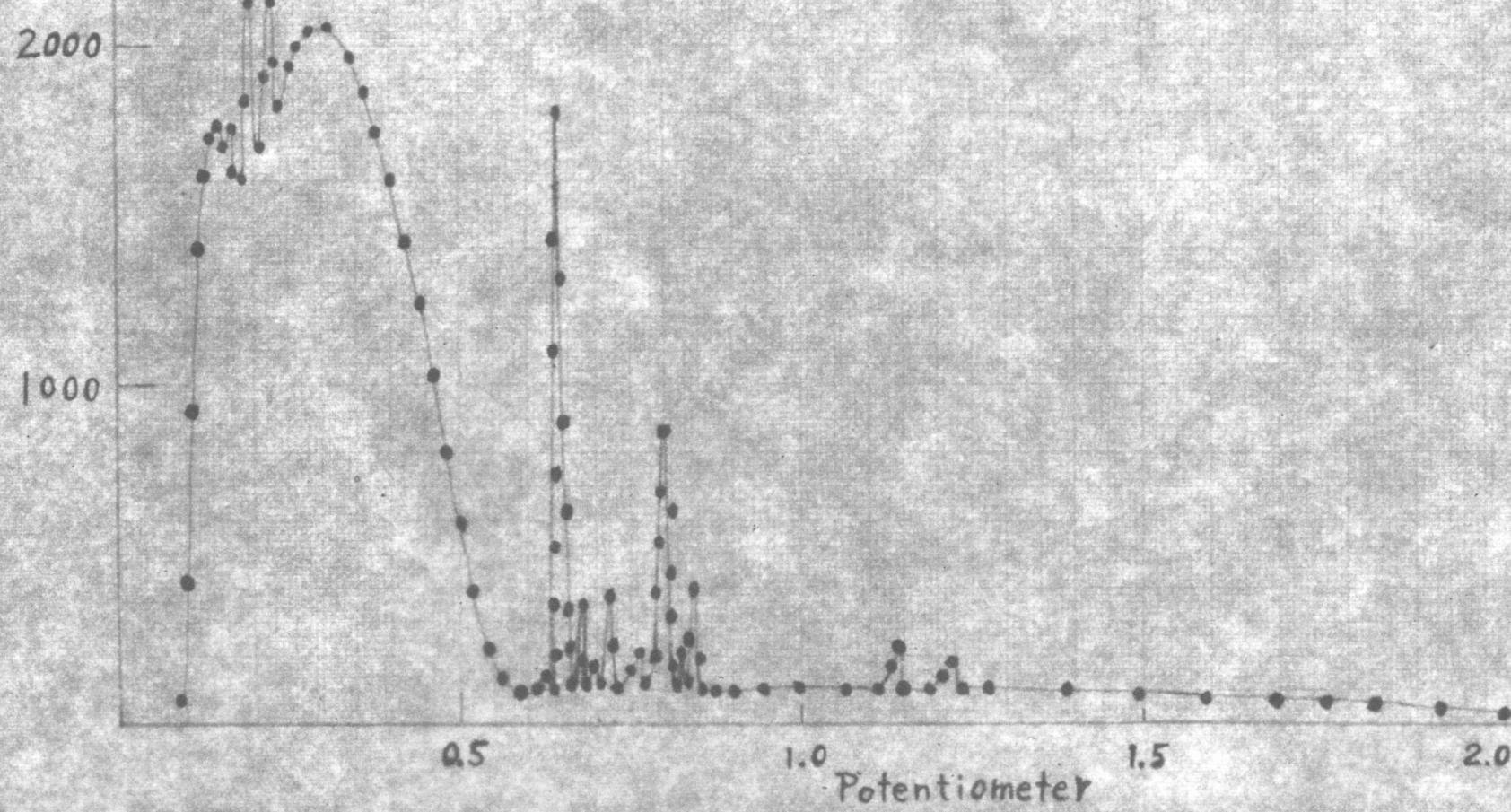


第 6 圖 (c)

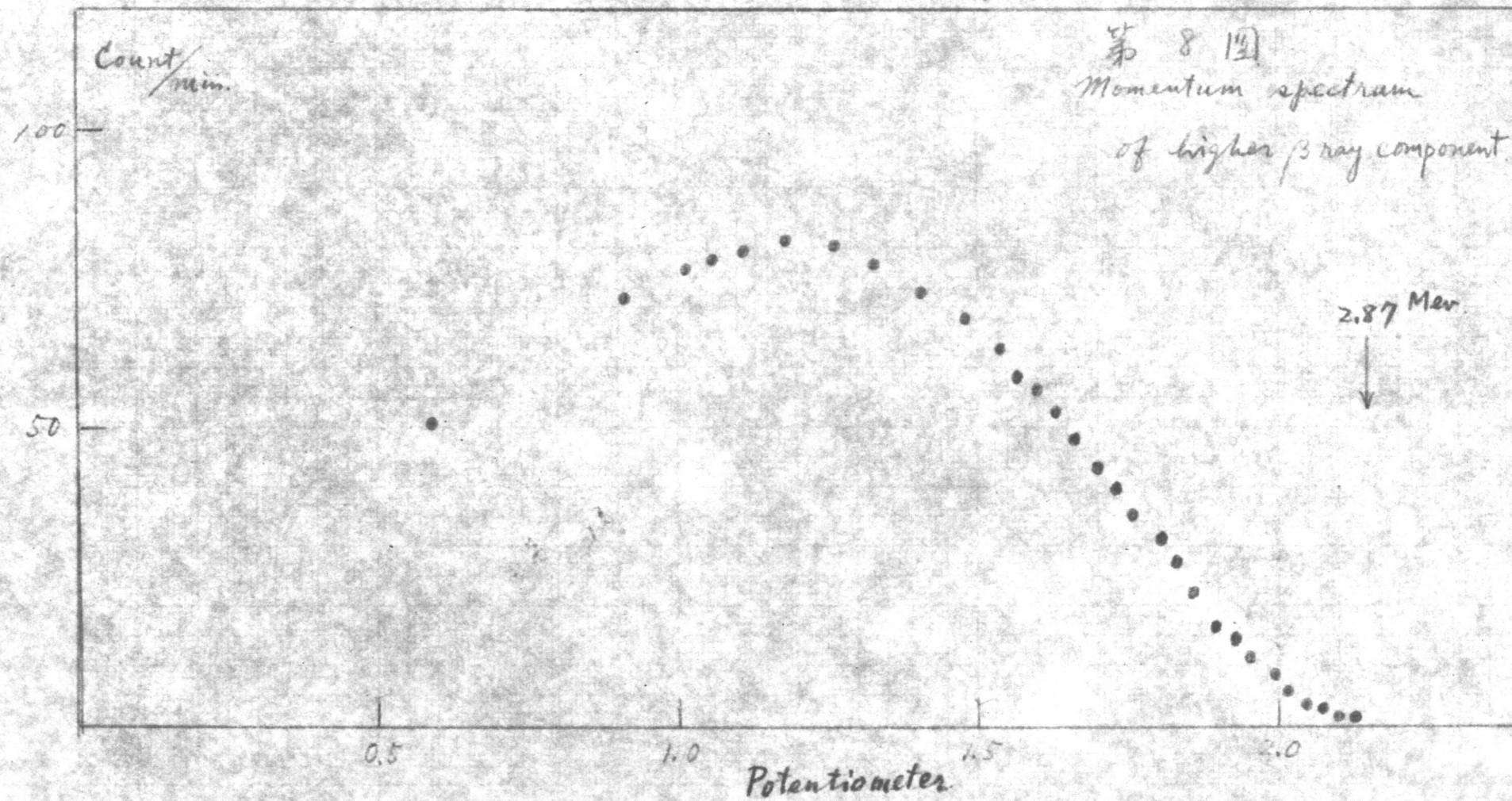


第 7 図

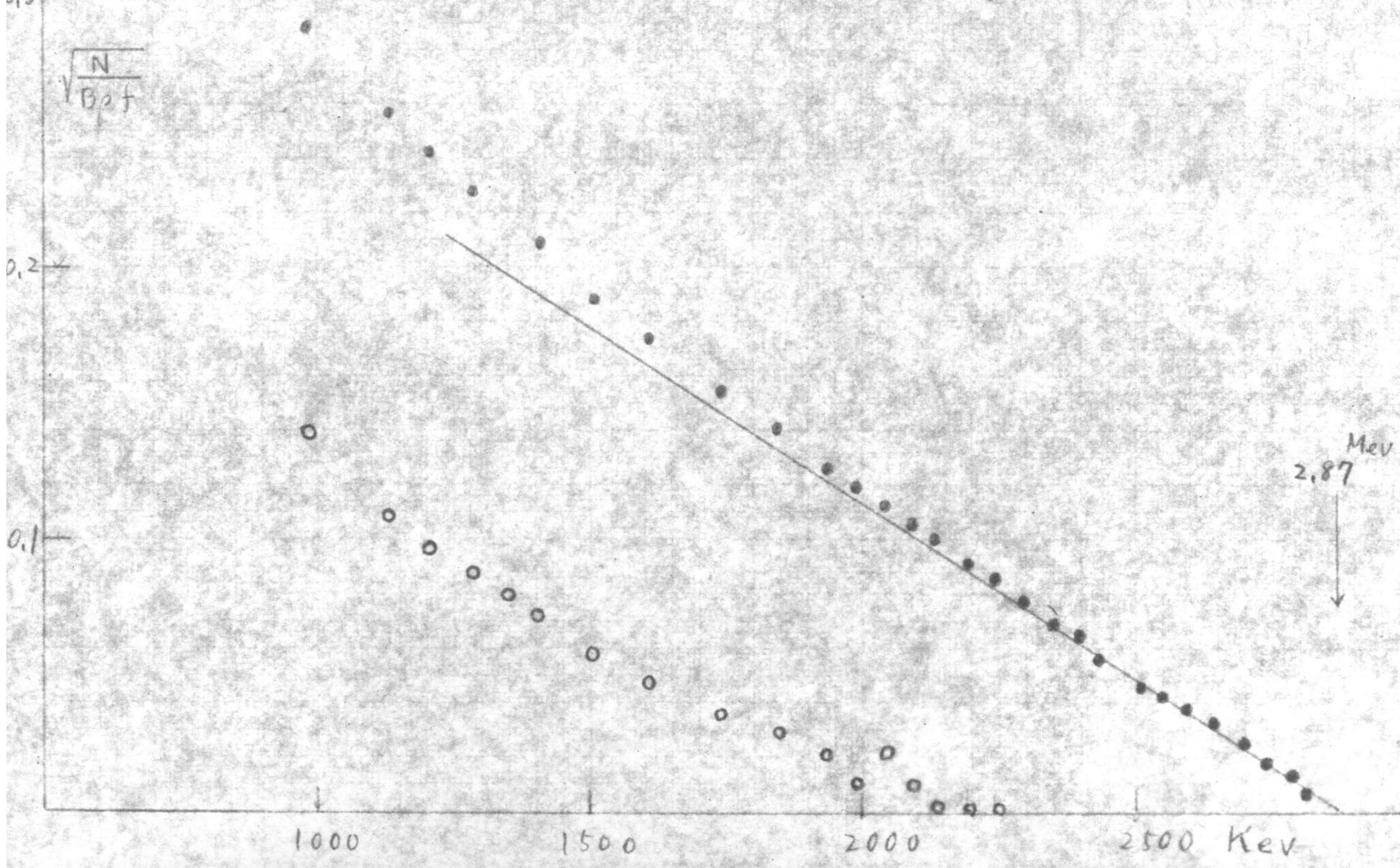
Count
min



第 8 図
Momentum spectrum
of higher β ray component



第9圖



Counts
/min.

2000

1000

0.1

0.2

0.3

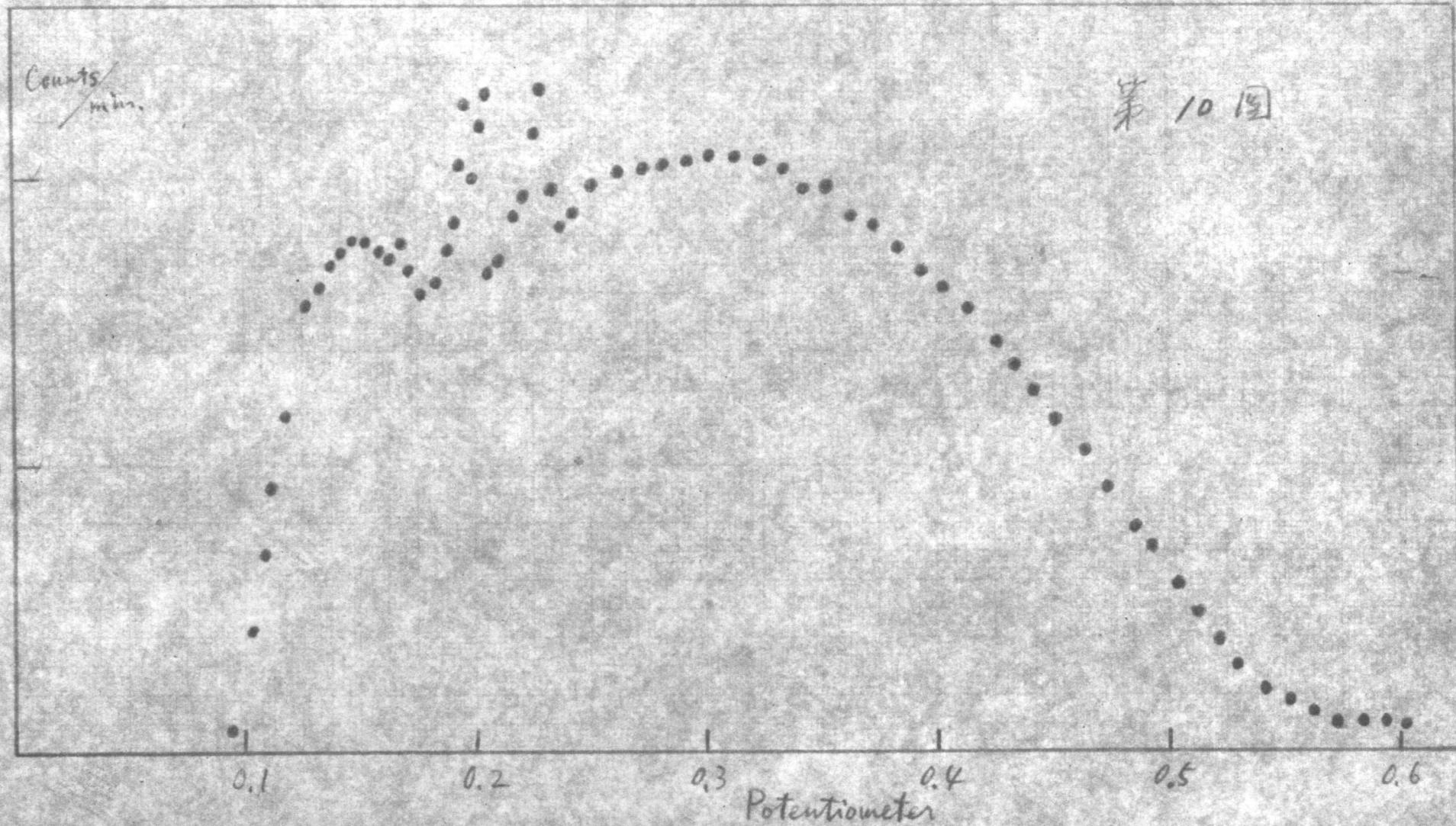
0.4

0.5

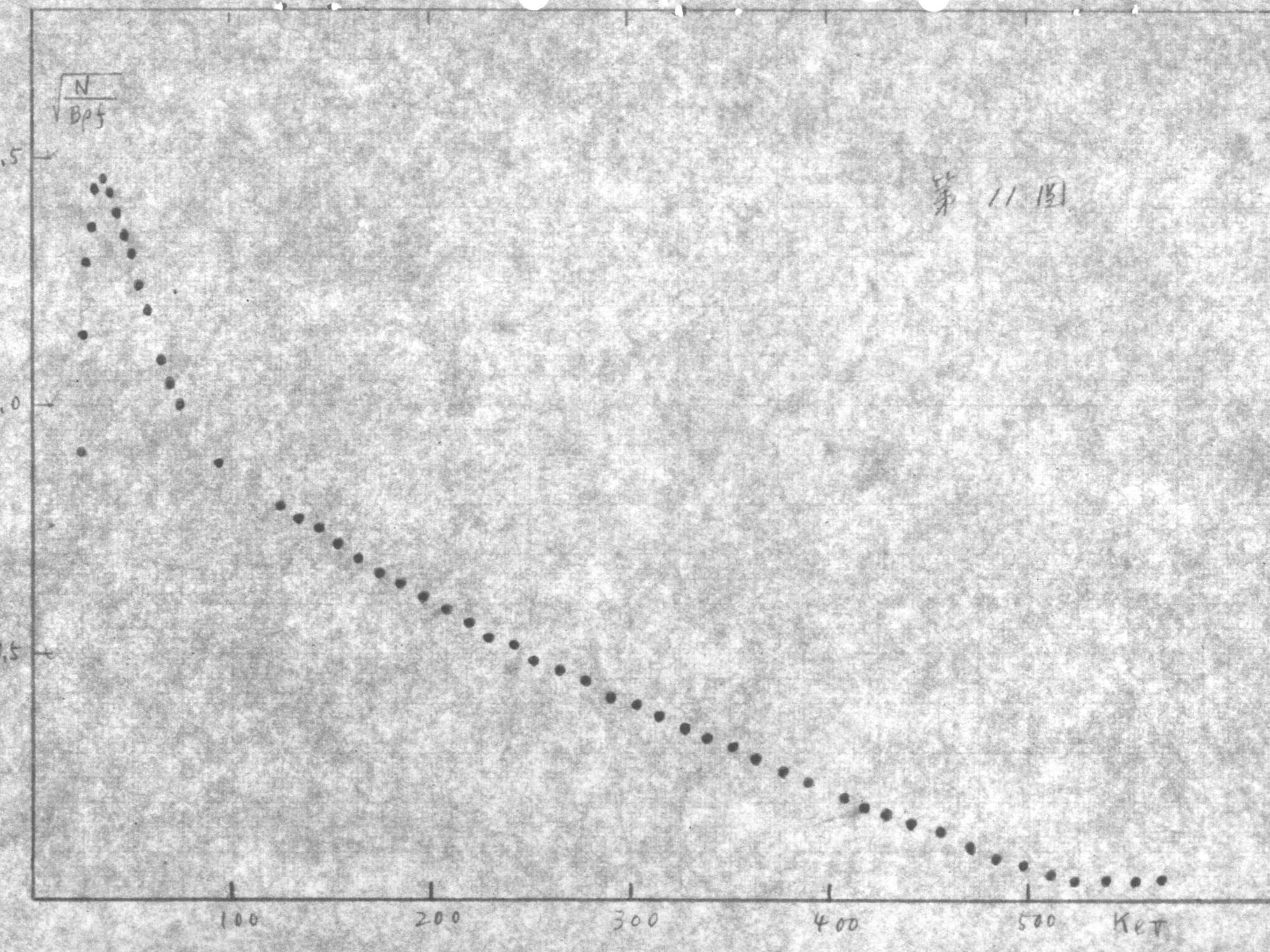
0.6

Potentiometer

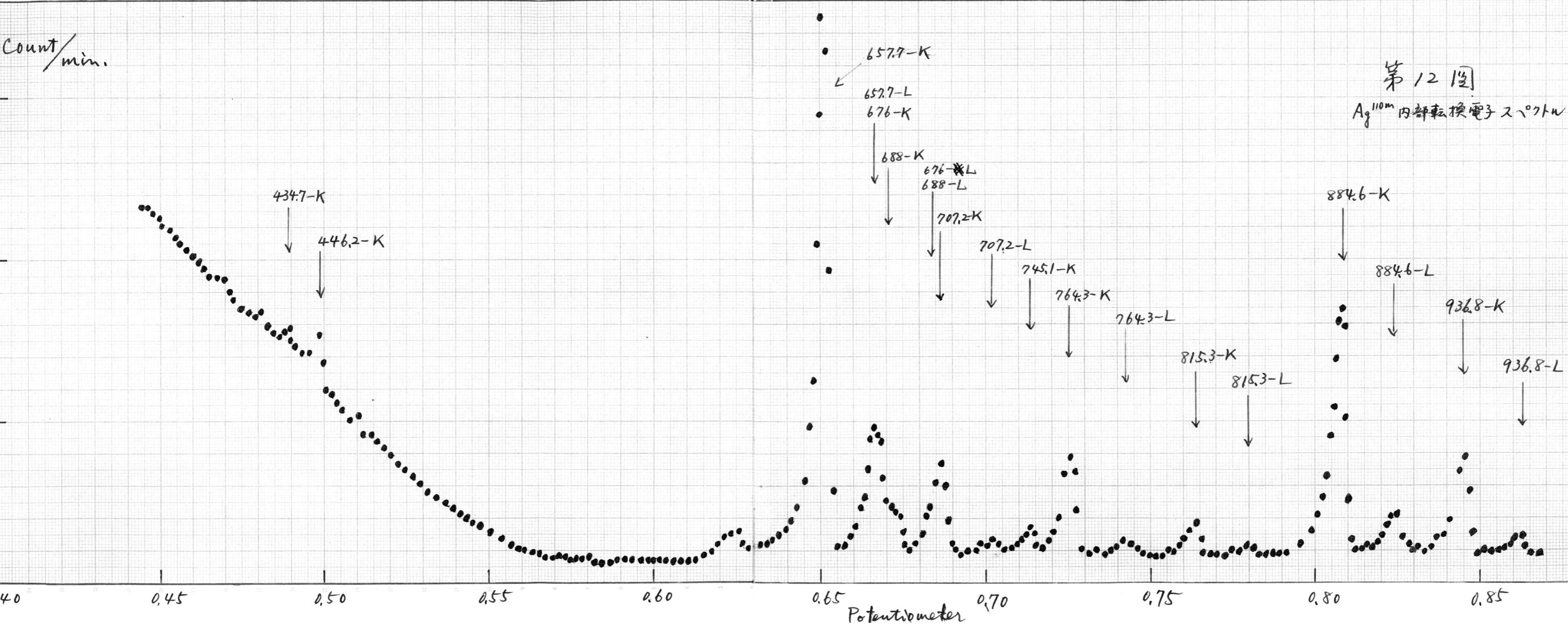
第 10 圖

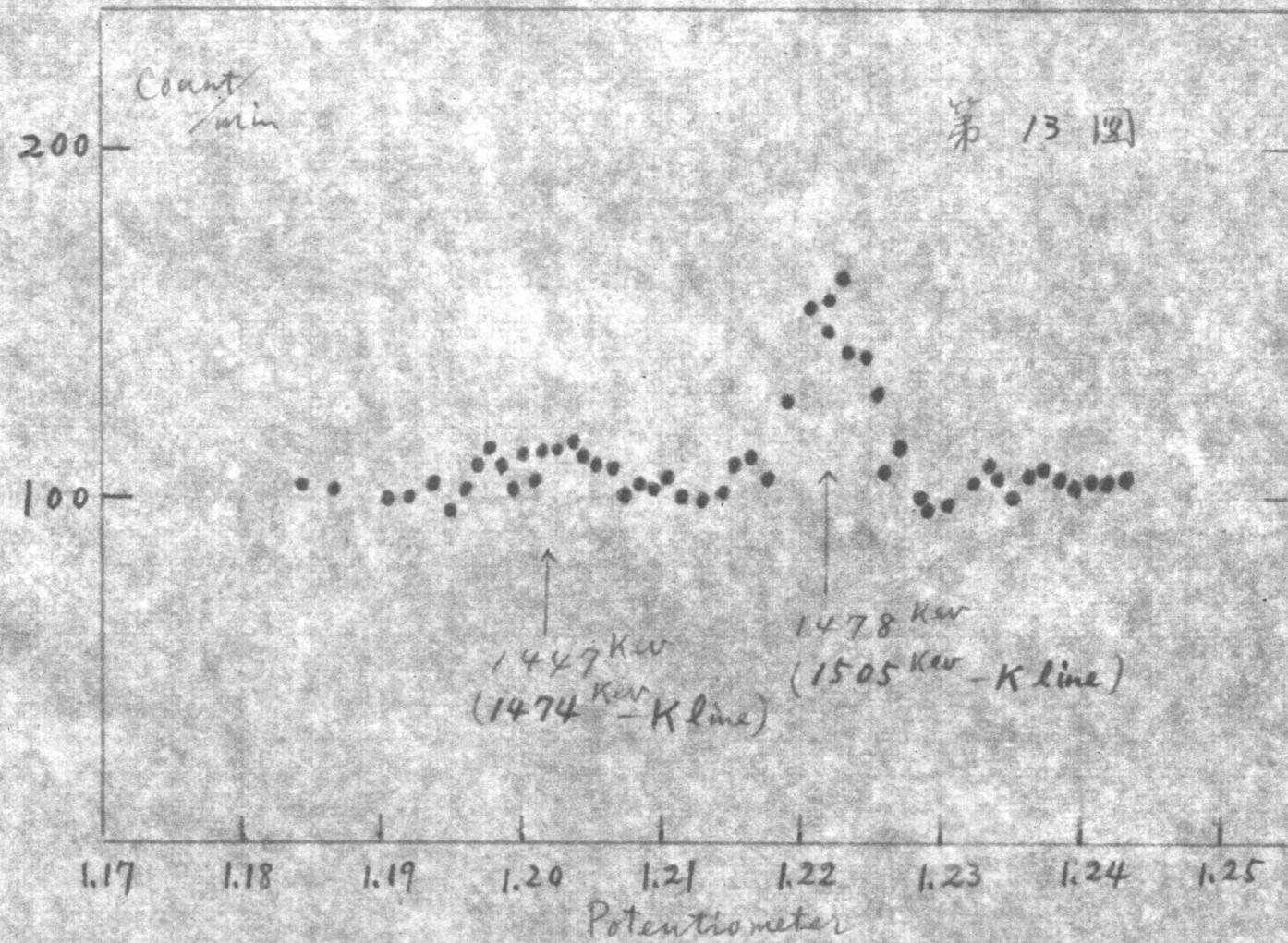


$\frac{N}{Bpt}$

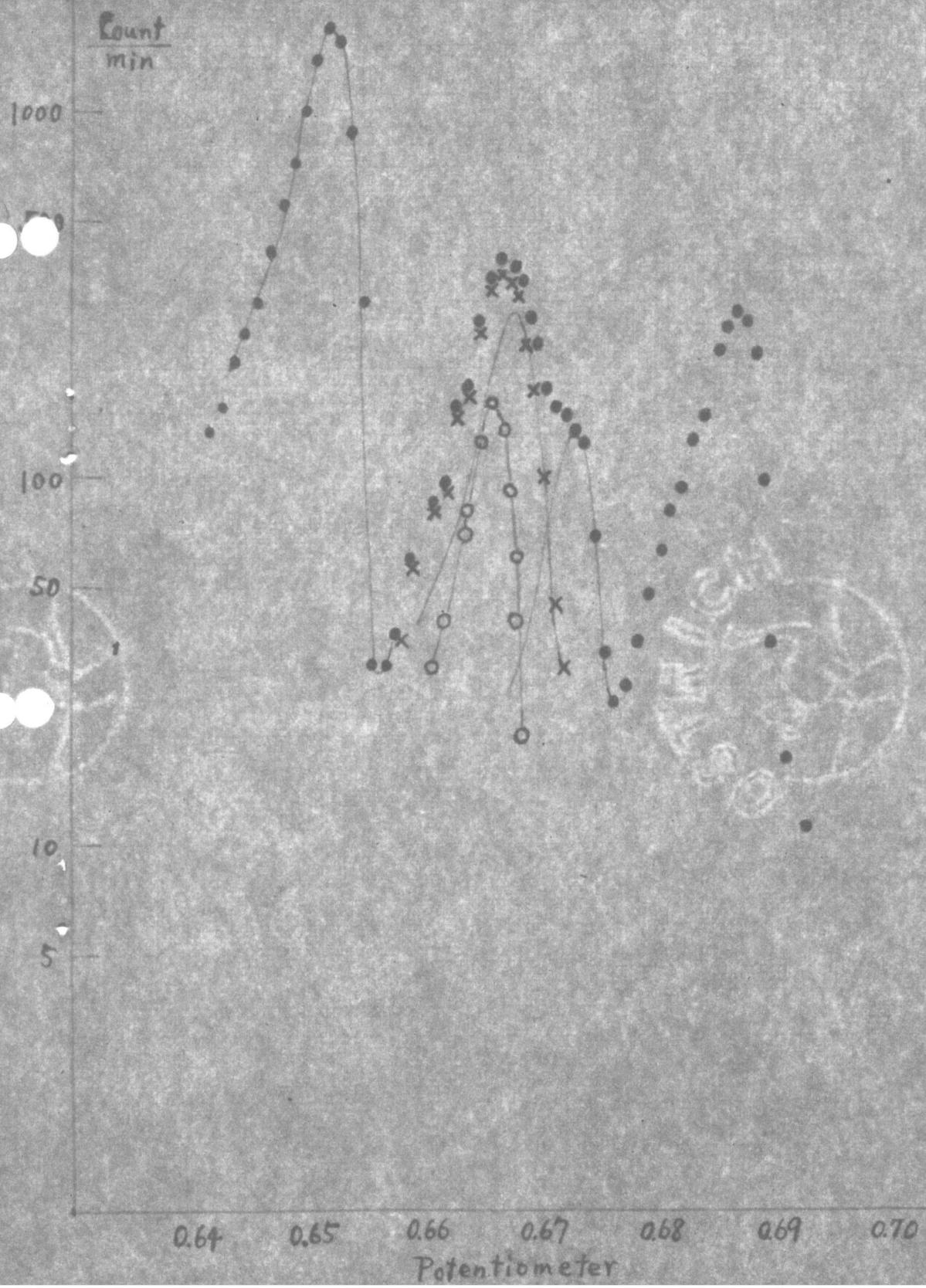


第 11 回





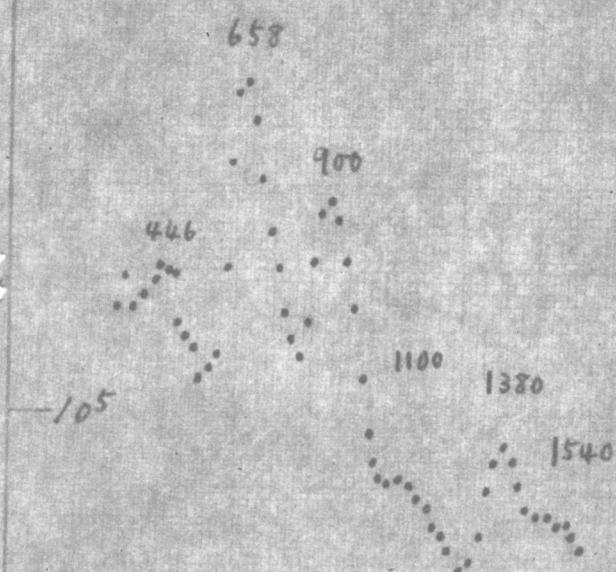
第 14 図



第 15 圖

Ag^{110m}

γ ray sum peak
spectrum



Feb 16 1963

γ ray single spectrum

Count

10^5

10^4

10^3

50 Pulse Height 100

150

第 17 圖

