

Title	1890sにおけるNEETの研究
Author(s)	荒川, 隆一
Citation	大阪大学, 1976, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2822
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

^{189}Os における NEET の研究

昭和51年1月20日

大阪大学理学部

荒川 隆一

Abstract

電子遷移による核励起 (N E E T) の定量的実験を ^{189}Os において始めて行った。オスミウム試料に 72 ~ 104 keV の電子線を照射し、 $^{189}\text{Os}^m$ の生成断面積の絶対値を測定した。断面積は 74 keV でしきい値を持ち、また例えば 100 keV において 2.6 nb である。測定励起関数から N E E T 確率として 5.6×10^{-7} なる値を得た。

I. Introduction

電子線やX線の照射などによつて、核外電子軌道に孔を空けて原子を励起した場合、X線放出やAuger電子放出の他に軌道電子の遷移による原子核の励起という第3の励起解消の可能性がさきに森田教授¹⁾によつて理論的に指摘された。この現象はNEET (Nuclear Excitation by Electron Transition) と呼ばれる。これは軌道電子の遷移エネルギーが原子核の励起エネルギーに転化される現象であり、通常このNEETの起る確率が非常に小さいため検出が困難である。しかしながら特別の条件を原子核と軌道電子が満す時、NEETの確率が大きくなり検出可能となる。その条件は電子と核の両遷移を比較した時に、(1) スピン・パリティの保存則の要請により共通の multipolarity を持つこと、及び(2) 励起エネルギーがほぼ等しいことである。

音在・荒川・森田²⁾はこの点を考慮してN

EEITの条件を満足し、かつ放射化学的に検出が可能である励起準位をもつ核種として ^{189}Os を選び、これに電子線を照射してK-shellに孔を空け、その時に誘起される $^{189}\text{Os}^m$ の放射能を検出することによって、予備的にNEET現象の存在を確かめた。

(1) 照射電子のエネルギーの絶対測定、(2) Thin Target 照射を行うための Os 試料の調製、及び(3) 照射ビーム電流の安定化などの改良を加えることによって、より信頼できかつ絶対化された $^{189}\text{Os}^m$ の生成励起関数を測定し、 ^{189}Os においてNEETを定量的に研究し、特にNEET確率を求めるのが本研究の目的である。

II. Experiments

A. Os metal sample preparation

Osは融点約 3000°C ，沸点約 5000°C で密度が $22.5\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ の白金によく似た性質を持つ金属である。

電子線によるOsの薄膜照射を行うために，Osの薄い金属試料が必要である。真空蒸着ではよい試料を得ることが難しいので，電気メッキによりOs試料を作ろうとした。Osのメッキ条件を文献中に見つけることが出来なかったため，白金のメッキ条件を参考にして種々の試みを行った。

OsO₄の結晶 1 g を 2 cm^3 のエタノールと 4 cm^3 のconc. HClの混合液に2~3日の時間をかけて完全に溶かし込む。その 1 cm^3 を $(\text{NH}_4)_2\text{HPO}_4$ [$45\text{ g}\cdot\text{l}^{-1}$]と Na_2HPO_4 [$240\text{ g}\cdot\text{l}^{-1}$]の混合溶液 50 cm^3 の中に加えて，これをOs用のメッキ液とした。 $1\text{ mm}\phi$ 白金棒(この棒は液の攪拌を兼ねる)を陽極， $20\text{ mm}\phi$ 白金板を陰極として， 7 cm^3 のメッキ液を用い温度 80°C

、電流密度 $2.3 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ の条件で4.5時間電着を行なった。黒灰色の金属光沢のある均一性のよい Os X₁₁₁キが得られた。 Os の厚さは $0.465 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ である。この Os の X₁₁₁キに関しては別に報告した。³⁾

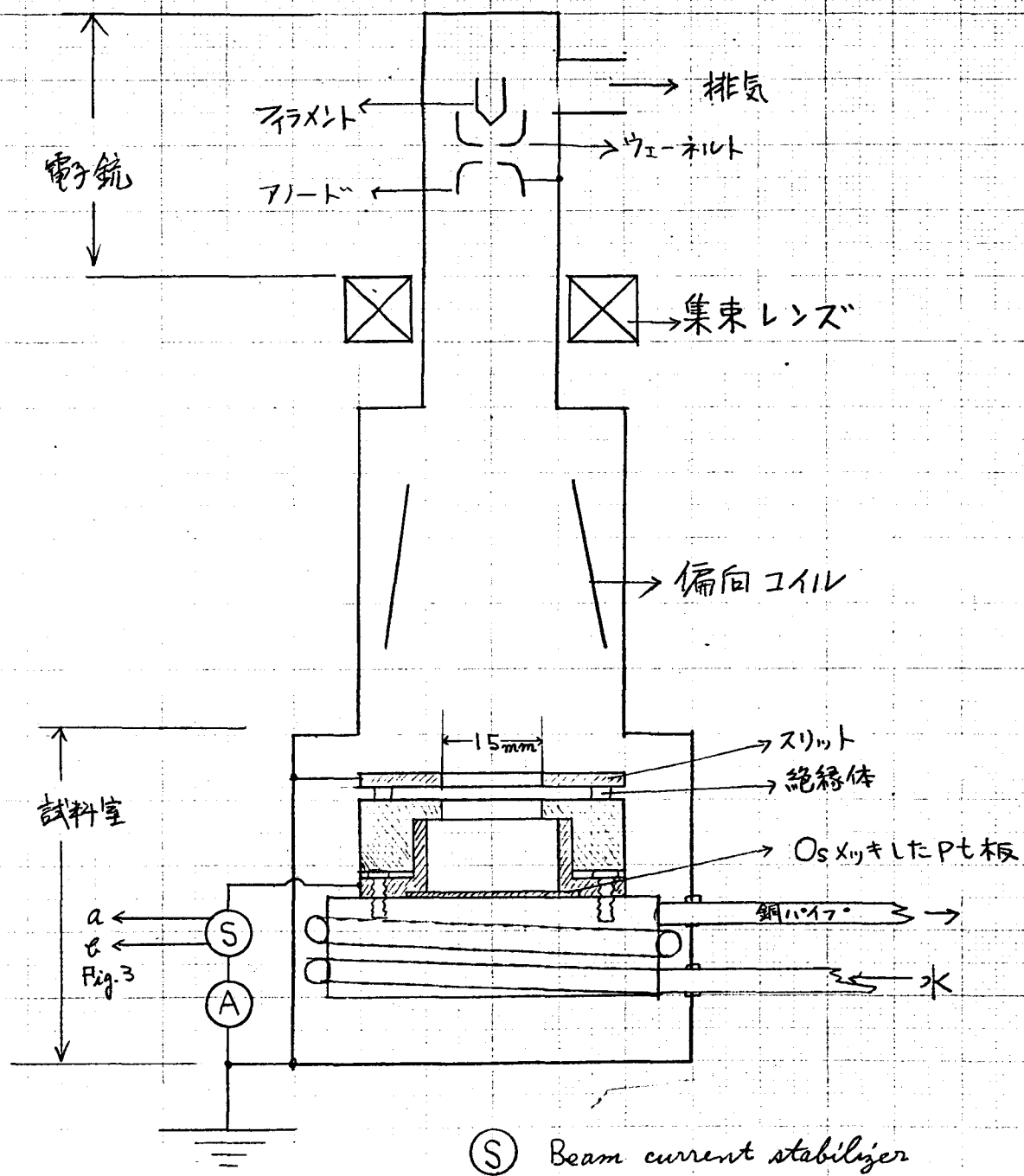
B. Electron bombarding system

軌道電子殻に孔を空けるために、 O_s 試料に電子線を照射する必要があり。日立製 HU-11 型電子顕微鏡の廢物を改造して、目的に適した電子銃を作った。電子照射系を Fig. 1 に模式的に示した。

高電圧のフィラメントからの熱電子がアノードに向かって加速され、集束レンズと偏向コイルで電子ビームのスポットの大きさと位置が修正されて、試料室に導かれる。 O_s をつけた $26\text{ mm}\phi$ の白金板は水による冷却を行って黄銅台に接触固定されている。電子ビームは 15 mm 中のスリットで絞られて O_s 試料に照射され、照射電流はマイクロアンペア - (A) で測定される。電離真空計に用いられているフィラメントの定電流回路を参考にして、Beam Current Stabilizer (S) を制作し電子銃のフィラメント電流を一定に保った。その回路図を Fig. 2 に示す。改造によって電子銃は加速電圧が 40 kV が

3 110 kVまで連続に変えることが出来、最大電流 $200 \mu A$ まで電流を得ることが出来るようになった。

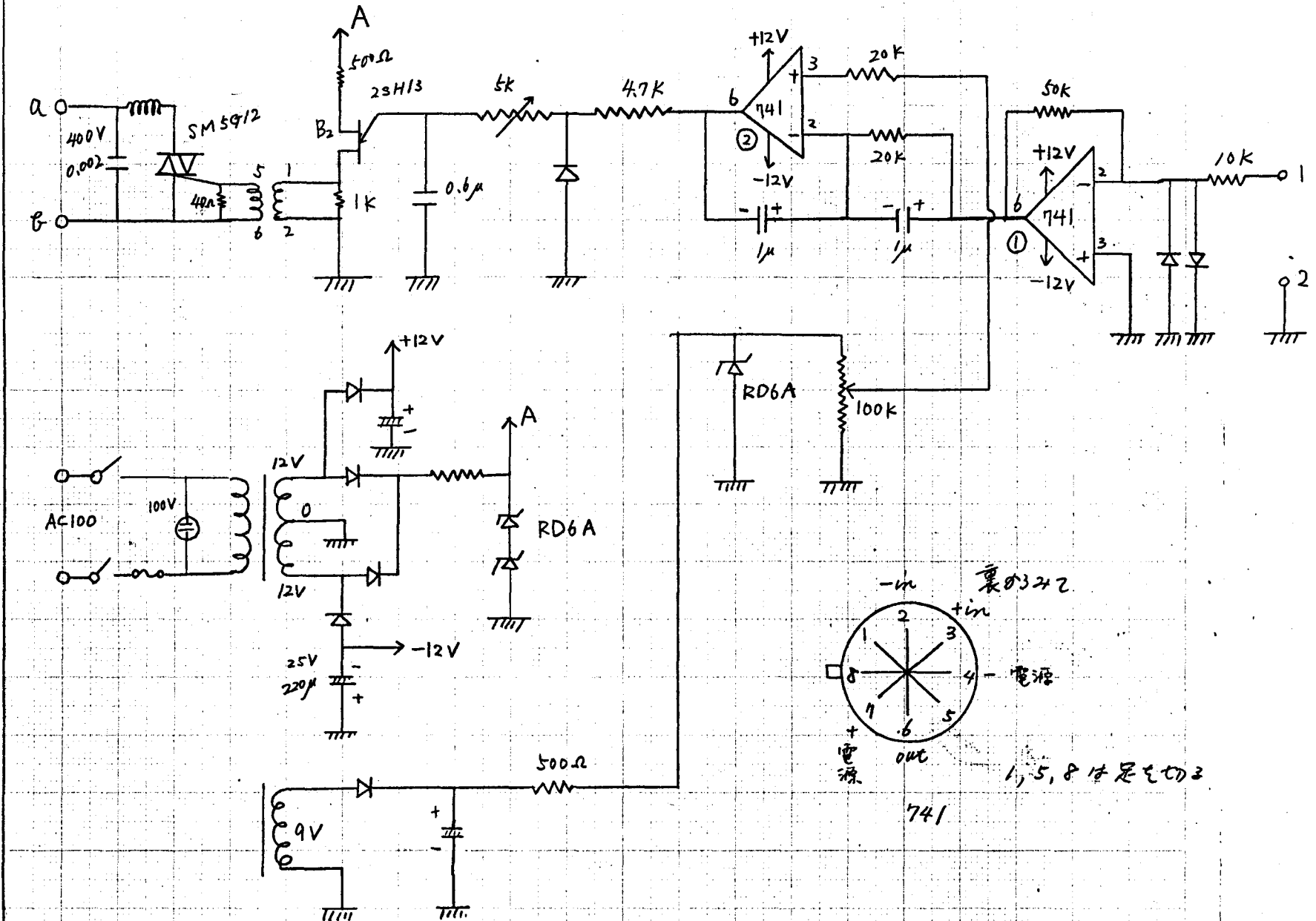
Fig. 1 電子照射系



- (S) Beam current stabilizer
- (A) Microammeter

Fig. 2. Beam Current Stabilizer.

75/6/21



C. Electron energy calibration by electron diffraction

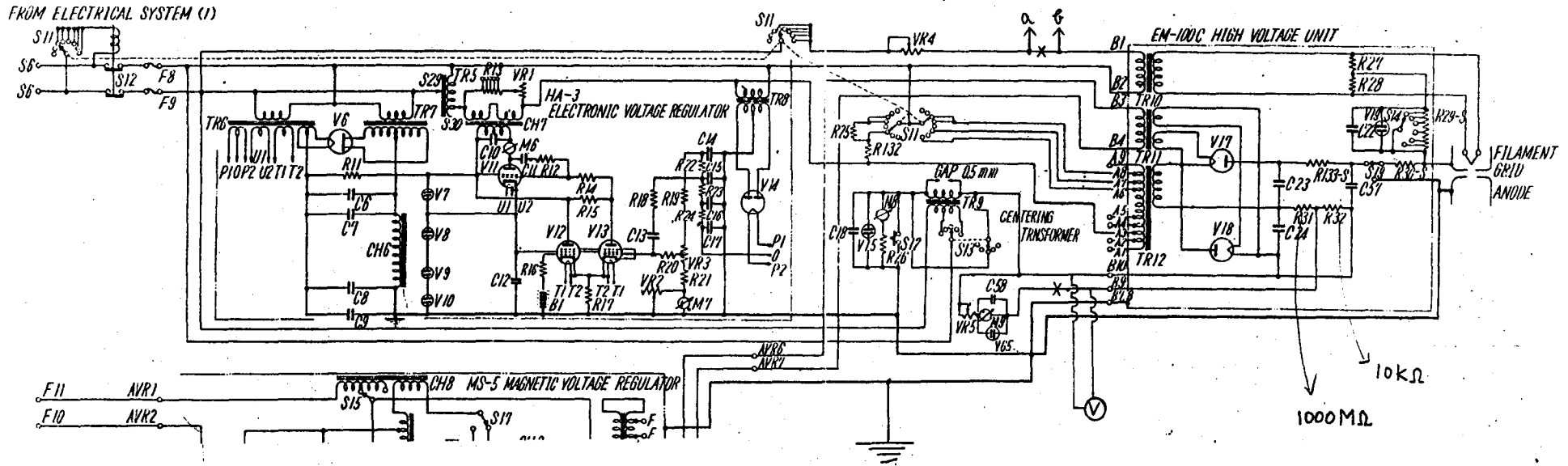
照射電子の運動エネルギーに対する

$^{189}\text{Os}^m$ の生成の正確な励起関数を実験で求め
るために、電子の運動エネルギーの絶対値
を知り必要がある。改造した電子銃は電圧
安定度が 10^{-4} と比較的よいが、電圧の正確
な値を知ることができない。それで電子線
回折法で加速電子の運動エネルギーの絶対
値をきめた。

電子銃の高圧電源の回路を Fig. 3 に示す（
日立 H U - 11 型電子顕微鏡のカタログ）。
ある照射ビームの運動エネルギーを電子線
回折によって絶対値測定を行い、その時
Fig. 3 に示すように高電圧を $1000\text{M}\Omega$ と 10
 $\text{k}\Omega$ の抵抗で分割し $10\text{k}\Omega$ の抵抗の両端の
電圧を電圧計で読み取る。電圧計の読み取
り値と今の時の加速電子の運動エネルギー
の絶対値と関係づけて電子エネルギー校正
曲線を作った。この校正方法で一巻問題と

なることは、 $1000\text{M}\Omega$ の抵抗と $10\text{k}\Omega$ の抵抗の比が温度変化のために変化することであり、較正曲線が信用できなくなることである。この問題をすこしでも克服するために高電圧電源タンク付近の温度を一定に保つようにした。さらにタンク内のオイルの温度が一定になるまで、電源を入れて約一時間 *warming up* した後で実験を行うようにした。

Fig.3. High Voltage Circuit.



⓪ 電圧計.

電子ビームをモリブデンのスリットで
 0.1 mm 中の大きさに絞り、これをフォルムバ
 ー膜上に厚さ約 90 Å 蒸着した金に照射し
 、後方の富士フィルム社製の電子顕微鏡フ
 イルムに回折リング像を撮影した。現像後
 、回折リングの半径 R (cm) と金の蒸着膜か
 ら写真フィルムまでの距離 L (cm) を精度よ
 く測定し、(1) 式を用いて電子の運動エネル
 ギーを算出した。

$$E = -m_0c^2 + \left\{ (m_0c^2)^2 + (\hbar_1^2 + \hbar_2^2 + \hbar_3^2) \left(\frac{\hbar c L}{a_0} \right)^2 R_{x \times l_3} \right\}^{1/2} \quad (1) \quad (\text{付録1})$$

ここで

E (keV) : 電子の運動エネルギー

$m_0c^2 = 511.004$ keV : electron rest mass energy

$\hbar_1, \hbar_2, \hbar_3$: ミラー指数

$\hbar = 4.1357074 \times 10^{-18}$ keV·sec : Planck's constant

$a_0 = 4.0786 \times 10^{-8}$ cm : Au の格子定数⁴⁾

$L = 47.03 \pm 0.01$ cm : Au 面とフィルムとの

距離

$$c = 2.997925 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1} \quad : \text{光速度}$$

 $R \text{ (cm)}$: 回折リングの半径

である。回折リングの半径 R の測定の際に同題となるフィルムの伸縮は現像前後で変化しないことを確かめた。

加速電子の運動エネルギーの絶対値の精度を上げるために、回折リングの半径を出来るだけ正確に読み取る必要がある。そのために Microphotometer を用いて $20 \mu\text{m}$ の精度で読み取った。その結果を Table 1 に示す。第 1 列はフィルム順序、第 2, 3, 4 列は Microphotometer で 5 倍拡大測定したそれぞれのリングの直径を、第 1 リングの直径に換算した値 $D \text{ (mm)}$ 。第 5, 6 列はそれぞれ D の平均値 $\bar{D} \text{ (mm)}$ と標準偏差 $\sigma_D \text{ (mm)}$ 。第 7, 8 列はそれぞれ実際のフィルムリングの平均半径 $R \text{ (cm)}$ と標準偏差 $\sigma_R \text{ (cm)}$ 。第 9, 10 列はそれぞれ (1) 式を用いて計算した電子の運動エネルギー $E \text{ (keV)}$ と、 σ_R と L の誤差

σ_L の伝播による電子の運動エネルギーの標準偏差 σ_E (keV) (付録2)。第11列は電圧計の読み取り値 V (mV) である。

以上の結果を用いて電子の運動エネルギー E (keV) と電圧計の読み取り値 V (mV) との関係を最小自乗法で直線化して (付録3),

$$E = (0.1801 \pm 0.0005)V + (9.93 \pm 0.21) \quad (2)$$

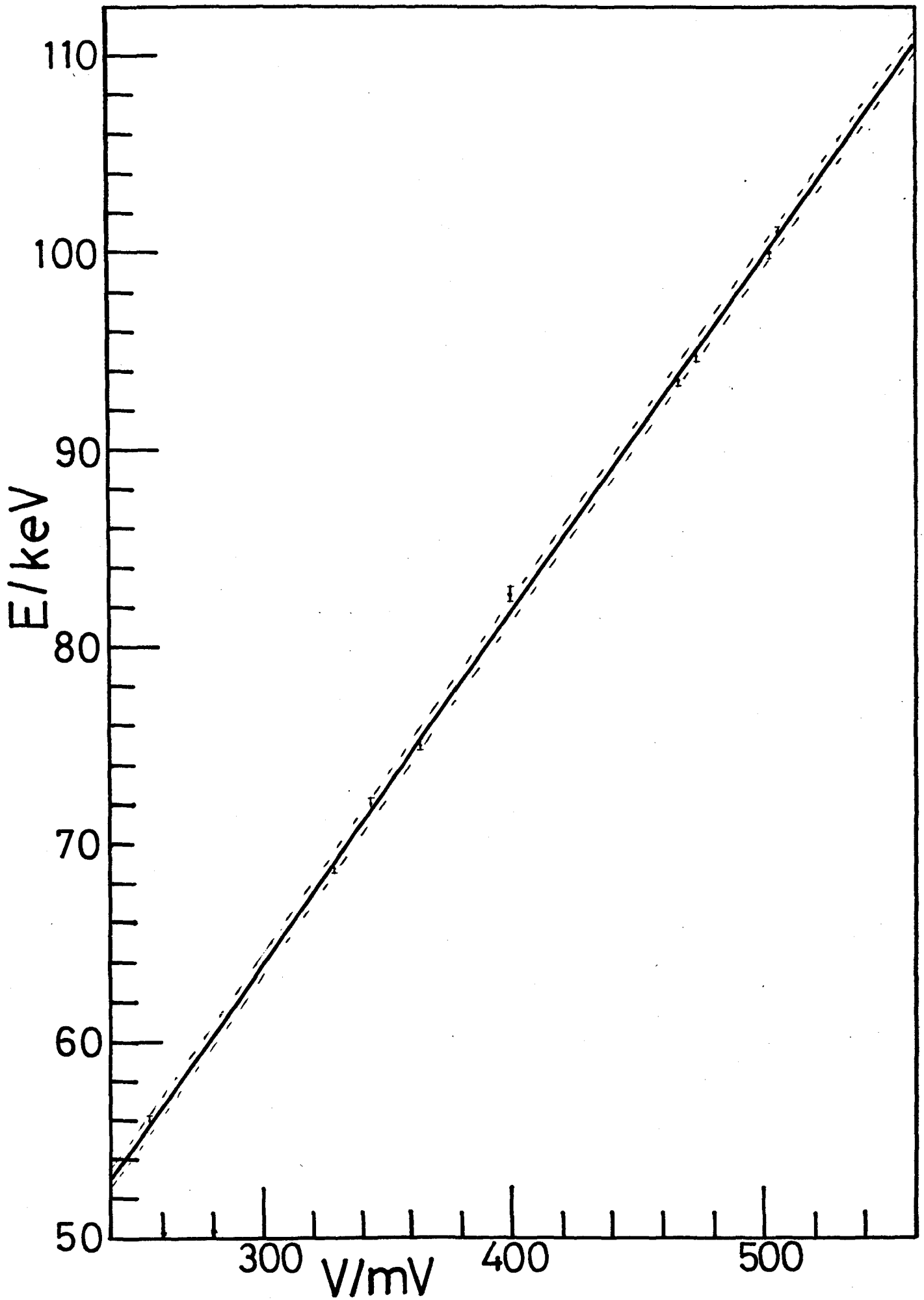
を得た。Fig. 4 にエネルギー-較正曲線を示す。横軸は電圧計の読み、縦軸はその時の電子のエネルギーを表わしている。点線は標準偏差を表わしている。

Table 1. Analysis of electron diffraction.

Film No.	Diameter(Microphotometer)			Average and SD		Film Radius and SD		Electron energy and SD		Voltage V/mV
	D/mm			\bar{D} /mm	σ_D /mm	R/cm	σ_R /cm	E/keV	σ_E /keV	
	(1,1,1) $\times\sqrt{1}$	(2,2,0) $\times\sqrt{3/8}$	(3,1,1) $\times\sqrt{3/11}$							
2	90.6	90.6	90.3	90.50	0.14	0.905	0.0014	68.65	0.20	330
3	86.2	86.0	86.4	86.20	0.16	0.862	0.0016	75.21	0.26	365
4	76.8	76.7	76.7	76.78	0.05	0.767	0.0005	93.44	0.12	467
6	74.0	73.8	73.7	73.83	0.12	0.738	0.0012	100.31	0.30	503
11	88.0	88.6	88.3	88.30	0.24	0.883	0.0024	72.20	0.37	344
12	88.5	88.8	88.3	88.53	0.21	0.885	0.0021	71.62	0.32	343
13	108.0	108.4	107.8	108.07	0.25	1.081	0.0025	48.99	0.22	220
14	108.0	108.4	107.8	108.07	0.25	1.081	0.0025	48.99	0.22	219
15	86.5	86.9	86.5	86.63	0.19	0.866	0.0019	74.56	0.31	361
18	76.2	75.6	75.8	75.87	0.25	0.759	0.0025	95.04	0.58	474
19	75.5	75.7	76.2	75.80	0.29	0.758	0.0029	95.50	0.67	476
20	73.4	73.6	73.6	73.53	0.09	0.735	0.0009	101.07	0.23	506
21	100.5	100.3	100.6	100.47	0.12	1.005	0.0012	56.30	0.13	255
22	81.4	81.9	81.9	81.73	0.24	0.817	0.0024	83.12	0.46	400
23	78.8	78.8	78.8	78.80	0.05	0.788	0.0005	88.89	0.11	435

SD:Standard Deviation

Fig. 4. Energy calibration curve.



D. Detector

電子照射によって誘起された $^{189}\text{Os}^m$ の放射能が少なく、測定する内部転換電子のエネルギーが、 L_{III} , M_I 殻電子放出の場合それぞれ20, 27 keVと低いので、バックグラウンドが約0.8 cpmの2πガスフロー窓なし低バックグラウンドGMカウンタ（以下LB Cと呼ぶ）を用いて $^{189}\text{Os}^m$ の放射能を測定した。

$^{189}\text{Os}^m$ の放射能をLB Cで測定した時、得られる計数率 A_L (cpm)は試料の放射能の崩壊率 D (dpm)と次の関係にある。

$$\left. \begin{aligned} A_L &= c D + X + B, \\ c &= f_g \cdot f_c \cdot f_{st} \cdot f_s \cdot f_b \end{aligned} \right\} (3)$$

ただし

c : detection coefficient

X : X線によるバックグラウンド

B : 一般のバックグラウンド

f_g : geometry

f_c : counting efficiency

f_{st} : 同時計数

f_s : 自己吸収

f_b : 後方散乱

} 補正係数

である。

(1) f_g

試料が計数管の中に入り、後方には電子が出ないと考えたので

$$f_g = 0.5$$

とする (Fig. 5)。

(2) f_c

窓なしガスフロー-GM管の場合

$$f_c = 1$$

とあける。

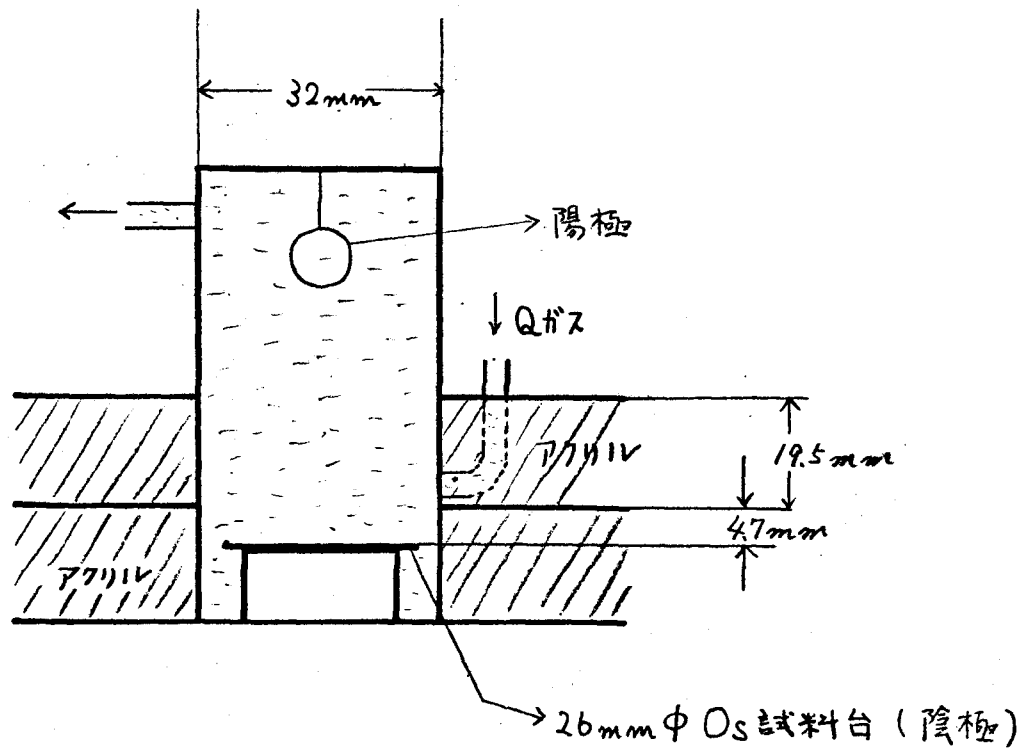


Fig. 5. 2πガスフロー窓なLGMカウンターの断面図.

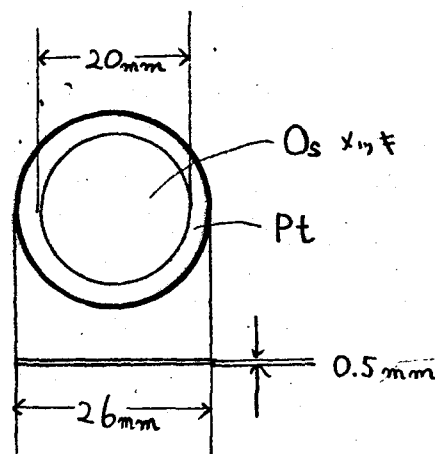


Fig. 6. Os 照射用試料.

(3) f_{st}

τ (min) を G M 管の分解時間とすると f_{st} は

$$f_{st} = 1 - A_L \tau$$

で表わされるが、 A_L が小さいので

$$f_{st} = 1$$

とあける。

(4) f_s

$^{189}\text{Os}^m$ から放出される L, M, N 殻内部転換電子の中で L_{III} 殻内部転換電子 (約 20 keV) を $^{189}\text{Os}^m$ の放射能として代表させる。
 Os の試料が薄いので、電子照射の際に $^{189}\text{Os}^m$ が試料中に均一に生成していきと考える。試料の自己吸収は、吸収が指数関数的であるとし、自己散乱がないものと仮定すると次式で表わされる。

$$f_s = A_x / A_0 = (1 - e^{-\mu x}) / \mu x \quad (4)$$

ただし

A_x : 厚さ x ($\text{mg} \cdot \text{cm}^{-2}$) の試料の計数率

A_0 : 厚さ 0 の時の計数率

μ ($\text{cm}^2 \cdot \text{mg}^{-1}$) : 質量吸収係数

である。

Baker and Katz⁽⁵⁾ によると β 線の質量吸収係数 μ と end-point エネルギー E_m (MeV) との関係が次式で表わされている。

$$\mu = 0.0155 E_m^{-1.41} \quad (5)$$

$^{189}\text{Os}^m$ からの約 20 keV の内部転換電子の場合に (5) 式を適用するため、 β 線の平均エネルギーを E_m の $1/3$ と仮定し、 $^{189}\text{Os}^m$ の放射能が $E_m = 0.06 \text{ MeV}$ の β 線に相当するとする。かくして質量吸収係数 $\mu = 0.82 \text{ cm}^2 \cdot \text{mg}^{-1}$ を得る。一方 Os の試料の厚さは $x = 0.465 \text{ mg} \cdot \text{cm}^2$ であるから (4) 式を用いて自己吸収補

正係数 f_s は

$$f_s = 0.83$$

となる。

(5) f_b

O_s の試料の厚さは $0.465 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ で厚さ 0.5 mm の白金板が支持台である (Fig. 6)。それゆえに電子の後方散乱に因りて飽和しており, O_s ($Z=76$) と Pt ($Z=79$) は Z が近いのでこの場合の後方散乱補正係数を O_s に対して求めればよいことにする。2 π ガスフロー GM 計数管における後方散乱については Nader et al.⁶⁾ の研究があり, それによると O_s に対する ^{32}P , ^{204}Tl , ^{35}S の飽和後方散乱補正係数 f_b はそれぞれ

$$^{32}\text{P} (\beta^-, E_m = 1.71 \text{ MeV}) \quad f_b = 1.58$$

$$^{204}\text{Tl} (\beta^-, E_m = 0.766 \text{ MeV}) \quad f_b = 1.55$$

$$^{35}\text{S} (\beta^-, E_m = 0.167 \text{ MeV}) \quad f_b = 1.35$$

である。 $^{189}\text{Os}^m$ の f_b を求めるために f_s の計

算の時に仮定したように, $^{189}\text{Os}^m$ の放射能を $E_m = 0.06 \text{ MeV}$ の β 線に相当すると仮定し, 上記の f_b の値を外挿することによって (付録4),

$$f_b = 1.20$$

を得る。

(6) X

$^{189}\text{Os}^m$ が I 可崩壊する時主として L_{III} -shell の内部転換電子を放出する。その時同時に約 11 keV の L X 線の放出を供う。この L X 線によるバックグラウンド X を見積る。たとえば β 線用の端窓型 GM 計数管 (雲母窓, アルゴン充てん) は ^{55}Fe の特性 X 線 (5.9 keV) に対し, 数%程度の計数効率を持つている。このことを考慮して, 11 keV の X 線の計数効率を $^{189}\text{Os}^m$ の内部転換電子の場合の 10% とする。 L_{III} -shell 内部転換電子と X 線は同時に放出されるので, L B

CのX線によるバックグラウンドとして寄与するのは、LBCが内部転換電子を検出せずにX線計測を検出した場合である。その確率は非常に少ないので無視することにし

$$X = 0$$

とおく。

(7) B

実験で求めることができる。

以上よりLBCの計数率 $A_L(\text{cpm})$ と崩壊率 $D(\text{dpm})$ との関係は(3)式を用いて

$$C = 0.5 \times 1 \times 1 \times 0.83 \times 1.2$$

$$= 0.50$$

$$A_L = 0.50 D + B$$

(6)

となる。

E. Bombardments

O_5 は酸化されて O_5O_4 になり易く、その上 O_5O_4 は昇華し易く毒性が強いので、電子照射の時は前記のように水で冷却した。ビーム電流 $60.0 \pm 0.1 \mu A$ で4時間照射した。この条件では O_5 は変質しないので放射能消滅後、同一の O_5 試料を繰返し使用した。

III. Experimental results

照射終了時から LBC 測定開始までの時間を t_s (min) とし, LBC 測定時間を Δt (min), その時のカウント数を ΔC とする。また B (cpm) を LBC のバックグラウンド, A (cpm) を照射終了時の計数率, λ (min^{-1}) を $^{189}\text{Os}^m$ の崩壊定数とすると A とその標準偏差 σ_A は

$$A = \frac{\lambda e^{\lambda t_s}}{1 - e^{-\lambda \Delta t}} (\Delta C - B \Delta t) \quad (7)$$

$$\sigma_A = \frac{\lambda e^{\lambda t_s}}{1 - e^{-\lambda \Delta t}} \left\{ \Delta C + (\Delta t)^2 (\sigma_B)^2 \right\}^{1/2}$$

で表わされる (付録 5)。 A 及び σ_A の実験結果を Table 2. に示す。

Table 2. Experimental result.

Electron energy		Counting rate		Average counting rate	
E/keV	σ_E /keV	A/cpm	σ_A /cpm	A/cpm	σ_A /cpm
72.25	0.28	0.021	0.159	0.055	0.124
		0.109	0.199		
74.05	0.29	0.034	0.166	0.033	0.132
		0.032	0.219		
77.11	0.29	0.162	0.214	0.445	0.097
		0.518	0.109		
80.17	0.30	0.926	0.185	1.018	0.115
		1.076	0.147		
85.03	0.31	1.529	0.190	1.640	0.142
		1.780	0.214		
90.08	0.32	1.859	0.165	1.926	0.120
		2.001	0.174		
94.94	0.33	2.123	0.219	1.875	0.138
		1.711	0.178		
99.98	0.34	2.419	0.159	2.215	0.124
		1.898	0.198		
103.58	0.35	3.182	0.173	2.867	0.115
		2.617	0.154		

照射終了時の $^{189}\text{Os}^m$ の放射能計数率 A (cpm) は次式で与えられる。

$$A = Qn\sigma x(1 - e^{-\lambda t})fc$$

これを变形して

$$\sigma = A / Qn x(1 - e^{-\lambda t})fc \quad (8)$$

となる。ただし

- Q (min^{-1}) : Incidence rate of electron
- n (cm^{-3}) : Atomic density of target nuclide
- σ (cm^2) : Isomer production cross section
- x (cm) : Thickness of target
- λ (min^{-1}) : Decay constant
- t (min) : Bombarding time
- f : Probability of conversion process in the isomeric transition
- c : Detection coefficient

である。それぞれの諸量の数値をまとめて Table 3. に示す。

(8) 式に Table 3. の諸数値を代入し、 A (cpm) と σ (cm^2) との関係は

$$\sigma = 1.02 \times 10^{-33} A \quad (9)$$

となる。Table 2. の実験結果と (9) 式を使って σ を求め、その結果を Table 4. に示した。

Table 3. Numerical values of eq.(8).

	Values	Remarks
Q/min^{-1}	2.25×10^{16}	$60 \mu\text{A}$
n/cm^{-3}	1.15×10^{22}	$^{189}\text{Os}: 16.1\%$
x/cm	2.07×10^{-5}	$0.465 \text{mg} \cdot \text{cm}^{-2}$
λ/min^{-1}	1.93×10^{-3}	$\tau = 6.0 \text{h}$ 7)
t/min	2.40×10^2	$t = 4.0 \text{h}$
f	1.00	$\alpha_L = 1.76 \times 10^5$ 8) $\alpha_M = 1.25 \times 10^5$ 8)
c	0.50	See text.

Table 4. Experimental isomer production cross section for $^{189}\text{Os}^m$.

E/keV	$\sigma/10^{-33}\text{cm}^2$
72.25 ± 0.28	0.06 ± 0.13
74.05 ± 0.29	0.03 ± 0.13
77.11 ± 0.29	0.45 ± 0.10
80.17 ± 0.30	1.04 ± 0.12
85.03 ± 0.31	1.67 ± 0.14
90.08 ± 0.32	1.96 ± 0.12
94.94 ± 0.33	1.91 ± 0.14
99.98 ± 0.34	2.26 ± 0.13
103.58 ± 0.35	2.92 ± 0.12

励起関数を描く時，試料の厚みのための照射電子のエネルギー減退の補正も考慮して，横軸の照射エネルギーをきめなければならぬので，

$$\int_{E_i}^{E_0} \sigma(E) dE = \frac{1}{2} \int_{E_i}^{E_f} \sigma(E) dE \quad (10)$$

を満足する E_0 をエネルギー減退の補正をした照射電子エネルギーと決める。

ただし

$\sigma(E)$ (cm^2) : 実験で得たそのまゝの断面積を使って近似的に求めた励起関数 (付録6)

E_i (keV) : 入射電子のエネルギー

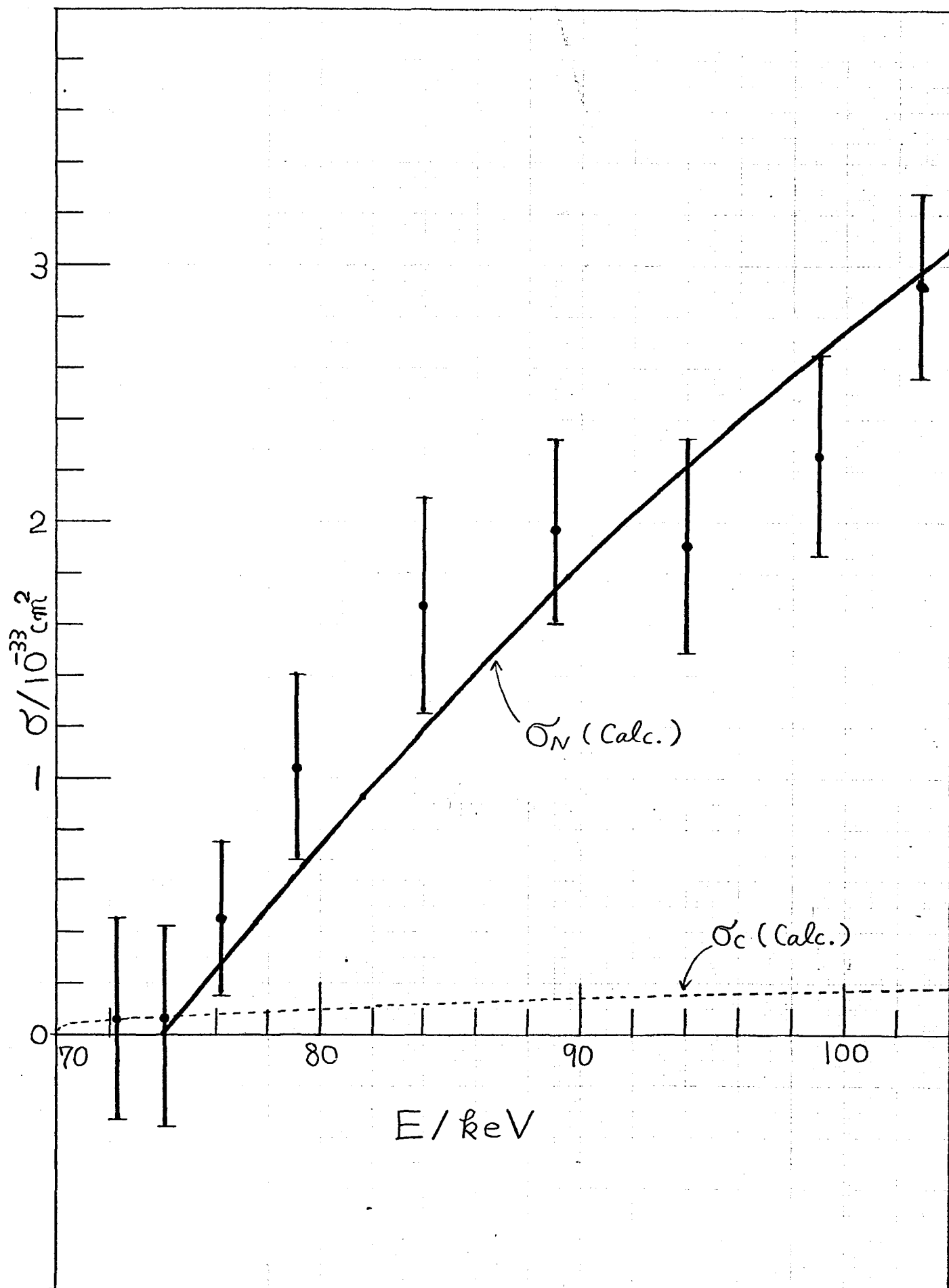
E_f (keV) : 入射後試料から出て行く時の電子のエネルギー (付録7)

Table 5. に (10) 式で求めた E_0 の値を示し，Fig. 7 に照射電子のエネルギー減退の補正をした E_0 の値で σ を図示する。誤差棒は標準偏

Table 5. Corrected electron energy.

E_i/keV	E_f/keV	E_0/keV
72.3	69.6	72.3
74.1	71.8	74.1
77.1	75.0	76.2
80.2	77.8	79.1
85.0	83.0	84.0
90.1	88.0	89.0
94.7	93.0	94.0
100.0	97.8	99.0
103.6	102.0	102.8

差の3倍を表わしている。

Fig. 7. Experimental isomer cross section for $^{189}\text{Os}^m$.

NEET による $^{189}\text{Os}^m$ の生成断面積 σ_N (cm^2) は

$$\sigma_N = \sigma_K \cdot P \cdot B \quad (11)$$

で表わされる。

ただし

$\sigma_K (\text{cm}^2)$: Os の K-shell ionization cross section by electron bombardment.

P : NEET probability

B : Fig. 8 の ^{189}Os の decay scheme にあるように 70 keV 準位から 31 keV 準位への転移の Branching ratio

である。

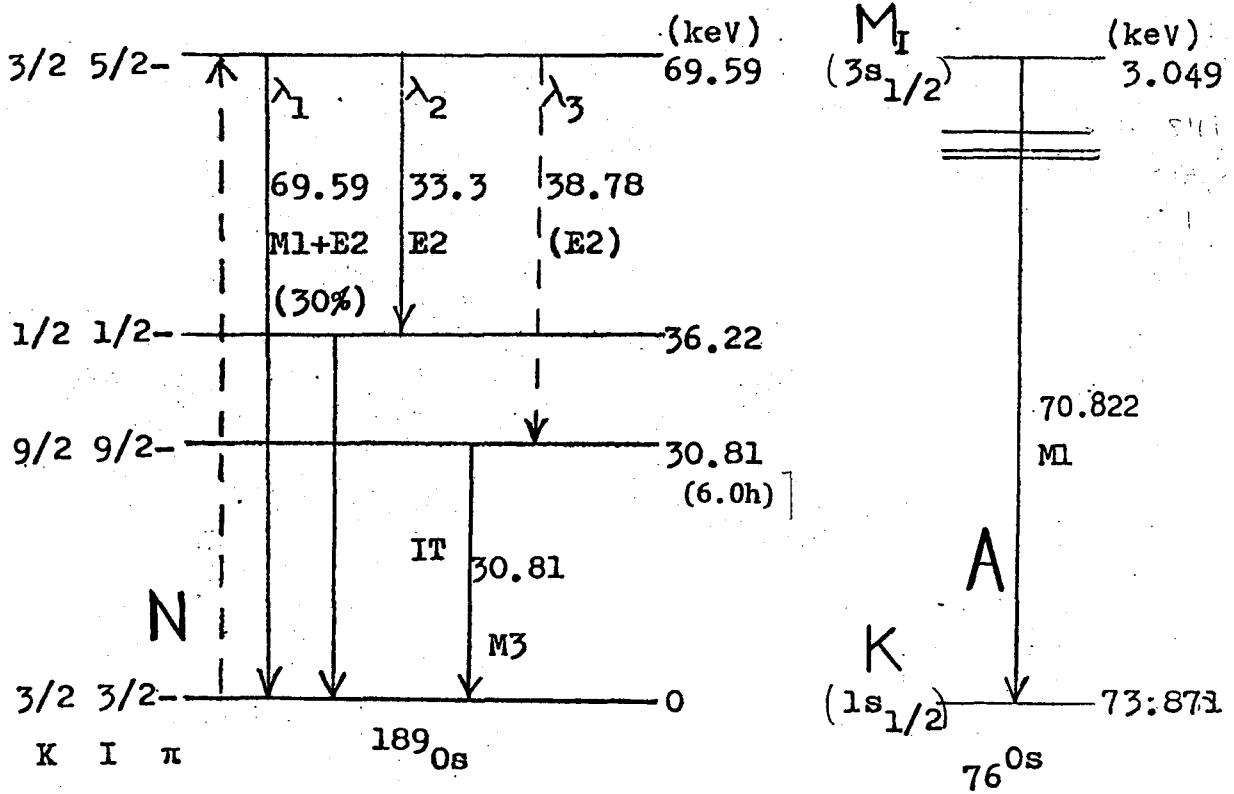


Fig. 8. Nuclear levels in ^{189}Os and atomic levels in Os .

(1) σ_K

Motz and Placious⁹⁾によると, 照射電子エネルギー E が $100 \sim 500 \text{ keV}$ に対して金 ($Z=79$) の K-shell ionization cross section σ_K の実験値が, いろいろの理論計算値の中で Arthurs and Moiseiwitsch¹⁰⁾ によって導かれた計算値と最もよく合うことを報告している。それで Os ($Z=76$) の σ_K を計算するに当り, 上記の理論を基にして $E = 74 \sim 110 \text{ keV}$ についての σ_K の推定を行った。彼等によると σ_K は

$$\sigma_K = S \left[\frac{(137 Z_e)^2 (E_1 - 1)}{\pi (a_0 E_1)^2} \right]^{-1} \quad (12)$$

で表わされる。ただし

S : parameter

$Z_e = Z - 0.3$: effective nuclear charge for K-shell

$E_1 (m_0c^2)$: total electron energy

$a_0 = 0.53 \times 10^{-8}$ cm : Bohr radius

である。

彼等は parameter S と E/E_K の関係を Table b. のように計算した。ただし E_K は K-shell binding energy である。そこで S を E/E_K の関数として

$$S = 18 (E/E_K - 1)^{1.07} / [3.62 + (E/E_K - 1)^{1.07}] \quad (13)$$

で表わし, (13)式による S の値を Table b. に示した。(12), (13)式に $Z = 76$, $a_0 = 0.53 \times 10^{-8}$ を代入し, 電子の全エネルギー $-E_1$ を電子の運動エネルギー $-E$ に変換することによって, O_s の σ_K は

$$\sigma_K = 1.477 \times 10^{-23} (E/E_K - 1)^{1.07} / [3.62 + (E/E_K - 1)^{1.07}] [1 - (1 + E/m_0c^2)^{-2}] \quad (14)$$

($E_K = 73.871$ keV for O_s)

となる。

(14)式を用いて計算した σ_K の値を Table 7. に示し, Fig. 9. に図示した

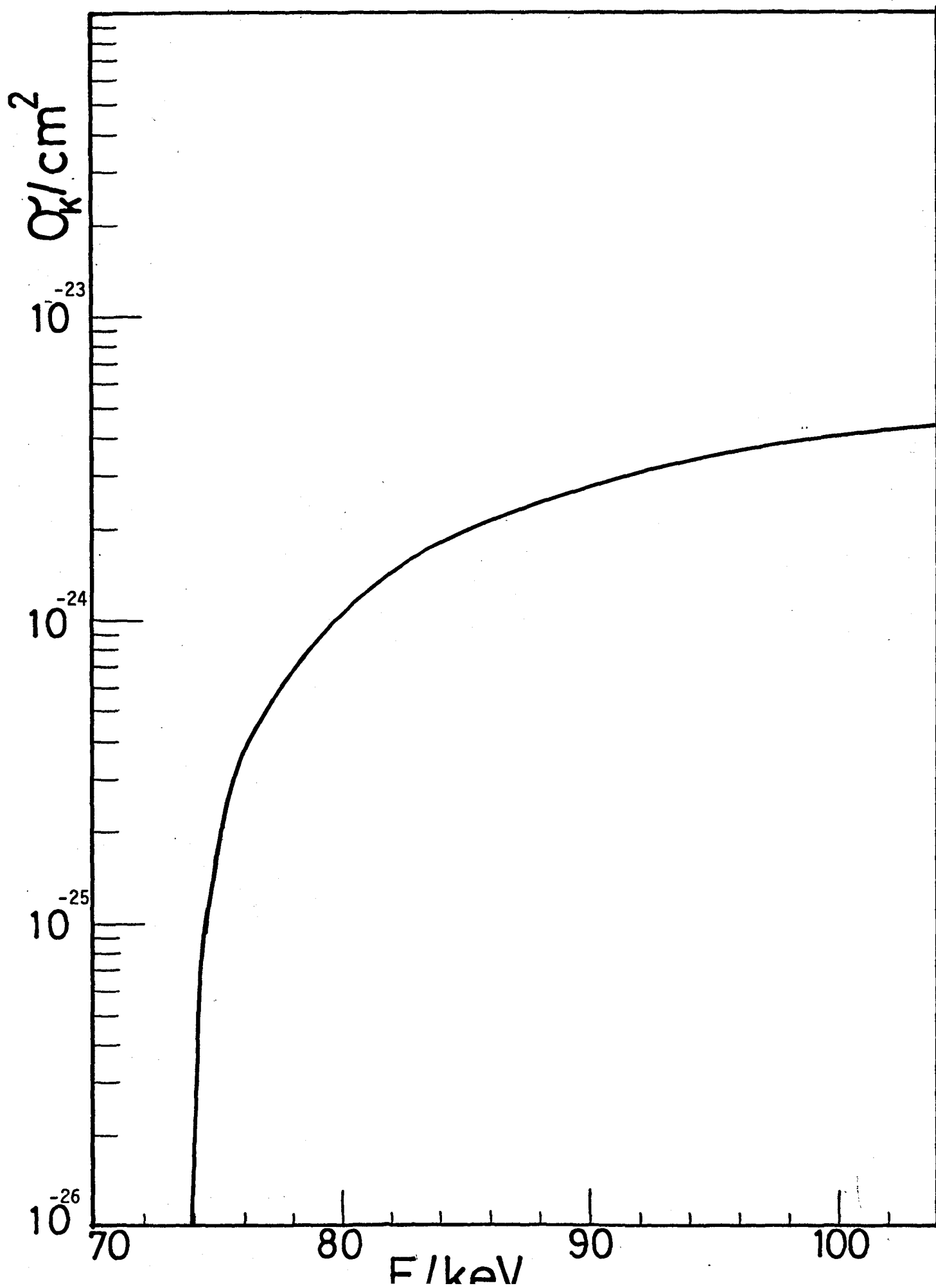
Table 6. Relation between parameter S and E/E_K .

E/E_K	1	2.5	5.0	7.5	10.0	15.0	20.0
S	0	5.4	10.1	12.1	13.2	14.8	15.6
S(eq.(13))	0	5.4	9.9	12.1	13.4	14.8	15.6

Table 7. K-shell ionization cross section for Os:

E/keV	$\sigma_K/10^{-26} \text{ cm}^2$
74	1.94
75	19.4
76	37.7
78	74.4
80	111
85	196
90	274
95	345
100	409
104	456

Fig. 9. K-shell ionization cross section for Os.



(2) B

Harmatz et al.¹¹⁾ の実験によると Fig. 8 の λ_2 / λ_1 の値は

$$\lambda_2 / \lambda_1 = 205 / 3210 \quad (15)$$

である。 λ_2 と λ_3 は共に E2 転移であり転移エネルギーも大差ないから、 λ_2 と λ_3 の transition rate の比を計算するにあたり、 Empirical hindrance factor F を除いてすべしと等しいと仮定すると、

$$\lambda_3 / \lambda_2 = F_2 / F_3 \quad (16)$$

となる。また F は

$$F = 50^{|\Delta K| - 2} \quad |\Delta K| > 1 \quad (17)$$

で表わされるので λ_3 / λ_2 を

$$\lambda_3 / \lambda_2 = 1 / 50^{3-2} = 1 / 50$$

と見積る。 Harmatz et al.¹¹⁾ の実験結果は $\lambda_3 / \lambda_2 \lesssim 1 / 50$ を示唆している。

かくして B の値は

$$B = \lambda_3 / (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3)$$

$$= 1.2 \times 10^{-3} \quad (18)$$

となる。

以上より $\sigma_N = \sigma_K \cdot P \cdot B$ は (14), (18) 式を用いて

$$\sigma_N = 1.77 \times 10^{-26} P (E/E_K - 1)^{1.07} / [3.62 + (E/E_K - 1)^{1.07}] [1 - (1 + E/m_0 c^2)^{-2}] \quad (19)$$

と表わされ、Fig. 7 に実験で得られた断面積に合うように P の値を求めると $P = 5.6 \times 10^{-7}$ という値をうる。この時の計算値を Fig. 7 の実線で示した。

IV. Discussion

上記の事柄をまとめると次の様に存る。

^{189}Os に 72 keV から 104 keV のエネルギーの電子を照射して、 $^{189}\text{Os}^m$ の生成励起関数を実験で求めた。この際

の LBC の *detection coefficient* に関しても、実験で求めることが困難であるので、計算により推定した。実験で得た断面積 σ と $\sigma_N = \sigma_K \cdot P \cdot B$ を Fig. 7 のように合せることによって NEET 確率 $P = 5.6 \times 10^{-7}$ なる値を得た。

σ_K に関しては Os ($Z=76$) と Z の近い Au ($Z=79$) の実験データでフィッティングした理論によって Os の σ_K を推定したので、 σ_K の値が大きく設けておくことはないと思われる。 B の値は *Harmatz* 等が内部転換係数の実験によって求めた *transition rate* の比 λ_2/λ_1 の値と、経路式 (17) 式によって導いた *transition rate* の比 λ_3/λ_2 の値とから B の値を求めた。

Fig. 7. に示してあるように、実験による断面積は $NEET$ による断面積 σ_N と同じ傾向の形をもっており、しきい値は $NEET$ 理論で導かれる K -shell ionization のしきい値 73.87 keV と一致していることがわかる。これらの事実から今回の実験によって、以前の予備的な実験の時よりもさらに明確に $NEET$ 現象の存在を明らかにすることが出来た。

$NEET$ 確率 P は次のように $NEET$ 理論によって導かれる。

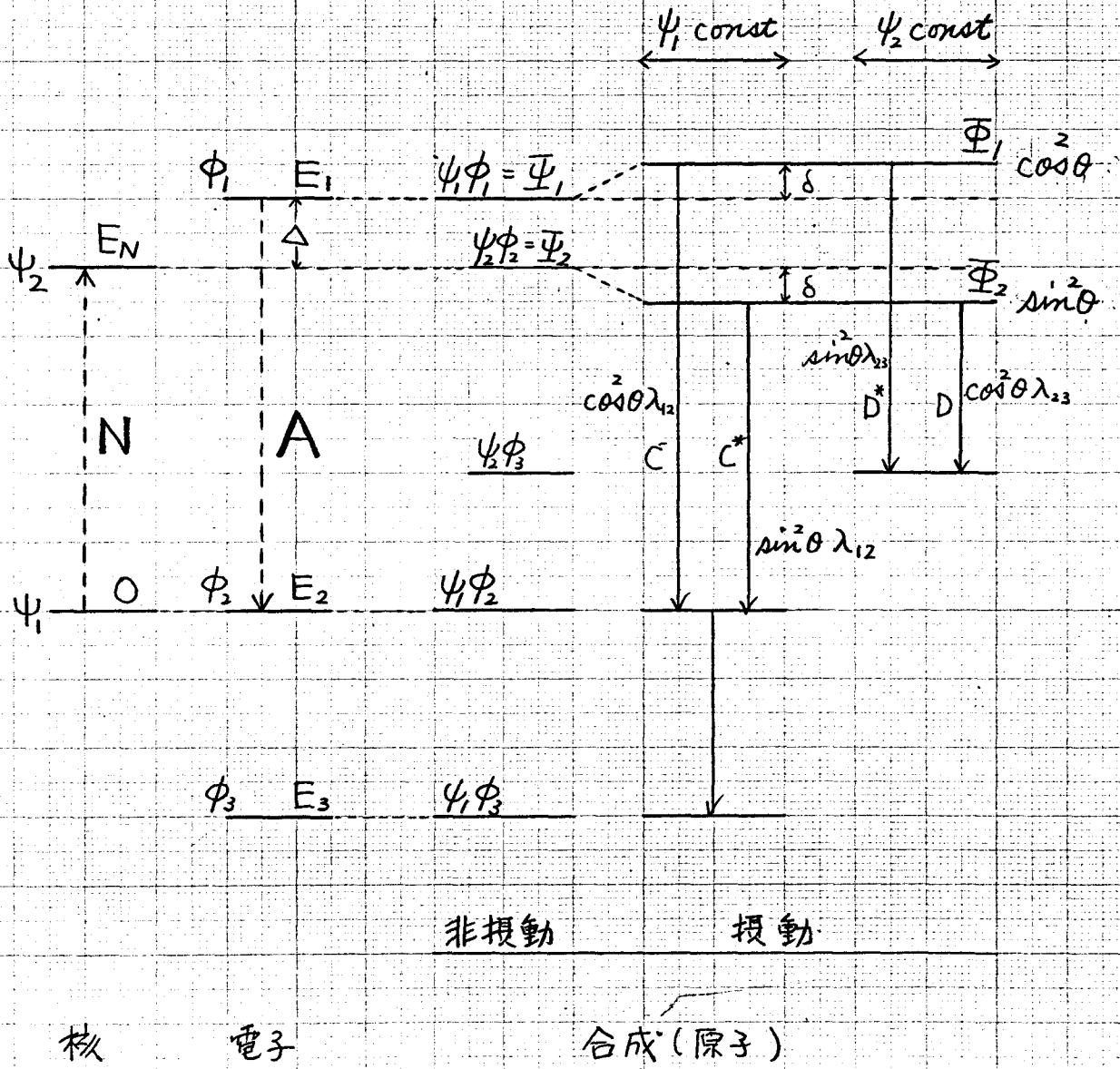
Fig. 10 に N E E T 理論の原理図を示す。
 いまある軌道電子殻に孔が出来た状態の波動函数を ϕ_1 とする。そして電子系の de-excitation が ϕ_1 から ϕ_2 , ϕ_3 に順次移行して起こる。もしも原子核の基底状態 ψ_1 から核の励起状態 ψ_2 への核励起 N が ϕ_1 から ϕ_2 への電子系遷移 A と比較して、同一の multipolarity を持ち、かつエネルギー変化がほぼ等しい時は、合成(原子)状態 Ψ_1 $\Psi_1 = \psi_1 \phi_1 + \psi_2 \phi_2$ と Ψ_2 $\Psi_2 = \psi_1 \phi_2 + \psi_2 \phi_1$ とは似たものとなり、電磁相互作用による摂動を受け、固有状態 Ψ_1 , Ψ_2 が Ψ_1 と Ψ_2 の混合で表わされ、mixing angle θ を用いて

$$\Psi_1 = \Psi_1 \cos \theta + \Psi_2 \sin \theta \quad (20)$$

$$\Psi_2 = -\Psi_1 \sin \theta + \Psi_2 \cos \theta \quad (21)$$

で表わされる。上式を Ψ_1 と Ψ_2 について解くと、

Fig. 10. NEET の原理



$$\Psi_1 = \cos\theta \Phi_1 - \sin\theta \Phi_2 \quad (22)$$

$$\Psi_2 = \sin\theta \Phi_1 + \cos\theta \Phi_2 \quad (23)$$

となり, (22)式の両辺を二乗して全空間で積分を行なうと

$$\int \Psi_1^2 d\tau = \cos^2\theta \int \Phi_1^2 d\tau + \sin^2\theta \int \Phi_2^2 d\tau \quad (24)$$

($\because \int \Phi_1 \Phi_2 d\tau = 0$, orthogonal function 2"
 Φ_1, Φ_2 は独立)

となる。(24)式は Ψ_1 (= ψ_1 , 核基底状態でかつ電子励起状態) の確率が1のとき Φ_1, Φ_2 の確率がそれぞれ $\cos^2\theta, \sin^2\theta$ になることを意味している。そしてその mixing angle θ を決める mixing ratio ρ は

$$\begin{aligned} \rho &= \cos\theta \cdot \sin\theta \\ &= \frac{(\Psi_2 | H' | \Psi_1)}{E(\Phi_1) - E(\Phi_2)} \end{aligned}$$

$$= \frac{E'}{\Delta + 2\delta} \quad (25)$$

で表わされる。ただし Δ は

$$\begin{aligned} \Delta &= E(\Psi_1) - E(\Psi_2) \\ &= (E_1 - E_2) - E_N \end{aligned} \quad (26)$$

であり、摂動によるエネルギーシフト δ は

$$\delta \equiv E(\Phi_1) - E(\Psi_1) = E(\Psi_2) - E(\Phi_2) \quad (27)$$

である。クーロンの相互作用のエネルギー E' は

$$E' \equiv (\Psi_2 | H' | \Psi_1) \quad (28)$$

$$H' = \frac{-e^2 Z}{|\vec{r}_N - \vec{r}_e|}$$

で表わされ、 A と N とに共通の multipolarity が 2ℓ の時は、

$$E'(eV) = -3.41 \times 10^2 f(2.27 \times 10^{-5})^{\ell} A^{\ell/3} Z^{\ell+2} / (2\ell+1) \bar{n}^{2(\ell+1)} \quad (29)$$

で表わされる (付録 8)。ただし A は質量数, Z は原子番号, π は A (de-excitation) の転移の初めと終りの電子準位の主量子数の平均値, f は原理論のような簡単な model に基づく計算に対する補正因子である。

Ξ_1 が電子照射により 1 個生じた時, Ξ_1 と Ξ_2 の生じる割合は上述のようにそれぞれ $\cos^2\theta$ と $\sin^2\theta$ である。Fig. 10. における C, C^*, D, D^* の遷移速度はそれぞれ $\cos^2\theta \lambda_{12}, \sin^2\theta \lambda_{12}, \cos^2\theta \lambda_{23}, \sin^2\theta \lambda_{23}$ で表わされる。(付録 9) ただし $\lambda_{12}, \lambda_{23}$ はそれぞれ $\phi_1 \rightarrow \phi_2, \phi_2 \rightarrow \phi_3$ の崩壊定数である。

Ξ_1, Ξ_2 の準位が $\psi_{1\phi_2}, \psi_{1\phi_3}, \psi_{1\phi_4}, \dots, \psi_{2\phi_3}, \psi_{2\phi_4}, \dots$ と崩壊していく中で, $\psi_{1\phi_k}$ 系列に崩壊する過程が核の基底状態となり, $\psi_{2\phi_k}$ 系列への崩壊過程が核の励起状態となる。そこで NEE T 確率 P は

$$P = \frac{\text{Prob. for excited state}}{\text{Prob. for excited state} + \text{Prob. for ground state}}$$

$$\approx \frac{\sum_{j=3} \left[\cos^2 \theta \sin^2 \theta (\lambda_{2j} / \Lambda_{\Xi_2}) + \cos^2 \theta \sin^2 \theta (\lambda_{2j} / \Lambda_{\Xi_1}) \right]}{\quad} \quad (30)$$

$$\sum_{i=2} \left[\cos^2 \theta \cos^2 \theta (\lambda_{1i} / \Lambda_{\Xi_1}) + \sin^2 \theta \sin^2 \theta (\lambda_{1i} / \Lambda_{\Xi_2}) \right]$$

で表わされる。

ここで Λ_{Ξ_1} , Λ_{Ξ_2} は Ξ_1 , Ξ_2 準位の消滅速度であり, (20), (21) 式より

$$\Lambda_{\Xi_1} = \cos^2 \theta \Lambda_1 + \sin^2 \theta \Lambda_2$$

$$\Lambda_{\Xi_2} = \sin^2 \theta \Lambda_1 + \cos^2 \theta \Lambda_2$$

で表わされる。 Λ_1 , Λ_2 はそれぞれ電子系の ϕ_1 , ϕ_2 状態の消滅する遷移の崩壊定数の総和であり,

$$\Lambda_1 = \sum_{i=2} \lambda_{1i}$$

$$\Lambda_2 = \sum_{j=3} \lambda_{2j}$$

で表わされる。

(30) 式を mixing angle θ が小さいことを考慮して簡単にすると

$$P \approx \tan^2 \theta (1 + \Lambda_2 / \Lambda_1) \quad (31)$$

となる。

(31)式から ρ を求めよるために $\tan\theta$ を計算する。(25)式から小さい θ に対して $\tan\theta$ は、

$$\begin{aligned}\tan\theta &\approx \frac{E'}{\Delta} \\ &\approx \frac{E'}{(E_1 - E_2) - E_N}\end{aligned}\quad (32)$$

となる。 E_N, E_1, E_2 はそれぞれ 69.59, 73.871, 3.049 keV である。 ^{189}Os の場合の A と N の共通の multipolarity が $M1$ であるが、 E' の計算が難しいのでこれが $E2$ と等価であると仮定し、(29)式に $l = 2$, $\pi = (1+3)/2$, $Z = 76$, $A = 189$ を代入して E' を求めると

$$E' = -6.033 \times 10^{-4} \text{ f (keV)}$$

となる。(32)式を使って $\tan\theta$ を計算すると

$$\tan\theta = -4.90 \times 10^{-4} \text{ f}\quad (33)$$

となる。

Λ_2/Λ_1 の値は, O_8 の K, M_1 -shell の level width をそれぞれ $\Gamma(K), \Gamma(M_1)$ とすると

$$\Lambda_2/\Lambda_1 = \Gamma(M_1)/\Gamma(K)$$

で表わされる。Leisi et al.¹²⁾ は $\Gamma(K)$ は

$$\Gamma(K) = 1.73 \times 10^{-6} Z^{3.93} \quad (\text{eV})$$

でよく表わされると報告している。

一方 $\Gamma(M_1)$ は E. J. McGuire の理論計算によると $\Gamma(M_1) = 20.4 \text{ (eV)}$ である¹³⁾。

以上より Λ_2/Λ_1 の値は,

$$\begin{aligned} \Lambda_2/\Lambda_1 &= 20.4 / 42.6 \\ &= 0.48 \end{aligned} \quad (34)$$

となる。

(33), (34) 式を (31) 式に代入して NEET 確率は

$$P \approx 3.55 \times 10^{-7} f^2 \quad (35)$$

となる。

実験的に求めた NEE T 確率 $P = 5.6 \times 10^{-9}$ と (35) 式の理論値を比較してみると、補正因子 $f = 1.3$ とおくことにより、両者を一致させることができる。この f 値はしよりも少し大きく、reasonable な値であるので、実験で得た NEE T 確率は、NEE T 理論で得る値とよく一致している。

^{189}Os に 72 keV から 104 keV までのエネルギーの電子照射を行った場合に、 $^{189}\text{Os}^m$ が生成する可能性のある NEE T 以外の別の機構として、Fig. 8 の decay scheme から考えられるのは

(A) クーロン励起

(B) 制動 X 線の共鳴吸収

(C) inverse internal conversion

の 3 機構によって、 $^{189}\text{Os}^m$ の準位に直接励起されるか、一たん 70 keV 準位に励起されてそれが崩壊して $^{189}\text{Os}^m$ を生成する間接励起の 2 通りがある。 (A), (B), (C) の 3 機構の中で (C) の inverse internal conversion の可能性は有用な電子孔が少いため無視できる。

(A) と (B) の機構に関するしきい値は、直接励起、間接励起の場合それぞれの励起準位のエネルギー値に一致して 30.81 keV と 69.59 keV であり、実験で得た励起関数に見る

れるように 74 keV 付近のしきい値と異なっている。かくして NEE T 以外の機構による $^{189}\text{Os}^m$ の生成の可能性は少ない。

しかし、その中で一番可能性の大きい機構を選挙してみる。まず (c) は無視できる。

(A) と (B) の機構の断面積を比較した場合に、(B) の制動 X 線の共鳴吸収の断面積は電子の制動による X 線放出とその共鳴吸収という 2 段反応であるので、(A) の K-殻励起の一段反応に較べて断面積が極めて小さいと考えられる (付録 10)。また、 ^{189}Os の基底状態から $^{189}\text{Os}^m$ 準位への K-殻励起による直接励起の可能性は、それぞれの準位間のスピン差が大きく I T 崩壊の逆過程であるので極めて小さいと考えられる。以上のことから NEE T と競争し得る一番可能性のある機構として、K-殻励起により直接的に $^{189}\text{Os}^m$ を生成する機構があげられる。すなわち、K-殻励起によって基底状態から 70 keV 準位に励起された後、 $^{189}\text{Os}^m$ 準

位に崩壊して $^{189}\text{Os}^m$ isomer を生成する機構
である。

この機構による $^{189}\text{Os}^m$ の生成断面積 σ_c
(cm^2) は

$$\sigma_c = \sigma_{70} \cdot B \quad (34)$$

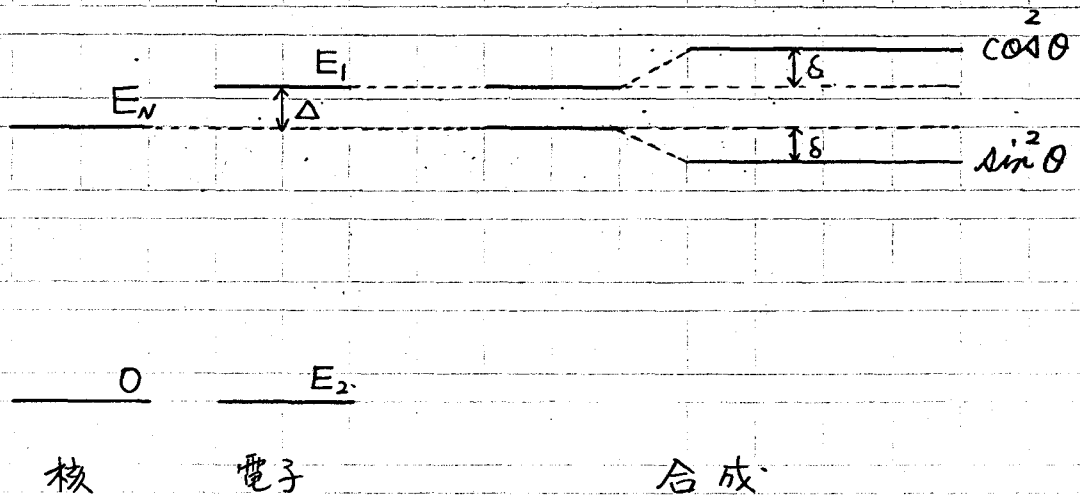
で表わされる。ただし σ_{70} (cm^2) はクローン
励起による 70 keV 準位への励起断面積であ
る。Table 8. に σ_{70} ²⁾ と σ_c の値を示す (付録 II)
。 Fig. 7. に σ_c を実線で図示する。

クローン励起の断面積はしきい値付近か
ら離れた所では, エネルギー一依存性が少な
くほぼ一定であり, 実験で得られた励起関
数に較べて約 $1/20$ であるので, クローン励起
による $^{189}\text{Os}^m$ の生成の機構の影響は少ない

Table 8. Calculated Coulomb excitation cross section
and isomer production cross section.

E/keV	$\sigma_{70}/10^{-32} \text{ cm}^2$	$\sigma_C/10^{-35} \text{ cm}^2$
71	3.48	4.17
72	4.30	5.16
73	5.42	6.50
74	6.30	7.56
76	7.32	8.78
80	9.16	11.0
85	10.9	13.1
90	12.3	14.8
95	13.5	16.2
100	14.6	17.5
110	16.3	19.6

摂動によるエネルギーシフト δ の estimate
を行う。



エネルギー - 保存則から

$$E_1 - E_2 = (E_1 - E_2 + \delta) \cos^2 \theta + (E_1 - E_2 - \Delta - \delta) \sin^2 \theta$$

$$\delta = \Delta \cdot \frac{\sin^2 \theta}{\cos^2 \theta - \sin^2 \theta}$$

$$\approx \frac{E_1^2}{\Delta}$$

$$\approx \Delta \cdot P / (1 + \Lambda_2 / \Lambda_1)$$

を得る。

¹⁸⁹O₈ の場合は

$$\begin{aligned} \Delta &= (E_1 - E_2) - E_N \\ &= 1.23 \times 10^3 \text{ (eV)} \end{aligned}$$

$$P = 5.6 \times 10^{-7}$$

よ、 τ

$$\delta = \Delta \cdot P / (1 + \Lambda_2 / \Lambda_1)$$

$$= 1.23 \times 10^3 \times 5.6 \times 10^{-7} / (1 + 0.48)$$

$$= 4.7 \times 10^{-4} \text{ (eV)}$$

である。

V. Conclusion

^{189}Os に $72 \sim 104 \text{ keV}$ の電子線照射を行い、 $^{189}\text{Os}^m$ の生成励起関数を実験的に測定した。この得られた励起関数の形、大きさ、しきい値などが NEE T 理論から導かれる励起関数のそれとよく合うことから、NEET 現象の存在をより明らかにすることが出来た。そして ^{189}Os の場合の NEE T 確率として実験的に 5.6×10^{-7} なる値を得、NEET 理論から導かれる値とよく一致していると思われる。

電子エネルギーが 100 keV の時の σ_N と σ_C の値を比較してまとめると、

$$\begin{array}{ccccccc} \sigma_N & = & \sigma_K & \cdot & P & \cdot & B \\ \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & & \downarrow \\ 3 \text{ nb} & & 4 \text{ b} & & 5.6 \times 10^{-7} & & 1.2 \times 10^{-3} \end{array}$$

$$\begin{array}{ccc} \sigma_C & = & \sigma_{\gamma_0} \cdot B \\ \downarrow & & \downarrow \\ 0.1 \text{ nb} & & 0.1 \mu\text{b} \cdot 1.2 \times 10^{-3} \end{array}$$

となる。

(付録1)

電子回折の半径 R と電子の運動エネルギー E の関係は, Bragg の条件より

$$R = \lambda L / d_{h_1, h_2, h_3} \quad (35)$$

で表わされる。¹⁴⁾

ただし

λ : 電子の de Broglie 波長

$d_{h_1, h_2, h_3} = a_0 / (h_1^2 + h_2^2 + h_3^2)^{1/2}$: planes of spacing

a_0 : 格子定数

である。また λ と E の関係は

$$\lambda = h / \left\{ \left(\frac{E}{c} \right)^2 + 2m_0 E \right\}^{1/2} \quad (36)$$

以上より λ , d_{h_1, h_2, h_3} を消去して ($h_1 = h_2 = h_3 = 1$)

$$E^2 + 2m_0 c^2 E - 3 \frac{L^2 h^2 c^2}{a_0} R_{III}^{-2} = 0$$

E について解くと ($E > 0$)

$$E = -m_0 c^2 + \left\{ (m_0 c^2)^2 + 3 \left(\frac{L h c}{a_0} \right)^2 R_{III}^{-2} \right\}^{1/2} \quad (37)$$

(付録2) 偏差の伝播

$$E = -m_0 c^2 + \left\{ (m_0 c^2)^2 + 3 \left(\frac{\hbar c L}{a_0} \right)^2 R^{-2} \right\}^{1/2} \quad (38)$$

m_0, c, \hbar, a_0 の値は信用できるものとし、偏差の伝播を考えないことにする。

$$\sigma_E^2 = \left(\frac{\partial E}{\partial L} \right)^2 \sigma_L^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial R} \right)^2 \sigma_R^2 \quad (39)$$

(39)式より

$$\sigma_E^2 = 9 \left\{ (m_0 c^2)^2 + 3 \left(\frac{\hbar c}{a_0} \right)^2 L^2 R^{-2} \right\}^{-1} \left(\frac{\hbar c}{a_0} \right)^4 L^2 R^{-4} (\sigma_L^2 + L^2 R^{-2} \sigma_R^2)$$

ここで $L = 47.03$, $\sigma_L = 0.01$ を代入すると,

$$\sigma_E^2 = 1.69993 \times 10^6 \left\{ (m_0 c^2)^2 + 61318.302 R^{-2} \right\}^{-1} (10^{-4} + 2211.82 \frac{\sigma_R^2}{R^2}) \times R^{-4} \quad (40)$$

となる。

(附録3) 最小自乗法

$$y = a + bx$$

	y_i	σ_i	x_i
	E/keV	σ_E /keV	V/mV
1	68.64	0.20	330
2	75.21	0.26	365
3	93.44	0.12	467
4	100.31	0.30	503
5	72.20	0.37	344
6	71.62	0.32	343
7	48.99	0.22	220
8	48.99	0.22	219
9	74.56	0.31	361
10	95.04	0.58	474
11	95.50	0.67	476
12	101.07	0.23	506
13	56.30	0.13	255
14	85.12	0.46	400
15	88.89	0.11	435

$$a = \frac{1}{\Delta} \left(\sum \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \sum \frac{y_i}{\sigma_i^2} - \sum \frac{x_i}{\sigma_i^2} \sum \frac{x_i y_i}{\sigma_i^2} \right) = 9.9333$$

$$b = \frac{1}{\Delta} \left(\sum \frac{1}{\sigma_i^2} \sum \frac{x_i y_i}{\sigma_i^2} - \sum \frac{x_i}{\sigma_i^2} \sum \frac{y_i}{\sigma_i^2} \right) = 0.180096$$

$$\Delta = \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \sum \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} - \left(\sum \frac{x_i}{\sigma_i^2} \right)^2 = 1211864250$$

$$\sigma_a \sim \frac{1}{\Delta} \sum \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} = 0.2116$$

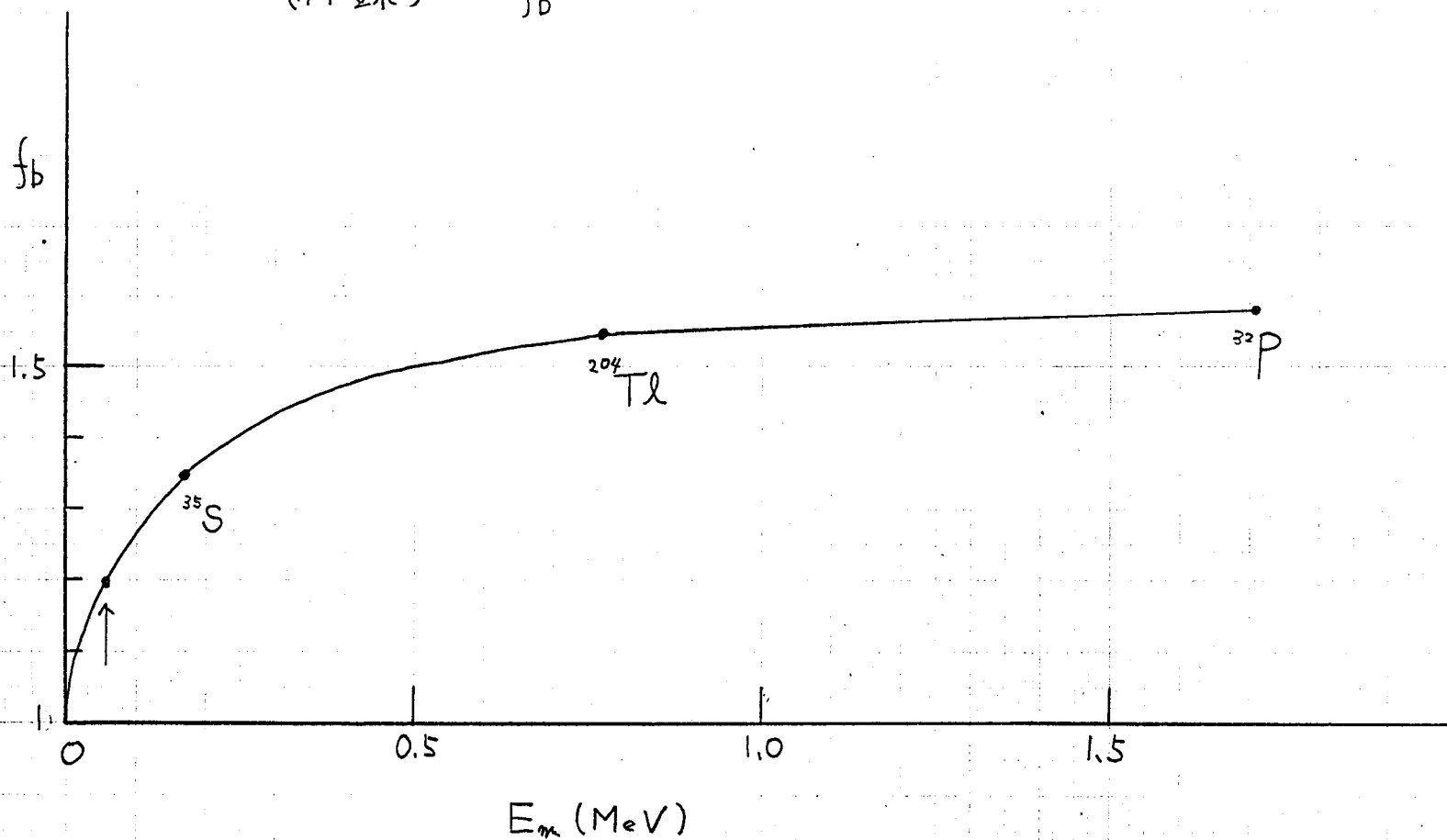
$$\sigma_b \sim \frac{1}{\Delta} \sum \frac{1}{\sigma_i^2} = 5.44876 \times 10^{-4}$$

$$E(\text{keV}) = (0.180096 \pm 5.44876 \times 10^{-4}) V(\text{mV})$$

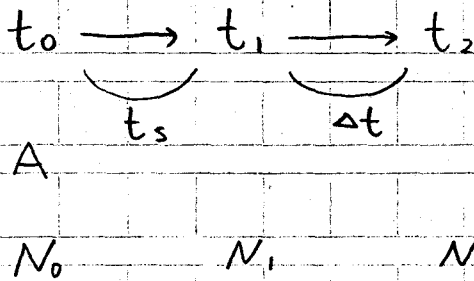
$$\pm (9.9333 \pm 0.2116)$$

$\sum 1/\sigma_i^2$	359.79	$\sum y_i/\sigma_i^2$	27944.8
$\sum x_i^2/\sigma_i^2$	54264732	$\sum x_i y_i/\sigma_i^2$	11117034
$\sum x_i/\sigma_i^2$	135322		

(付録) f_b



(付録 5)



$$A = \lambda N_0$$

$$\Delta C = (N_1 - N_2) + B \Delta t$$

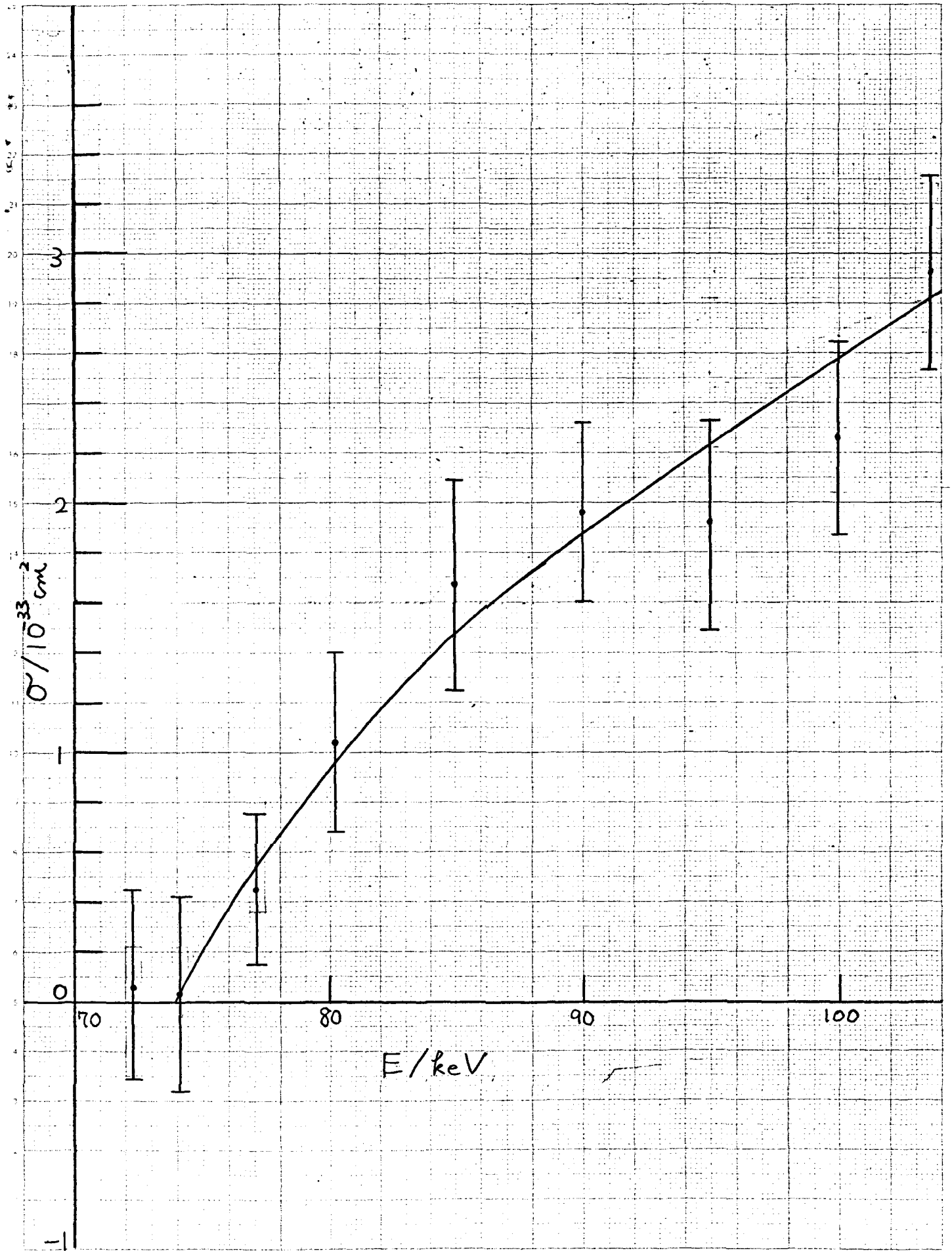
$$N_1 = N_0 e^{-\lambda t_s}$$

$$N_2 = N_1 e^{-\lambda \Delta t}$$

上式より N_0, N_1, N_2 を消去して

$$A = \frac{\lambda e^{\lambda t_s}}{1 - e^{-\lambda \Delta t}} (\Delta C - B \Delta t)$$

$$\sigma_A = \frac{\lambda e^{\lambda t_s}}{1 - e^{-\lambda \Delta t}} \left\{ \Delta C + (\Delta t)^2 (\sigma_B)^2 \right\}^{1/2} \quad (41)$$



(付録 7.) E_{β}

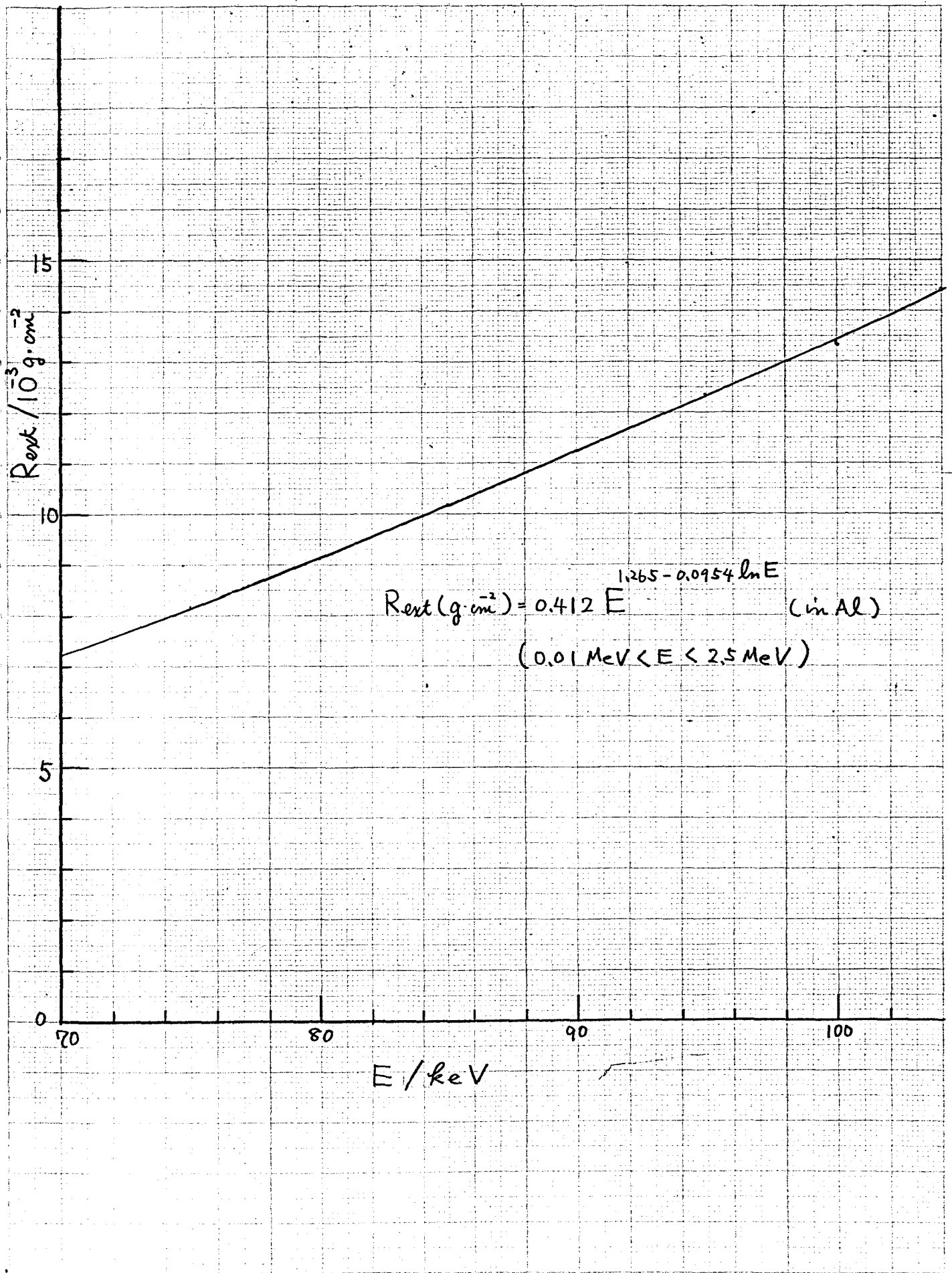
Katz and Penfold¹⁵⁾ によると Al 中の電子の外挿飛程 R_{ext} ($g \cdot cm^{-2}$) の実験式として,

$$R_{ext} = 0.412 E^{1.265 - 0.0954 \ln E} \quad (42)$$

($0.01 \text{ MeV} < E < 2.5 \text{ MeV}$)

を示した。ただし E (MeV) は電子の運動エネルギー。Fig. 11 に $0.070 \text{ MeV} < E < 0.104 \text{ MeV}$ についての R_{ext} を示す。Os の試料の厚さ $0.465 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ の値を使って Fig. 11 より E_0 を求めることができる。

Fig. 11. Electron range-energy curve in Al.



(付録 8) E'

γ - γ 相互作用のエネルギー E' は

$$E' = (\Psi_2 | H' | \Psi_1) = (\psi_2 \phi_2 | H' | \psi_1 \phi_1) \quad (43)$$

で表わされる。ただし

$$H' = -\frac{e^2 Z}{|\vec{r}_N - \vec{r}_e|} : \text{Coulomb interaction}$$

\vec{r}_N : position vector of the nucleus

\vec{r}_e : position vector of the electron

である。

H' を multipole component に展開して (43) 式に代入すると

$$E' = -4\pi e^2 Z \sum_{lm} \frac{1}{2l+1} \int_0^R \psi_2^* Y_{lm}(\theta_N, \phi_N) r_N^l \psi_1 d\Omega_N r_N^2 dr_N$$

$$\times \int_0^\infty \phi_1^* Y_{lm}^*(\theta_e, \phi_e) r_e^{-(l+1)} \phi_2 d\Omega_e r_e^2 dr_e$$

$$= -\frac{4\pi}{2l+1} \alpha Z \langle r_N^l \rangle \langle r_e^{-(l+1)} \rangle m.c^2 \quad (\text{for } E_l) \quad (44)$$

を得る。ただし $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ (fine structure constant), $Z = 76$ (for Os), $m_0 c^2 = 0.511 \times 10^6$ eV (electron rest mass energy) である。

また $\langle Y_N^l \rangle$; $\langle Y_e^{-(l+1)} \rangle$ はそれぞれ Y_N^l , $Y_e^{-(l+1)}$ の off diagonal matrix element であり次の様に表わされる。

$$\langle Y_N^l \rangle \sim R^l f \quad R: \text{nuclear radius}$$

$$f: \text{single particle model}$$

に基づく計算による補正因子。

$$\langle Y_e^{-(l+1)} \rangle \sim Y_{\bar{n}}^{-(l+1)} \quad Y_{\bar{n}}: \bar{n}\text{th Bohr radius}$$

$$\bar{n}: (n_1 + n_2)/2$$

ここで R , $Y_{\bar{n}}$ は電子の Compton 波長を単位として

$$R = 1.2 \times 10^{-13} A^{1/3} / 3.86 \times 10^{-11} \quad (45)$$

$$Y_{\bar{n}} = 0.529 \times 10^{-8} \cdot (\bar{n}^2/Z) / 3.86 \times 10^{-11}$$

である。

(44) 式は

$$E' = -\frac{4\pi}{2l+1} \alpha Z \langle r_N^l \rangle \langle r_e^{-l-1} \rangle mc^2$$

$$= -4.678 \times 10^4 \frac{Z}{2l+1} R^l \cdot r_N^{-l-1} \cdot f$$

とたゞ (45) 式を代入して

$$E' (\text{eV}) = -3.412 \times 10^2 (2.268 \times 10^{-5})^{\frac{2}{3}} \frac{A \cdot Z^{l+2}}{(2l+1) \pi^{2l+1}} f \quad (46)$$

を得る。

(付録 9) λ 転移速度 λ は

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{nm}|^2 \rho(E) \quad (47)$$

で表され, H'_{nm} は摂動の matrix element で $\rho(E)$ は final state density である。また $\rho(E)$ は

$$\rho(E) \propto E^2, \quad E: \text{transition energy}$$

で表わされる。Fig. 10. において例えば C の転移速度 λ_c は

$$\lambda_c = \kappa E_c^2 (\psi_1 \phi_2 | H'_{int} | \Psi_1)^2$$

で表わされ, H'_{int} は Radiative and nonradiative interaction Hamiltonian である。

$$\begin{aligned} \lambda_c &= \kappa E_c^2 (\psi_1 \phi_2 | H'_{int} | \Psi_1 \cos^2 \theta)^2 \\ &= \kappa E_c^2 (\psi_1 \phi_2 | H'_{int} | \psi_1 \phi_1 \cos^2 \theta)^2 \\ &= \cos^2 \theta \cdot \kappa E_c^2 (\psi_1 \phi_2 | H'_{int} | \psi_1 \phi_1)^2 \end{aligned}$$

$$= \cos^2 \theta \cdot \kappa E_c^2 (\phi_2 | H'_{int} | \phi_1)^2$$

$$\approx \cos^2 \theta \cdot \kappa E_c^2 (\phi_2 | E | \phi_1)^2$$

$$\text{ここで } (\phi_2 | E | \phi_1)^2 \equiv M_{12}^2 \ll \delta \ll \epsilon$$

$$\lambda \approx \cos^2 \theta \cdot \kappa E_c^2 M_{12}^2$$

$$\approx \cos^2 \theta \cdot \kappa E_{12}^2 M_{12}^2 \quad (\because E_c \approx E_{12})$$

$$= \cos^2 \theta \lambda_{12} \quad (48)$$

を得る。

(付録10) X線共鳴吸収

電子照射の際に放出された制動X線が¹⁸⁹O_sに共鳴吸収され、¹⁸⁹O_sの69.59 keV準位が生成し、それが崩壊して¹⁸⁹O_s^mが生成する機構の断面積 σ_R (cm²)のおおよその値を推定する。

入射電子のエネルギーが電子の rest mass energy に較べて小さく、非相対論的扱いにより、制動X線エネルギー $k \pm dk$ を放出する全断面積 σ_x (cm²) は

$$\sigma_x = \Phi_R d\left(\frac{k}{E}\right)$$

$$\Phi_R = \bar{\Phi} \cdot \frac{8}{3} \cdot \frac{\mu}{k} \ln \left\{ \sqrt{\frac{E}{k}} + \sqrt{\frac{E}{k} - 1} \right\}^2 f_s \quad (49)$$

となり、 E (keV) は入射電子のエネルギー、 $\bar{\Phi}$ は $Z^2 r_e^2 / 13\pi$ ($r_e = \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2.818 \times 10^{-13}$ cm : 古典電子半径)、 μ は electron rest mass energy、 f_s は Sommerfeld の補正項である。¹⁶⁾

100 keV の電子照射によるX線のエネルギー $69.59 \pm \Gamma$ keV (Γ : ¹⁸⁹O_s の 69.59 keV

準位の自然中) の放出断面積 $\sigma_x(100 \text{ keV})$ を見積る。 (49) 式に数値代入して $E \leq 100 \text{ keV}$ では

$$\sigma_x(100 \text{ keV}) \approx 9.12 \times 10^{-21} \frac{1}{k} \ln(\sqrt{E/k} + \sqrt{E/k - 1}) \frac{1}{\sqrt{1 - k/E}} \times \frac{\Gamma}{E} \quad (50)$$

となる。 ^{189}Os の 69.59 keV 準位の寿命 $\tau = 1.7 \times 10^{-9} \text{ sec}$ ⁽⁷⁾ であり、

$$\begin{aligned} \Gamma &= \hbar / \tau \\ &= 3.9 \times 10^{-10} \text{ (keV)} \end{aligned}$$

を得る。 (50) 式に $k = 59.69 \text{ keV}$, $E = 100 \text{ keV}$,

$\Gamma = 3.9 \times 10^{-10} \text{ keV}$ を代入して

$$\sigma_x(100 \text{ keV}) = 5.8 \times 10^{-34} \text{ (cm}^2\text{)}$$

を得る。 そして σ_R は X線吸収確率と Branching ratio B を考慮して

$$\begin{aligned} \sigma_R &< \sigma_x(100 \text{ keV}) \cdot B \\ &= 7.0 \times 10^{-37} \text{ (cm}^2\text{)} \end{aligned} \quad (51)$$

この値は実験値の約 10^{-4} 倍であり、

(付録 11.) σ_{70}

クローン励起の微分断面積 σ_c は、¹⁷⁾

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \left(\frac{4\pi d^2}{225}\right) \left(\frac{P_f}{P_i}\right) \left[(E_i + E_f)^2 - \vec{q}^2\right] B(E2, i \rightarrow f) \quad (52)$$

で表わされる。ここで E , P は電子のエネルギーと運動量で、運動量 transfer は $\vec{q} = \vec{P}_i - \vec{P}_f$ で表わされる。even mass の O_5 の $B(E2, i \rightarrow f)$ の実験値を外挿して $^{189}O_5$ の $B(E2, i \rightarrow f) \sim 3 \times 10^{-48} \text{ cm}^4$ とした。transverse components は小さいので無視した。微分断面積の計算値は 10^8 b/st の order である。

Acknowledgements

有益な御討論をしていただいた本学理学部の森田正人教授，電子回折の実験に御協力下さった音研究室の小無健司氏，エレクトロニクス関係について助言下さった理学部の渡辺巖博士，数々の助言を下された岡本和人教授，回折試料の作製を手伝って下さった超高压電子顕微鏡施設の吉田清和氏，電子顕微鏡のお世話をしていたいた日製産業株式会社の茂木忠一氏の諸氏に対して深く感謝します。経済的援助をして下さった財団法人高橋産業経済研究財団，奨学金をいただいた財団法人仁科記念財団，及び先にLBCを寄贈下さった日本生命保険相互会社に対して御礼を申し上げます。

References.

- 1) M. Morita, Progr. Theor. Phys. 49, 1574 (1973).
- 2) K. Otozai, R. Arakawa and M. Morita, Progr. Theor. Phys. 50, 1771(1973):
- 3) R. Arakawa, T. Saito and K. Otozai, Nucl. Instrum. Methods (to be published).
- 4) R. C. Weast, "Handbook of Chemistry and Physics" (CRC Press, Cleveland, 1973-1974), 54th ed..
- 5) R. G. Baker and L. Katz, Nucleonics 11 (No. 2), 14(1953).
- 6) J. S. Nader, G. P. Hagee and L. R. Setter, Nucleonics 12 (No. 6), 29(1954).
- 7) M. B. Lewis, Nucl. Data Sheets 12, 397(1974).
- 8) R. S. Hager and E. C. Selter, Nucl. Data A4 (Nos. 1-2), 1(1968).
- 9) J. W. Motz and R. C. Placious, Phys. Rev. A 136, 662(1964).
- 10) A. M. Arthurs and B. L. Moiseiwitsch, Proc. Roy. Soc. (London) A247, 550(1958).
- 11) B. Harmatz and T. H. Handlay, Phys. Rev. 128, 1186(1962).
- 12) H. J. Leisi, J. H. Brunner, C. F. Perdriat and P. Scherrer, Helv. Phys. Acta 34, 161(1961).
- 13) E. J. McGuire, Phys. Rev. A 5, 1043(1972).
- 14) P. B. Hirsch, A. Howie, R. B. Nigholson, D. W. Pashley and M. J. Whelan, "Electron Microscopy of Thin Crystals"(Butterworths, London, 1965).
- 15) L. Katz and A. S. Penfold, Rev. Mod. Phys. 24, 30(1952).
- 16) W. Heitler, "The Quantum Theory of Radiation" (Oxford Univ. Press, Oxford, 1954).
- 17) See, e. g., T. de Forest, Jr. and J. P. Walecka, Advances in Phys. 15, 1(1966), especially Eq. (3.46).