

Tesis de Posgrado

El factor atómico para electrones del Be

Staricco, Jorge P.

1953

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físico-Matemáticas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Staricco, Jorge P.. (1953). El factor atómico para electrones del Be. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_0757_Staricco.pdf

Cita tipo Chicago:

Staricco, Jorge P.. "El factor atómico para electrones del Be". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1953.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_0757_Staricco.pdf

EL FACTOR ATOMICO PARA ELECTRONES DEL Be.

El factor atómico es la relación que existe entre la amplitud A_d de la onda dispersada por un átomo a la distancia r y en la dirección que forma un cierto ángulo con el haz incidente y la amplitud A_e de la onda dispersada por un electrón colocado en el centro del átomo para el mismo punto de observación:

$$f = \frac{A_d}{A_e} \quad - 1 -$$

La determinación experimental de f se realiza a partir de los factores de estructura F , vinculados a los máximos de la radiación difractada por los cristales.-

Ambos factores están vinculados mediante la siguiente fórmula:

$$F = \sum_j f_j e^{2\pi i(hx_j + ky_j + lz_j)} \quad - 2 -$$

donde h, k, l son los índices de Miller de los planos reflectantes y x_j, y_j, z_j las coordenadas del átomo $-j-$ en la celda cristalina.-

La determinación experimental de F permite calcular f .

En forma análoga se puede estudiar la dispersión de electrones por el átomo y definir un factor atómico para electrones.

Si e^{ikx} representa la onda asociada incidente y $r^{-1}E(\theta)e^{ikr}$ la onda dispersada a la distancia r del centro de fuerzas; la función de la onda a gran distancia del centro de fuerzas estará dada por:

$$U = e^{ikx} + E(\theta) r^{-1} e^{ikr} \quad (3)$$

función que debe satisfacer a la ecuación de Schrödinger

$$\nabla^2 U + [k^2 - U(r)]U = 0 \quad (4)$$

Resulta para E

$$E(\theta) = \frac{2im}{\hbar^2} \frac{z - f(\theta)}{k^2} \quad (5)$$

siendo z el número atómico

$$k = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta$$

TESIS 757
(6)

$$f(\theta) = \frac{z}{2}$$

///

Al factor $\frac{Z-1(b)}{K^2}$ se lo denomina factor atómico para electrones; si lo simbolizamos con $f_e(b)$ podemos escribir

$$f_e(b) = \frac{Z-1(b)}{14.7 \sin^2 b} \quad (7)$$

El objeto del presente trabajo fué determinar experimentalmente un factor de estructura H análogo al F para rayos X y luego mediante una expresión del tipo de la (2) hallar el correspondiente factor atómico para electrones.-

Obtenido este último comparamos los resultados experimentales con los que resultan de aplicar la (7) a partir de valores de $f_e(b)$ determinados experimentalmente por la Dra. CECILIA M. KOTTIN.-

El material empleado fué Be. y el aparato empleado un microscopio electrónico R.C.A. tipo E.M.U.-2A instalado en la Dirección Nacional de Fabricaciones Militares.-

La pendiente de la curva experimental sigue la misma variación que la curva teórica para los primeros puntos, disminuyendo en los últimos. Una diferencia más pronunciada tiene Ornstein en el caso de la Ag. y el Cu. (Physica, 8, 1938).-

Según Thomson la diferencia encontrada puede depender del tamaño de los cristales empleados y podría indicar una interesante limitación de la teoría.-

Cecilia

**Tesis para optar al título de doctor en ciencias físico - matemáticas de
Jorge P. Staricco**

Padrino de tesis : Ingeniero Ernesto Galloni

- 1953 -

TESIS 757

tesis 757

REVISTA

El factor atómico para electrones del Be.

FCFMA

AGRADECIMIENTOS .

Al Ingeniero Ernesto Galloni ; al Coronel Emilio Baduell de la Dirección Nacional de Fabricaciones Militares , al señor Horacio Monneret de Villars y al Doctor Arturo Cairo por su valiosa ayuda en la realización del presente trabajo.-

Previo un análisis teórico, experimental de la determinación de factores atómicos mediante difracción de electrones, estudiamos el correspondiente factor₀Be; empleando los resultados obtenidos experimentalmente, trabajando con un microscopio electrónico comparando los resultados, así, obtenidos, con los anteriormente logrados mediante difracción de rayos X (10). De ésta manera tratamos de comprobar la fórmula que relaciona a ambos factores.-

(1) del.

1 - EL FACTOR ATOMICO

El factor atómico es la relación que existe entre la amplitud A_s de la onda dispersada por un átomo a la distancia r y en la dirección que forma un cierto ángulo con el haz incidente y la amplitud A_e de la onda dispersada por un electrón colocado en el centro del átomo para el mismo punto de observación.

$$f = \frac{A_s}{A_e} \quad -1-$$

Por lo tanto la intensidad del haz dispersado por el átomo está dada, en el punto de observación, por

$$I_s = f^2 I_e \quad -2-$$

Se puede hallar una expresión de la -1- mediante los métodos del electromagnetismo.

Wentzel y Waller (1) han llegado a la misma aplicando los métodos de la mecánica ondulatoria.

El procedimiento seguido es el siguiente:

Si E es la amplitud del campo eléctrico de la onda incidente, ν la frecuencia de la misma y $\nu' = \nu - \Delta\nu$ la frecuencia de la radiación dispersada, se obtiene según Wentzel para el momento eléctrico del átomo al pasar del estado E_h al estado E_l (2) y cuando la longitud de onda es grande respecto de las dimensiones atómicas.

$$-3- \quad M_{hl} = -\frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{e^2}{m\nu^2} \cdot E \cdot \cos(2\pi\nu' t) \int_{\Omega} \psi_h \psi_l^* \cos(kr \cos\alpha) d\Omega$$

con

$$k = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \text{Sen} \frac{\phi}{2} \quad -4-$$

Siendo ϕ el ángulo de la dirección de propagación de la onda dispersada respecto de la correspondiente a la onda incidente, r la distancia de $d\Omega$ al origen y α el ángulo que forma ésta última con el eje de simetría del sistema atómico.

Como en la teoría clásica hay que calcular \ddot{m} .

$$\ddot{m}_{hl} = \frac{e^2 \nu'^2}{m\nu^2} \cdot E \cos(2\pi\nu' t) \int_{\Omega} \psi_h \psi_l^* \cos(kr \cos\alpha) d\Omega \quad -5-$$

En el caso de radiación coherente

$$h = l \quad \nu = \nu'$$

resulta para la anterior

$$\ddot{M}_{II} = \frac{e^2}{m} E \cdot \cos(2\pi\nu t) \int_{\Omega} \psi_e \psi_e^* \cos(kr \cos\alpha) d\Omega$$

-6-

Por otra parte para el electrón

$$\ddot{M}_e = \frac{e^2}{m} E \cdot \cos(2\pi\nu t)$$

-7-

Reemplazando en (6) obtenemos.

$$\ddot{M}_{II} = \ddot{M}_e \int_{\Omega} \psi_e \psi_e^* \cos(kr \cos\alpha) d\Omega$$

y por lo tanto

$$I_s = I_e \left[\int_{\Omega} \psi_e \psi_e^* \cos(kr \cos\alpha) d\Omega \right]^2$$

-8-

Si comparamos con la (1) resulta

$$f = \int_{\Omega} \psi_0 \cdot \psi_0^* \cos(kr \cos \alpha) d\Omega \quad -9-$$

que es la expresión general del factor atómico.

Vamos a suponer que puede considerarse una simetría esférica en la distribución electrónica en el átomo (3).

Si $\rho(r)$ representa la densidad electrónica a la distancia r del núcleo.

$$\rho(r) = \psi_0 \cdot \psi_0^* \quad -10-$$

Por otra parte el elemento de volúmen de la (9) en este caso toma la forma

$$d\Omega = r^2 \sin \alpha \cdot d\beta \cdot d\alpha \cdot dr \quad -11-$$

y según la (9)

$$f = 2\pi \int \rho(r) \cos(kr \cos \alpha) r^2 \sin \alpha \, d\alpha \, dr \quad -12-$$

o también

$$f = 4\pi \int_0^{\infty} \rho(r) \cdot \frac{\text{Sen } kr}{kr} r^2 dr \quad -13-$$

que es la expresión usual del factor atómico.

La determinación experimental de f se realiza a partir de los factores de estructura F , vinculados a los máximos de la radiación difractada por los cristales.

Ambos factores están vinculados mediante la siguiente fórmula

$$F = \sum_j f_j e^{2\pi i (hx_j + ky_j + lz_j)} \quad -14-$$

donde h , k , l son los índices de Miller de los planos reflectantes y x_j , y_j , z_j las coordenadas del átomo - j - en la celda cristalina.

A su vez F está vinculado al ennegrecimiento S ; el cual es proporcional dentro de ciertos límites, a la intensidad de la radiación. La relación entre S y F está dada por la siguiente fórmula

$$S = C \cdot F^2 \int_T |\theta| \cdot \phi \quad -15-$$

Siendo C una constante, p la multiplicidad del plano reflector y

$f_T(\theta)$ una función que incluye al factor de Thompson

$$\frac{1 + \cos^2 \theta}{2}$$

y que además depende de la geome-

tría del experimento.

Fórmulas análogas a las (14) y (15) se aplican, como veremos en la difracción de electrones.

2 - DISPERSION DE ELECTRONES POR EL ATOMO.

Si representamos por e^{ikx} la onda asociada incidente, salvo un factor temporal. Onda que representa una densidad de un electrón por unidad de volumen y por lo tanto un flujo de v electrones $e v$ través de la unidad de superficie y la unidad de tiempo. La onda dispersada a la distancia r del centro de fuerzas está dada, por

$$r^{-1} E(\phi) \cdot e^{ikr} \quad -1-$$

A gran distancia del centro de fuerzas podemos considerar que la función de onda ψ está dada por

$$\psi \sim e^{ikx} + r^{-1} E(\phi) \cdot e^{ikr} \quad -2-$$

función que debe satisfacer a la ecuación de Schrödinger.

$$\nabla^2 \psi + [k^2 - u(r)] \psi = 0 \quad -3-$$

$$K = \frac{m \cdot v}{\hbar}$$

-3-

con

$$U(r) = \frac{2m}{\hbar^2} \cdot V(r)$$

-4-

Siendo $V(r)$ la función potencial correspondiente al centro de fuerzas. El problema se reduce a determinar $E(\phi)$. El método empleado generalmente en este tipo de problema es el de la primera aproximación de Born; más general es el método de Faxén y Holtmark que sigue las líneas generales del clásico de Lord Rayleigh empleado en la dispersión de ondas sonoras y electromagnéticas. Mott ha generalizado este método para el caso de electrones rápidos, para el cual no vale el primero. ()

Con el método de Faxén y Holtmark se obtiene para $E(\phi)$ la siguiente expresión

$$E(\phi) = \frac{1}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left[e^{2i\eta_l} - 1 \right] P_l(\cos\phi)$$

-5-

En la cual $P_l(\cos\theta)$ son los polinomios de Legendre y ϕ la fase, constante que juega un rol fundamental en toda la teoría de dispersión de partículas. Su significado es inmediato si se tiene en cuenta que la solución de la - 3 - para $V(r) = 0$ es de la forma

$$\psi = \sum_{l=0}^{\infty} A_l P_l(\cos\theta) f_l(r) \quad -6-$$

siendo

$$f_l(r) = (kr)^{-1} \text{Sen}(kr - \frac{1}{2}l\pi) \quad -7-$$

En el caso de ser $V(r) \neq 0$;

$$\psi = \sum_{l=0}^{\infty} B_l P_l(\cos\theta) L_l(r) \quad -8-$$

y en lugar de la - 7 - resulta

$$L_l(r) = (kr)^{-1} \text{Sen}(kr - \frac{1}{2}(l+\frac{1}{2})\pi) \quad -9-$$

$$(1) \theta = \frac{\phi}{2}$$

El método de Born corresponde al caso de valores pequeños de η ;
o sea cuando η queda expresada por

$$\eta = -\frac{2m}{\hbar^2} \int_0^{\infty} V(r) \cdot J_{\frac{1}{2}}^2(kr) \cdot r \, dr \quad -10-$$

Si reemplazamos en la - 4 - previa reducción de la exponencial re -
sulta finalmente (con $\frac{\phi}{2} = \theta$)

$$E(\theta) = -\frac{2m}{\hbar^2} \int_0^{\infty} V(r) \frac{J_{\frac{1}{2}}(kr) \cdot r^2 \, dr}{kr} \quad -11-$$

Vamos a establecer la relación que vincula a $E(\theta)$ con f defini-
do en el \int anterior.

Si hacemos

$$V(r) = -\frac{Z \cdot e^2}{r} + e^2 \int \frac{\rho(r')}{|r - r'|} \, d\tau' \quad -12-$$

donde el primer término representa la interacción con el núcleo y el
segundo con los electrones planetarios.

resultado

$$E(\theta) = \frac{2m}{\hbar^2} \cdot \frac{Z - f(\theta)}{K^2} \quad -13-$$

Siendo Z el número atómico.

Al factor $\frac{Z - f(\theta)}{K^2}$ se lo denomina factor atómico para electrones (9)

Si reemplazamos K por su valor () y lo simbolizamos $f_e(\theta)$ podemos escribir

$$f_e(\theta) = \frac{Z - f(\theta)}{\left(\frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta\right)^2} \quad -14-$$

Los valores obtenidos con la - 14 - deben estar en correspondencia directa con los que obtienen por vía experimental, siguiendo un proceso análogo al indicado en el ρ anterior.

Si H es el factor de estructura para la difracción de electrones por el cristal resulta, análogamente a la -14- del ρ 1.

$$H = \sum_j E_j e^{2\pi i(hx_j + ky_j + lz_j)} \quad -15-$$

En ésta última los E_j juegan el mismo rol que los factores atómicos del ρ anterior.

Los valores así obtenidos salvo un factor constante deben coincidir con los que resultan de la -14-

En el trabajo de Thomson que fué el primero en determinar un factor de estructura para electrones, se considera la difracción por cristales de Au que pertenece al sistema cúbico y por lo tanto sólo interesa el cálculo de H .

Como en nuestro caso el Be pertenece al sistema cristalográfico hexagonal debemos tener en cuenta los factores de fase, representadas por las exponenciales de la -15-.

Con respecto al cálculo de H podemos aplicar una fórmula análoga a la -15- del 1^o anterior,

$$I_n \sim \frac{H^2 \cdot b}{\sin^2 \theta} \quad -16-$$

en la cual hemos tenido en cuenta que el ángulo θ es pequeño.

3 - EXPERIENCIAS PREVIAS.

El aparato empleado en nuestras experiencias es un microscopio electrónico R.C.A. tipo E.M.U. - 2 A, cuyas características más importantes para nuestros fines son los siguientes:

1° : Cañón electrónico - Consiste en un filamento de tungsteno calentado por corriente d. r. f. y mantenido a -50 K.V. respecto del ánodo conectado directamente a tierra.

2° : El sistema de lentes: condensadora, objetivo y difractora del tipo electromagnético excitadas con corrientes variables a voluntad y muy estable en su valor.

La primera regula la concentración del haz de electrones sobre un punto determinado del eje del tubo del microscopio.

La segunda cumple papel análogo a la anterior, en el caso de emplearse el microscopio para difracción.

La última proporciona el enfoque directo del haz sobre el "specimen". Con este tipo de microscopio puede obtenerse difracción por transmisión o por reflexión.

En el primer caso el "specimen" se mantiene fijo en su soporte con respecto al haz electrónico. En cambio operando por reflexión se puede desplazar o modificar su inclinación de tal manera que el soporte respectivo tome una posición paralela al haz.

Cuando se opera por transmisión se emplea el montaje habitual para el trabajo en microscopía (rejilla y película).

El "specimen" se aplica sobre la rejilla ya sea evaporando el material en vacío utilizando, de acuerdo al mismo, el crisol y filamento adecuado (ver tablas: Caldwell } of A. Physics, 12, 779 - 1941) o depositando una suspensión del material sobre la rejilla. En nuestro caso empleamos el primer método, no observamos anillos empleando el segundo.

Cuando la difracción se realiza por reflexión se disponen pequeños trozos del material en la plaquita del mecanismo expositor o bien evaporando directamente sobre la misma el material a observar.

Este segundo método emplearemos en el caso del MgO.

Para observar los anillos a simple vista la lente objetivo debe ser ajustada aproximadamente a 5 ma.

El cañón electrónico y la lente condensadora deben ser ajustadas de manera tal que se obtenga máxima intensidad de la imagen del filamento observable a través de una ventana lateral.

En cambio para fotografiar los anillos la corriente de la lente objetivo debe ser aproximadamente de 30 ma de tal manera que se reduzca la intensidad de los anillos y en lo posible estos no deben observarse a simple vista, pero el "spot" central debe observarse claramente; el brillo de éste último se modifica variando la corriente de la lente condensadora.

Por último el ajuste del foco de difracción es obtenido variando el control respectivo a través de todo su rango, observando el spot central se nota que las dimensiones del mismo alcanzan un tamaño mínimo.

El punto de mínimo corresponde al ajuste correcto.

Antes de pasar a las determinaciones experimentales vamos a calcular la longitud de onda asociada al electrón.

Para potenciales aceleradores superiores a 10^4 volts hay que tener en cuenta la corrección relativista y si V es el potencial resulta para λ

$$\lambda = \frac{12.26}{[V + 0.978 \cdot 10^{-6} V^2]^{1/2}}$$

- 1 -

V medido en volts y λ en \AA - (4) -

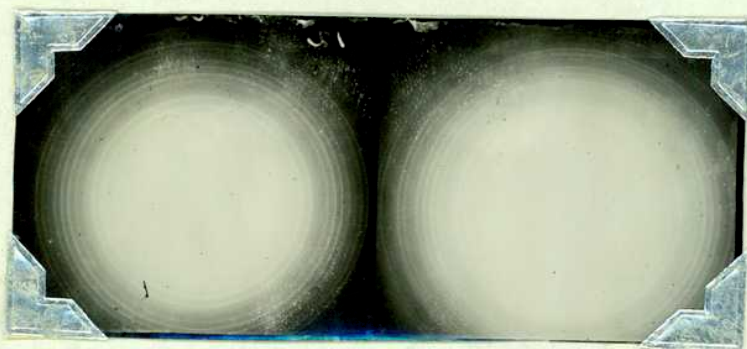
En nuestro caso $V = 5 \cdot 10^4$ volts resulta

$$\lambda = 0,0536 \text{ \AA}$$

-2-

Con el fin de adquirir cierta práctica en este tipo de trabajo comenzamos por realizar experiencias con Mg O por su fácil preparación ().

La primera fotografía muestra anillos de difracción obtenidos con Mg O operando por transmisión.



La segunda fotografía muestra anillos del mismo material obtenidos operando por reflexión.



El cuadro siguiente muestra los primeros resultados obtenidos.

f_{inc}	ρ	t_{26}	S_{26}	d	d'
1	5,77	0,0222	0,0110	2,42	2,42
2	6,62	0,0256	0,0127	2,10	2,10
3	9,52	0,0368	0,0183	1,46	1,485
4	11,60	0,0449	0,0224	1,19	1,213
5	13,45	0,0521	0,0261	1,02	1,050
6	15,02	0,0582	0,0290	0,92	0,93
7	16,35	0,0683	0,0317	0,84	0,85

En ésta tabla 1 es el radio de los anillos medido en mm., con este valor y D se obtuvo $\text{tg } 2\theta$ y aplicando la fórmula

$$d = \frac{\lambda}{2 \text{ sen } \theta}$$

Se obtuvieron los valores de d, los valores d' son los correspondientes espaciados tomados de las tablas.

Luego se intentó la difracción empleando Cd. pegado directamente al soporte, pero se obtuvieron resultados negativos.

Es posible que el resultado anterior se deba a las siguientes causas.

1° - El "specimen" está aislado y por lo tanto se carga y desplaza por repulsión al haz electrónico (9).

2° - El "specimen" debe estar limpio de grasas para lo cual debe sumergirse en eter.

No insistimos en ésta forma de preparación prefiriendo el método de evaporación utilizando directamente Bc.

4 - EXPERIENCIAS DE DIFRACCION CON Be.

La preparación del "specimen" se realizó evaporando Be , utilizando como crisol una cápsula de tungsteno (—).

No se obtuvieron anillos. El inconveniente fué causado por el intenso calor radiado por el tungsteno que destruyó prácticamente la capa de colodio.

Esta dificultad debe ser tenida en cuenta en la preparación del "specimen" en la cámara de evaporación.

Empleando crisol de Molibdeno y preparando el colodio según las indicaciones de Wgckoff obtuvimos anillos muy buenos en la pantalla del microscopio, no así la fotografía que resultó muy ennegrecida debido a la gran intensidad del haz central.

Otra de las dificultades que debe tenerse en cuenta, cuando interesa fotografiar los anillos.

Como resultado de la observación de 40 placas llegamos a la conclusión, que las mejores fotografías, se obtienen cuando a simple vista no se observan los anillos, aún cuando el haz central resulte regularmente intenso.

De las placas obtenidas se eligió la -24- realizando los fotometrajes correspondientes a los tiempos de exposición de 1 y 2 minutos.

- PLACA 24 -

Be. - transmisión.

controles: $F_1 = 5$

$F_2 = 21.$

$F_D = 13\frac{1}{2}.$

Intensidad de la fuente
objetivo = 30 mA.

#

Tiempos de exposición

1^{ra}: 30 seg.

2^{da}: 1 min.

3^{ra}: 2 min.

4^{ta}: 4 min.

Haz central muy intenso.
pero los cuillos no se
observaron directamente.

#

La quinta fotografía co-
rresponde a otras condi-
ciones.

#



Como puede observarse solo siete anillos han sido registrados y estos corresponden a los siguientes espaciados e índices de Miller.

n°	d	$h:k:l$	ϕ	$\text{sen } \theta$
1	1.98	100	6	0.0135
2	1.80	002	2	0.0149
3	1.74	101	12	0.0154
4	1.33	102	12	0.0201
5	1.13	110	6	0.0237
6	1.02	103	12	0.0261
7	0.99	200	6	0.0270

Los valores de $\text{sen } \theta$ se pueden calcular directamente y luego mediante

$$\text{sen } \theta = \frac{\lambda}{2d}$$

calcular d .

Los valores de p se obtienen directamente de las tablas (10).

Con respecto al cálculo de S se sigue un método análogo al usual en rayos X ; es decir se miden las áreas correspondientes a la curva que representa la densidad de ennegrecimiento: $\delta = \log D - \log d$. Siendo D la ordenada correspondiente al fondo continuo (proporcional a la intensidad del haz que llega a la célula) y d la ordenada medida sobre la curva que corresponde a cada anillo ambas tomadas del fotograma correspondiente a un mismo tiempo de exposición.

Ahora bien en el caso de rayos X , el área calculada por el método anterior nos daría los valores relativos de S .

En nuestro caso debe hacerse la reducción al número de electrones que han llegado a la placa; basta para esto, multiplicar el área calculada anteriormente por la pendiente de la curva que liga a la densidad δ con $\log(I \cdot t)$ siendo I la intensidad del haz y t el tiempo de exposición: tomando la densidad correspondiente al centro de gravedad de cada pico.

Prácticamente se toman las densidades correspondientes a dos tiempos distintos, por ejemplo en nuestro caso 1:2 y sobre dos ordenadas cuyas abscisas difieren en $\log(I \cdot t)$ se toman los valores de δ (correspondientes a los centros de gravedad); tal pendiente será proporcionada a las diferencias de los valores de .

Calculada S la (16) del § 2 nos permite obtener los valores relativos de H y para obtener los valores de los factores atómicos empleamos la (14) del mismo §, para lo cual debemos calcular los factores de fase.

Las coordenadas de los átomos que ocupan la celda elemental son

$$\begin{cases} 0; 0; 0 \\ 1/3; 2/3; 1/2 \end{cases}$$

Por lo tanto

$$H = \left\{ 1 + e^{2\pi i \left(\frac{1}{3}h + \frac{2}{3}k + \frac{1}{2}l \right)} \right\} E$$

Si reemplazamos los valores de h ; k y l por los correspondientes a los planos reflectores obtenemos los factores de fase y con estos el valor de E

El cuadro de la página siguiente resume en sus distintas columnas los valores obtenidos.

No	Ind.	Sub	d.	10 ⁴ Sub	S	H.	β	f _{ave}	E.
1	100	0.0135	1.98	1.82	17.44	2.30	6	1	2.30
2	002	0.0149	1.80	2.22	13.68	3.87	2	2	1.93
3	101	0.0154	1.74	2.37	42.85	2.90	12	$\sqrt{3}$	1.67
4	102	0.0201	1.33	4.04	1.52	0.71	12	1	0.71
5	110	0.0237	1.13	5.61	1.13	1.03	6	2	0.51
6	103	0.0261	1.02	6.81	0.65	0.61	12	$\sqrt{3}$	0.35
7	200	0.0270	0.99	7.29	0.14	0.41	6	1	0.41

Debemos comparar los valores obtenidos experimentalmente (valores relativos) con los que se obtienen aplicando la fórmula de Mott. Primero calculamos considerando los valores obtenidos experimentalmente y luego los valores teóricos del factor atómico.

El ajuste de nuestros valores relativos se ha efectuado de tal forma que coincida con uno de los puntos dados por la fórmula de Mott calculado a partir de los valores teóricos.

Orstein ha tenido para el caso de la plata y el cobre resultados que no están de acuerdo con la teoría de Mott. (9)

En efecto las pendientes de las curvas respectivas resultan menores que las obtenidas teóricamente.

Según Thomson la diferencia encontrada puede depender del tamaño de los cristales empleados y podría indicar una interesante limitación de la teoría.

Comparación de los valores obtenidos con la fórmula de Mott empleando valores experimentales para rayos X - 10 -, los teóricos II. y los obtenidos experimentalmente con el microscopio electrónico.

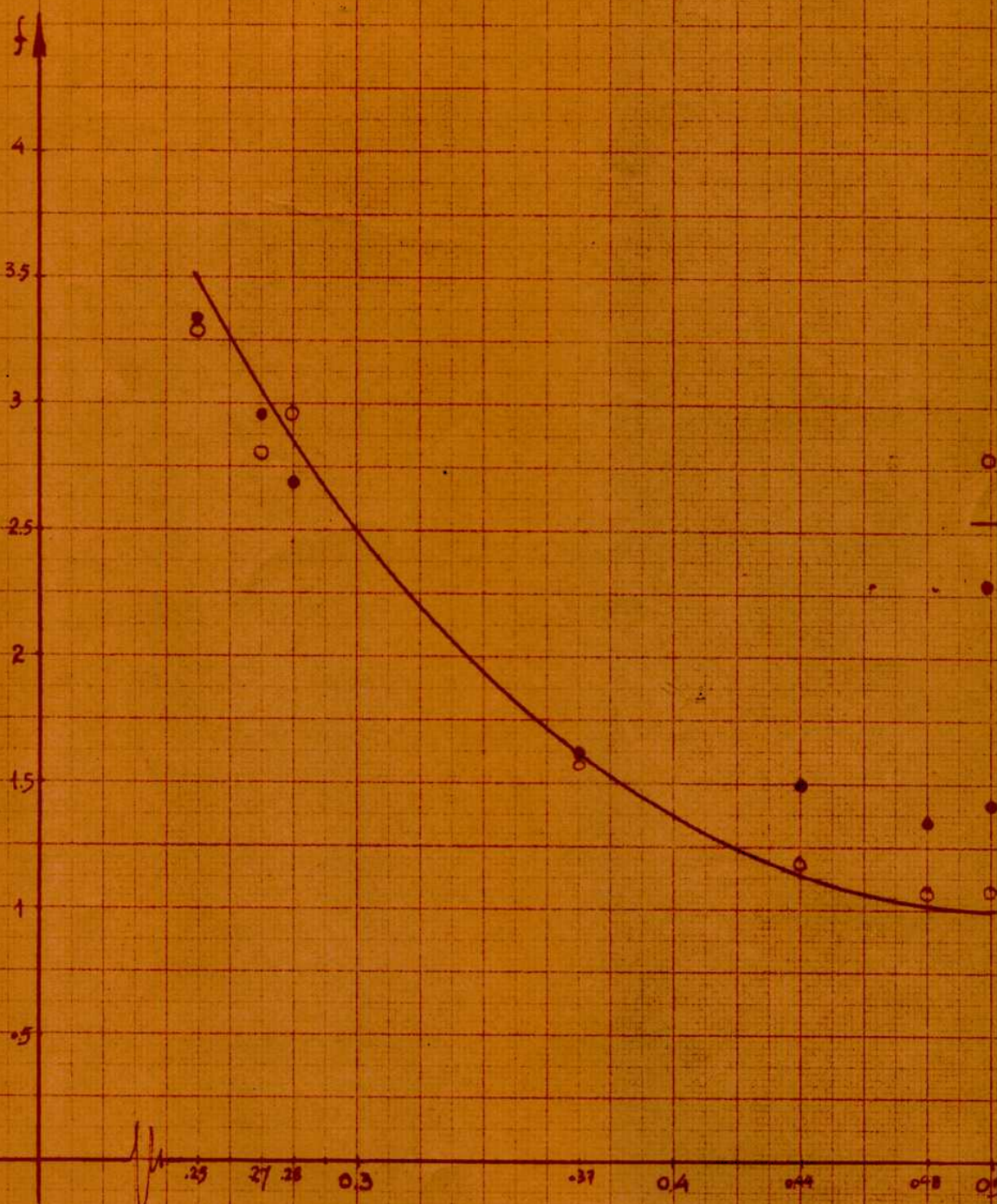
I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
$\frac{5446}{\lambda}$	$10 \left(\frac{5446}{\lambda}\right)^2$	$f(\theta)_{ex}$	$7 \cdot f(\theta)_{ex}$	f_{e1}	$f(\theta)_t$	$2 \cdot f(\theta)_t$	f_{e2}	f_{e3}
0.25	0.625	1.95	2.05	3.28	1.8	2.2	3.52	3.32
0.27	0.729	1.95	2.05	2.81	1.76	2.24	3.20	2.95
0.28	0.784	1.7	2.3	2.93	1.74	2.26	2.88	2.69
0.37	1.369	1.7	2.3	1.67	1.63	2.37	1.73	1.73
0.44	2.156	1.5	2.5	1.15	1.52	2.48	1.14	1.53
0.48	2.304	1.44	2.56	1.11	1.44	2.56	1.11	1.37
0.56	2.500	1.32	2.68	1.07	1.40	2.60	1.04	1.43

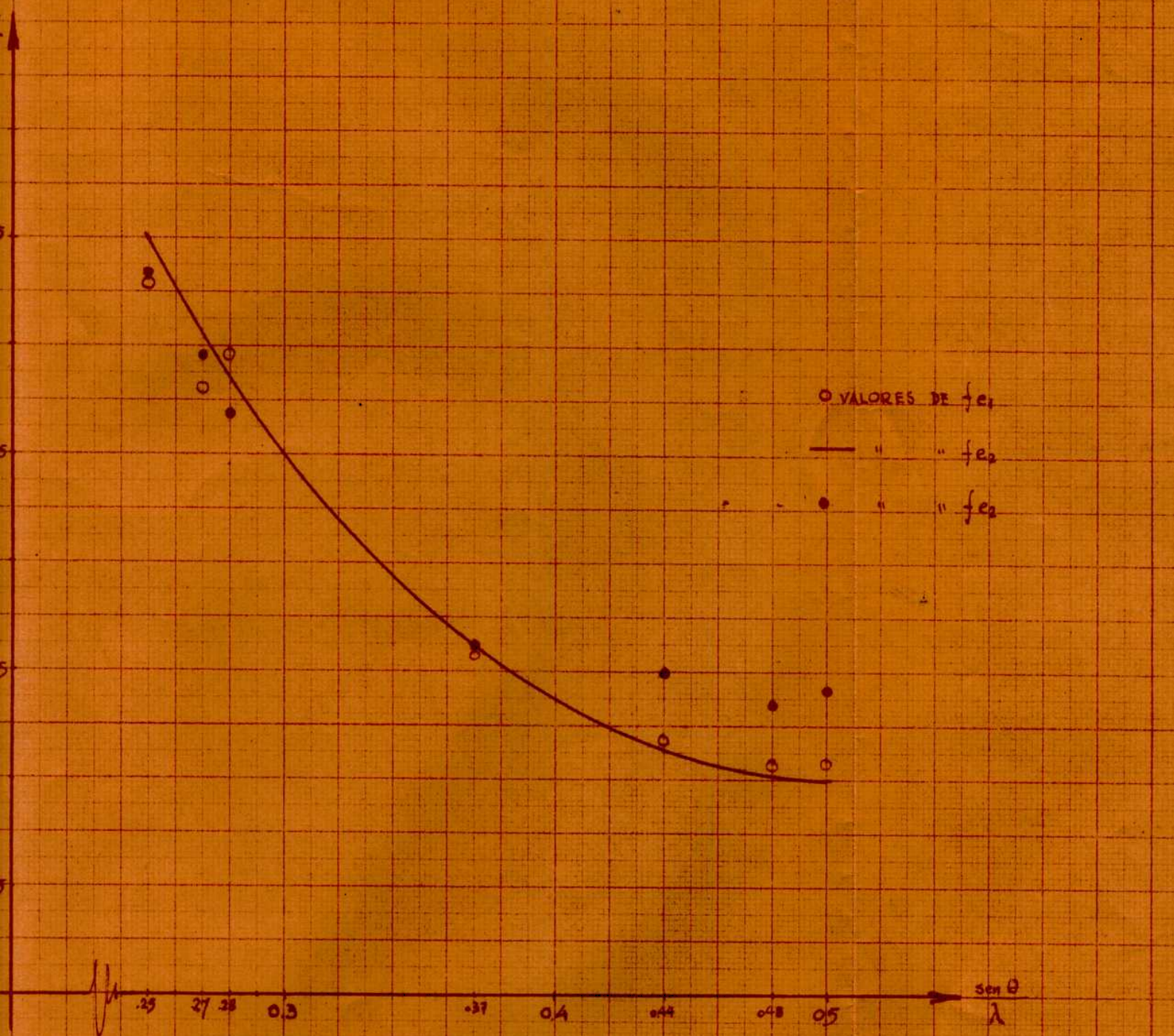
Los valores de la III columna son los del factor atómico para rayos X obtenidos experimentalmente - 10 - y los de la VI los correspondientes del cálculo teórico.

La V columna nos muestra los valores del factor atómico para electrones obtenidos con la fórmula de Mott a partir de los resultados de la III columna igualmente la VIII contiene los resultados obtenidos al aplicar la misma fórmula a los correspondientes de la VI .

Por último los valores de la IX son los obtenidos experimentalmente, pero trasladados de tal forma que haya coincidencia con uno de los obtenidos teóricamente, en este caso el primero.

En la página siguiente se han representado las curvas correspondientes.





①

N° 24 - 1 MIN.

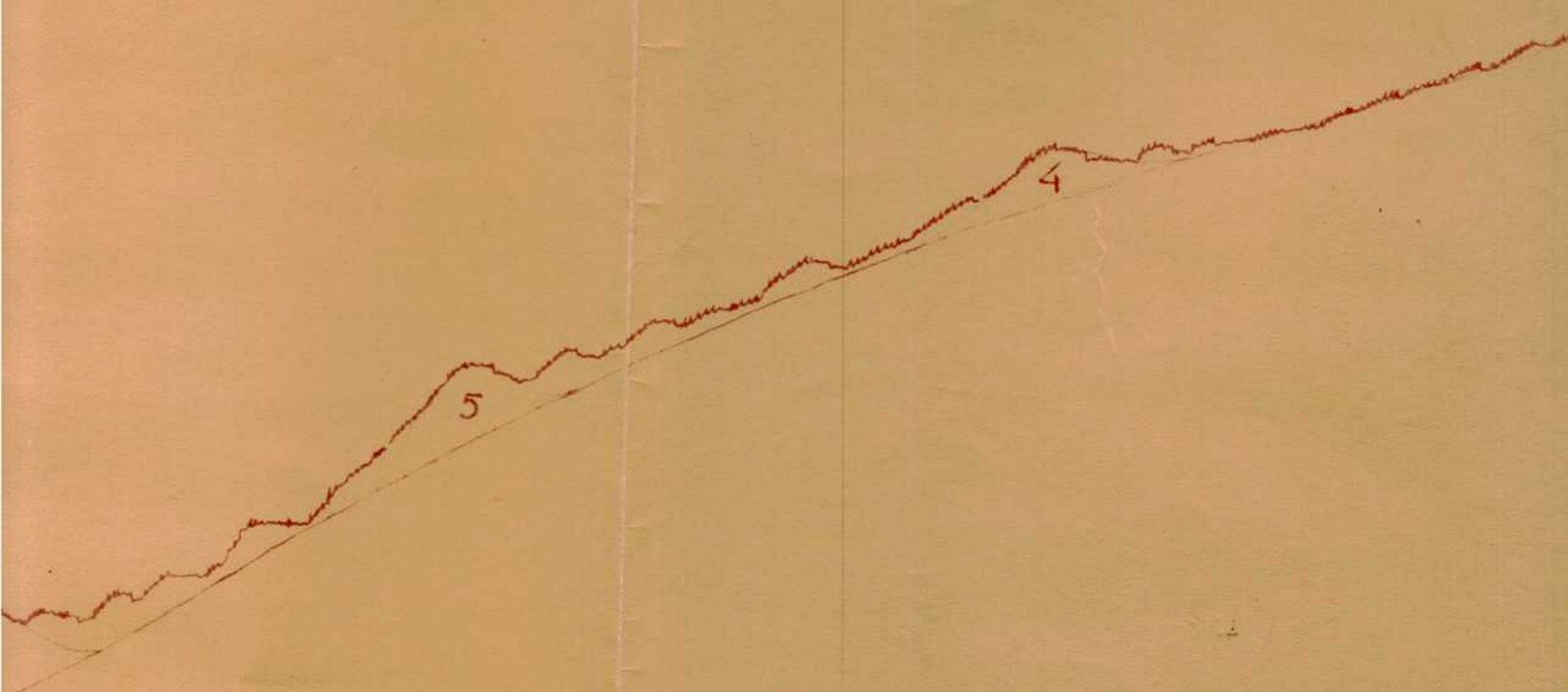
$v = \frac{1}{\text{min}}$

R media



24-1 MIN.

min
edia



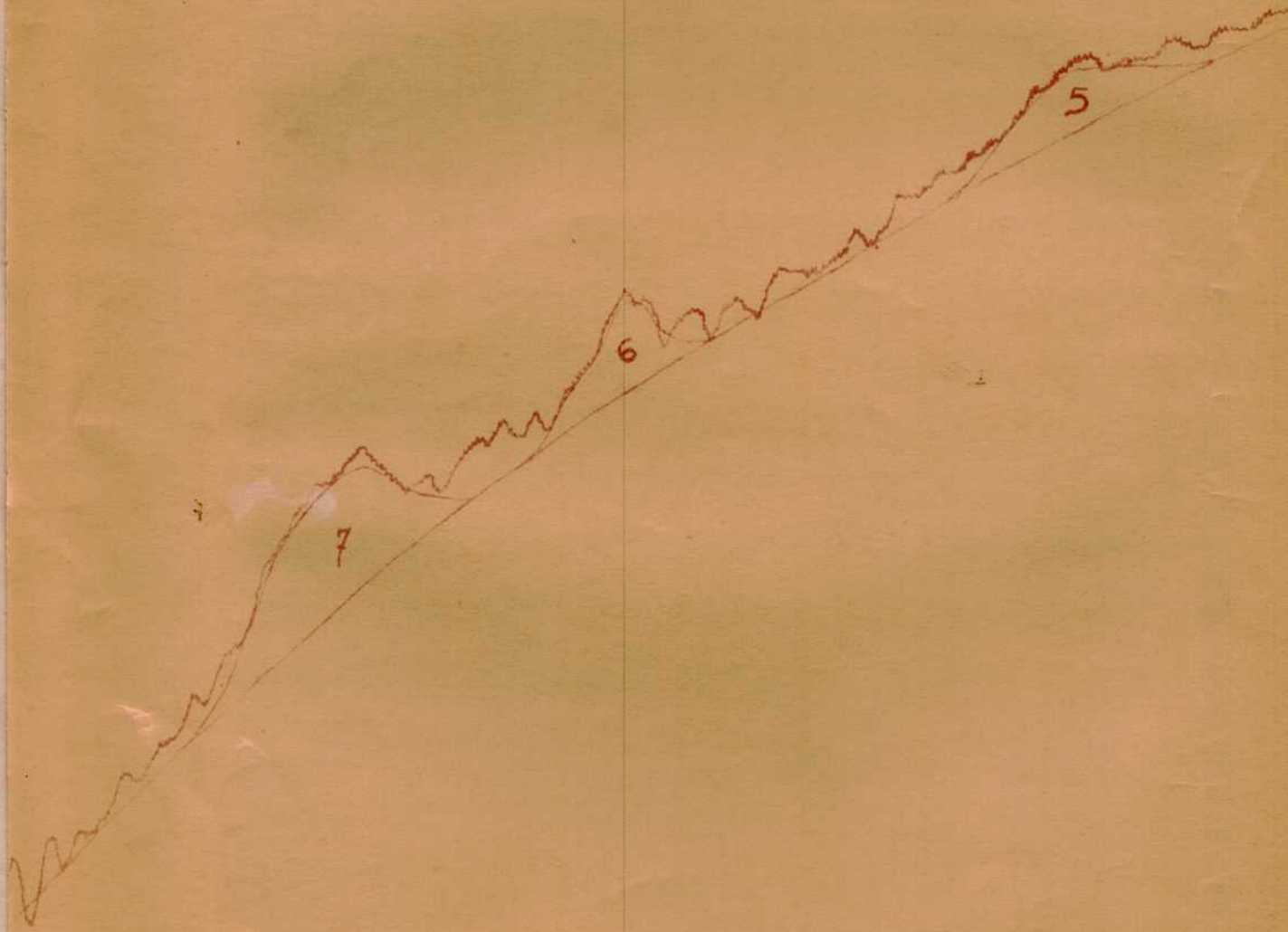


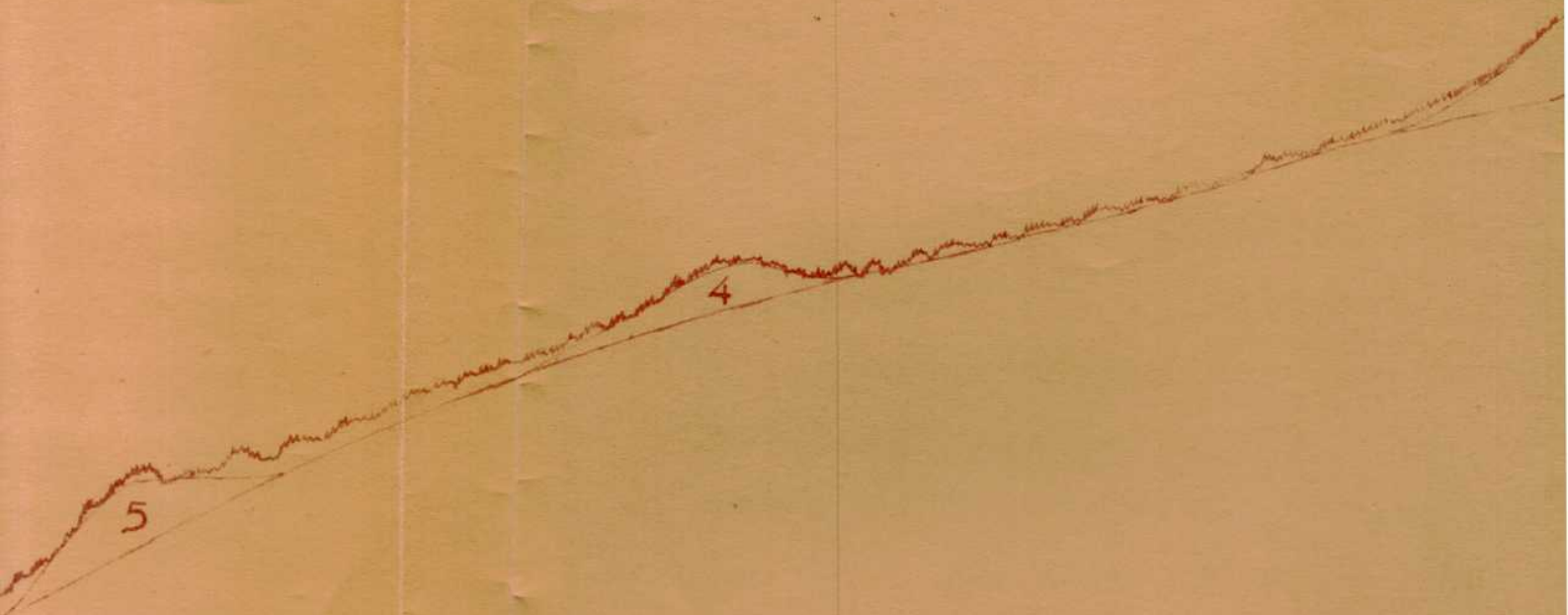
2

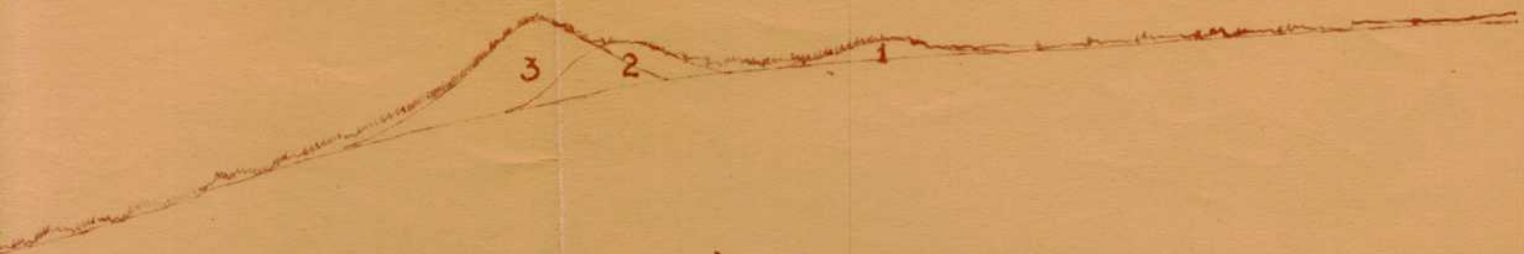
N° 24 - 2 MIN.

$v = 1/\text{min}$

R media







CONCLUSIONES.

Los gráficos adjuntos muestran que en el caso del Be la pendiente de la curva obtenida experimentalmente y dentro de los errores apreciados en 5 al 10% (primeros y últimos puntos) sigue la misma variación que la curva teórica para los cuatro primeros puntos, disminuyendo en los últimos. Una diferencia más pronunciada obtuvo Ornstein en el caso de la Ag y el Cu (Physica - 8 - 1938).

En el caso del Be hemos podido representar solo 7 puntos (8 representa Ornstein) ; para decidirse habría que lograr la identificación de líneas que corresponden a mayores valores de $\frac{\text{sen } \theta}{\lambda}$; para rayos X se conocen 11 líneas (10) y para estas últimas la curva experimental presenta un máximo, lo que demostraría que hay que considerar una distribución no esférica de los electrones en el átomo de Be y por lo tanto habría que modificar la fórmula de Mott relacionando el factor atómico para electrones con el correspondiente factor para rayos X, pero teniendo en cuenta una distribución no esférica.

Ernesto G. J. J.

Ornstein

BIBLIOGRAFIA .

- 1 - "X-rays in theory and experiment"
A.H.Compton and S.K.Allison.
Van Nostrand . 1948.
- 2 - "The diffraction of x-rays and electrons by free molecules"
M. Frenne.
Cambridge . 1946.
- 3 - "Theory of X-rays diffraction in crystals"
W . Zachariasen
Wileg . 1946.
- 4 - "Electron optics and electron microscope"
V.Zworykin ; G.Morton ; E.Ramberg ; J.Hillier ; A .Vance.
Wileg - 1945.
- 5 - " Electron diffraction"
R. Beeching
Methuen . 1946.
- 6 - "Electron diffraction"
L.H.Germer
Phy - Rev.- 56-58 - 1939 .
- 7 - "The theory of atomic collisions"
N. Mott and H. Masseg
Oxford . 1933.
- 8 - "Electron diffraction"
G. P. Thomson.
Proc. Roy. Soc. 125 - 352 . 1929.
- 9 - "Theory and pratice of electron diffactlon"
G. P. Thomson and W. Cochrane.
- 10- "El factor atómico del Be."
Cecilia M. Kottin
- 11 - "Atomic Scattering factors"
R. James and G. Brindleg.
Phil. Mag . 12. 104 (1931).