OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

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

No.

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)

大阪大学理学部

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"×4" NaI(Tl) を用いたシンチレーションスペクトロメーターで測定した。

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線スペクトル各々の 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本あって、その最高エネルギーは ~84 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 Eγ は 115, 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。その他のγ線も Eγ の精度が上がって崩壊図 (decay scheme) の組み立てに有効な資料をあたえた。

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. Rose の計算値と比較してきめた。(第5表)

シンチレーションスペクトロメーターではγ線の加算ピーク (sum peak) の測定をした。得られたスペクトルの中に認められる加算ピークは 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, 加算ピークエネルギーを用いて Ag^{110m} の崩壊図を作った。K/L+M, α_K からきめた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^+, ときめられた。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 Cd^{110} の励起準位には集団模型の振動準位があらわれていると考えられる（第17図）

1. 序論

1.1 中重核の一般的性質

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、核構造の方でもいろいろの事がわかって来た。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おさめ、又それ以外の比較的重い核では集団模型の回転準位があらわれる事が知られている。

それに比べて質量数 $A = 100$ の近くの核（以後中重核と言う）に関しては近頃まであまりはっきりした事はわかっていなかった。

Scharff-Goldhaber and Wenesser [1] 及び Way, Kundu, McGinnis and van Lieshout [2] 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 $22 < n < 90$, $116 \leq n \leq 134$ の領域にあるもの）には次の様な特徴的な性質がある事を指摘した。

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^+ のスピン、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 2 及至は 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単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 転移が僅かながら混じったものであるが

それらのE2部分の行列要素の比 E2(直接転移)/E2(第二から第一へ) は数% かそれ以下である。

v). 第二励起準位と第三励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) クーロン励起の実験によれば第一励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10～20倍早い。

この様な諸性質は殻模型及び集団模型の回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). 転移のおこる準位間のスピンの変化が1かまたはそれ以下で両準位のスピンの和が2かまたはそれ以上の場合に偶奇性に変化がなければ M1 もE2もおこる可能性がある。しかしその場合に殻模型によれば M1 の方がE2に比べて10倍乃至は1000倍も行列要素が大きいと考えられる。[3] しかるに Te^{122} では 2^+ の第二励起準位から第一励起準位への転移に於いて (M1の転移確率)/(E2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等[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 $L/L_s \simeq 0.04$ である。

但しLは $L = \tau A^{2\ell/3} E^{2\ell+1}$:(電気的転移に対して)

$= \tau A^{(2\ell-2)/3} E^{2\ell+1}$:(磁気的転移に対して)

であたえられる。ここで τ はγ線の転移寿命，Aは質量数，ℓは多重度，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 $E^{2\ell+1}$ の比例関係にある事が殻模型からはあたえられる。従って同一準位から出るγ線の多重極性が同じ場合にはエネルギーの大き

大阪大学図書室

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。従って転移が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3.2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。

次に集団模型の廻転準位で説明がつくかどうか考えて見る。

i') 廻転準位があらわれる領域では第二励起準位は殆ど 4^+ である。

ii'). 集団模型の廻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

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

であたえられる事である。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。今この関係式を用いると 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 $1 : 3.3$ になり、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。しかるに中重核ではこの比は $1 : 2$ になっているし、又しばしば 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'). $L/L_S \simeq 0.003$ の関係が廻転準位があらわれる領域の原子核について成立している。

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廻転準位の領域の核とでは異るのである。

Scharff-Goldhaber and Weneser[1] は以上の事実を説明する為に弱結合集団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手短かに集団模型の要点を

大阪大学理学部

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"をもつ原子核の性質に目をつけて、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ないとする先天的な要求は何もないし、又実際にポテンシャルとしてもっと一般的なものを考えればむしろ歪んだ形の方が安定である事が示される。そ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は核全体の運動を観測する事が出来る。ここに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ざるポテンシャルの下に運動し、その占める軌道はいわゆるNilssonの図で示される軌道に下の方から核子を2個づつ順次つまって行く。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δ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して歪んだ形となった時はその核は軸対称楕円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ンは

$$H = H_{intr} + H_R \qquad (1)$$

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,

*) ここでは集團模型の話の要点を述べる。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個だけ残った粒子を記述するハミルトニアンである。そ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

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

となる。その時波動函数は

$$\Psi = \left(\frac{2I+1}{8\pi^2}\right)^{1/2} \chi_\Omega^I(r)\, \mathcal{D}_{MK}^I(\omega_i) \quad (3)$$

であらわされる。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, Ω は最後の粒子の核の対称軸方向の角運動量の成分, τ はそれ以外の最後の粒子の量子数 ω_i は Euler 角, $\mathcal{D}$ は廻転をあらわす行列で H_R に対応する。χ は H_{Intr} 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

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

で与えられる。E_0^K は量子数 K を持った軸対称楕円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えない事にする。又, K の異る準位は K の同じものに比べて相当はなれている。

偶-偶核では $I = 0^+, 2^+, 4^+ \cdots$ の状態のみが許されるから基底状態からのエネルギーを計算すれば第一励起準位はスピン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

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

であたえられる。L は γ線の多重極性, ΔE は準位間のエネルギー差, B(L) は核構造に関係した行列要素である。

この B(L) の所に集団模型の波動函数が入って来る為に殻模型であたえられる T(L) とは異る値を示す。又この量

を計算する事により γ線の転移の K選択律が生じた。

しかしながらこの模型では(4)で与えられる様に第一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 であって中重核の場合の 2.2 にはならない事になる。

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つめて行くことによって δ の函数として核のエネルギーを計算し、それによっ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 δ の函数として与えられるとは限らない。

そ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って行くいわゆる振動がおこる。

この模型に関しては前にも述べた様に資料が不足ではっきりした事はわかっていないが大体の話は次の様である

この場合には原子核は表面振動をおこし、その振動の固有エネルギー $\hbar\omega$ は

$$\hbar\omega = \hbar\sqrt{\frac{C}{B}} \qquad (6)$$

であたえられる。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

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

であたえられる。N は表面振動を量子化して得られる量子 即ち振動子 (phonon) の数をあらわす。振動子は正の偶性をもち、そのスピンは 2 である。従って、N=0 では I=0 であり N=1 では I=2, N=2 ならば I=0, 2, 4. の状態が縮退して存在し、N=3 では、I=0, 2, 3, 4, 6 の状態が縮退している。従って準位のエネルギーは N であたえられ第一励起状態が N=2 であり、0, 2, 4, のスピンの準位が近接して

大阪大学理学部

あらわれる事も推測される。この場合には $E_2/E_1 = 2$ であり、中重核の場合の 2.2 と良く一致しているが尚若干の相違が見られる。

Scharff-Goldhaber and Weneser[1] はこの様な原子核の表面振動の考え方を採用し、更に一体粒子的な励起を考えて、その揺動として $E_2/E_1 = 2.2$ をあたえようとした。彼等の理論ではこの事は良く説明したが 0^+ 及び 3^+ の準位は高い値になる。

Wilets and Jean[7] は核は常に有限な歪を持ち楕円体的として取り得るあらゆる形をとるものと考えた。この考えでは 0^+ がやっ高く 2^+ と 4^+ の縮退がとれない。

これ等の考え方はこの様にエネルギー間隔、スピン等に関して比較的良く中重核を説明するものであるがまだ、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一励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個変る転移に比べて1個変る転移の方がおこり易いと考える事によって理解される。

その他に最近の理論では Davydov and Fillipov[8] の理論がある。彼等は軸対称以外の楕円体も考える事によって核が剛体的な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している。

さて振動準位の考え方で最も特徴的な点は励起エネルギー E が $2.2E_1$ の値をとるところの近くに非常に近接して 0^+, 2^+, 4^+ のスピン、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。しかしながらこの点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ればあまり心配した事ではないかも知れない。Motz[9]は原子爐からの中性子を用いたCd^{114}の中性子捕獲後のγ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$^+$のスピン、偶奇性を持つ準位を見出した。これは現在のところ唯一の0$^+$, 2$^+$, 4$^+$のそろった資料(Pd^{106}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Cd^{110}に転移をする。これはCd^{114}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}に関して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Siegbahn[10]が始めて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 LeBlanc[11]は更に多くのγ線を見出している。Knipper[12]はこれらの資料に基き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ン、偶奇性を決定しようとした。

Sakai, Ohmura and Momota[13]もシンチレーション計数管を用いてγ線の発生関係と角度相関によりスピン、偶奇性を決定しようとした。その他にはAzuma[14]はβ線のKurie図の分析からSiegbahnが見出した以外にもβ線の成分があると報告している。

最近に至りFunk and Wiedenbeck[15]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き角度相関の実験をおこなっている。又Taylor and Scott[16]はシンチレーションスペクトロメーターの加算ピーク法と同時放電計数法を用いて崩壊図をきめてTaylor and Frisken[17]は

大阪大学理学部

これに基き角度相関法でスピン、偶奇性をきめている。その他に Djelepow and Zhukovsky[18] はコンプトンスペクトロメーターを用いてγ線のエネルギーと強度を直接測定している。又 Ag^{110m} のスピンは核磁気共鳴法で 6 ときめられている。[19]

以上の実験及びその他の実験結果は第一表 A, B, C に示しておく。又 Sieghahn, Cork, Djelepow, Wiedenbeck, Taylar によって提出された崩壊図は第一図 A, B, C, D, E, に示しておく。

この様に最近集団模型の振動準位に関連して急速に中重核に関心が集って来たが、しかし Ag^{110m} に関してはシンチ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、その為にシンチ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点もある。次にそれらの問題点をあげておく。

i) Ag^{110m} から Ag^{110} の基底準位に行く異性体転移は 116 Kev と報告されている。しかるに前記の Sieghahn, 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考えるとこの間のエネルギー差は約 135 Kev になる。従って 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しれない。

ii) 上の理由から異性体転移の多重極性に基いて決定した Ag^{110m} の偶奇性（スピンは直接測定があるので問題はない）は根拠が弱くなる。同時にこのスピン、偶奇性とβ崩壊の禁止度を用いて決定した Cd^{110} のスピン、偶奇性にも不明確さが残る。

iii) Cd^{110} の崩壊図として第一図のどれをとってもγ線の一強度の間の関係に矛盾を生ずる。即ちある準位に来るγ線

の強度の総和とその準位から出るγ線の強度の総和がβ線を考慮に入れても一致しない点がある。特に1473 Kevの準位に来るγ線とそこから出るγ線の間に矛盾がある。

iv) その他にスピン、偶奇性が全然決定されていない準位がある。

v) 936 Kevのγ線の多重極性がまだはっきりきまっていない。

vi) 1473 Kevの準位はクーロン励起で報告されているが核分光学的にはDzelepow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。又その附近に$0^+, 2^+, 4^+$の準位があるかどうか。

vii) 角相関できめたスピンの値は分解能が良くないので、確かめておく必要がある。

viii) 崩壊図に諸説があって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γ線の精密測定を行い又内部転換係数を求めてγ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った。その他にこの実験では4"×4"のNaI(Tl)の結晶を用いて加算ピーク法により求めた資料も用いた。

第1表 (A)

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

half life τ	24.2 sec [20]	24 sec. [21]
β^- ray (maximum energy)	2.869 Mev [22]	Source は Ag^{110m}
	2.84 [21]	Ag^{110}
	2.7 [23]	Ag^{110}
	2.86 [10]	Ag^{110m}
γ ray energy	0.66 Mev 100% [24]	Source は Ag^{110}
	~0.9 5% [24]	〃
	0.66 [21]	〃
	0.72 [21]	〃
	0.81 [21]	〃
	0.88 [21]	〃
	0.94 [21]	〃
	0.967 [23]	〃
	0.6570 [11]	Ag^{110m}
	0.656 $\alpha_K = 0.0025$ [10]	〃
	$\alpha_K = 0.0027$ [25]	〃
	0.655 K/L.M = 4.3 [26]	〃
	K/L.M = 14 [27]	〃
	K/L.M = 11 [23]	〃

第1表 (B)

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

spin J	6, (atomic beam techniqne より3)[19]
half-life	252.5 day[28]
β^- ray * (maximum energy)	Mev β_1 0.087 61 %[10] 0.080 36 %[14] β_2 0.314 11 %[14] β_3 0.530 37 %[10] 0.530 51 %[14] 0.536 43 %[22]
γ ray energy	Ag^{110} に属するもの 0.1161[11] 0.116 K/L.M = 1.07[22] " = 1.3[10] " = 1.2[14] Cd^{110} に属するもの 次表(第1表(c))に示す.

* この後に isomeric transition の後に第1表(A)に示したβ transition をする.

第1表 (C)

3. γ rays (Cd^{110}に属するもの)

測定者	Siegbahn[10]			Cork et al.[11]		Djelepow et al.[8]		Wiedenbeck et al[15]	
	Eγ	rel. int.		Eγ	rel. int.	Eγ	rel. int.	Eγ	rel. int.
				437.5	W				
				446.0	M				
				471.0	W				
測定されたγ ray energy と intensity				498.9	W				
				541.5	W				
				575.2	W				
				619.0	M			617	
	656	S.	100	657.0	S	656	100	657	
	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	V.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. は very weak, W は Weak, M は Medium, S は Strong の略で、intensity の程度をあらわす.

大阪大学理学部

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斂性β線スペクトロメーターを用い、γ線の測定には4"×4" NaI(Tl)のシンチレーションスペクトロメーターを用いた。

2.1 二方向収斂性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]によって平面型に属するものが建設された。その特徴は磁場の強さに変化を与えて二方向に収斂性をあたえてある事である。通常,二方向収斂性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るさが増加し従って弱いβ線やγ線の内部転換電子の精密な測定が可能になった。

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によって次の式であたえられる磁場の強さを持っている。[30),31)]

$$H(r.o) = H_0\left\{1-\alpha\left(\frac{r-a}{a}\right)+\beta\left(\frac{r-a}{a}\right)^2+\cdots\right\}$$

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,その値によってスペクトロメーターの特性がきまる。

γ方向の収斂点とz方向の収斂点が同一点にある為

大阪大学蔵書

には $\alpha=\frac{1}{2}$ に とらなければならない。

β に関してはその とり方によって収斂の細かい性質が変るが大阪大学では Z方向の電子ビームの拡がりが分解能に無関係になる様にする為に $\beta=\frac{3}{8}$ にとった。

α の値は経済的な要求と必要とする分解能，明るさを考慮に入れて $\alpha=40\,cm$ にとってある。尚，このスペクトロメーターでは線源から出た電子は $\sqrt{2}\pi$ の回転角をまわったところで収斂する。

電磁石の断面図及び平面図は第2図に示してある通りである。真空槽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

電流と磁場の関係及び磁場のr方向の分布状態は磁束計で測定した。第3図は電流と磁場の比例関係が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, Marmier, Baehm, DuMond[32] によりエネルギーの精密測定がなされている Ir^{192} ($E_\gamma=205\,Kev\sim604\,Kev$) の内部転換電子スペクトルの測定をした。その結果は第4図及び第2表に示されている通りである。

第2表

E_γ	内部転換電子のエネルギー	運動量(Bρ)	ポテンショメーター	$\frac{B\rho}{\text{ポテンショメーター}}$
205 Kev	131 Kev (K電子)	1300.6 gauss-cm	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 $\frac{1}{1000}$ 以内の誤差で比例関係が保たれて

いる事がはっきりした。

中央面(median plane)上のz方向の磁場も測定したが第5図に示してある様に設計($\beta=\frac{3}{8}$)から若干ずれている事がわかった。実際に内部転換電子スペクトルを測定してz方向のビームの拡がりが分解能に関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%まで実現出来る事が確認された。通常は明るさとの関係で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}(単一第一禁止転移型), Sr^{90}(単一第一禁止転移型)のβ線スペクトルを測定した。結果は第6図A, B, C, に見られる様にこれらのスペクトルのKurie図(Kurie plot)には殆どずれは認められない。

従っ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。市販品は窓が2～3 mg/cm² の雲母で窓による吸収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。

自作品は窓にアルミニュウムを真空蒸着させた0.8 mg/cm² のマイラーの膜が用いてある。吸収は100 Kev以下でおこっていた。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 γ線スペクトロメーター

γ線の測定には 4"×4" NaI(Tl) のシンチレーションスペクトロメーターを用いた。加算ピーク (summing peak) をとる時は放射線源と NaI(Tl) の結晶の距離は 1 cm, 単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 4k 波高分析器を使用した。

2.3 放射線源

Ag^{110m} の放射線源は Oak Ridge から輸入したものを用いた。β線用の放射線源はアルミニュ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。γ線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事がない様にして用いた。

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 $\frac{\Delta P}{P}$ は 0.6% であった。磁場の補正は次の様にした。まず Cs^{137} (E_γ = 661.6 Kev)[33] と Co^{60} (E_γ = 1.173 Mev, 1.333 Mev)[34] の内部転換電子を用いて Ag^{110m} の内部転換電子スペクトル線の中で強いもの (E_γ = 657.7 Kev, 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にわけておこなった。全体のスペクトルは第7図にある。

大阪大学図書室

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弱い点で1%である。その為には高エネルギー成分の測定には1点あたり80～100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2本あり更にEmax～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線は測定点が少いのではっきりした事はわからない。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は強度の下地(background)を算出する基礎にした。

低エネルギー成分の運動量スペクトルは第10図に，Kurie図は第11図に示しておく。東[14]の報告したEmax=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はっきりたしかめる事は出来なかった。又Emax～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っきりした測定をする事は出来なかっ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	4.3±0.3	〃
	～1400		不確実
	340±20		〃

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っている部分を第12図に示す。Djelepow[13]が始めて報告した1484 kevの転移に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。但しこのスペクトル線から計算したγ線のエネルギーE_γは1474±4 kevであった。

E_{e^-}=650 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ひろがっている。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え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。

その3本は周囲の他のスペクトル線を考慮してE_γ=676 kevのK電子線，657 kevの転移の(L+M)電子線，688 kevのK電子線と定められた。この中でE_γ=688 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関係の矛盾をなくする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γ線の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っているので，その影響をさしひき又測定日が異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。

但しこの表の強度は530 kevのβ線の強度を100とした値に規格化してある。この測定の結果から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

次にのべる様にして 936.8 Kev の γ 線の内部転換係数 α_K もこの実験自身からだめる事が出来た。即ちこの実験から得られる崩壊図(第ノ7図)を参照すればわかる様に 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え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 の転移に比べて 5% 以下である。そこで 530 Kev の β 線の強度とほゞ等しい強度で 936.8 Kev の転移がおこっているもの と

第4表

	γ線エネルギー (E_γ)	K電子線相対強度
γ_1	86 ± 4 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てある。

第5表

		γ_2(115 Kev)	γ_6(657.7 Kev)	γ_9(702.2 Kev)	γ_{10}(745.1 Kev)	γ_{11}(764.3 Kev)	γ_{12}(815.3 Kev)	γ_{13}(884.6 Kev)	γ_{14}(936.8 Kev)	γ_{15}(1382 Kev)	γ_{16}(1474 Kev)	γ_{17}(1504 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 ± 0.0015	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
K/(L+M)(理論)	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
	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*			100	18 ± 2	6 ± 2	23 ± 2	9 ± 1	75 ± 4	32 ± 2	28 ± 2	6 ± 1	15 ± 1
$\alpha_K \times 10^3$(実験)		1700 以上**	2.6 ± 0.2*	2.0 ± 0.6*	2.0 ± 0.8*	1.8 ± 0.4*	1.3 ± 0.2*	1.3 ± 0.2*	1.19 ± 0.03**	0.5 ± 0.1*	0.29 ± 0.15*	0.36 ± 0.06*
$\alpha_K \times 10^3$(理論)	E1	100	1.0	0.84	0.80	0.72	0.62	0.56	0.50	0.23	0.21	0.20
	E2	830	2.7	2.3	2.1	1.9	1.6	1.4	1.2	0.52	0.46	0.44
	E3	5000	6.5	5.3	4.7	4.2	3.5	3.0	2.6	0.96	0.83	0.80
	E4	28000	15.	12.	10.5	9.3	7.6	6.3	5.3	1.7	1.5	1.4
	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. Dzelepow and N.N. Zhukovsky[18] の data, 及びその data を用いて得た α_K

**. 現在の実験で求めた β ray の強度と conversion electron の強度から求めた α_K

みなして良い. 従って 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

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

で求める事が出来る。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きめた。

その他の転移の α_K は Dzelepow 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る事が出来た。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 電子スペクトル線には 676 Kev, 688 Kev の転移の (L+M) スペクトル線がまじるが 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″×4″ 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クスペクトル (summing peak spectrum) を測定して γ 線の連続関係を調べた。

Ag^{110m} は γ 線が多数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って加算ピークの測定以外の実験では (例えば同時放電の測定) はっきりしたがわからなかった。

第15図には加算ピークのスペクトル, 第16図には単純スペクトルを示しておく. 第15図から認められる γ 線のピークは第6表の通りである。

大阪大学理学部

但しこの中で 2.16 Mev のピークは はっきりしないが 2.04 Mev と 2.27 Mev の間の谷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ピークがあるのではないかと思われる。

2.62 Mev のピークは加算ピークか或いは 2.93 Mev のピークのコンプトンピークがはっきりしない。しかしスペクトル中には 2.84 Mev のピーク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。過去に提出された崩壊図ではこのピークが 2.93 Mev のコンプトンピークでない場合には解釈がむつかしくなる。この事に関しては後に詳しく議論する。

第6表

ピークのエネルギー	考えられるγ線の組み合わせ
446 Kev	γ_4
658	γ_6
900	γ_{13}, γ_{14}
1100	加算ピーク ($\gamma_4+\gamma_6$)
1380	γ_{15}, 加算ピーク ($\gamma_7+\gamma_9$, $\gamma_5+\gamma_{11}$, $\gamma_4+\gamma_{14}$)
1580	γ_{17}, 加算ピーク ($\gamma_5+\gamma_{13}$, $\gamma_8+\gamma_{12}$, $\gamma_6+\gamma_{13}$, $\gamma_6+\gamma_{14}$)
1820	加算ピーク ($\gamma_{13}+\gamma_{14}$)
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	加算ピーク ($\gamma_6+\gamma_{13}+\gamma_{14}+\gamma_4$)

大阪大学理学部

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ク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線の任意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條件とした。但し考えているγ線の誤差が 1 Kev 以上の時はその誤差の範囲まで考えた。

この條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線に目をつける。このγ線はクーロン励起の実験[36]及び Ag^{110} (24秒) の放射核の実験[20),21)]から見出されているので第一励起準位から基底準位への転移と考える。又 115 Kev のγ線は K/L 比と α_K から考えて多重極性が大きいと考えられるので Ag^{110m} の異性体転移と考える。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関係(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励起[36]の実験で

第7表

	γ線エネルギーの和	γ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るので今は一応 1474 Kev の転移があるものと考える事にする。そこで No 9. から出発する。即ち 1474 Kev の励起状態があってそれから基底準位への転移と第一励起準位への転移がおこっ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 γ線の位置が夫々 1504 Kev γ は 657.7 Kev の γ線の前に出るγであり，688 Kev γ は 1474 Kev γ の前に出るγ線であり，共に 2162 Kev の準位から発してい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

大阪大学理学部

図は結果としては Wiedenbeck[15], Taylor[16].[17] 等の結果と一致したが、しかし 688 Kev の γ 線が見出された為に 1474 Kev の準位の前後の γ 線の強度の関係が予想のないものになった。過去の資料ではこの準位に来る γ 線とこの準位から出る ~~出る~~ γ 線の強度の間に相当の差があった。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 線の前後関係は はっきりしないが γ 線の加算ピークスペクトルには 2.48 Mev のピークがあるし、又低エネルギー β 線に ~84 Kev と 530 Kev のものがあってそのエネルギー差が 460 Kev 前後になるので 446 Kev の γ 線がこの二本の β 線の落ち込む先の準位の間の転移と考えれば結局他の準位との関係から 936.8 Kev を 446 Kev の次に続くものと考えた。そして更に 936.8 Kev の下に 884.6 Kev の γ 線が続くものとした方が良い。この崩壊図にあらわれた γ 線の発生関係を先に述べた γ 線の加算ピークスペクトルと比較すると加算ピークスペクトルにあらわれたピークは 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7図に示しておく。

第4表に示された γ 線は γ_1 (86 Kev) と γ_4 (434.7 Kev) を除いてすべてこの崩壊図の中に含まれている。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った。

又、加算ピークスペクトルの中の 2.62 Mev のピーク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える事が出来る。

低エネルギーの β 線の Kurie 図を分析して β_1 (186 Kev) と β_2 (530 Kev) の β 線の存在を確かめたがその Kurie 図は ~340 Kev 附近で折れ曲がっていた。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収、及び散乱の影響が少く又 530 Kev の β 線のス

クトルが許容転移を示すものとするならばこのKurie図は~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準後の励起準位にあるはずである。加算ピークスペクトルにあらわれた2.67 Mevのピークは Cd^{110} にこ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が出ているものとするとこの転移は2.23 Mev準後の準位に行く。又2.67 Mevから86 Kevの転移があって、その後引続き434.7 Kevのγ線があるものとすると2.14 Mev及び2.59 Mevに準位がある筈である。第17図の崩壊図には2.16 Mev及び2.22 Mevに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どれの崩壊図が正しいかはっ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あいまいな点がある。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いろいろの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る最大の誤差と考えて崩壊の全エネルギーを第17図に従って計算する。

Cd^{110} の準位のエネルギー及び Ag^{110m} の530 Kevのβ崩壊のエネルギーを使って Ag^{110m} の崩壊エネルギーを計算すれば3010±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±10 Kevである。その間のエネルギー差は140 Kev±17 Kevになる。それに比べて Ag^{110m} の異性体転移のエネルギーは115±4 Kevである。誤差を夫々最大限に見積っ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るものと考えたがその時には実験から

大阪大学理学部

得られた K/L 比による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 γ 線は測定が困難なのではっきりした事はわからない。

この場合には Wiedenbeck[15] 等が用いた方法で Cd^{110} の励起準位のスピン，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^+ と仮定して，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} のスピンとを併せ考えて Ag^{110m} の偶奇性を負にとる。これから Cd^{110} の励起準位のスピン，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ピン偶奇性をきめる事にする。

4.2 準位のスピン，偶奇性

4.1 で述べた様にスピン，偶奇性は γ 線の多重極性に基いてきめる事にする。議論の出発点として次の仮定及び実験事実をとりあげる。

1) Cd^{110} の基底準準位は偶-偶核の経験法則に従って 0^+ とする。

2) Ag^{110m} のスピンは原子核磁気共鳴の測定[19]に従って 6 ときめる。但し偶奇性はわからない。

以上の事を基礎にして話をすすめる。

i) 657.7 Kev の転移はこの実験で E2 ときめられ，又クーロン励起でもおこり，偶-偶核の経験法則もあわせて考えると 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 崩壊はいづれ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は 5, 6, 7 のいずれかである。

iii) 1474 Kev の準位はここから基底準位の 0^+ 準位へ E1 又は E2 の転移, 第一励起準位へ E2 転移がおこっているので偶奇性まで考えて 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迄の実験では偶奇性が正か又は負であるかはっきりした事がきまっていなかった。現在の実験では前に述べた様に 936.8 Kev の γ 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 γ 線は E2 であり, 従って 2497 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 の準位も 1542 Kev の準位と同様にして 3^+ か 4^+ である。

vii) 2925 Kev の準位と 2479 Kev の準位がもし 7^+ であるとするとその下にある準位はいずれも最大限 4^+ のスピンしか持っていないのでこの二つの準位から E2 転移はおこらない。しかし実際には E2 転移がおこっている。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の値が変る。5^+ の場合には今まで述べた以上の結論は出ないが 6^+ になればこの準位から 2218, 2162 Kev, 1542 Kev の準位へ E2 転移で行くので (但し M1 転移が僅かながらあるかも知れない。) これらの準位のとり

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であれば 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[illegible] 7 ときめられている。加藤、能沢、吉沢[38]の実験によれば電子捕獲の後に放射するγ線は 937 Kev, 885 Kev, 658 Kev が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っておこっている様である。従って電子捕獲は In^{110m} と Cd^{110} の 2479 Kev の準位の間で主としておこっていると考えられる。その時 2479 Kev のスピン、偶奇性が 5^+ であれば転移は単一第一禁止転移 (unique first forbidden transition) か或いは第二禁止転移以上の禁止度になる。この事は $\log ft \simeq 5$ である事を考えると無理がある。従って 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 転移があるので 4^+ になる。

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} の励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 ($\log ft \sim 7.1$) を示している。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。しかしながらγ線の多重極性から得られた結論は前記の通りで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 $\log ft$ が大きくなっていると考えられる。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選択律から転移がおくらされる[39]と考えられる。従って今の場合 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きまっ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 $E_2 \simeq 2.2E_1$, $E_2' \simeq 2.3E_1$ 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 $0^+, 2^+ 4^+$ の中, 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^+ へ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。その場合には 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' に関係し $(E/E')^5$ であたえられる。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。

しかるに Dzelepow 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γ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 Kev, 2162 Kev, 2925 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 Kev, 2162 Kev の準位は大体 $E \simeq 3E_1$ の附近にあり, 従ってこの両準位は 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2である為に転移がおこりにくくな

第8表

		準位のエネルギー	2つ準間の転移エネルギー	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	Dzelepowによる
A	始の準位(i)	1474 Kev				
	終りの準位(f)	658	815.3	0.037	23	9
		0	1474	0.0053	11.5	6
B	始の準位(i)	2162				
	終りの準位(f)	1542	618.9	0.041	13	
		1474	688	0.056	22	
		658	1504	0.017	39	15
C	始の準位(i)	2218				
	終りの準位(f)	1542	676	0.027	31	
		1474	745.1	0.037	18	6
		658	1560	不明		1.3
D	始の準位(i)	2925				
	終りの準位(f)	2218	707.2	0.115	49	18
		2162	763	0.131	67	23
		1542	1382	0.043	83	28

る為である。

この他に第8表から見出される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^{2l+1}に比例した強度を持つならば(745 Kevγの強度)/(676 Kevγの強度)=1.6であるが実際は逆に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。

それに対して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 Kevγの強度)/(618.9 Kevγの強度)=1.7でこれはE^{2l+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 764.3 Kev の γ線の強度の比は E^{2l+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 745.1 Kev の γ線だけは他の転移に比べて強い選択律が働いている事を示唆される様である。但し他の転移が E^{2l+1} の比例関係にあるのは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図の中. 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図の 2162 Kev の準位は 3^+ か又は 4^+ のスピン. 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} の励起準位には集団模型の振動準位があらわれていると考えられる。この場合には $E=2.2E_1$ 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も知れない。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ンが6である。この為に選択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^+ があったとしても今の場合の様にその上の準位のスピン, 偶奇性が 3^+ 以上である場合には転移がおこらない場合がある。従って $E = 2.2\,E_1$ 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} のスピン, 偶奇性について述べる。

Ag^{110} は Cd^{110} の基底準位と第一励起準位へ許容転移をする。この両準位へ行く為には 1^+ でないと β崩壊の選択律が成立しない. 従って Ag^{110} は 1^+ である。

Ag^{110m} はスピン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崩壊の選択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の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ったので第ノ図の崩壊図はすべり確定的と思われる。1475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グループによる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っ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、討論等の点を通じて常に懇切なご指導とご援助をしていただいた。

又、若槻教授は研究室主任として終始ご激励とご援助をして頂いた。

日本原子力研究所の竹腰氏等のグループにはRCL-256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る次第である。

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. Huus, 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. Fillipov ; 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 ~~(1957)~~ (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. Frisken ; Phys. Rev. 114 127 (1959)

18) B. S. Dzelepow and Zhukovsky ; Nuc. Phys. 6 655 (1958)

19) W. E. Ewbank, 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.B~~ R.D. Birkoff ; Phys. Rev. 98 1266 (1955)

26) N.M. Antonéva, A.A. Bashilov and B.S. Dželepow ; 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, 能沢, 吉沢 ; "原子核研究" 第2巻, 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巻, 第3号, 第1頁 (1954)

32) L.L. Baggerly, P. Marmier, F. Boem 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 Pub. Co. (1958)

36) G.M. Temmer and N.P. Heydenburg ; Phys. Rev. 98 1308 (1955)

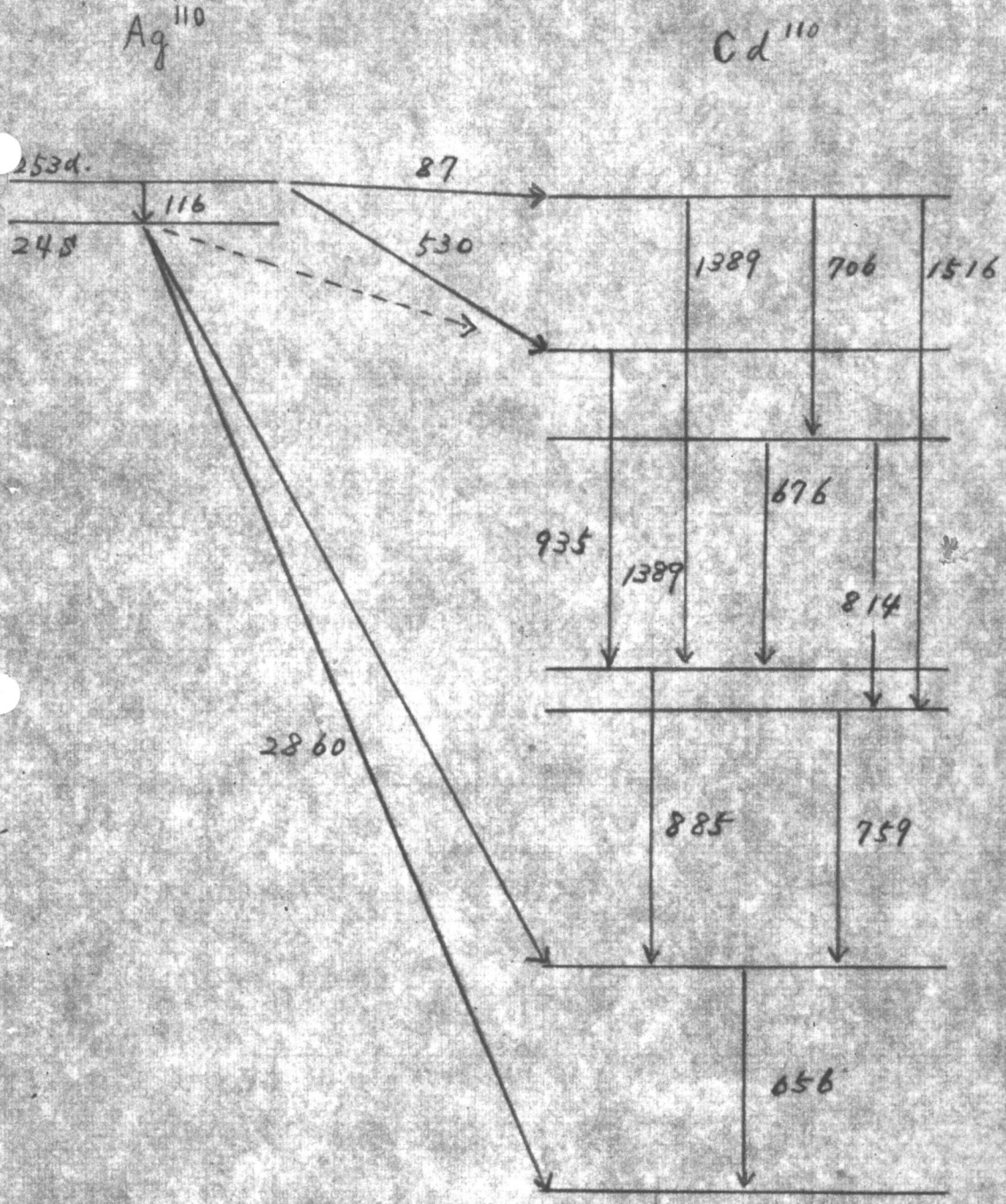
37) L.L. Marino, W.B. Ewbank, W.A. Nierenberg, H.A. Shugart and H.B. Silsbee ; Phys. Rev. 111 286 (1958)

38) 加藤, 能沢, 吉沢 ; Nuc. Phys. に発表の予定

39) A. Bohr and B.R. Mottelson ; Dan Mat. Fys. Medd. 27 No 16. (1953)

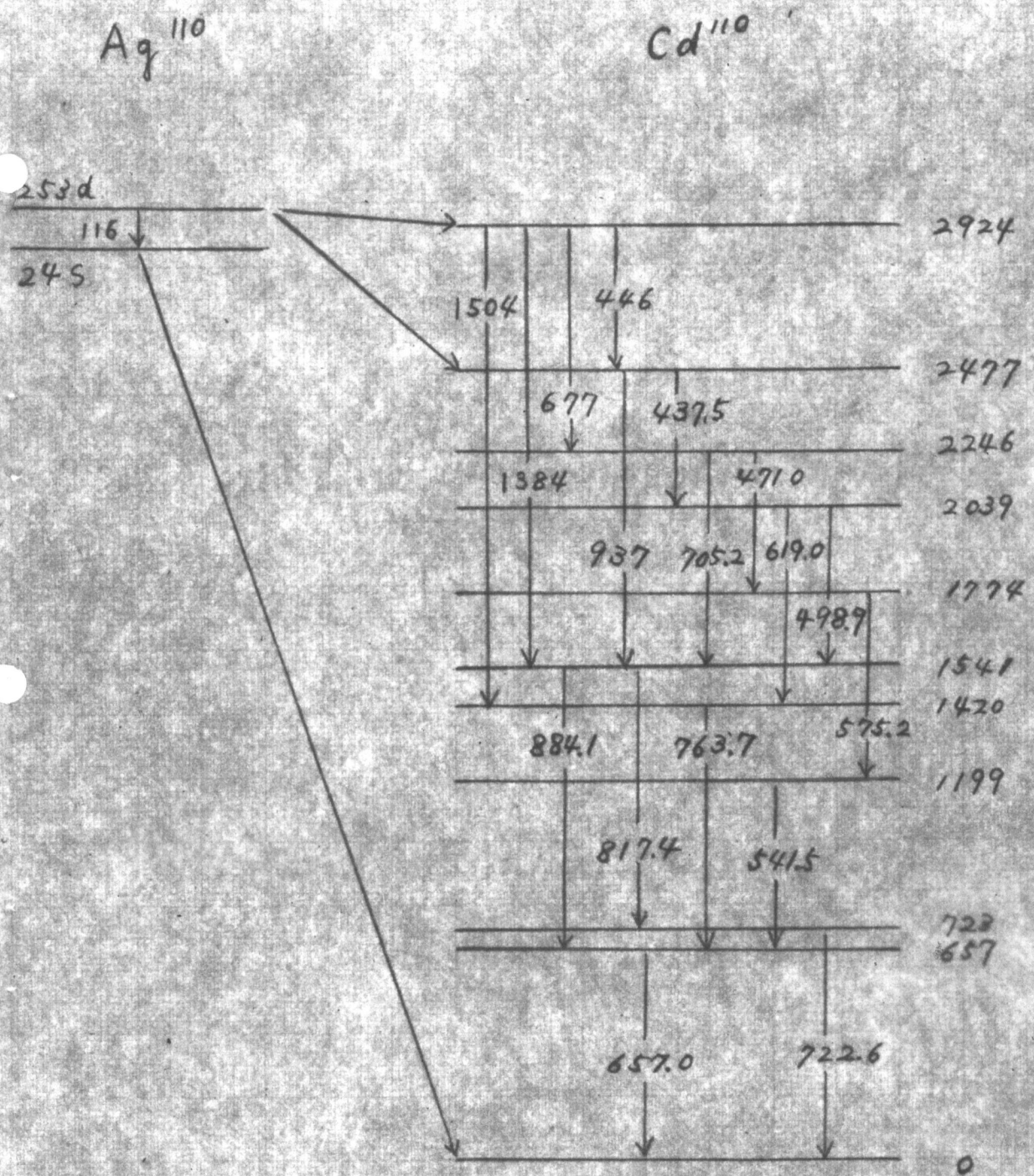
大阪大学附属図書

第1図 A



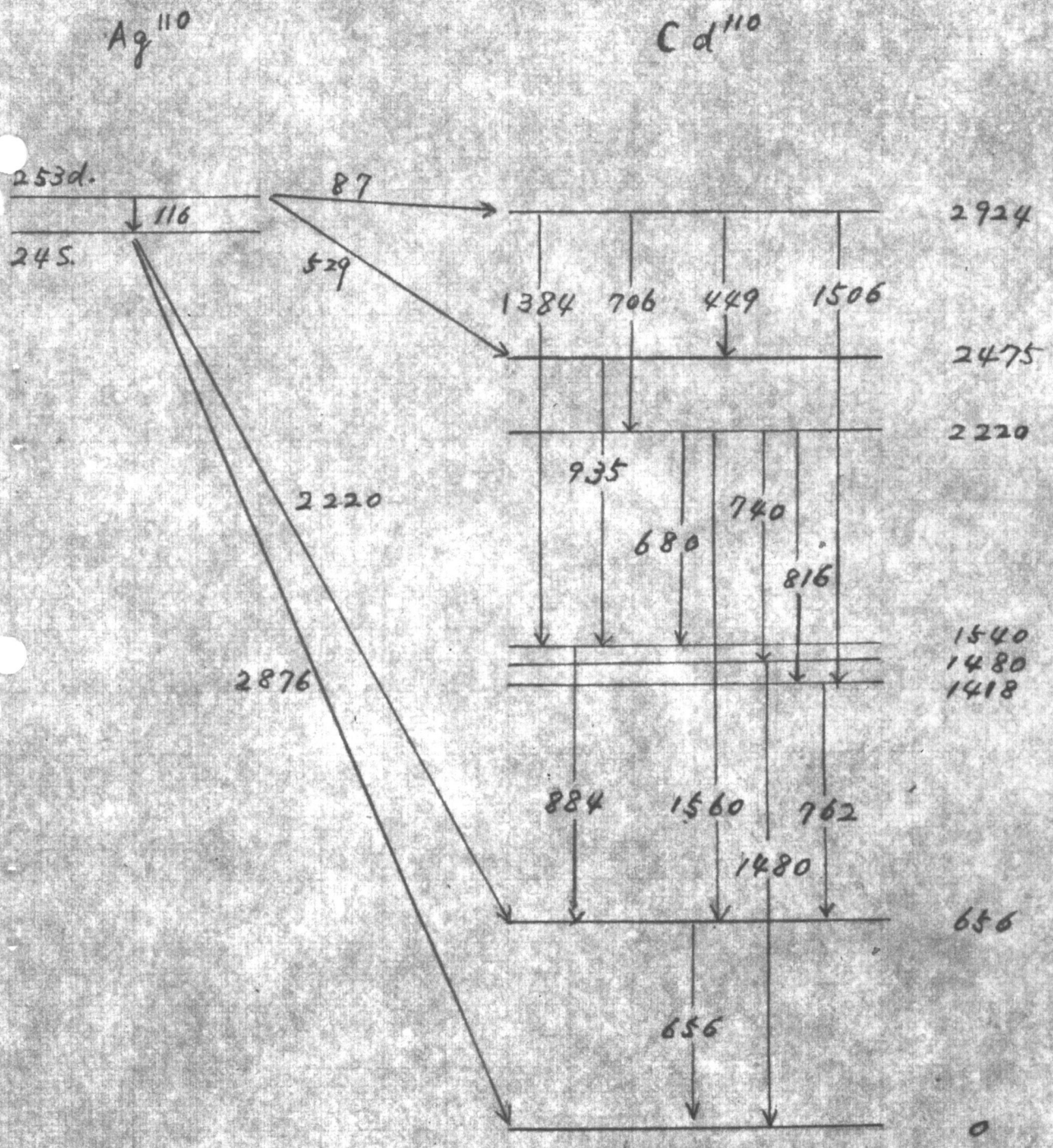
K. Siegbahn

第 1 図 B



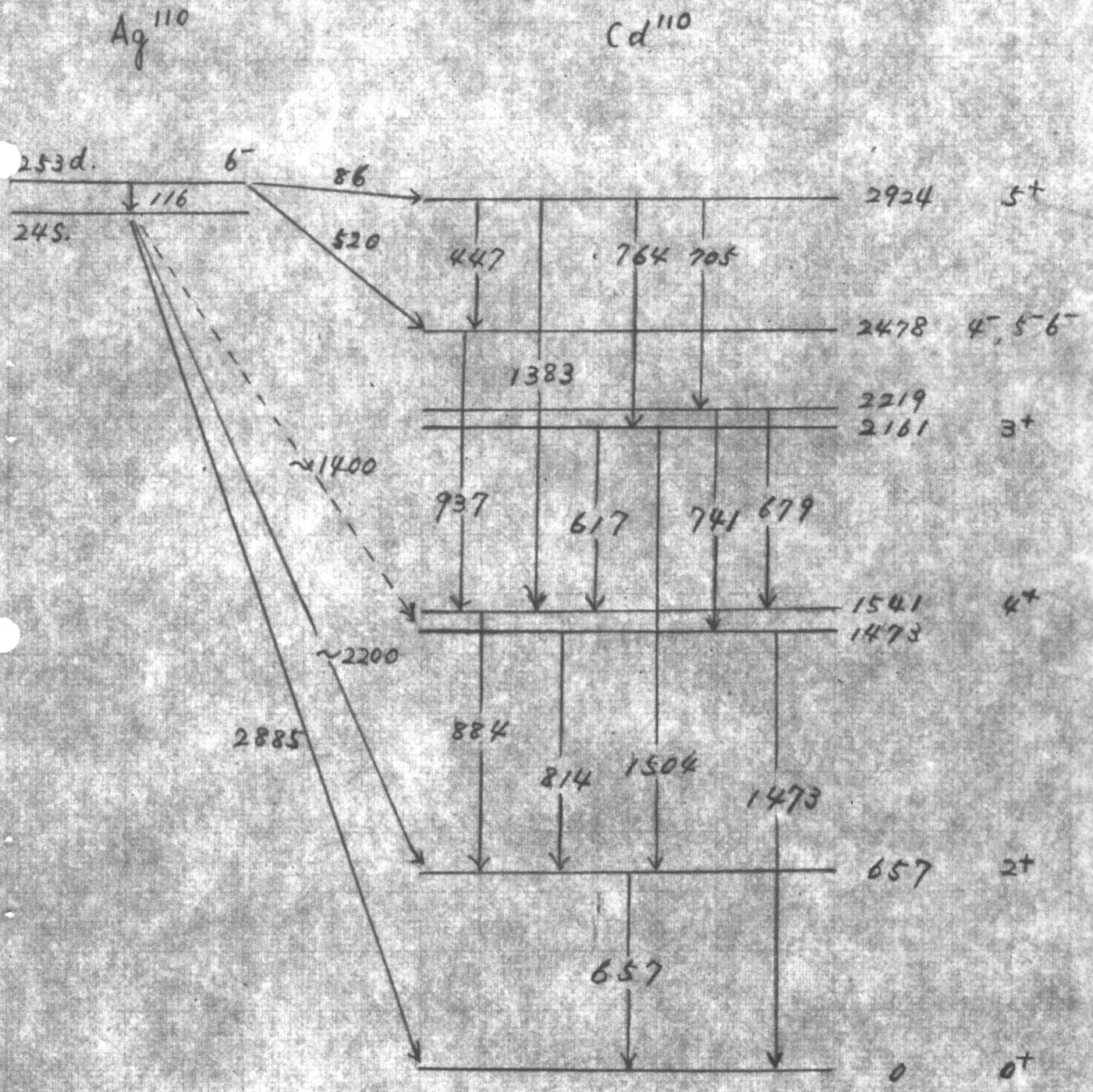
J. M. Cork et al.

第1図 C.



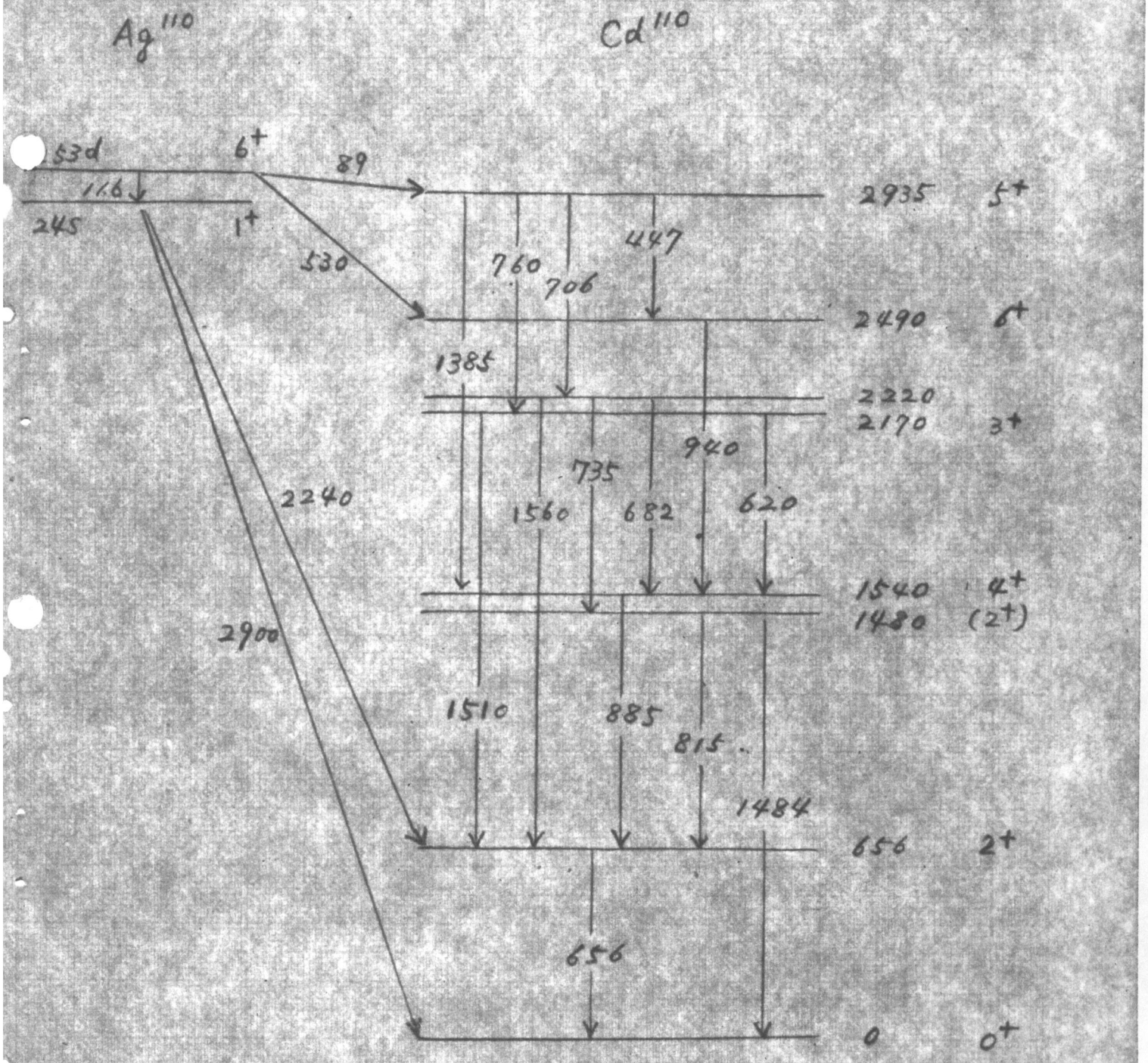
B. S. Dzelepow and N. N. Zhukovsky

第1図 D



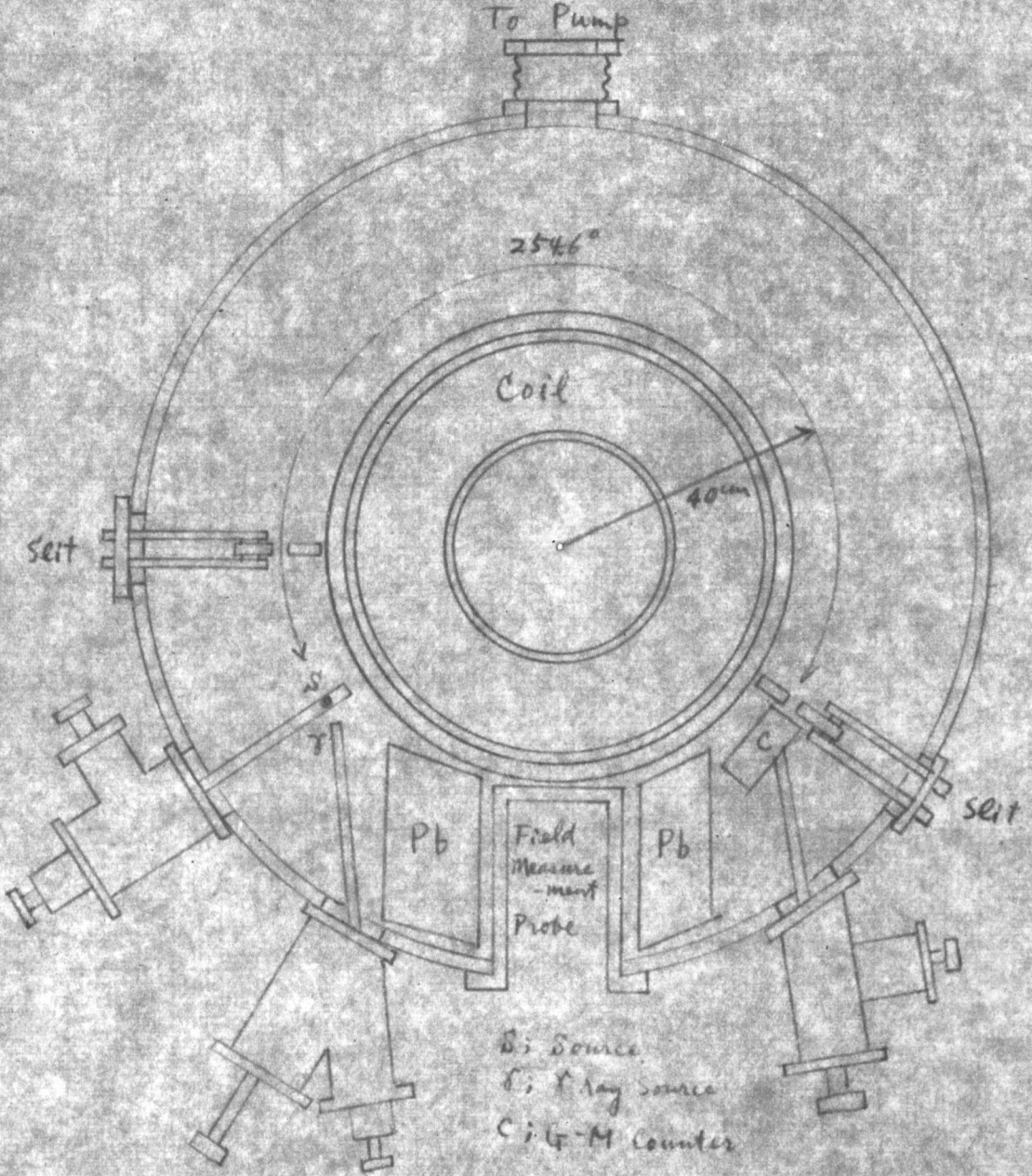
E. G. Funk and M. L. Wiedenbeck

第1図

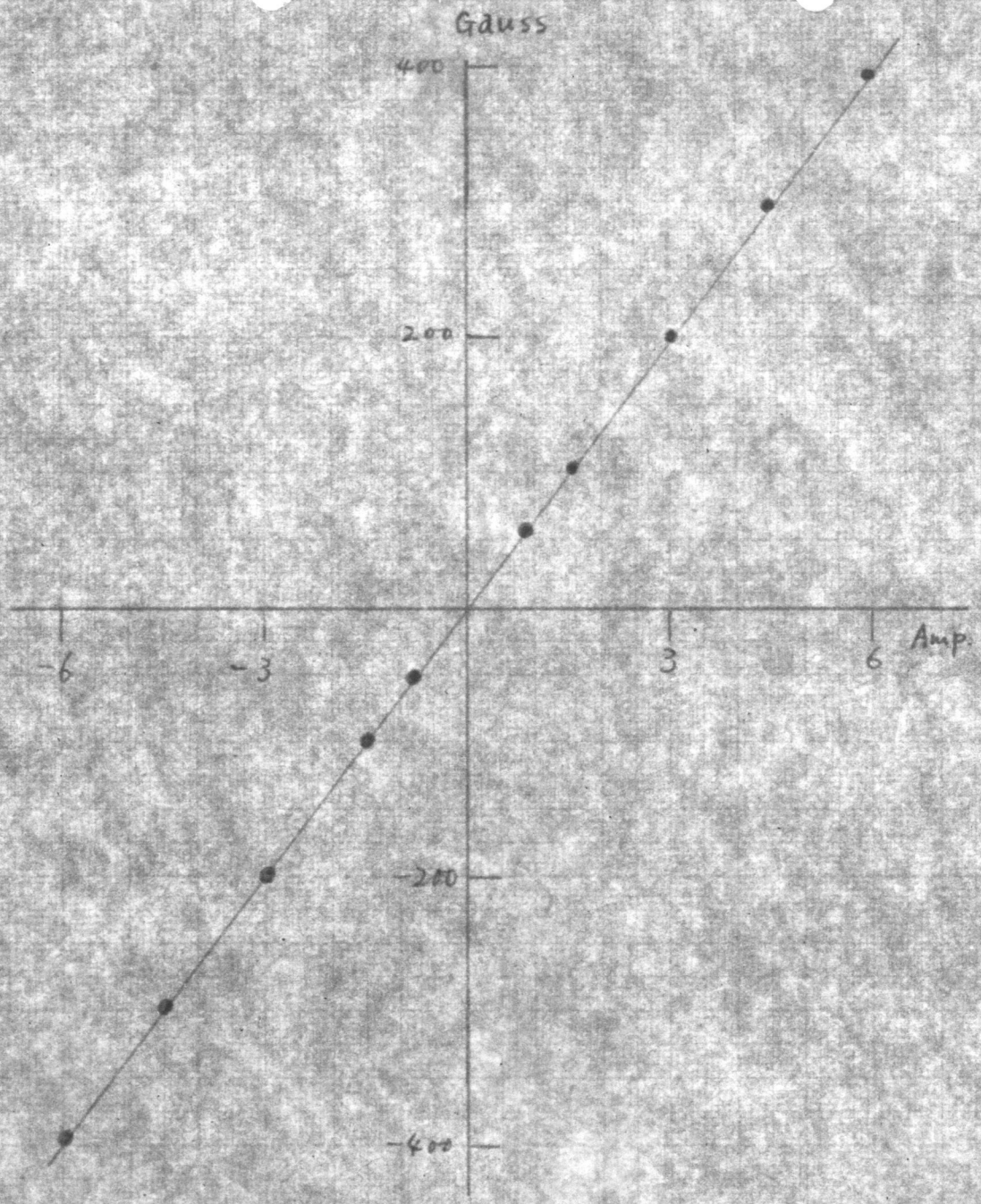


H. W. Taylor et al.

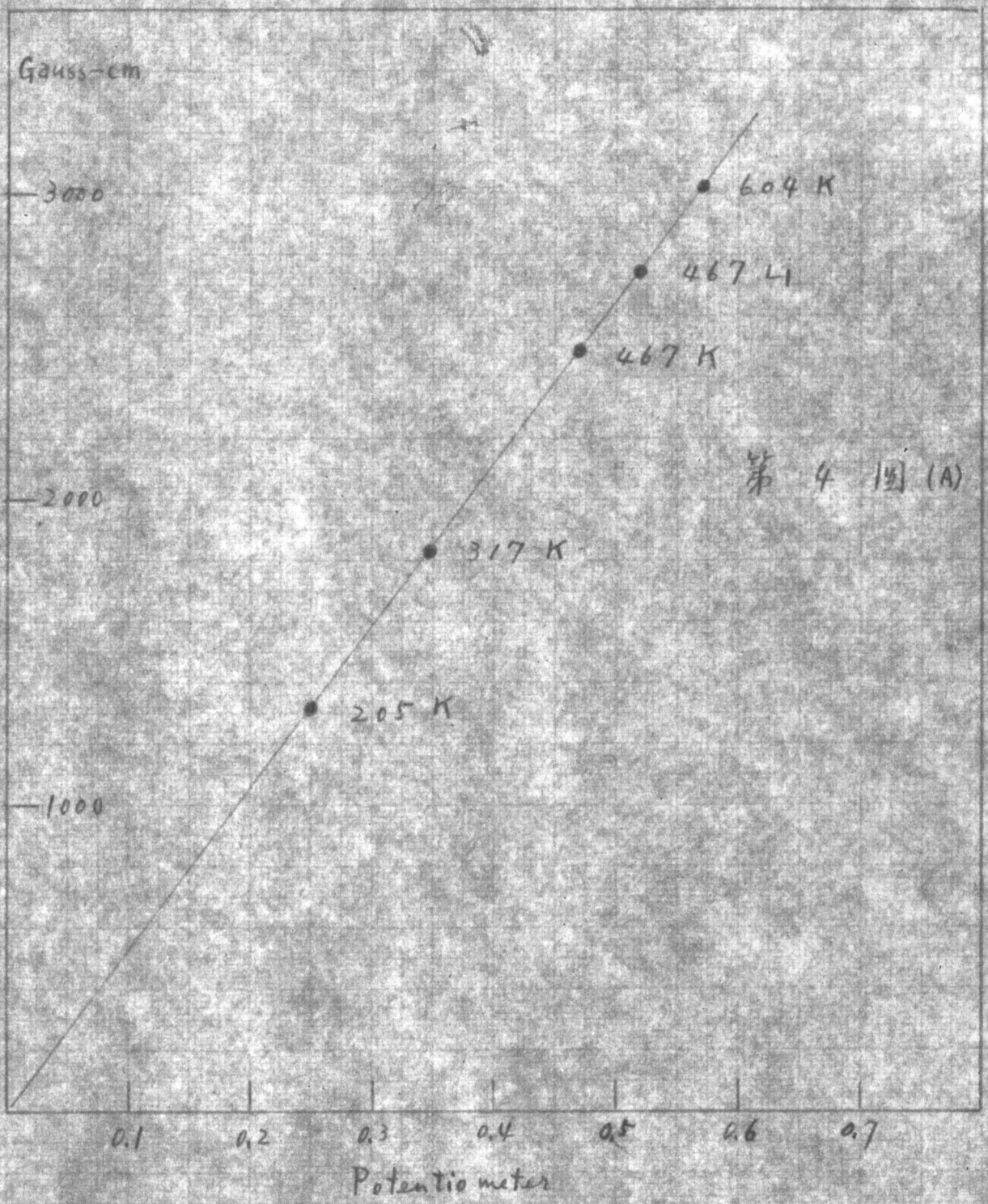
第2図


To Pump
254.6°
Coil
40cm
Seit
S
γ
C
Seit
Pb
Field Measure-ment Probe
Pb
S; Source
γ; γ ray source
C; G-M Counter

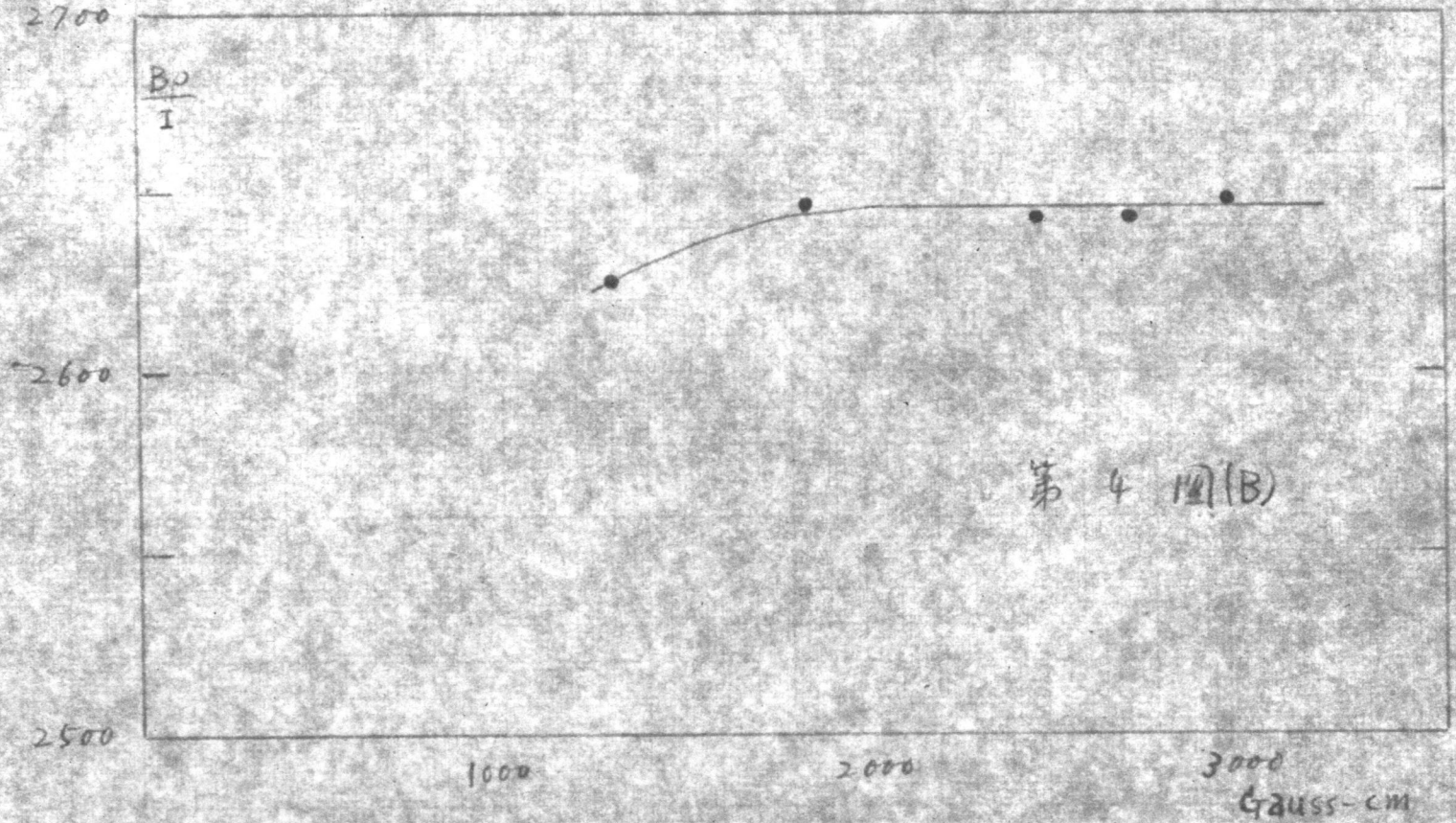

磁極
真空函
coil
鉄心
coil
真空函
磁極



第 3 図

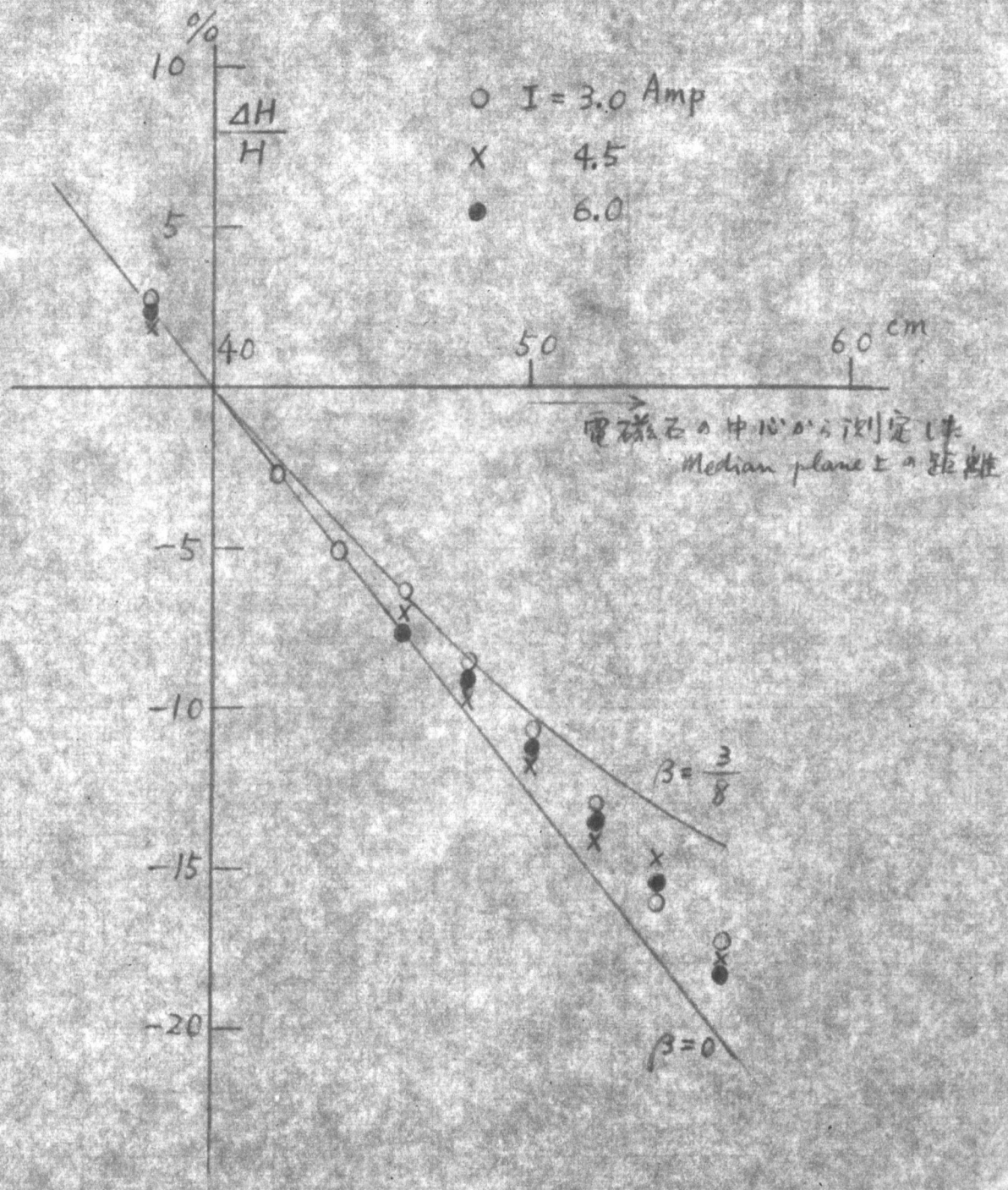

Gauss-cm
3000
2000
1000
604 K
467 L1
467 K
317 K
205 K
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
Potentio meter

第 4 図 (A)

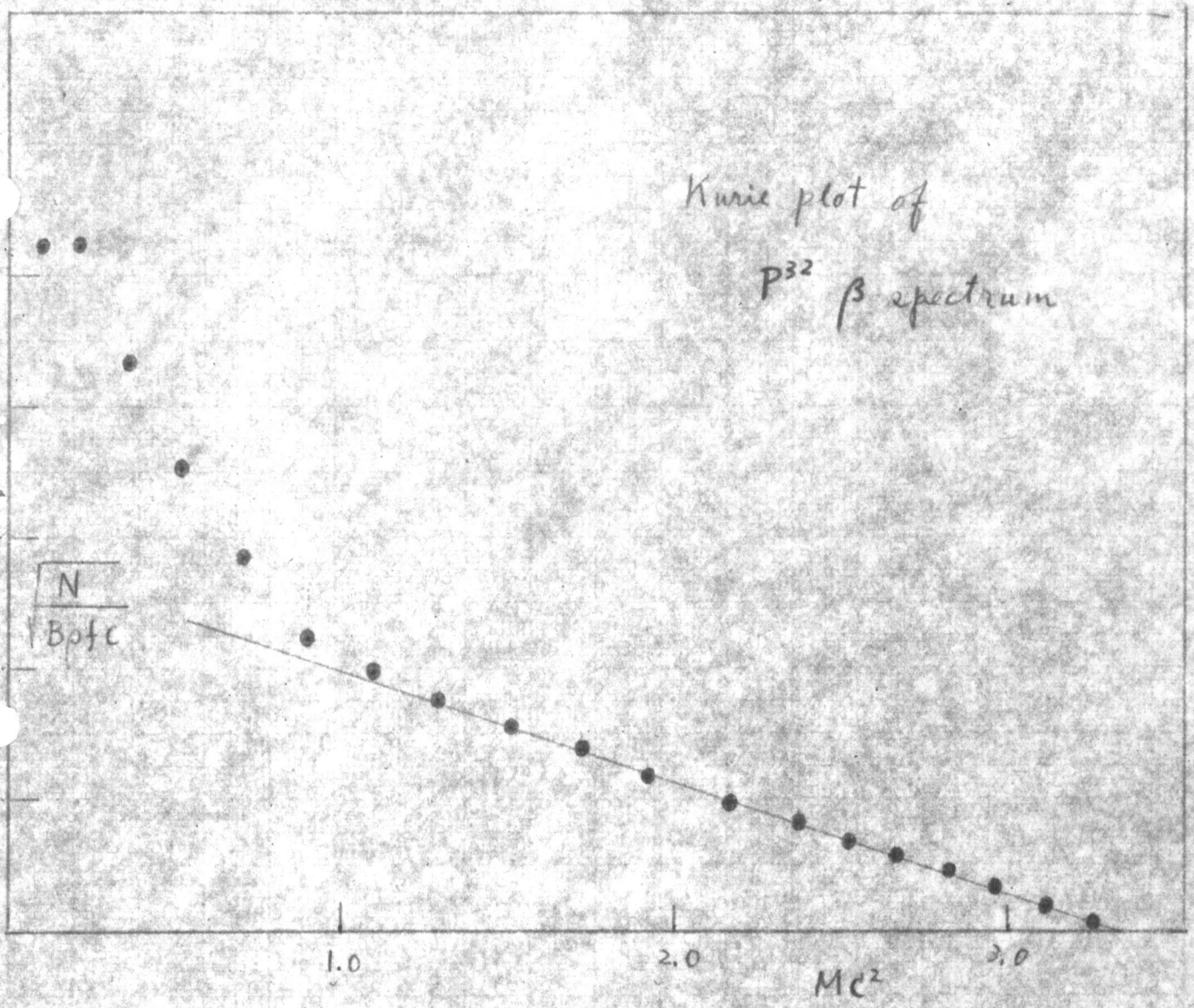


第 4 図(B)

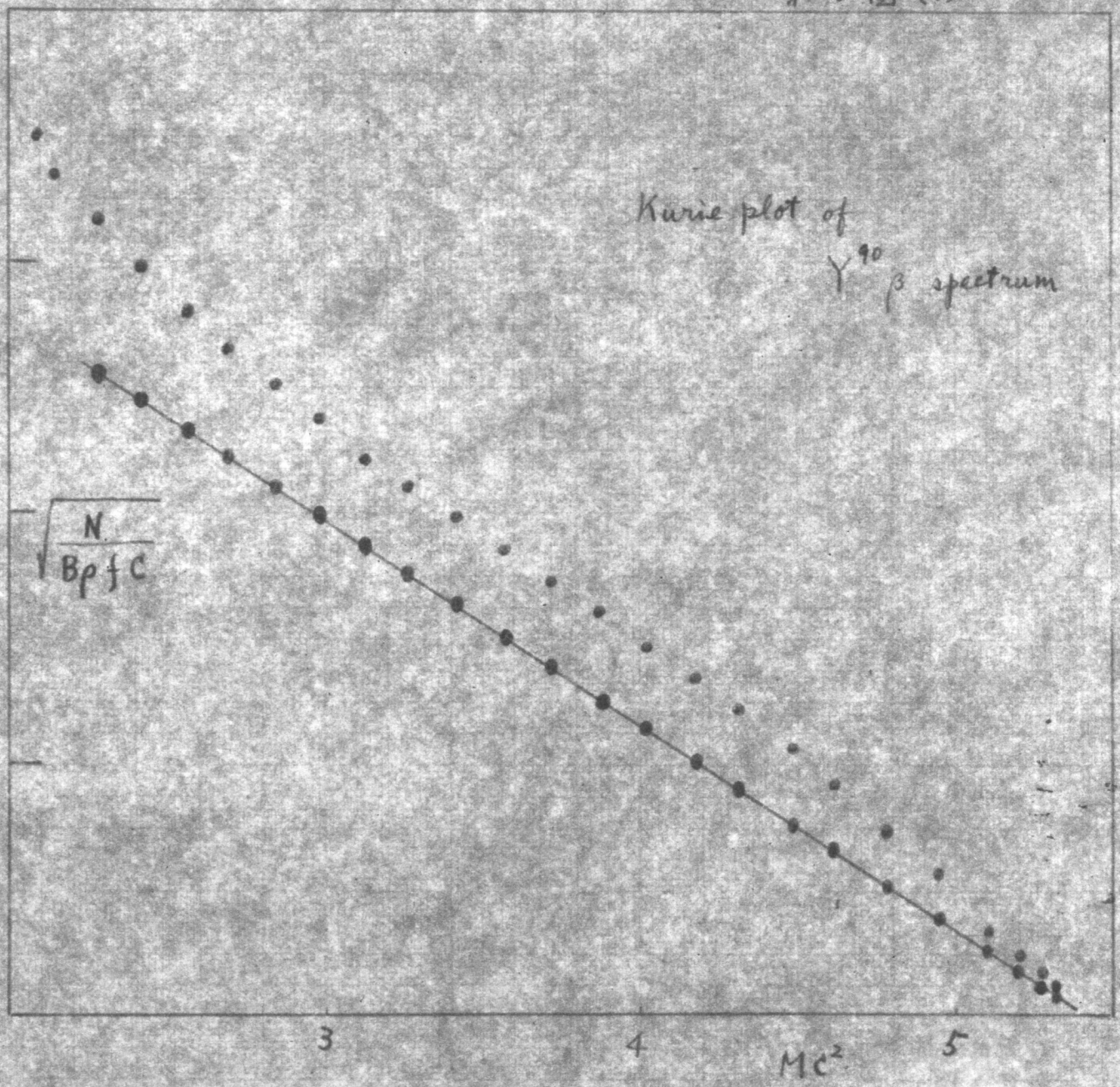
第 5 図


%
10
5
ΔH/H
○ I = 3.0 Amp
× 4.5
● 6.0
40
50
60 cm
電磁石の中心から測定した
Median plane上の距離
-5
-10
-15
-20
β = 3/8
β = 0

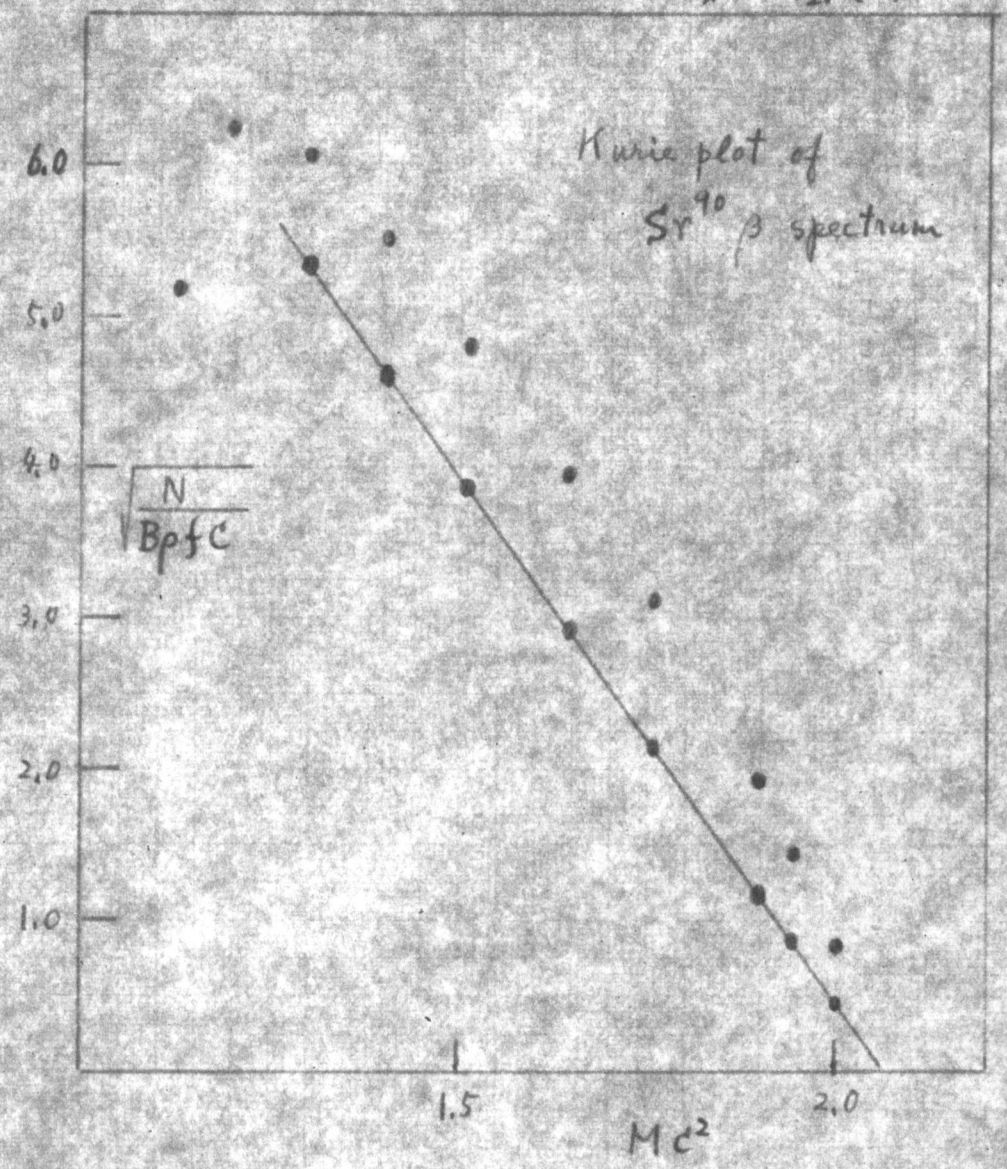
第 6 図 (A)



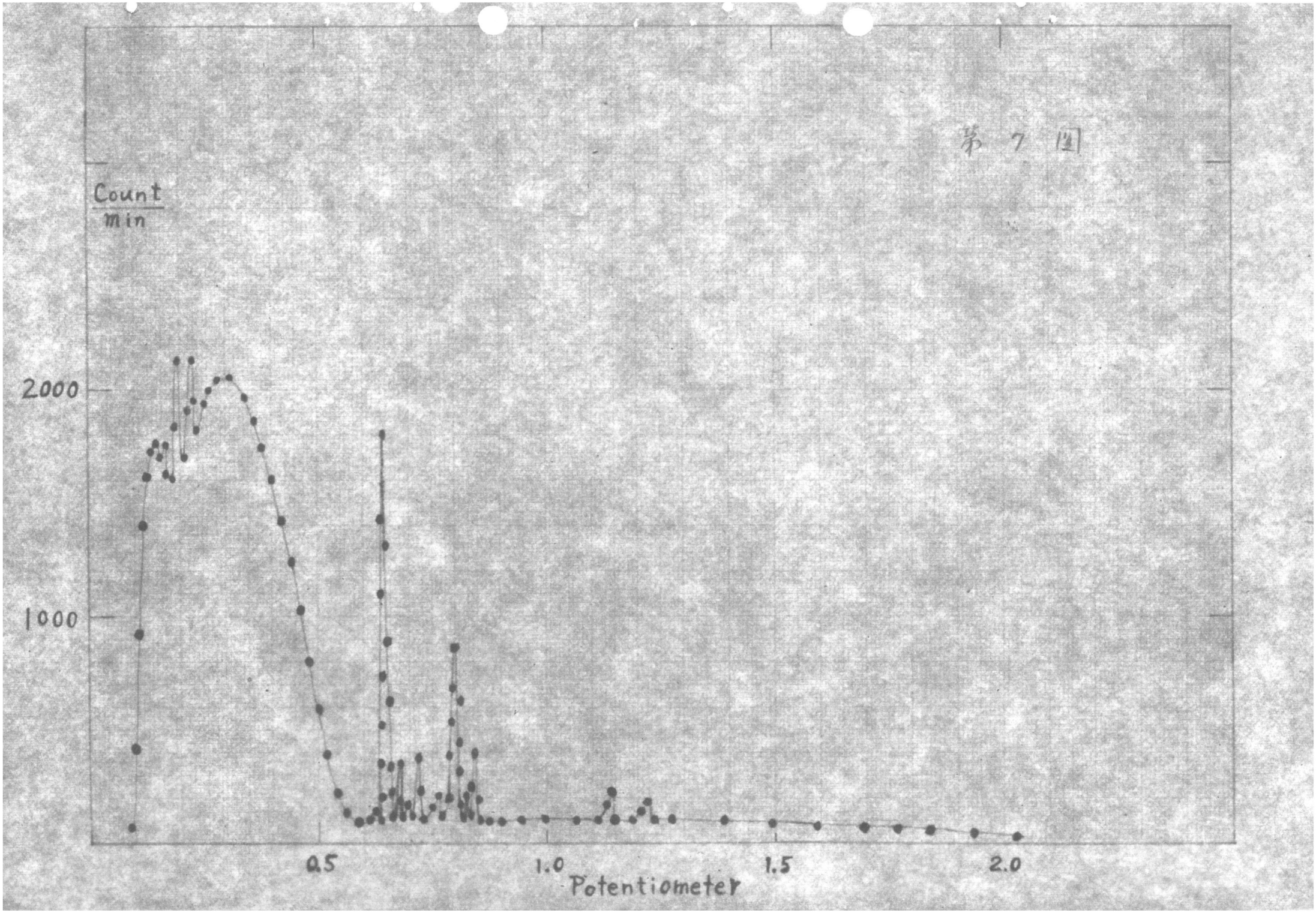
第 6 図 (B)



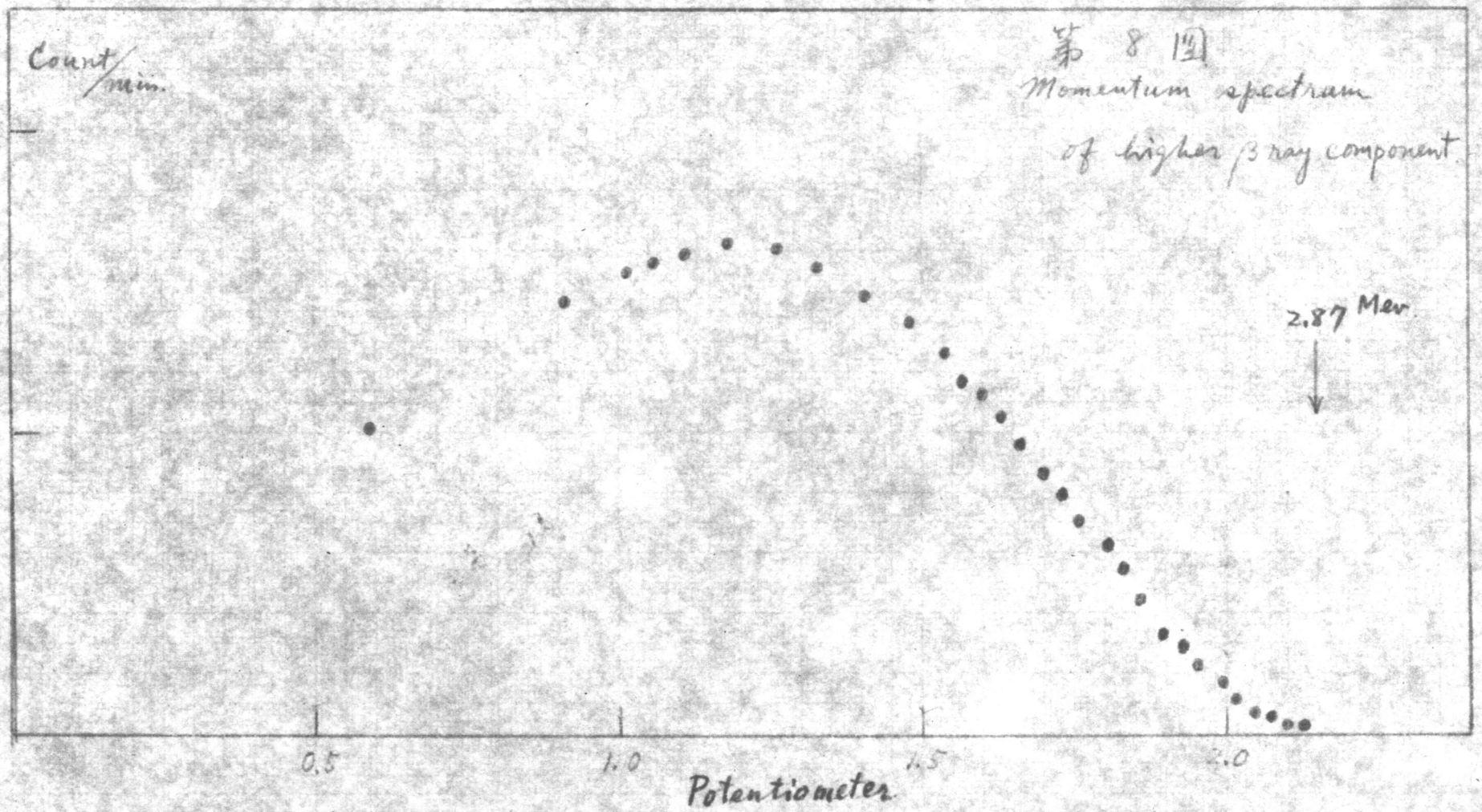
第 6 図 (c)


Kurie plot of
Sr^{90} β spectrum
6.0
5.0
4.0
3.0
2.0
1.0
$\sqrt{\frac{N}{Bpf C}}$
1.5
2.0
Mc^2

第 7 図

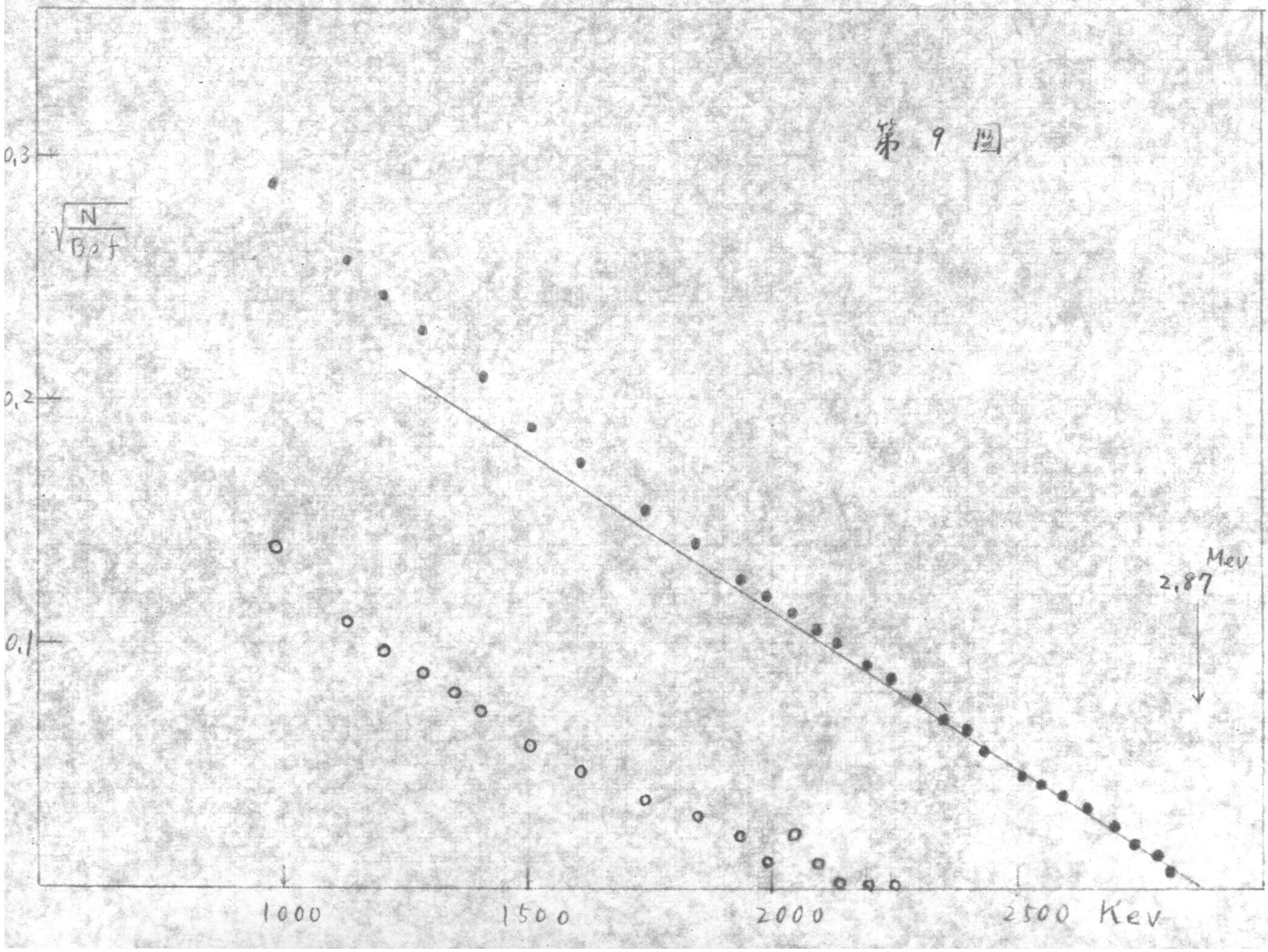


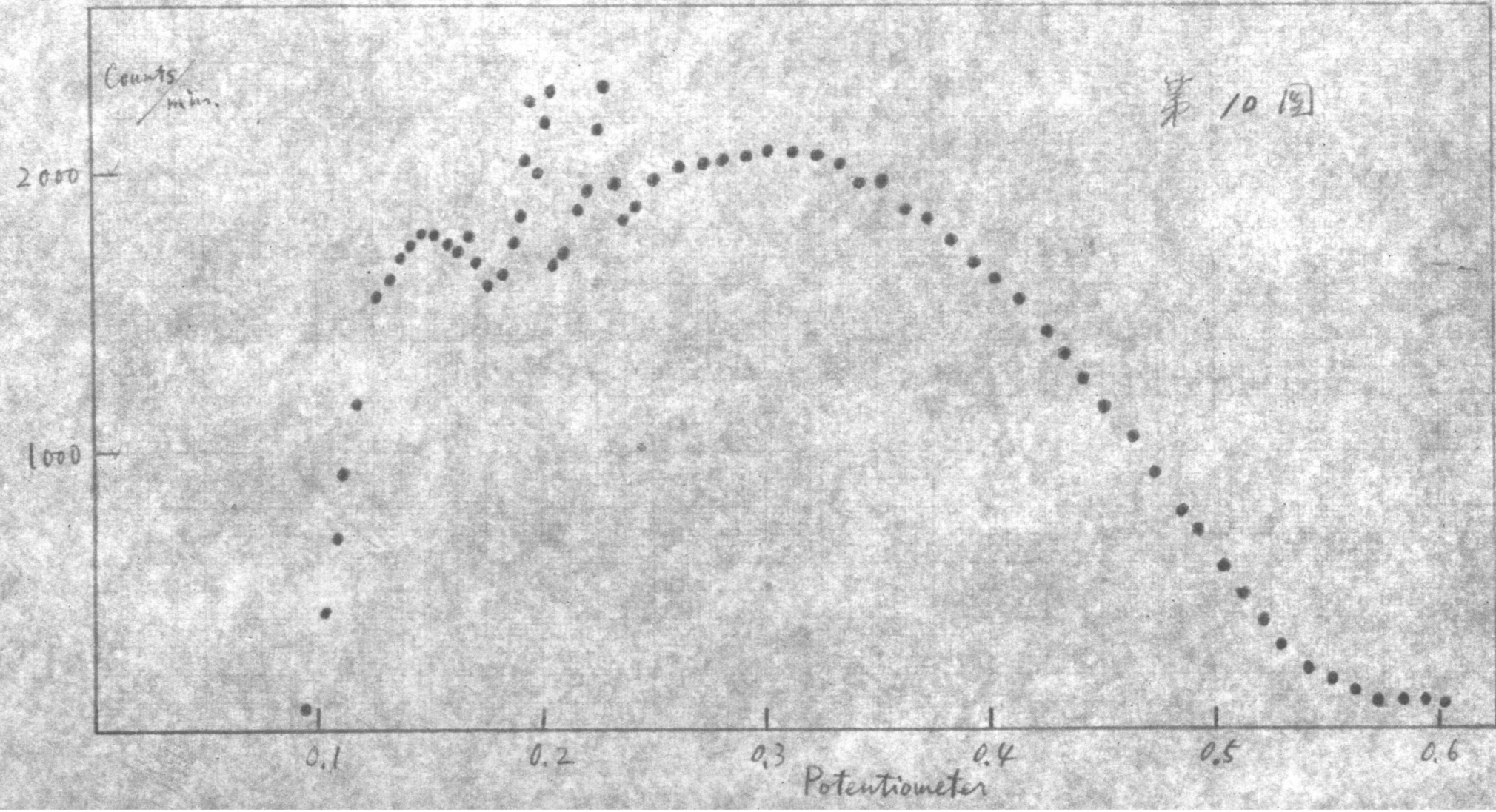
第 8 図



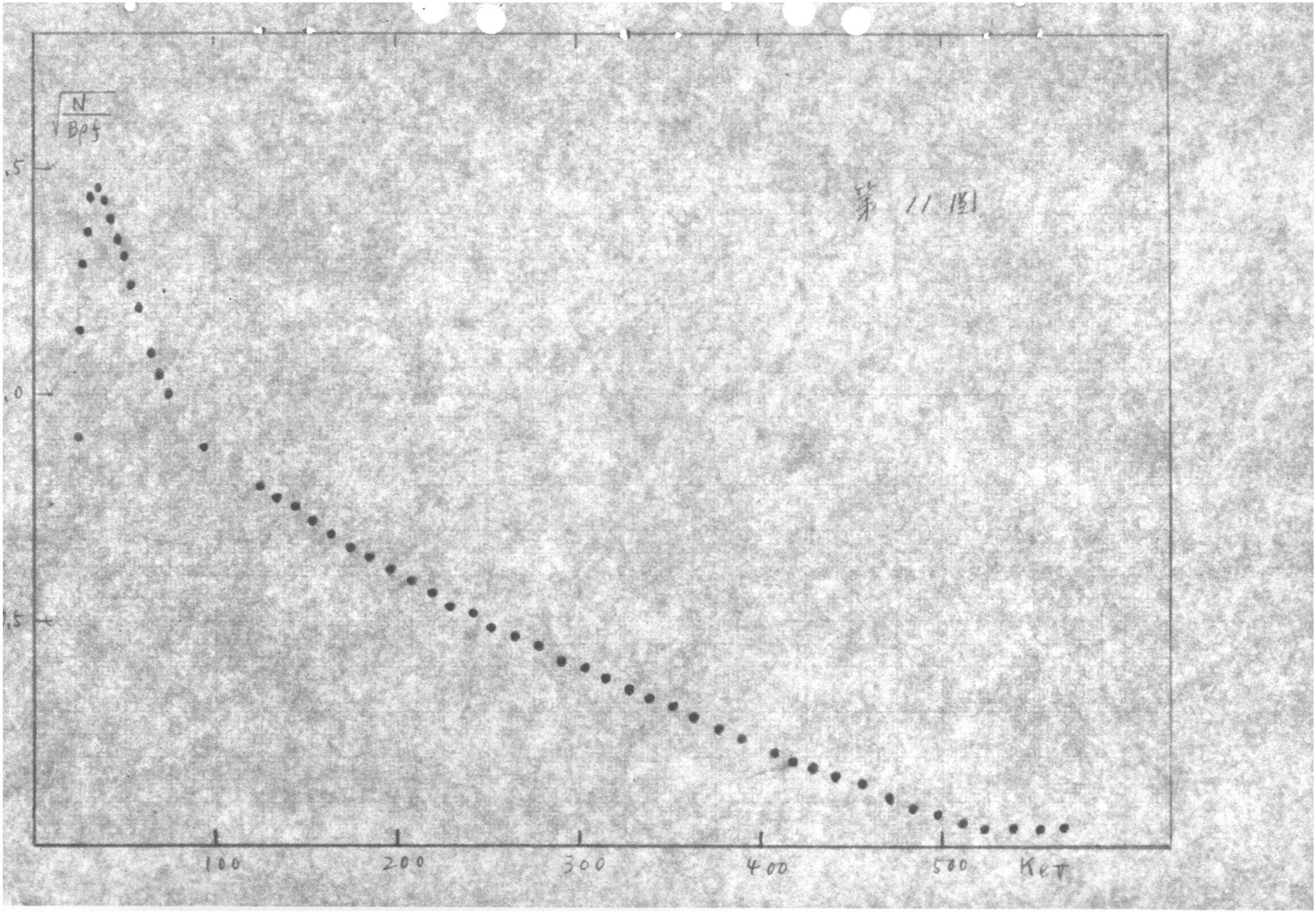
Momentum spectrum of higher β ray component

第 9 図

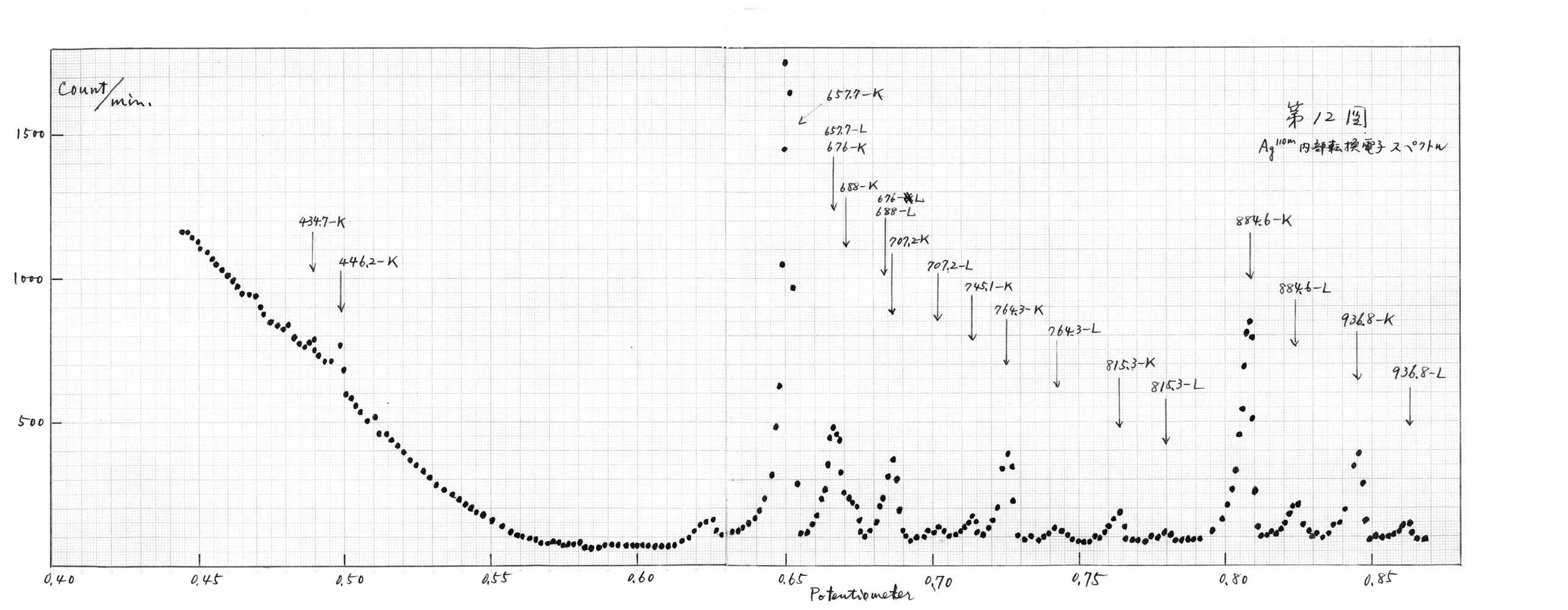




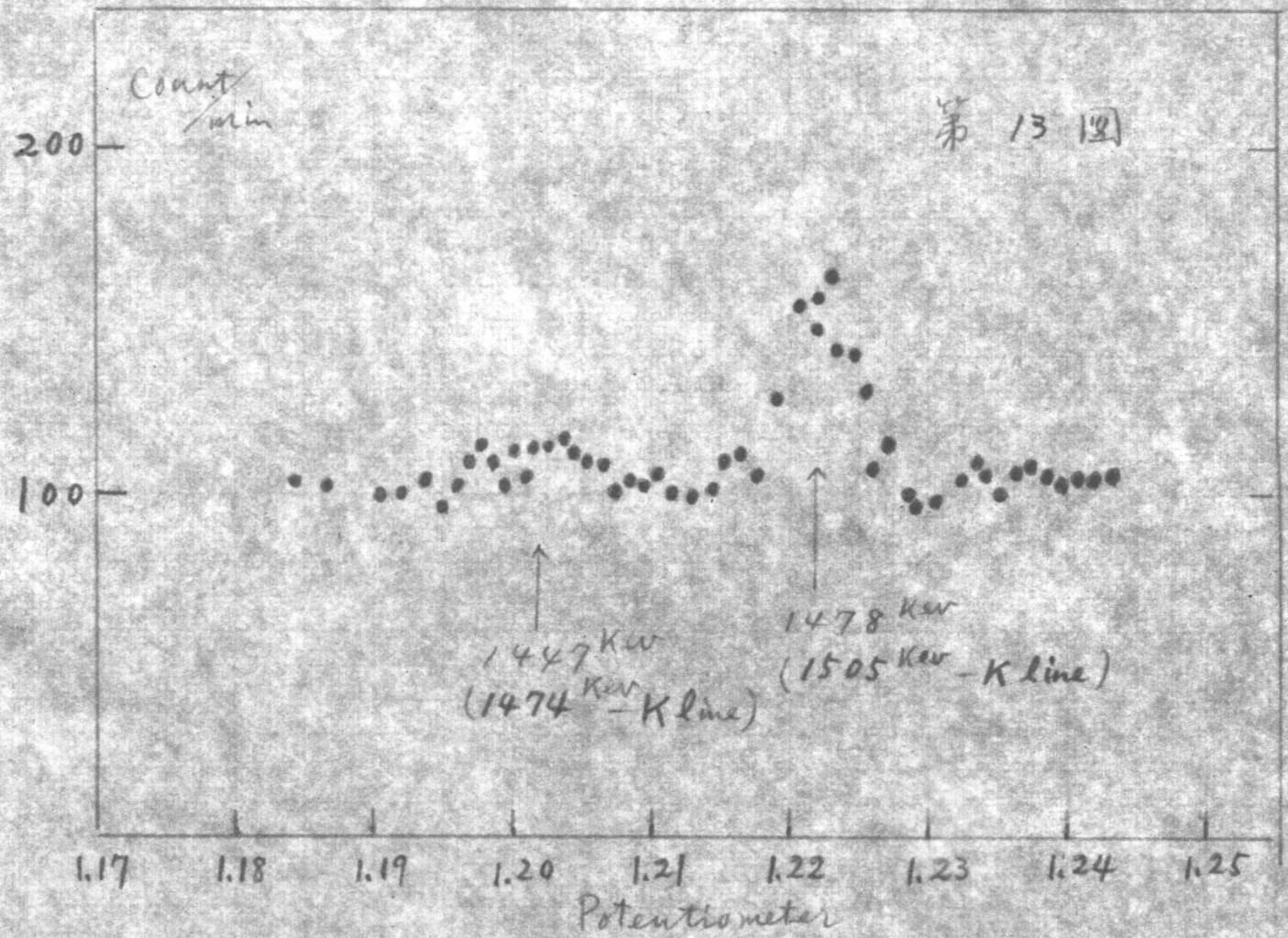
第 10 図



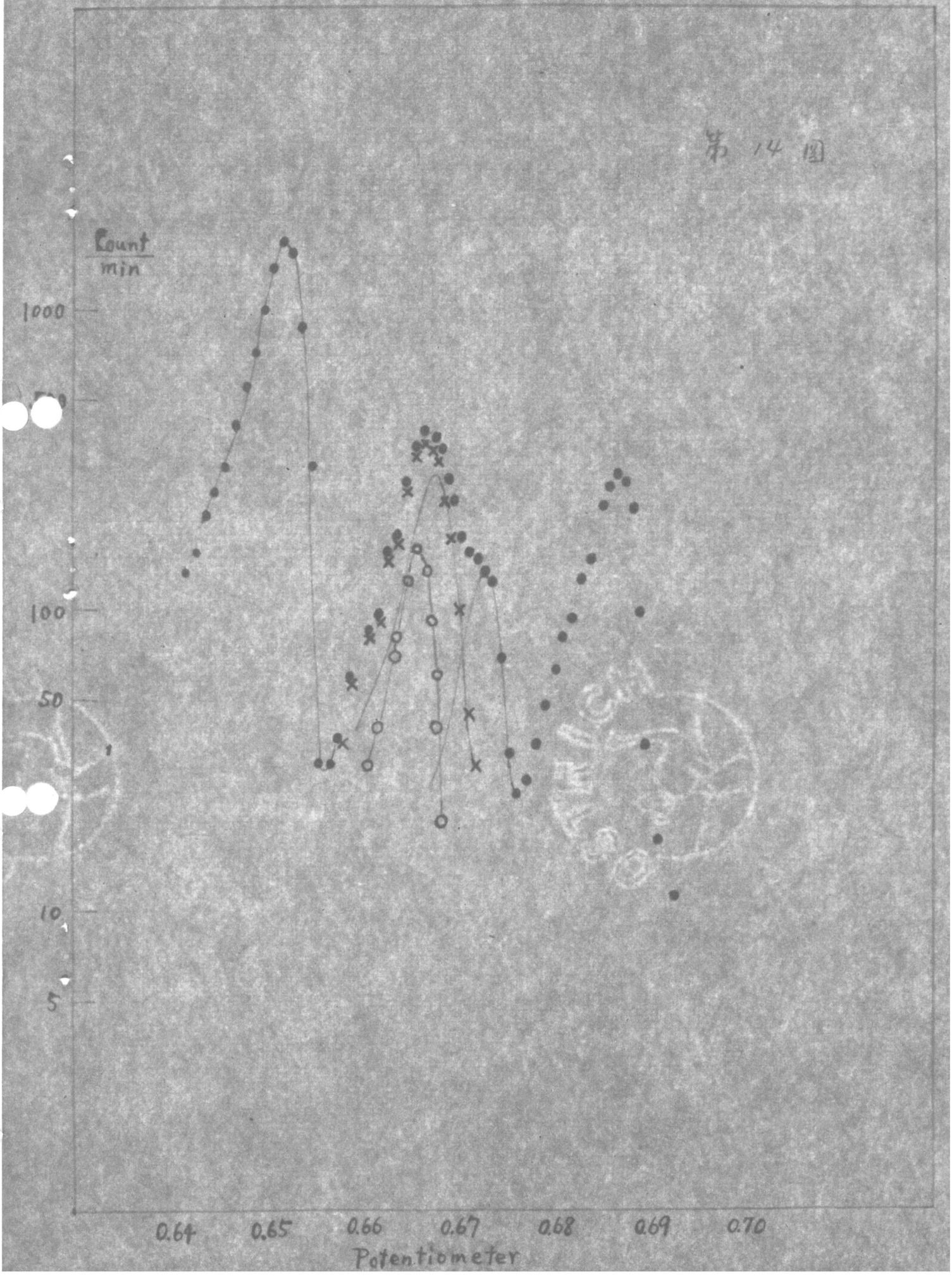
第 11 図

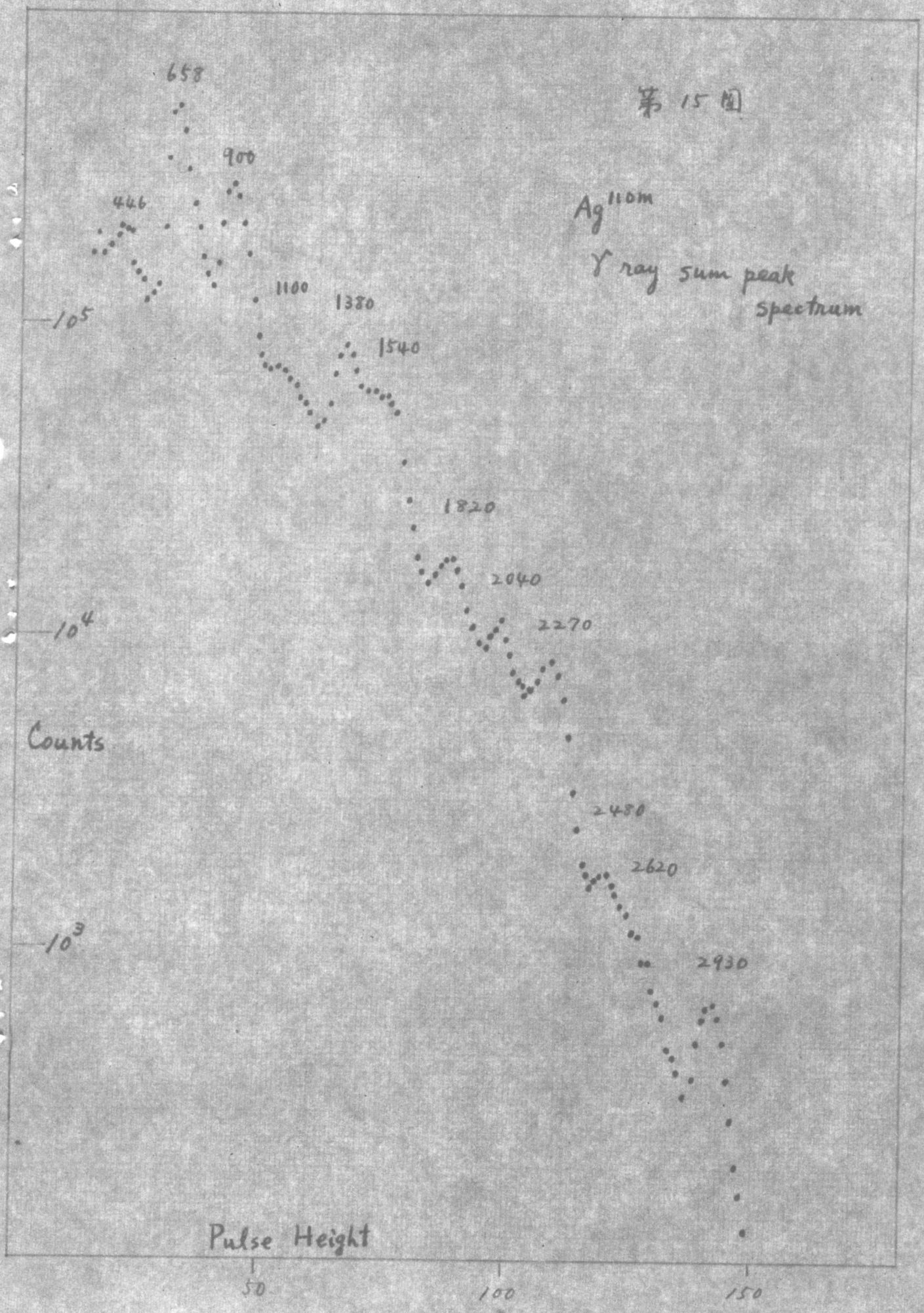

Count/min.
1500
1000
500
0.40
0.45
0.50
0.55
0.60
0.65
0.70
0.75
0.80
0.85
Potentiometer
657.7-K
652.7-L
676-K
688-K
676-L
688-L
707.2-K
707.2-L
745.1-K
764.3-K
764.3-L
815.3-K
815.3-L
884.6-K
884.6-L
936.8-K
936.8-L
434.7-K
446.2-K
第12図
Ag110m 内部転換電子スペクトル

第 13 図


Count/min
200
100
1447 Kev
(1474 Kev - K line)
1478 Kev
(1505 Kev - K line)
1.17
1.18
1.19
1.20
1.21
1.22
1.23
1.24
1.25
Potentiometer

第 14 図


Count/min
1000
100
50
10
5
0.64
0.65
0.66
0.67
0.68
0.69
0.70
Potentiometer



第15図
Ag110m
γ ray sum peak spectrum
658
900
446
1100
1380
1540
1820
2040
2270
2480
2620
2930
10^5
10^4
10^3
Counts
Pulse Height
50
100
150

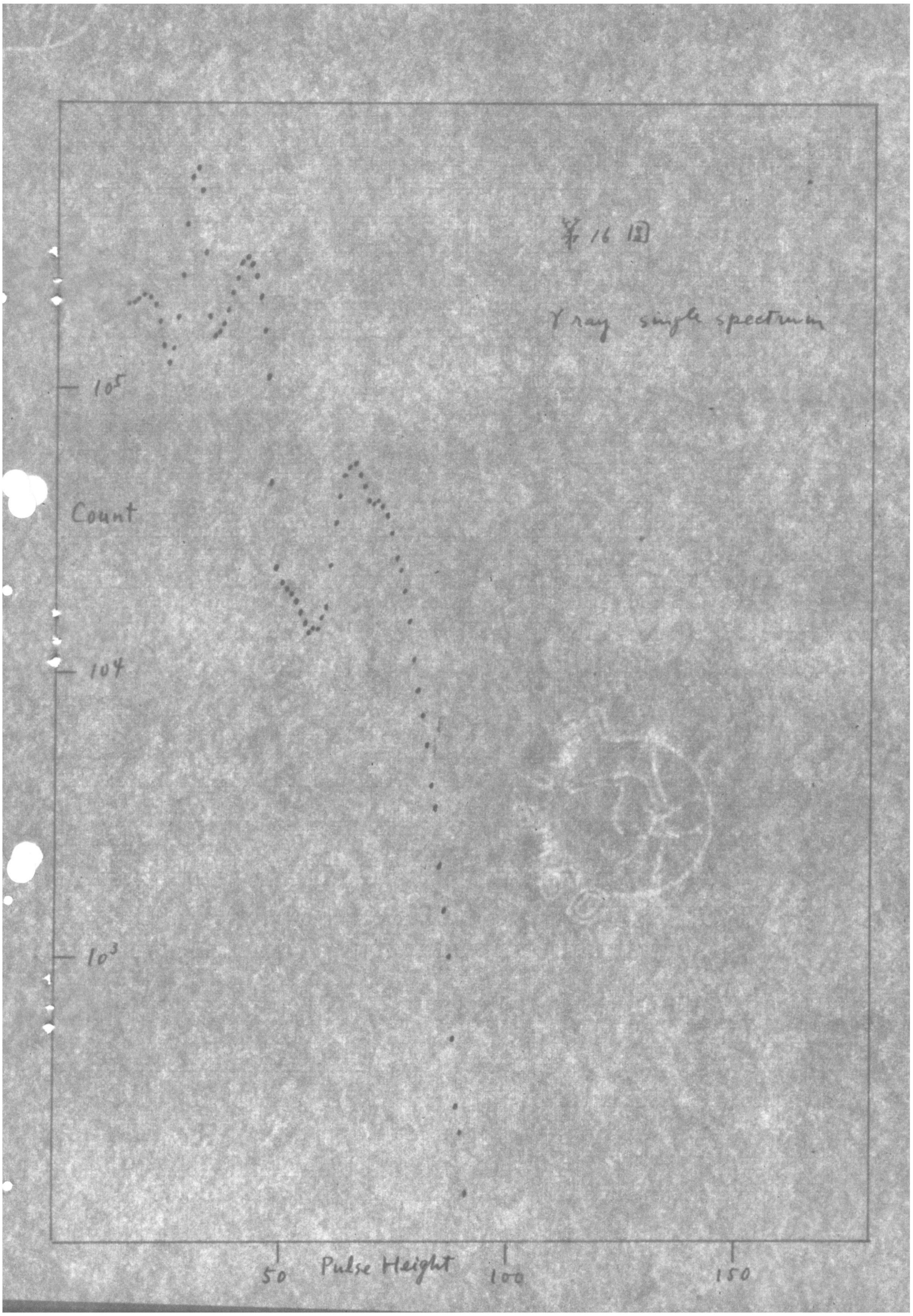
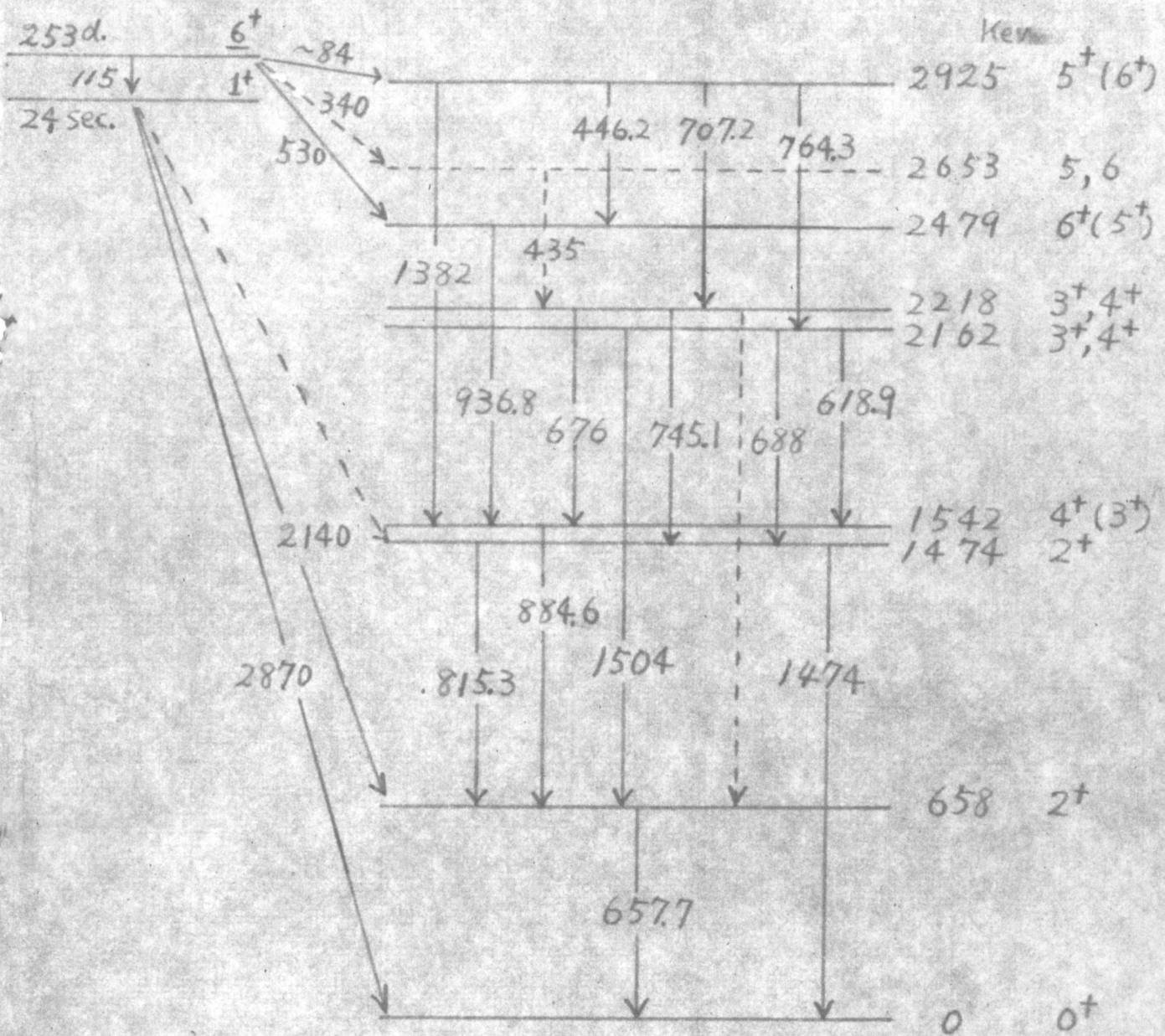


Fig 16 (2)
γ ray single spectrum
10^5
Count
10^4
10^3
50
Pulse Height
100
150

第 17 図


Ag^{110}
Cd^{110}
253d.
6+
115
1+
24 sec.
~84
~340
530
2140
2870
Kev
2925 5+(6+)
2653 5,6
2479 6+(5+)
2218 3+,4+
2162 3+,4+
1542 4+(3+)
1474 2+
658 2+
0 0+
446.2
707.2
764.3
435
1382
936.8
676
745.1
688
618.9
884.6
815.3
1504
1474
657.7